

(A)

Interner Bericht
DESY F35-82-03
Oktober 1982

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	1 1. JAN. 1983	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

UNTERSUCHUNG DER REAKTIONEN

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

UND VERGLEICH MIT VORHERSAGEN DER ELEKTROSCHWACHEN

WECHSELWIRKUNG BEI SCHWERPUNKTENERGIEN VON 14 - 35 GEV

von

Helmut Burkhardt

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

UNTERSUCHUNG DER REAKTIONEN
 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
UND VERGLEICH MIT VORHERSAGEN DER ELEKTROSCHWACHEN
WECHSELWIRKUNG BEI SCHWERPUNKTENERGIEN VON 14 - 35 GEV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Helmut Burkhardt
aus Hamburg

Hamburg
1982

Gutachter der Dissertation : Prof. Dr. P. Schmüser
Prof. Dr. P. Söding

Gutachter der Disputation : Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. P. Söding

Datum der Disputation : 5.10.1982

Sprecher des
Fachbereiches Physik und
Vorsitzender des
Promotionsausschusses : Prof. Dr. P. Stähelin

ABSTRACT

The reactions

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$$

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$$

have been studied using the TASSO - detector at the PETRA storage ring. Data have been taken at $W = 14, 22$ and 34 GeV with high statistics. The measured differential cross-sections have been used as a test of pure QED and electroweak theories. Experimental limits on theories including several neutral weak bosons have been determined. All corrections used to extract the cross-section in lowest order will be discussed in detail. A search for scalar leptons has been performed. The hadronic vacuum polarisation has been evaluated numerically using recent data to improve slightly on the accuracy of the radiative corrections.

INHALT

1.0 EINLEITUNG	1
2.0 THEORIE	5
2.1 Wirkungsquerschnitte der reinen QED-Prozesse in niedrigster Ordnung	5
2.2 Wirkungsquerschnitte der elektroschwachen Wechselwirkung in niedrigster Ordnung	12
2.3 QED-Strahlungskorrekturen	21
3.0 EXPERIMENTELLE DURCHFÜHRUNG	31
3.1 TASSO-Experiment, Trigger und Datennahme	31
3.1.1 Das TASSO-Experiment	31
3.1.2 Trigger	42
3.1.3 Datennahme und Vorselektion	44
3.2 Schnitte	48
3.2.1 Bhabha-Selektion	48
3.2.2 Myon-Erkennung	52
3.3 Korrekturen	53
3.3.1 Verluste in der Selektion	53
3.3.2 Akzeptanz	60
3.3.3 Übersicht über alle Korrekturen	70
4.0 RESULTATE	73
4.1 QED-Resultate	75
4.1.1 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	75
4.1.2 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	77
4.2 Elektroschwache Effekte, Vergleich mit dem Standardmodell	77
4.2.1 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	77
4.2.2 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ in gemeinsamer Anpassung	80
4.3 Experimentelle Grenzen für erweiterte Modelle	84
5.0 SKALARE LEPTONEN	87
A.0 HADRONISCHE VAKUUMPOLARISATION	94
A.1 Beitrag schmaler Vektorresonanzen	97
A.2 Der Beitrag der ρ^0 -Resonanz	101
A.3 Beitrag des Kontinuums	103
A.4 Zusammenfassung und Resultate	107
LITERATURVERZEICHNIS	111

1.0 EINLEITUNG

Die Hochenergiephysik untersucht die Frage nach dem Aufbau der Materie in ihren kleinsten Bestandteilen, den Elementarteilchen und den zwischen ihnen wirkenden Kräften.

In den letzten Jahren zeichnete sich immer deutlicher ein Bild ab, mit der Existenz von zwei Arten fundamentaler Bausteine, den Leptonen und Quarks. Die Wechselwirkungen der fundamentalen Teilchen werden im Rahmen von Quantenfeldtheorien auf den Austausch virtueller Feldquanten zurückgeführt.

In Experimenten an e^+e^- -Speicherringen lassen sich die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen mit zunehmender Schwerpunktsenergie zu immer kleineren Dimensionen hin untersuchen /1.1/. Eine zentrale Frage dabei ist, ob die Leptonen und Quarks dabei weiterhin als ausdehnungs- und strukturelos erscheinen und wie sich die Wechselwirkungen in Abhängigkeit von der Energie verhalten.

In e^+e^- -Reaktionen werden Leptonen und Quarks jeweils primär in Paaren, bestehend aus Teilchen- und Antiteilchen der gleichen Sorte, produziert. Während man die erzeugten geladenen Leptonen als freie Teilchen beobachtet, scheinen Quarks nur in gebundenen Zuständen als Hadronen aufzutreten. Bei den gegenwärtig möglichen Schwerpunktsenergien zeigen sich in der e^+e^- -Produktion von Hadronen bereits sehr deutlich räumlich getrennte Teilchenbündel (Jets), die anschaulich die Primärproduktion einzelner Quarks illustrieren. Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der e^+e^- -Produktion von Hadronen und die Untersuchung von Jets trug wesentlich zum Verständnis der starken Wechselwirkung und zur Etablierung der Quarks als fundamentale Teilchen bei.

Während die starke Wechselwirkung nur auf Quarks wirkt, koppelt die elektromagnetische Wechselwirkung an Quarks und elektrisch geladene Leptonen. Die schwache Wechselwirkung wirkt auf alle Quarks und Leptonen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse der Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, die mit dem TASSO-Detektor am PETRA-Speicherring gemessen wurden /1.2/. Es handelt sich dabei um Reaktionen zwischen geladenen Leptonen, die sich bisher (bei Schwerpunktsenergien bis zu etwa 8 GeV) befriedigend durch die Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) beschreiben ließen /1.3/.

Die QED ist eine Quantenfeldtheorie. Das Feldquant der QED ist das masselose Photon. Mit Methoden der Störungstheorie und ihrer Veranschaulichung durch Feynman-Graphen, ließen sich viele feine Vorhersagen der QED bestimmen und mit zum Teil phantastischer Genauigkeit durch

experimentelle Ergebnisse bestätigen /1.4/. Dadurch ist das Vertrauen in die Brauchbarkeit der mathematisch gesehen oft sehr schwierigen und problematischen Methoden und Grundlagen der QED sehr hoch.

Als relativ einfacher Vertreter einer speziellen Klasse von Feldtheorien, den lokalen Eichtheorien, unter denen man sich Kandidaten zur Beschreibung aller bekannten Wechselwirkungen erhofft, übernimmt die QED eine Art Beispiel- und Schlüsselrolle. Die Eichgruppe der QED ist die unitäre Gruppe $U(1)$ der lokalen Phasentransformationen zur elektrischen Ladung Q .

Die schwache Wechselwirkung läßt sich bei niedrigen Energien am besten isoliert in Neutrinoreaktionen beobachten. Dabei wurden zunächst nur Reaktionen mit gleichzeitigem Austausch elektromagnetischer Ladung (Reaktionen mit "geladenem schwachen Strom") beobachtet. Die schwache Wechselwirkung erscheint dabei als punktförmige Strom-Strom-Kopplung vom $V-A$ (Vektor minus Axialvektor) Typ mit dimensionsbehafteter Kopplungskonstante.

Schon in den fünfziger und sechziger Jahren wurde spekuliert, daß eine enge Beziehung zwischen der elektromagnetischen- und schwachen Wechselwirkung bestehen könnte. Die Schwäche und geringe Reichweite der schwachen Wechselwirkung wird auf die Existenz massiver Feldquanten zurückgeführt.

Die theoretischen Untersuchungen von S.L. Glashow, A.Salam und S.Weinberg führten zu einer vereinheitlichten Eichtheorie der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung, die nach den Anfangsbuchstaben der Autoren als GSW-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung bezeichnet wird /1.5/. Die Eichgruppe der vereinheitlichten Theorie ist das Produkt aus der speziellen unitären Gruppe $SU(2)$ des schwachen Isospins I und der Gruppe $U(1)$ der schwachen Hyperladung Y und enthält die $U(1)$ -Gruppe der QED als Untergruppe. Den vier reellen Parametern der Produktgruppe $SU(2) \times U(1)$ entsprechen Felder mit vier masselosen Eichbosonen. Durch spontane Symmetriebrechung der lokalen Symmetrie im Higgs-Kibble-Mechanismus ergeben sich drei massive Bosonen, die der schwachen Wechselwirkung zugeordnet werden, während das Photon der ungebrochenen $U(1)$ der QED masselos bleibt. Von den drei massiven Bosonen der schwachen Wechselwirkung sind zwei elektrisch geladen (W^+ , W^-) und werden dem "schwachen geladenen Strom j_{cc} " zugeordnet, während das dritte, als Z_0 bezeichnete Boson zur Vorhersage des "schwachen neutralen Stromes j_{nc} " führte. Im Jahre 1973 wurden tatsächlich Neutrinoreaktionen ohne Ladungsaustausch als νN -, $\bar{\nu}_e e$ - und $\nu_\mu e$ -Streuung beobachtet, was als großer Erfolg für das GSW-Modell gewertet wurde.

Das GSW-Modell wird mittlerweile als Standardtheorie der vereinheitlichten elektroschwachen Wechselwirkung angesehen und steht im Einklang mit den vielfältigen experimentellen Untersuchungen zur schwachen Wechselwirkung

bei relativ kleinen Impulsüberträgen. Dagegen lassen sich viele grundlegende Vorhersagen des GSW-Modells, wie die Existenz schwerer Bosonen und Higgs-Teilchen erst bei höheren Energien überprüfen. Das Standardmodell mit der einfachsten Higgsstruktur besitzt nur einen freien Parameter, den "Weinberg-Winkel" ϑ_w , der sich bereits mit hoher Genauigkeit aus Reaktionen mit geladenem schwachen Strom bei relativ niedrigen Impulsüberträgen zu $\sin^2(\vartheta_w) = 0.228 \pm 0.020$ bestimmen ließ /1.6/. Danach wird für das neutrale Z_0 -Boson eine Masse von etwa 90 GeV erwartet.

Außer in speziellen Neutrinostreureaktionen sollte der neutrale schwache Strom zu allen elektromagnetischen Reaktionen einen zusätzlichen Beitrag liefern. Zu Feynmangraphen mit Photonaustausch und der Amplitude A_{QED} tritt jeweils gleichberechtigt der Z_0 -Austausch mit der Amplitude A_w . Von einer vereinheitlichten Theorie der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung erwartet man eine Interferenz beider Amplituden, so daß sich die Wirkungsquerschnitte in Reaktionen zwischen geladenen Leptonen in der Form

$$\sigma \sim |A_{QED} + A_w|^2 = |A_{QED}|^2 + 2 \operatorname{Re}(A_{QED} A_w^*) + |A_w|^2$$

schreiben lassen.

Während weit unterhalb des W^- , Z -Boson-Energiebereiches die schwachen Amplituden gegenüber der QED gänzlich vernachlässigbar sind, wird im PETRA-Energiebereich bei Schwerpunktsenergien bis zu $W = 36$ GeV schon ein meßbarer Effekt durch den elektroschwachen Interferenzterm erwartet.

Anders als das Photon der QED, das stets Vektorcharakter besitzt, koppelt das Z_0 -Boson in einer Mischung aus Vektor- und Axialvektoranteilen. Für die geladenen Leptonen und $\sin^2(\vartheta_w) = 0.25$ verschwindet gerade der Vektoranteil der Z_0 -Kopplung, so daß eine nahezu rein axiale Kopplung des Z_0 zu erwarten ist. In der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ führt die Axialkopplung des Z_0 zu einer Vorwärts- Rückwärts- Ladungsasymmetrie im Polarwinkel von etwa -9% ($W = 35$ GeV). Durch die geringe Vektorkopplung des Z_0 ist dagegen kein nennenswerter Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt zu erwarten.

Die destruktive Interferenz der raum- und zeitartigen Interferenzamplituden in der Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und die mit dem Polarwinkel abnehmenden Impulsüberträge des raumartigen Kanals lassen nur einen Effekt von 3 % durch elektroschwache Interferenz im differentiellen Bhabha- Wirkungsquerschnitt erwarten.

Durch den verbesserten Betrieb des PETRA-Speicherringes mit dem Einsatz von "Mini Beta" ab 1981 ließen sich bis zum März 1982 etwa 50000 Bhabha-Ereignisse und etwa 1800 Myonpaarereignisse bei Schwerpunktsener-

gien über 30 GeV im Zentralbereich des TASSO-Detektors nachweisen. Im Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ wurde dabei eine signifikante Vorwärts- Rückwärts-Ladungsasymmetrie gemessen /1.7/.

Im gemessenen Bhabha-Wirkungsquerschnitt und im totalen Myonpaarwirkungsquerschnitt lassen sich bisher keine signifikanten Abweichungen gegenüber der Vorhersage nach reiner QED beobachten und damit lediglich obere Grenzen für elektroschwache Interferenzeffekte angeben. Die Übereinstimmung mit QED zeigt, daß Elektronen und Myonen weiterhin als punktförmig und strukturlos erscheinen. Die erreichte Präzision entspricht dabei Längen der Größenordnung 10^{-16} cm ($\approx 1/1000$ Protonendurchmesser) /1.8/.

In gemeinsamen Anpassungsrechnungen an beide Reaktionen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) läßt sich in der Bestimmung der Kopplungskonstanten bereits etwa die Genauigkeit der Neutrinomessungen zu rein neutralem Strom in der Neutrino-Lepton Streuung erreichen. In der e^+e^- -Vernichtung bei PETRA ist man durch die um mehr als vier Größenordnungen höheren Impulsübertragsquadrate bereits sehr empfindlich auf mögliche Abweichungen gegenüber dem Standardmodell.

Mittlerweile gibt es zahlreiche theoretische Arbeiten über eine Vereinheitlichung der starken- und elektroschwachen Wechselwirkung zu einer großen vereinheitlichten Theorie ("GUT") und noch weitergehende Versuche unter Einbeziehung der Gravitation eine "supersymmetrische Eichtheorie" ("SUSY") aller fundamentalen Wechselwirkungen zu konstruieren. Im Rahmen supersymmetrischer Theorien werden skalare Leptonen vorausgesagt, die in normale Leptonen und Photinos zerfallen. Die zu dieser Arbeit benutzten Elektron- und Myonenzustände werden daraufhin untersucht, ob sie teilweise aus dem Zerfall skalarer Leptonen stammen könnten.

Die große Zahl der registrierten Ereignisse, insbesondere in der Bhabha-Streuung und die damit geringen statistischen Fehler erfordern ein sehr genaues Verständnis der Detektoreigenschaften und der experimentellen Methoden zur Auswahl der erwünschten Ereignisklasse. Der Einfluß der Detektoreigenschaften auf die Meßresultate wurde in speziellen Monte-Carlo-Simulationsrechnungen bestimmt. Die Brauchbarkeit der benutzten Simulationsprogramme läßt sich dabei weitgehend durch Vergleich mit Daten belegen.

Zur Bestimmung des Einflusses höherer Ordnungen der Störungsrechnung der QED wurden Programme zur Berechnung von Strahlungskorrekturen benutzt. Die Korrektur durch hadronische Vakuumpolarisation wird dabei unter Benutzung neuerer Meßresultate für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen berücksichtigt.

2.0 THEORIE

2.1 WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER REINEN QED-PROZESSE IN NIEDRIGSTER ORDNUNG

Die Kinematik der e^+e^- -Reaktionen wird in Polarkoordinaten angegeben, wobei der Ursprung am Wechselwirkungspunkt liegt und die z-Achse in Richtung der einlaufenden Positronen zeigt. Theta (ϑ) ist der Winkel zwischen einlaufendem Positron und auslaufendem positiven Lepton. Phi (φ) ist der Azimutalwinkel zwischen auslaufendem Lepton und der Speicherringebene.

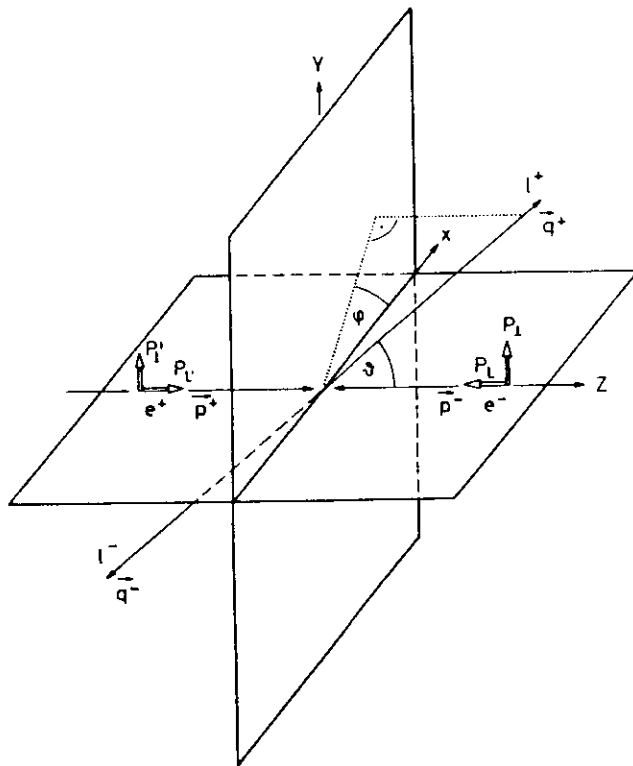
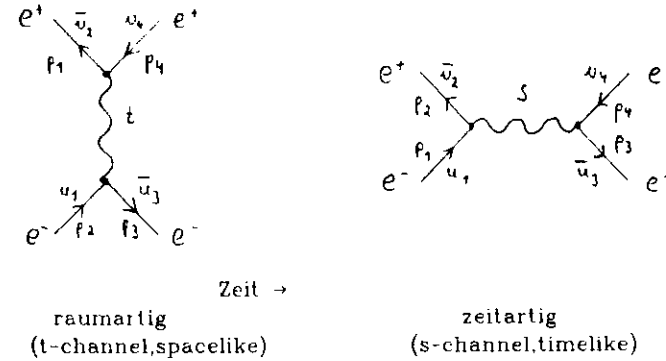


Abbildung 1. Illustration der Kinematik in $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$

In Abb. 1 sind die kinematischen Größen der e^+e^- -Produktion von Leptonen (l^+l^-) skizziert. P_L , P_T geben den Grad der longitudinalen bzw. transversalen Polarisation bezüglich der eingezeichneten Polarisationsrichtungen an.

In niedrigster Ordnung der QED symbolisieren zwei Feynmandiagramme die raum- und zeitartigen Beiträge zum Matrixelement der Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), während die Myonpaarproduktion ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) nur durch den zeitartigen Kanal möglich ist.



Das zugehörige Matrixelement für die Bhabha-Streuung ergibt sich daraus als

$$\mathcal{M} = (\bar{u}_3 \gamma_\mu u_1) \frac{e^2}{t} (v_4 \gamma^\mu \bar{v}_2) - (\bar{v}_2 \gamma_\nu u_1) \frac{e^2}{s} (u_4 \gamma^\nu \bar{u}_3)$$

$u_1, \bar{u}_1, v_1, \bar{v}_1$ stehen für die vom Viererimpuls P_1 und Spin des jeweiligen Leptons abhängigen Wellenfunktionen und γ^μ für die γ Matrizen. Es wird allgemein die Notation von Bjorken und Drell und in Bezug auf die Wirkungsquerschnitte mit Polarisation die von Renard zugrundegelegt /2.1./. Die Mandelstamvariablen s , t und u sind definiert als :

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \\ t &= (p_1 - p_2)^2 = (p_3 - p_4)^2 \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \end{aligned}$$

Für die e^+e^- -Reaktionen am PETRA-Speicherring sind Labor- und Schwerpunktsystem identisch und es gilt unter Vernachlässigung der Elektronenmasse $s = 4E_B^2 = W^2$ (E_B = Strahlenergie, W = Schwerpunktsenergie)

$$\text{und } t = -s/2 \cdot (1 - \cos(\vartheta)),$$

$$u = -s/2 \cdot (1 + \cos(\vartheta)).$$

Im folgenden wird stets die Masse der Elektronen vernachlässigt werden. In dem in der Hochenergiephysik üblichen Einheitensystem (mit $c = 1$) läßt sich danach Energie und Impuls der Elektronen synonym gebrauchen. Insbesondere wird kein Unterschied zwischen PETRA-Strahlenergie (E_B) bzw. Strahlimpuls (P_B) berücksichtigt, die sich im PETRA-Energiebereich erst in der 10. Dezimalstelle unterscheiden.

Das Matrixelement-Betragsquadrat der Bhabha-Streuung ergibt sich nach Mittelung über alle Spinzustände zu :

$$\sum |M|^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{2 \cdot u^2}{s \cdot t} + \frac{t^2 + u^2}{s^2} \right]$$

raum- interferenz- zeitartiger Term

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Bhabha-Streuung wird damit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2 \cdot s} \left[\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{2 \cdot u^2}{s \cdot t} + \frac{t^2 + u^2}{s^2} \right]$$

$$= \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \left\{ \frac{10+4c+2c^2}{(1-c)^2} - \frac{2(1+c)^2}{1-c} + (1+c^2) \right\}$$

$$= \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \left(\frac{3+c^2}{(1-c)} \right)^2 ; \quad c = \cos \vartheta$$

In Abb. 2 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Bhabha-Streuung dargestellt. Die unterbrochenen Kurven zeigen die Beiträge aus den raum- und zeitartigen Bereichen. Der Interferenzterm aus der raum- und zeitartigen Amplitude ist nach der Fermi-Statistik und CPT-Invarianz negativ und wurde hier betragsmäßig als strichpunktierte Kurve mit eingezeichnet.

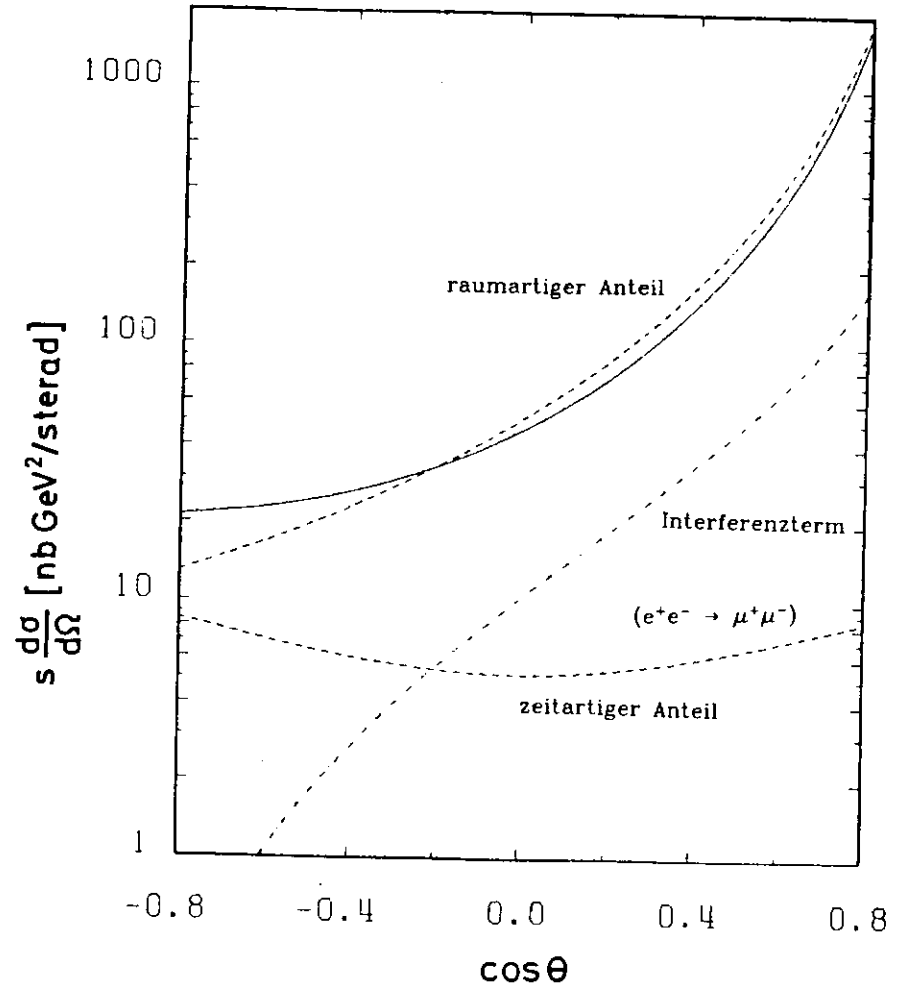


Abbildung 2. Anteile am differentielle Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$): Der zeitartige Anteil am Bhabha-Wirkungsquerschnitt entspricht dem differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Unter Berücksichtigung longitudinaler und transversaler Polarisation läßt sich der Bhabha-Wirkungsquerschnitt schreiben als :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \left\{ \frac{2}{t^2} \left[s^2 + u^2 + P_L P_L' (s^2 - u^2) \right] \right. \\ &+ \frac{1}{s \cdot t} \left[4 \cdot u^2 \cdot (1 - P_L P_L') + s^2 \cdot P_L P_L' \cdot \sin^2(\vartheta) \cdot \cos(2\varphi) \right] \\ &+ \left. \frac{2}{s^2} \left[(t^2 + u^2) \cdot (1 - P_L P_L') + \frac{1}{2} s^2 \cdot P_L P_L' \cdot \sin^2(\vartheta) \cdot \cos(2\varphi) \right] \right\} \\ &= \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \left[\frac{2 \cdot s^2}{t^2} (1 + P_L P_L') + (1 - P_L P_L') \frac{2 \cdot (t^4 - u^4)}{s^2 \cdot t^2} - \frac{u}{t} P_L P_L' \cdot \sin^2(\vartheta) \cdot \cos(2\varphi) \right] \end{aligned}$$

Durch vollständige longitudinale Polarisation der einlaufenden Elektronen und Positronen ($P_L = P_L' = 1$) ließe sich der zeitartige Kanal vollständig unterdrücken, während transversale Polarisation lediglich eine φ - Abhängigkeit im differentiellen Bhabha-Wirkungsquerschnitt hervorruft :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \left\{ \left(\frac{3+c^2}{(1-c)} \right)^2 \frac{u}{t} - P_L P_L' \cdot \sin^2(\vartheta) \cdot \cos(2\varphi) \right\}$$

In der Myonpaarerzeugung tritt nur der zeitartige Kanal auf und der differentielle Wirkungsquerschnitt wird :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \beta \left[2 - \beta^2 + \beta^2 \cdot \cos^2(\vartheta) \right]$$

$$\text{mit } \beta = \sqrt{1 - \frac{4 \cdot m_\mu^2}{s}}$$

Für $s \gg m_\mu^2$ läßt sich auch die Myonmasse m_μ vernachlässigen und man erhält

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} (1 + \cos^2(\vartheta))$$

Unter Berücksichtigung von longitudinaler und transversaler Polarisation erhält man

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \left[(1 + \cos^2(\vartheta)) \cdot (1 - P_L P_L') + P_L P_L' \cdot \sin^2(\vartheta) \cdot \cos(2\varphi) \right]$$

Als Folge der Synchrotronstrahlung ist im PETRA-Speicherring eine transversale Polarisation der Elektronen und Positronen möglich. Longitudinale Polarisation erfordert spezielle Magnetablenkungen zur Spinrotation und wurde für den PETRA-Speicherring nicht realisiert. Transversale Polarisation läßt sich nur bei speziellen Betriebsbedingungen erreichen, bei denen depolarisierende Effekte klein sind. Für die hier verwendeten Daten ist keine Polarisation zu erwarten. Abb. 3 zeigt die φ -Verteilung der Bhabha-Ereignisse inklusive der Myonpaarereignisse. Um den von transversaler Polarisation unabhängigen raumartigen (Coulomb -) Term zu unterdrücken, wurden dazu nur Ereignisse mit $\cos(\vartheta) < 0.5$ benutzt.

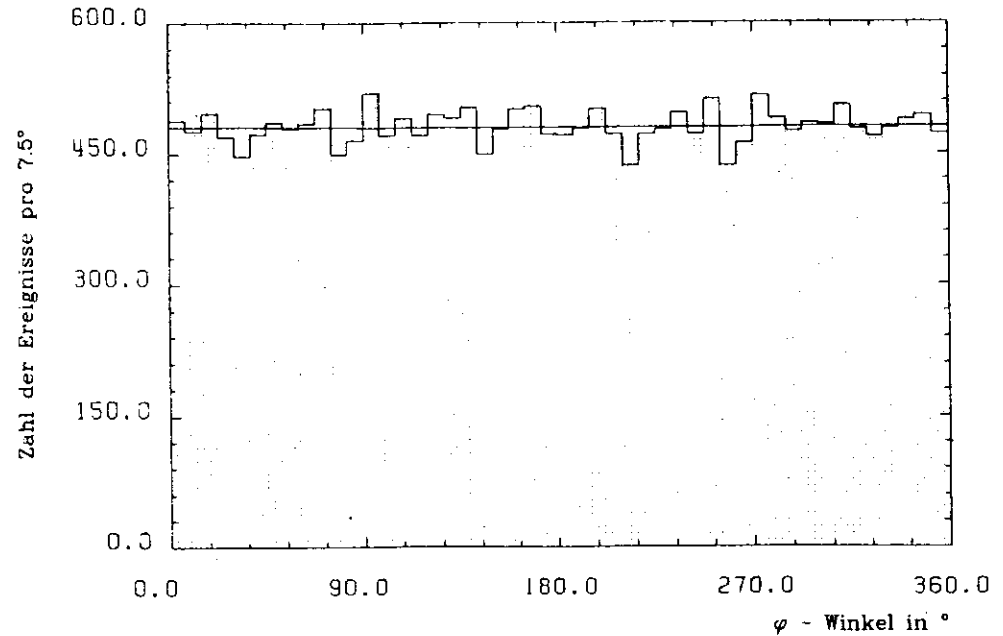


Abbildung 3. φ -Verteilung für $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\mu^+\mu^-)$ für $\cos(\vartheta) < 0.5$: Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis einer Anpassungsrechnung an die Wirkungsquerschnitte mit dem Grad der transversalen Polarisation $P_L P_L'$ als Parameter.

Aus der gemessenen φ -Verteilung läßt sich eine obere Grenze für transversale Polarisation von $|P_1 \cdot P_1'| < 0.06$ (für 68 % Wahrscheinlichkeit) ableiten. Im folgenden werden nur noch die Ausdrücke für unpolarisierte Strahlen benutzt.

Im Bereich niedriger Impulsüberträge wurden Vorhersagen der QED bis in die 6. Ordnung der Störungsrechnung berechnet und mit hoher Genauigkeit experimentell übergeprüft. Daraus kann nicht auf die Richtigkeit der QED für sehr viel kleinere Abstände bzw. wesentlich höhere Impulsüberträge geschlossen werden. Es ist daher wichtig, die Übereinstimmung mit QED im Bereich höchstmöglicher Energien zu untersuchen.

Die Angabe einer unteren Grenze für eine mögliche Abweichung gegenüber der QED ist jeweils nur im Rahmen eines speziellen Modelles möglich. Für den PETRA-Energiebereich wird zudem schon durch elektroschwache Interferenz eine meßbare Abweichung erwartet. Nach einem Vorschlag von Drell ist allgemein eine Parametrisierung durch Λ -Parameter als Maß der möglichen Abweichung gegenüber reiner QED üblich /2.2./. Diese Parametrisierung modifiziert den Photon- oder Fermionpropagator durch Einführung eines zusätzlichen schweren Photons oder Fermions, wobei auch negative Massenquadrate zugelassen werden. Die Modifikation läßt sich ebenso durch Formfaktoren an den Vertizes ausdrücken. Die Formfaktoren werden als

$$F_S(t) = 1 \mp \frac{t}{t - \Lambda_S^2} \quad F_T(s) = 1 \mp \frac{s}{s - \Lambda_T^2}$$

angesetzt. Dies entspricht einer Modifikation des Coulomb-Potentials bei kleinen Abständen, durch die man sich eine verbesserte Ultraviolettconvergenz der QED erhoffte. Andererseits wird durch den Ansatz die Eichinvarianz der QED zerstört und damit die Berechnung der Theorie in höheren Ordnungen der Störungsrechnung problematisch. Es ist zu beachten, daß der zeitartige (timelike) Formfaktor mit F_T abgekürzt wird und von s abhängt und der raumartige (spacelike) Formfaktor F_S von t abhängt.

Der modifizierte Bhabha-Wirkungsquerschnitt ist von der Form :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left\{ \frac{10+4c+2c^2}{(1-c)^2} F_S^2 - \frac{2(1+c)^2}{1-c} (F_S F_T) + (1+c^2) \cdot F_T^2 \right\}$$

Unter Benutzung getrennter Formfaktoren für Elektronen und Myonen ergibt sich für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2(\vartheta)) \cdot F_{Te}(s) \cdot F_{T\mu}(s)$$

Gewöhnlich werden die Formfaktoren in einer Anpassungsrechnung angesetzt in der Form :

$$F(s) = 1 + \frac{a \cdot s}{1 - |a|s}$$

Für Konsistenz der Messungen mit QED erwartet man Verträglichkeit des freien Parameters a mit Null und errechnet aus den Vertrauensintervallgrenzen a_{max}, a_{min} die Λ -Parameter gemäß

$$\Lambda_+^2 = \frac{1}{a_{max}} \quad \Lambda_-^2 = \frac{-1}{a_{min}}$$

2.2 WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER ELEKTROSCWACHEN WECHSELWIRKUNG IN NIEDRIGSTER ORDNUNG

Bevor in diesem Abschnitt speziell die erwarteten Abweichungen gegenüber der reinen QED durch elektroschwache Interferenz in e^+e^- -Wechselwirkung im PETRA-Energiebereich diskutiert werden, soll zunächst etwas allgemeiner die Struktur des schwachen neutralen Stromes im Standard-SU(2)×U(1)-Modell dargestellt werden.

Das Standardmodell klassifiziert die bekannten Fermionen nach ihrem schwachen Isospin I und der schwachen Hyperladung Y und definiert alle Kopplungen bis auf einen freien Parameter, den Weinberg-Winkel ϑ_w (bzw. $\sin^2(\vartheta_w)$). Es wird zwischen linkshändigen Fermionen ($f_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) f$) auf die der schwache Isospin Strom wirkt ($I = 1/2$) und rechtshändigen Fermionen ($I = 0$) unterschieden :

linkshändige Dubletts, $I = 1/2$:			I_3	Q	Y	
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	+1/2	0	-1
				-1/2	-1	-1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	+1/2	+2/3	+1/3
				-1/2	-1/3	+1/3

rechtshändige Singulettts mit $I = 0$:			
(koppeln nur an den elektromagnetischen Strom)			
			Q
Leptonen	e_R ,	μ_R ,	τ_R
			-1
Quarks	u_R ,	c_R ,	t_R
			+2/3
	d_R ,	s_R ,	b_R
			-1/3

Die (d, s, b) Quarks der starken Wechselwirkung gehen durch unitäre Transformation (mit der Kobayashi-Maskawa Matrix) in die (d', s', b') Quarks der linkshändigen Isospindubletts über.

Der Wechselwirkungsterm der Lagrangedichte für eine Wechselwirkung zwischen Fermionströmen ohne Ladungsaustausch ist von der Form :

$$L_{int} = e \left[A^\mu j_\mu^{em} + \frac{2}{\sin(2\vartheta_w)} Z^\mu j_\mu^{NC} \right]$$

Die Kopplungsstärke ist festgelegt in Einheiten der Elementarladung e ($e^2/4\pi = \alpha \approx 1/137$). Der erste Term steht für die Kopplung des Photons (A^μ) an den elektromagnetischen Strom j_μ^{em} . Der elektromagnetische Strom hängt von der Ladung Q_f des Fermions f ab und hat reinen Vektorcharakter ($\sim \gamma^\mu$) :

$$j_\mu^{em} = \bar{f}(x) Q_f \gamma^\mu f(x)$$

Der zweite Term beschreibt die Kopplung des Z_0 -Bosons an den schwachen neutralen Strom j_μ^{NC} . Der schwache neutrale Strom j_μ^{NC} setzt sich zusammen aus der dritten Komponente des schwachen Isospin-Stromes $j_\mu^{(3)}$ und einem Anteil des elektromagnetischen Stromes :

$$j_\mu^{NC} = j_\mu^{(3)} - 2 \cdot \sin^2(\vartheta_w) \cdot j_\mu^{em}$$

Dabei ist $j_\mu^{(3)}$ wie der geladene schwache Strom ein linkshändiger V-A Strom ($\sim \gamma_{\mu L} = \gamma^\mu \cdot \frac{1}{2} (1 - \gamma_5)$) und der dritten Komponente des schwachen Isospins I_3 proportional :

$$j_\mu^{(3)} = \bar{f}(x) I_3 \gamma_{\mu L} f(x)$$

Während das Photon masselos ist (Propagator $\sim 1/s$), besitzt das Z_0 durch spontane Symmetriebrechung die Masse M_Z , mit einem Propagator proportional zu $1/(s - M_Z^2)$. Spontane Symmetriebrechung im Higgs-Kibble-Mechanismus liefert für die einfachste Higgsstruktur :

$$M_Z = \frac{k}{\sin(2\vartheta_w)} \quad k = (74.6 \pm 1.6) \text{ GeV}$$

Der Wert von k ergibt sich mit der Fermi-Konstanten G_F zu :

$$k^2 = \frac{e^2}{\sqrt{2} \cdot G_F}$$

Für Impulsüberträge weit unterhalb der Z -Masse ($s \ll M_Z^2$) wird der Z -Propagator nahezu konstant ($\sim M_Z^{-2}$) und man erhält eine lokale Vierfermion- (Strom-Strom) Kopplung mit der effektiven Lagrangedichte

$$L_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (J^{NC})^2$$

Aus der gegebenen Darstellung lassen sich nun direkt die Anteile an der Vektor- und Axialvektorkopplung (V bzw. A) eines Fermions der Ladung Q an das Z_0 im Vergleich zur rein vektoriellen Kopplung an das Photon angeben :

$$V = \frac{I_3 - 2 \cdot Q \cdot \sin^2(\vartheta_w)}{\sin(2\vartheta_w)} \quad A = \frac{I_3}{\sin(2\vartheta_w)}$$

Für geladene Leptonen ($Q = -1, I_3 = -\frac{1}{2}$) ergibt sich speziell :

$$V = \frac{4 \cdot \sin^2(\vartheta_w) - 1}{2 \cdot \sin(2\vartheta_w)} \quad A = \frac{-1}{2 \cdot \sin(2\vartheta_w)}$$

Für $\sin^2(\vartheta_w) = 0.23$ ist $V = -0.0475$ und $A = -0.594$. Im Vergleich zum Photon ist der Z -Propagator um einen Polterm der Form

$$P(s) = \frac{s}{s - M_Z^2}$$

modifiziert.

Für $s \gg M_Z^2$ wird der Polterm asymptotisch zu Eins. Die endliche Breite der Z_0 -Resonanz läßt sich durch eine komplexe Masse $M = M_Z + i\Gamma$ im Polterm berücksichtigen. Die totale Breite Γ des Z_0 hängt über die Anzahl der Quarks und Leptonen die unterhalb der Z_0 -Masse existieren, mit der leptonicen

Breite Γ_1 zusammen und wird für 3 Generationen von Leptonen und Quarks /2.3/ :

$$\Gamma = 32 \Gamma_1 = \frac{32 \cdot A \cdot M_Z}{3} \cdot (A^2 + V^2) \approx 2.8 \text{ GeV}$$

Eine etwas modifizierte Konvention erleichtert den Übergang zur Vierfermionkopplung im Grenzfall $s \ll M_Z^2$: Da die Kopplungskonstanten immer zusammen mit dem Polterm auftreten, läßt sich die $\sin(2 \cdot \vartheta_w)$ Abhängigkeit im Nenner von V, A auch zum Polterm hinzuschreiben.

$$g_V = I_3 - 2 \cdot Q \cdot \sin^2(\vartheta_w)$$

$$g_A = I_3$$

für geladene Leptonen ergibt sich speziell

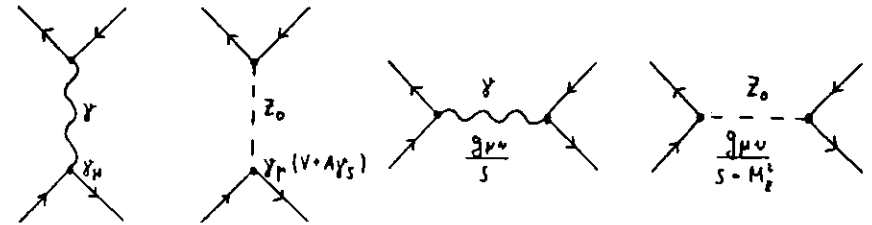
$$g_V = \frac{4 \sin^2(\vartheta_w) - 1}{2} \quad g_A = -\frac{1}{2}$$

Mit $\sin(2 \cdot \vartheta_w) = k^2 / M_Z^2$ erhält man als Polterm :

$$D(s) = \frac{M_Z^2}{k^2} \cdot \frac{s}{s - M_Z^2}$$

Für $s \ll M_Z^2$ wird $D(s) \rightarrow s / k^2$ und man kann unabhängig vom GSW-Modell allein mit den Vektor- und Axialvektoranteilen g_V, g_A der resultierenden Strom-Strom-Kopplung parametrisieren.

Nach dem bisher dargestellten lassen sich nun die Wirkungsquerschnitte der Prozesse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ in Analogie zur reinen QED darstellen und berechnen. Zu jedem Feynmandiagramm mit Photon-Austausch kommt ein entsprechendes mit der V-, A-Kopplung am Vertex und dem Propagator des schweren neutralen Bosons Z_0 . Für die Bhabha-Streuung erhält man damit vier Feynmandiagramme :



Daraus ergibt sich das Matrixelement

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & e^2 (\bar{u}_1 \gamma_\mu u_1) \frac{1}{t^2} (u_4 \gamma^\mu \bar{u}_2) - e^2 (\bar{u}_2 \gamma_\nu u_1) \frac{1}{s} (u_4 \gamma^\nu \bar{u}_3) \\ & + e^2 [\bar{u}_3 \gamma_\mu (V + A \gamma_5) u_1] \frac{1}{t - M_Z^2} [u_4 \gamma^\mu (A + V \gamma_5) \bar{u}_2] \\ & - e^2 [\bar{u}_2 \gamma_\nu (V + A \gamma_5) u_1] \frac{1}{s - M_Z^2} [u_4 \gamma^\nu (A + V \gamma_5) \bar{u}_3] \end{aligned}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $c = \cos \vartheta$ ergibt sich zu /2.4./ :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{4s(1-c)^2} \left\{ (3 + c^2)^2 \right. \\ & + 2 \text{Re}(D) \cdot (c-1) \cdot [g_V^2 c \cdot (c^2+3) + g_A^2 \cdot (3 \cdot c^2+1)] \\ & + 2 \text{Re}(Q) \cdot [g_V^2 \cdot (c^2+3) \cdot (c+3) + g_A^2 \cdot (c-1) \cdot (c^2+4 \cdot c+7)] \\ & + 2(\text{Re}(D) \text{Re}(Q) + \text{Im}(R) \cdot \text{Im}(Q)) \cdot (c-1) \cdot (c+1)^2 \cdot (g_V^4 + g_A^4 + 6 g_V^2 g_A^2) \\ & + |D|^2 \cdot [(g_V^4 + g_A^4) \cdot (c^2+1) \cdot (c-1)^2 + 2 \cdot g_V^2 \cdot g_A^2 \cdot (c-1)^2 \cdot (c^2+4 \cdot c+1)] \\ & \left. + 2 |Q|^2 \cdot [(g_V^4 + g_A^4) \cdot (c^2+2 \cdot c+5) + 2 \cdot g_V^2 \cdot g_A^2 \cdot (3 \cdot c^2 + 6 \cdot c - 1)] \right\} \end{aligned}$$

Dies ist der komplette Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung in elektroschwacher Wechselwirkung. Die erste Zeile enthält den QED-Term, die zweite bis vierte Zeile die elektroschwache Interferenz und die fünfte und sechste Zeile das Amplitudenquadrat der

schwachen Wechselwirkung. Unter Berücksichtigung der Breite des Z_0 setzt man :

$$D(s) = \frac{M_Z^2}{k^2} \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma} \quad Q(t) = \frac{M_Z^2}{k^2} \frac{t}{t - M_Z^2 + iM_Z\Gamma}$$

Für $\sin^2(\vartheta_w) = 0.23$ und eine Schwerpunktsenergie von $W = 34.5 \text{ GeV}$ ($S = W^2 = 1190 \text{ GeV}^2$) erhält man numerisch :

$$\text{Re}(D) = \frac{M_Z^2}{k^2} \frac{(s - M_Z^2)s}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma^2} = -0.2518$$

$$\text{Im}(D) = \frac{M_Z^2}{k^2} \frac{s \cdot M_Z\Gamma}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma^2} = 0.0087$$

$$|D| = \frac{M_Z^4}{k^4} \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma^2} = 0.0635$$

Die Breite des Z_0 läßt sich im PETRA-Energiebereich in guter Näherung vernachlässigen :

$$\text{Re}(D) = \frac{M_Z^2}{k^2} \cdot \frac{s}{s - M_Z^2} = -\frac{s}{k^2} \cdot \frac{1}{1 - s/M_Z^2} = -0.2521 \quad (W = 34.5 \text{ GeV})$$

$$|D| = (\text{Re}(D))^2 = 0.0636$$

Die Beiträge mit $\text{Im}(D)$, $\text{Im}(Q)$ sind proportional zur Breite des Z_0 und verschwinden ebenfalls in dieser Näherung. Für $\sin^2(\vartheta_w) = 0.23$ ($g_V = -0.04$, $g_A = -0.5$) und $W = 34.5 \text{ GeV}$ ist $g_A^4 |R|^2 = 0.0159$ betragsmäßig größer als $g_V^2 \text{Re}(s) = -0.0004$, so daß es sinnvoll ist, neben der elektroschwachen Interferenz auch die Terme rein schwacher Wechselwirkung mitzuberechnen. Die nach dem Standardmodell für $\sin^2(\vartheta_w) = 0.23$ vorhergesagte Masse des Z_0 von annähernd 90 GeV bewirkt bereits für $W = 34.5 \text{ GeV}$ eine Vergrößerung des Polterms um 18 %, verglichen mit dem Grenzfall $M_Z \rightarrow \infty$:

$$\text{Re}(D) = -\frac{s}{k^2} = -0.2139 \quad \text{und} \quad |D| = (\text{Re}(D))^2 = 0.0458$$

Diese Ausdrücke entsprechen einer Vierfermionkopplung und sind in der Näherung $S \ll M_Z^2$ auch für das GSW-Modell richtig.

In der Vorwärtsrichtung ($\cos(\vartheta) \rightarrow 1$) dominiert der Beitrag vom t -Kanal. Mit $t \rightarrow 0$ verschwindet auch der elektroschwache Beitrag, so daß z.B. für ϑ Winkel im mrad Bereich (Luminositätsmonitor) keine Korrektur gegenüber der reinen QED erwartet wird. Umgekehrt werden s und t in der Rückwärtsrichtung ($\cos(\vartheta) \rightarrow -1$) gleich groß mit umgekehrtem Vorzeichen.

Abb. 4 zeigt den Effekt der elektroschwachen Wechselwirkung in der Bhabha-Streuung verglichen mit der reinen QED für eine Schwerpunktsenergie von $W = 34.4 \text{ GeV}$ und verschiedene Werte von $\sin^2(\vartheta_w)$;

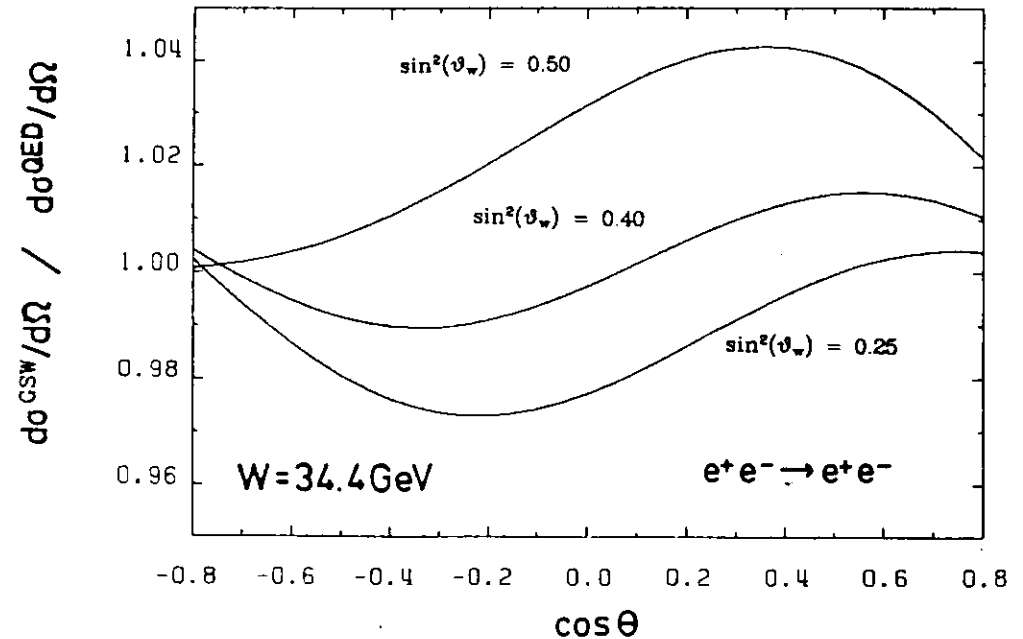


Abbildung 4. Effekt der elektroschwachen Wechselwirkung in der Bhabha-Streuung

Im Grenzfall $s \ll M_Z^2$ (ohne Propagatoreffekt) heben sich die elektroschwachen Effekte in Rückwärtsrichtung gerade auf. Im mittleren $\cos(\vartheta)$ -Bereich ergibt sich durch vergleichbare, nur zum Teil ausgleichende Beiträge

der raum- und zeitartigen Amplitude eine komplizierte, relativ kleine Abweichung von der QED-Erwartung. Die Beobachtung einer kleinen Korrektur für $\cos(\vartheta) \rightarrow -1$ ließe die Bestimmung einer oberen Grenze für die Z_0 -Masse zu.

Direkte Effekte der elektroschwachen Wechselwirkung sind zunächst einfacher im Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ zu erkennen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left[F_1 (1 + \cos^2(\vartheta)) + 2F_3 \cos(\vartheta) \right]$$

$$F_1 = 1 + 2g_V^2 \text{Re}(D) + (g_V^2 + g_A^2)^2 |D|^2$$

$$F_3 = 2g_A^2 \text{Re}(D) + 4g_V^2 g_A^2 |D|^2$$

Der totale Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ hängt nur von F_1 ab:

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} F_1$$

Für $W = 34.5 \text{ GeV}$ und $\sin^2(\vartheta_w) = 0.23$ ist $F_1 = 1.003$, so daß keine merkliche Abweichung gegenüber der reinen QED im totalen Wirkungsquerschnitt erwartet wird.

Unterscheidet man zwischen Wirkungsquerschnitten σ_F für die Streuung in Vorwärtsrichtung ($\cos \vartheta > 0$) und Rückwärtsrichtung σ_B ($\cos \vartheta < 0$) so läßt sich die Vorwärts- Rückwärts- Ladungsasymmetrie $A_{\mu\mu}$ definieren als

$$A_{\mu\mu} = \frac{\int_{\theta=0}^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} - \int_{\theta=\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\cos\theta}}{\int_{\theta=0}^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} + \int_{\theta=\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\cos\theta}}$$

$$= \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3F_3}{4F_1} \quad (\sigma_F + \sigma_B = \sigma)$$

Unter Vernachlässigung der rein schwachen Terme ergibt sich

$$\frac{3F_3}{4F_1} = \frac{3}{2} \frac{g_A^2 \text{Re}(D)}{1 + g_V^2 \text{Re}(D)}$$

Mit $\sin^2(\vartheta_w) = 0.23$ ist $g_V^2 \ll 1$ und man erhält für PETRA-Energien in guter Näherung ($g_A = -1/2$ eingesetzt):

$$\frac{3F_3}{4F_1} = -\text{Re}(D) = \frac{3}{8} \frac{M_Z^2}{k^2} \frac{s}{s - M_Z^2} = -0.095 \quad (W = 34.5 \text{ GeV})$$

Abb. 5 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Myonpaarproduktion ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) im GSW-Modell für $\sin^2(\vartheta_w) = 0.23$ und eine Schwerpunktsenergie von $W = 34.5 \text{ GeV}$. Die unterbrochene Kurve gibt die $(1 + \cos^2\vartheta)$ Abhängigkeit der reinen QED wieder.

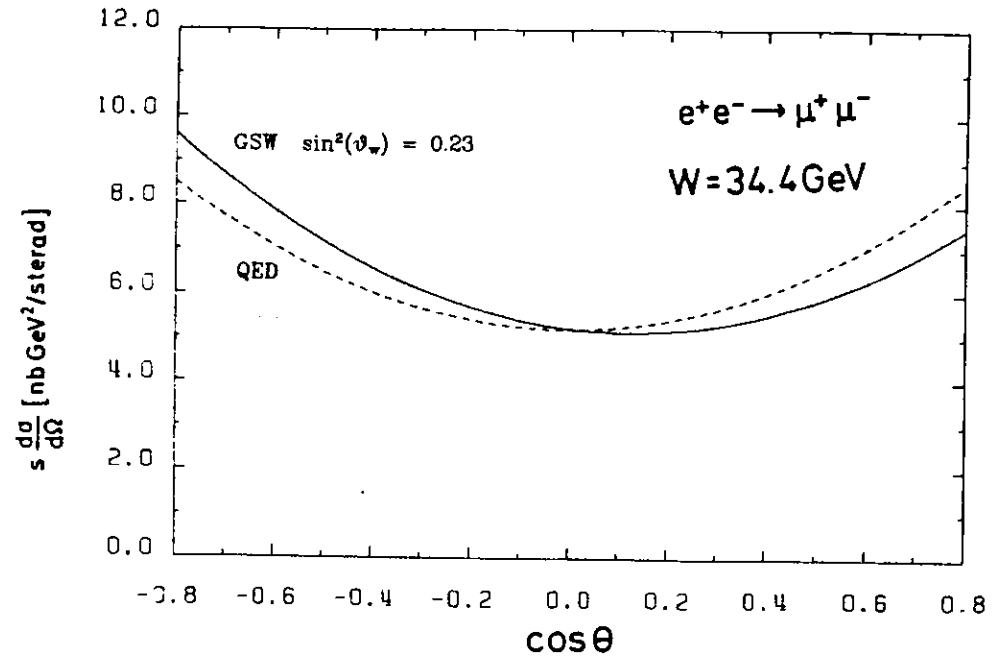


Abbildung 5. Differentieller Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Für $\sin^2(\vartheta_w) \approx 0.23$ ist g_V sehr klein ($= -0.04$). Damit macht sich die Interferenz mit der schwachen Wechselwirkung für Myonen kaum als

Änderung im totalen Wirkungsquerschnitt sondern als im wesentlichen nur von g_A abhängige Vorwärts- Rückwärts- Ladungsasymmetrie bemerkbar.

Auf die Wirkungsquerschnitte für polarisierte Strahlen soll hier nicht näher eingegangen werden, da die Daten bei unpolarisierten Strahlen genommen wurden. Es sei jedoch bemerkt, daß polarisierte und insbesondere longitudinal polarisierte Strahlen empfindlichere Aussagen über die elektroschwache Interferenz einschließlich paritätsverletzender Effekte erlauben würden /2.5./.

2.3 QED-STRAHLUNGSKORREKTUREN

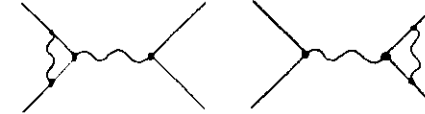
Im ersten Teil dieses Kapitels wurden die Wirkungsquerschnitte der Prozesse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ behandelt. Dies sind Prozesse der Ordnung α^2 der Störungsrechnung der QED. Zur nächst höheren Ordnung α^3 der Störungsrechnung zählen die Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. Unterhalb einer bestimmten, durch die Empfindlichkeit der experimentellen Anordnung gegebenen Minimalenergie des zusätzlich emittierten Photons werden diese Prozesse nicht mehr von dem Prozeß niedrigster Ordnung zu unterscheiden sein. Außer der Abstrahlung reeller Photonen ist auch eine zusätzliche interne Emission und Absorption von Photonen zwischen den beteiligten Leptonen möglich. Der Einfluß des Beitrages höherer Ordnungen der Störungsrechnung soll nun genauer diskutiert werden.

Es ist günstig, die experimentellen Auswahlkriterien (Schnitte) zur Selektion der Ereignisse so zu wählen, daß der Einfluß höherer Ordnungen relativ gering und mit Hilfe existierender Rechenverfahren zuverlässig abzuschätzen ist. Der Einfluß der höheren Ordnungen der QED läßt sich dann als berechenbare Korrektur isolieren. Die strahlungskorrigierten Meßergebnisse liefern von den speziellen Auswahlkriterien und Detektoreigenschaften unabhängige Resultate, die sich direkt mit den theoretischen Wirkungsquerschnitten der Prozesse in niedrigster Ordnung vergleichen lassen.

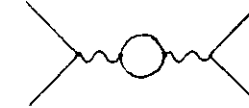
Vor einer Darstellung der für diese Arbeit berechneten Strahlungskorrekturen sollen zunächst kurz die in der Ordnung α^3 für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ zu berücksichtigenden Feynmangraphen und ihre qualitative Bedeutung für die Resultate diskutiert werden. Für die Bhabha-Streuung kämen jeweils noch die entsprechenden Graphen mit dem Austausch raumartiger Photonen hinzu.

Man unterscheidet virtuelle Korrekturen und Korrekturen mit der Emission reeller Photonen. Bei den virtuellen Korrekturen unterscheidet man

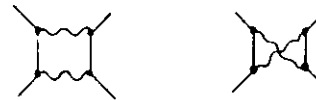
Vertexkorrekturen



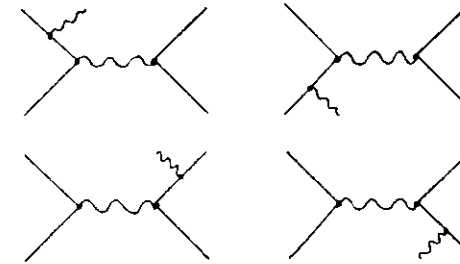
Schleifendiagramme (Vakuumpolarisation)



und Kastendiagramme (Box diagrams)



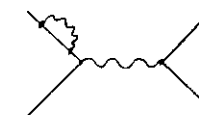
Dazu kommen bei der Myonpaarerzeugung vier Diagramme mit der Abstrahlung reeller Photonen von einem der beteiligten Leptonen :



Anfangsabstrahlung

Endabstrahlung

Die virtuellen und reellen Korrekturen für sich getrennt behandelt sind jeweils infrarotdivergent /2.6./. Graphen zur Selbstenergie der Leptonen



Graph zur Selbstenergie eines Leptons

verschwinden bei Anwendung der Renormalisierungsprozedur oder durch Verwendung einer geeigneten Eichung (Landau-Eichung). Die Berechnung der Strahlungskorrekturen wird in /2.7./ ausführlich diskutiert und an Beispielen demonstriert. Geeignet regularisiert (durch vorübergehende Einführung von Abschneideparametern mit einer kleinen Photonmasse oder dimensional unter Wahrung der Eichinvarianz /2.7./), ergeben sich in der Summe jeder Ordnung endliche Resultate. Die Feynmangraphen der virtuellen Korrekturen haben jeweils vier Vertizes und tragen durch Interferenz mit der

Amplitude der niedrigsten Ordnung der QED zu den Strahlungskorrekturen in α^3 bei. Die Amplituden mit reellen Photonen interferieren dagegen direkt miteinander.

Der Effekt der Strahlungskorrekturen mit reellen Photonen hängt von den experimentellen Schnitten ab. In jedem Fall werden Ereignisse unterhalb einer durch die Detektoraufösung gegebenen Minimalenergie nicht mehr vom Prozeß niedrigster Ordnung unterscheidbar sein. Daher wird häufig eine minimale Photonenergie k_{\min} eingeführt, bis zu der die Ereignisse mit reellen Photonen als "weiche Photon - Korrekturen" behandelt werden. Die Korrekturen mit den nicht nachweisbaren, weichen Photonen lassen sich über den ganzen Raumwinkel integrieren und liefern geeignet regularisiert zusammen mit den virtuellen Korrekturen eine endliche Korrektur δ_A . Die Korrektur durch Ereignisse mit der Abstrahlung harter Photonen ($k > k_{\min}$) wird als δ_R bezeichnet und hängt von den experimentellen Schnitten ab. Nach oben hin ist das Photonspektrum durch die Masse m der produzierten Leptonen auf $k_{\max} = E_B \cdot \sqrt{1 - 4m^2/s}$ begrenzt. Die Strahlungskorrekturen lassen sich (bei den reellen Korrekturen nach Integration über die zusätzlichen Variablen wie Photonkoordinaten) als Modifikation des differentiellen Wirkungsquerschnittes niedrigster Ordnung schreiben in der Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + \delta_A + \delta_R)$$

$\delta_A(\cos(\vartheta))$: virtuelle + weiche Photon - Korrekturen

$\delta_R(p_{\min}, \zeta, \cos(\vartheta))$: harte Photon - Korrekturen

Es ist üblich, den Phasenraum für Ereignisse mit der Emission reeller Photonen durch einen Minimalimpuls p_{\min} (oder eine Minimalenergie E_{\min}) der Leptonen und durch einen maximalen Akollinearitätswinkel ζ zwischen den auslaufenden Leptonen zu begrenzen.

Im folgenden werden q^+ , q^- als Energie des positiven bzw. negativen auslaufenden Leptons und k als Energie des Photons definiert und in Einheiten der Strahlenergie E_B angegeben. In Abb. 6 sind q^+ , q^- zur Veranschaulichung des Phasenraumes gegeneinander aufgetragen. Als Schnitte sind $E_{\min} = 0.5$ und $\zeta = 10^\circ$ (und als unterbrochene Linie zusätzlich $\zeta = 90^\circ$) eingezeichnet. Der durch die Schnitte begrenzte Phasenraum ist schattiert dargestellt.

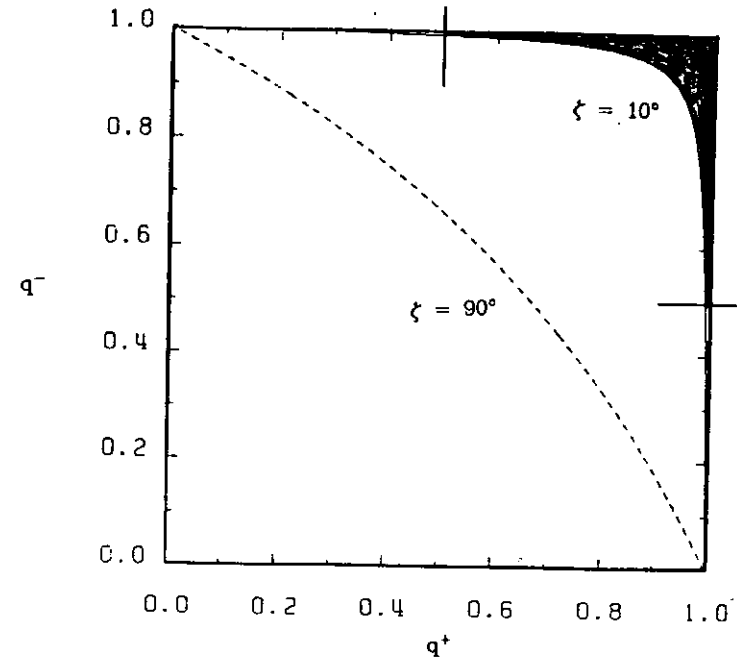


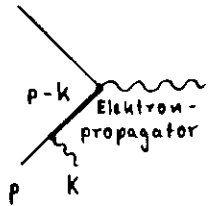
Abbildung 6. Begrenzung des Phasenraumes durch Schnitte

Einige der Amplituden der Ordnung α^3 sind vom Streuwinkel ϑ abhängig. Lediglich bei den virtuellen Korrekturen sind die Beiträge der Vertex- und Schleifendiagramme unabhängig vom Streuwinkel und ändern somit nur den totalen Wirkungsquerschnitt. Nach Putzolu /2.8./ können Ladungsinvarianzargumente benutzt werden um zu zeigen, welche Strahlungskorrekturen eine Vorwärts- Rückwärts- Ladungsasymmetrie in ϑ hervorrufen können. Danach tragen die Interferenzterme zwischen Amplituden mit dem Austausch einer ungeraden und geraden Anzahl von Photonen nur zur Asymmetrie bei. Die Berechnung dieser Beträge ist besonders aufwendig. In früheren e^+e^- -Experimenten bei niedrigen Energien ließ sich die Ladung der Myonen häufig nicht feststellen, so daß auf diese Beiträge verzichtet werden konnte. Da diese Beiträge bei PETRA-Energien in Konkurrenz zu der elektroschwachen Interferenz stehen, ist ihre Berücksichtigung hier sehr wichtig.

Nach dem angeführten C - Paritätsargument wird ein Asymmetriebeitrag von der Interferenz der Kastendiagramme (gerade C - Parität) mit dem Diagramm niedrigster Ordnung erwartet. Er wurde von Berends, Gaemers und Gastmans sowie Khriplovich und Kuraev und Meledin berechnet /2.9., 2.10./. Ein

weiterer Beitrag zur Asymmetrie kommt von der Interferenz der Diagramme mit Bremsstrahlung im Anfangszustand (bei denen die Myonen durch Kopplung an ein Photon in einem Zustand ungerader C - Parität erzeugt werden) mit den Graphen mit Photon-Abstrahlung im Endzustand. Dieser Beitrag ist wieder von dem durch experimentelle Schnitte gewählten Phasenraum abhängig.

Die qualitativen Eigenschaften der Bremsstrahlung lassen sich aus dem Elektron - Propagator



$$\frac{1}{\not{p} - \not{k} - m} = \frac{\not{p} - \not{k} + m}{-2(p \cdot k)}$$

bei Betrachtung des Nenners mit $p \cdot k = k \cdot (E - |p| \cos \vartheta_\gamma)$ verstehen. Außer dem bekannten Infrarotproblem für weiche Photonen ($k \rightarrow 0$) variiert der Nenner sehr stark in Abhängigkeit des Winkels ϑ_γ zwischen Fermion und Photon. Für $E^2 \gg m^2$ gilt:

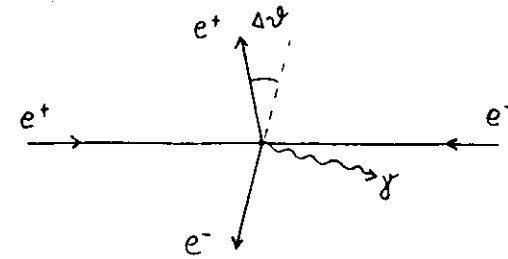
$$p \cdot k = \frac{k \cdot m^2}{2E} \quad \text{für } p \parallel k$$

$$p \cdot k = E \cdot k \quad \text{für } p \perp k$$

Das Amplitudenquadrat variiert somit um $4E^4/m^4$ oder um etwa 10^{18} für Elektronen und PETRA-Energien und noch um $\approx 10^9$ für Myonen. Integration über $\cos \vartheta_\gamma$ liefert:

$$\int_{-1}^{+1} \frac{d \cos \vartheta_\gamma}{(p \cdot k)} = \frac{1}{k \cdot p} \ln \left[\frac{E + p}{E - p} \right] \sim \frac{1}{k \cdot p} \ln \left[\frac{4E^2}{m^2} \right]$$

Dieses Resultat zeigt eine nur logarithmische Abhängigkeit von der Masse und ist für Elektronen etwa doppelt so groß wie für Myonen. Die Winkelverteilung der von leichten Leptonen abgestrahlten Photonen erreicht damit ein sehr hohes Maximum in einem schmalen Kegel um das Lepton. Dahingegen ist die Gesamtwahrscheinlichkeit der Abstrahlung nur logarithmisch von der Masse abhängig, so daß bei PETRA-Energien und üblichen Schnitten noch etwa 1/3 der Photonen aus Abstrahlung der Myonen erwartet werden /2.11./. Wenn ein Photon im Anfangszustand parallel zu einem der Fermionen abgestrahlt wird, erhält man einen Knickwinkel in ϑ :



Skizze des Effektes der Abstrahlung im Anfangszustand

Das Ereignis bleibt jedoch mit dem Strahl des Speicherringes weiterhin in einer Ebene ($\Delta \varphi$ bzw. Akoplanarität = 0). Das komplette Photonspektrum für Anfangsabstrahlung in der e^+e^- -Vernichtung lautet nach /2.11., 2.12./:

$$\frac{d\sigma^1}{dk} = \frac{\alpha}{\pi} \left(\ln \left(\frac{s}{m_e^2} \right) - 1 \right) \cdot \frac{1+(1-k)^2}{k} \cdot \sigma_0(s')$$

Dabei ist $\sigma_0(s)$ der Wirkungsquerschnitt für die e^+e^- -Produktion in niedrigster Ordnung der QED und $s' = s(1-k)$ das verbleibende Impulsübertragsquadrat nach Abstrahlung des Photons im Anfangszustand. Für den totalen Wirkungsquerschnitt der Produktion eines Fermion-Antifermionpaares in e^+e^- -Vernichtung gilt

$$\sigma_0(s') = S(\beta') \cdot \sigma_0(s) / (1-k)$$

mit dem Fermion-Schwellenfaktor

$$S(\beta') = \frac{\beta'}{2} \cdot (3 - \beta'^2) \quad \text{mit} \quad \beta' = \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{s'}}$$

und man erhält

$$\frac{d\sigma^1}{dk} = \frac{2 \cdot \alpha}{\pi} \left[\ln \left(\frac{s}{m_e^2} \right) - 1 \right] \cdot \left(\frac{1}{k} + \frac{1}{2(1-k)} - \frac{1}{2} \right) \cdot \sigma_0(s) \cdot S(\beta')$$

Wie schon in der qualitativen Diskussion des Fermionpropagators gezeigt wurde, divergiert das Photonspektrum für $k \rightarrow 0$ durch den Term $1/k$. Entsprechend kann der Beitrag der Korrekturen durch Abstrahlung reeller Photonen sehr groß und negativ werden, wenn man z.B. durch einen sehr engen Akollinearitätsschnitt schon Ereignisse mit sehr weichen Photonen ausschließt. Als grobe Näherung gilt, daß die Abstrahlung eines weichen Photons der Energie k im Anfangszustand einen Akollinearitätswinkel von $\zeta \approx k$ erzeugt. Zu hohen Photonenergien hin ($k \rightarrow 1$) kann das Photonspektrum

für die Anfangsabstrahlung durch den Term $1/(1-k)$ aus der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\sigma_0(s')$ wieder sehr groß werden, wird aber in jedem Fall durch die Masse der Fermionen im Endzustand auf endliche Werte beschränkt. Entsprechend erhält man eine sehr große, positive Strahlungskorrektur, wenn man auch noch Ereignisse mit der Emission sehr harter Photonen akzeptiert.

Numerisch ergibt sich für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ mit den Grenzen für das Photonspektrum $k_{\min} = 0.01$, $k_{\max} = 0.95$:

$$\delta_A = -0.4525, \delta_R = 0.7400 \rightarrow 1 + \delta = 1 + \delta_A + \delta_R = 1.2875$$

Dabei wurde über den gesamten Raumwinkel gemittelt. Normalerweise werden die experimentellen Schnitte (Kolinearität, Minimalimpulse der nachgewiesenen Teilchen) so gewählt, daß Ereignisse mit sehr harten Photonen nicht akzeptiert werden. Falls wie zur Suche nach angeregten Leptonen Ereignisse mit sehr harten Photonen akzeptiert werden sollen, ist zu beachten, daß die Korrekturen durch Abstrahlung sehr harter Photonen im Anfangszustand sehr groß werden können und auch höhere Ordnungen der Störungsrechnung abgeschätzt werden müssen /2.13./.

Die Wahrscheinlichkeit der Abstrahlung von Photonen im Endzustand sinkt mit der Photonenergie. Falls die Abstrahlung parallel zu einem der Leptonen im Endzustand erfolgt, wird keine Veränderung der Ereignistopologie im Detektor beobachtet. Die zu erwartende Korrektur durch Photonabstrahlung im Endzustand ist im allgemeinen geringer und weniger von den kinematischen Schnitten abhängig als die Abstrahlung aus dem Anfangszustand. Im wesentlichen besteht der Effekt der Endabstrahlung daraus, daß ein Teil der Leptonen im Endzustand etwas Impuls an ein begleitendes Photon abgibt, ohne daß dadurch wesentlich die Topologie des Ereignisses verändert wird. Falls Myonen durch ihre geringe Ionisation in Schauerzählern identifiziert werden sollen ist zu beachten, daß für einige Prozent der Ereignisse durch ein das Myon begleitendes Photon eine wesentlich höhere Energie im Schauerzähler deponiert werden kann.

Es gibt mittlerweile eine sehr große Zahl von Veröffentlichungen über Strahlungskorrekturen in e^+e^- -Prozessen. Eine nützliche Übersicht dazu findet sich in /2.14./. Vollständige Rechnungen zu allen hier benötigten Prozessen, einschließlich einer für die numerische Integration über den experimentell definierten Phasenraum geeigneten Parametrisierung für die harte Photonabstrahlung, stammen von Berends et al. /2.9./.

Durch experimentelle Schnitte wird der Phasenraum und damit δ_R häufig so gewählt, daß $\delta_A \approx \delta_R$ ist. Abb. 5 zeigt die Strahlungskorrekturen $\delta(\cos\vartheta)$ für

die Prozesse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ für eine Schwerpunktsenergie von $W = 34.5$ GeV.

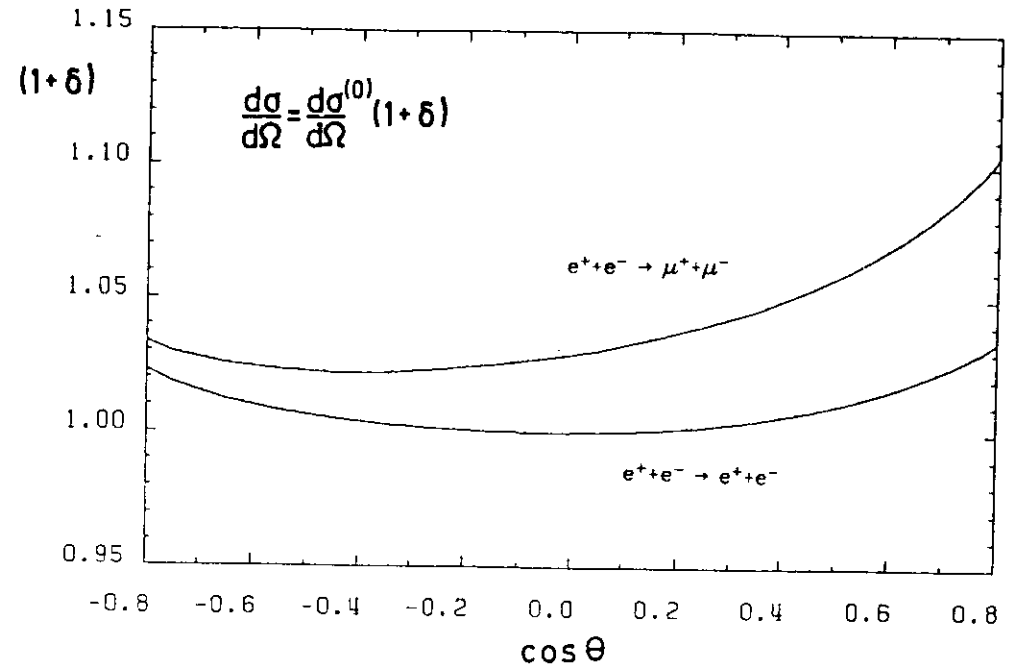


Abbildung 7. Strahlungskorrekturen für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Der Phasenraum ist dabei durch einen Impulsschnitt von 10 % Strahlimpuls pro Spur und einen Akollinearitätswinkel zwischen beiden Leptonen im Endzustand von $\zeta < 15^\circ$ begrenzt. Der QED-Beitrag in α^3 zur Vorwärts-Rückwärts-Ladungsasymmetrie in der Myonpaarproduktion beträgt +1.6 % (für $|\cos\vartheta| < 0.8$, $W = 34.5$ GeV). In neuerer Zeit wurden von Berends und Kleiss "Ereignisgeneratoren" entwickelt /2.11, 2.15./. Sie erlauben eine Monte-Carlo-Erzeugung der Ereignisse mit harten Photonen im richtigen Verhältnis zu Ereignissen ohne beobachtbares Photon. Dabei werden die harten Photonereignisse mit der Erzeugung zweier Leptonen und eines Photons nach ihrem multidifferentiellen Wirkungsquerschnitt in ultrarelativistischer Näherung simuliert /2.16./. So läßt sich in Verbindung mit der Detektorsimulation in natürlicher Weise der Effekt der Detektoreigenschaften und auch sehr komplizierter Schnitte studieren.

Abschließend sollen noch die zu erwarteten Fehlerbeiträge durch Strahlungskorrekturen diskutiert werden. Wie im Anhang ausführlich dargestellt ist, läßt sich die hadronische Vakuumpolarisation, bedingt durch die Meßfehler in

der Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes in e^+e^- -Vernichtung nur auf etwa 0.5 % genau bestimmen. Ansonsten läßt sich die Berechnung der Strahlungskorrekturen durch die gute Kenntnis der übrigen Meßgrößen (Leptonmassen, Kopplungskonstante α) innerhalb der Ordnung α^3 sehr genau durchführen. Ebenso ist kein nennenswerter Fehler aus der Vernachlässigung der Leptonmassen gegenüber den auftretenden Energien zu erwarten.

Eine systematische Abschätzung der zu erwartenden Fehler durch Vernachlässigung der Strahlungskorrekturen aus höheren Ordnungen ($\alpha^n, n > 3$) der QED und den Strahlungskorrekturbeiträgen aus der schwachen Wechselwirkung ist kaum ohne explizite Berechnung der entsprechenden Prozesse möglich.

Eine grobe Abschätzung der Beiträge höherer Ordnungen der QED läßt sich aus der Exponentiation des Photonspektrums ableiten /2.6./. Für relativ kleine obere Photonenergien k_{\max} wird das Photonspektrum dominiert durch die $1/k$ - Abhängigkeit, und die Integration des Photonspektrums liefert näherungsweise:

$$\delta_R = T \cdot \ln(k_{\max})$$

$$\text{mit } T = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right] \approx 0.1 \quad (W = 34.5 \text{ GeV})$$

Falls auch Endabstrahlung im Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ berücksichtigt wird, sind zu T noch der Term

$$T_f = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right] \approx 0.05 \quad (W = 34.5 \text{ GeV})$$

und ein kleiner, winkelabhängiger Interferenzbeitrag zu addieren /2.11./.

Aus

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + \delta_A + \delta_R)$$

wird durch Einfluß aller höheren Ordnungen der Störungsrechnung der QED in der Exponentiation:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + \delta_A) \cdot T$$

Aus der Taylorentwicklung der Exponentialfunktion

$$\begin{aligned} (k_{\max})^T &= 1 + T \cdot \ln(k_{\max}) + \frac{T^2 \cdot \ln^2(k_{\max})}{2!} + \dots \\ &\approx 1 + \delta_R + \frac{\delta_R^2}{2!} + \dots \end{aligned}$$

leitet man nun die im Grenzfall weicher Photonen richtige Abschätzung ab, daß eine Korrektur δ_R in der Ordnung α^3 den Beitrag $\delta_R^2/2$ in der Ordnung α^4 erwarten läßt. Da die hier in der Ordnung α^3 berechneten Korrekturen kleiner als 10 % bleiben, wird der Fehler aus der Vernachlässigung der höheren Ordnungen zu etwa 0.5 % abgeschätzt.

Die Problematik in der Abschätzung der Korrekturen durch Emission harter Photonen läßt sich leicht durch ein Beispiel demonstrieren: Während in Prozessen der Ordnung α^3 alle drei auslaufenden Teilchen notwendig in einer Ebene liegen, ist dies für Prozesse höherer Ordnung nicht mehr der Fall. Entsprechend ließen sich Auswahlkriterien finden, die bevorzugt Ereignisse aus Prozessen höherer Ordnung selektieren und für die die gegebene Abschätzung unbrauchbar ist.

Die Strahlungskorrekturen zu den Prozessen mit Z_0 -Austausch sind schon teilweise berechnet worden /2.17./. Danach ergeben sich keine merklichen Änderungen in den Korrekturen zu den totalen Wirkungsquerschnitten gegenüber der reinen QED. Zur Vorwärts- Rückwärts- Ladungsasymmetrie wird insgesamt eine positive (die zu erwartende, direkt gemessene Asymmetrie verringernde) Korrektur von etwa +0.5 bis +0.8 % für $W = 34.5 \text{ GeV}$ erwartet. Da vollständige Rechnungen noch nicht vorliegen, werden für die Auswertung in dieser Arbeit nur reine QED-Strahlungskorrekturen verwendet.

Der Gesamtfehler in den Strahlungskorrekturen zur Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte wird vorsichtig mit 1.5 % angesetzt. Die relative Unsicherheit in der Winkelabhängigkeit im Bereich $|\cos(\vartheta)| < 0.80$ sollte deutlich unter 1 % liegen.

3.0 EXPERIMENTELLE DURCHFÜHRUNG

3.1 TASSO-EXPERIMENT, TRIGGER UND DATENNAHME

3.1.1 Das TASSO-Experiment

Abb. 8 zeigt einen schematischen Plan der Beschleuniger- und Speicherringanlagen des Forschungsinstitutes DESY in Hamburg. Die größte der bestehenden Anlagen ist der e^+e^- -Speicherring PETRA, der mit einem Umfang von 2.3 km einen großen Teil des DESY-Geländes umspannt.

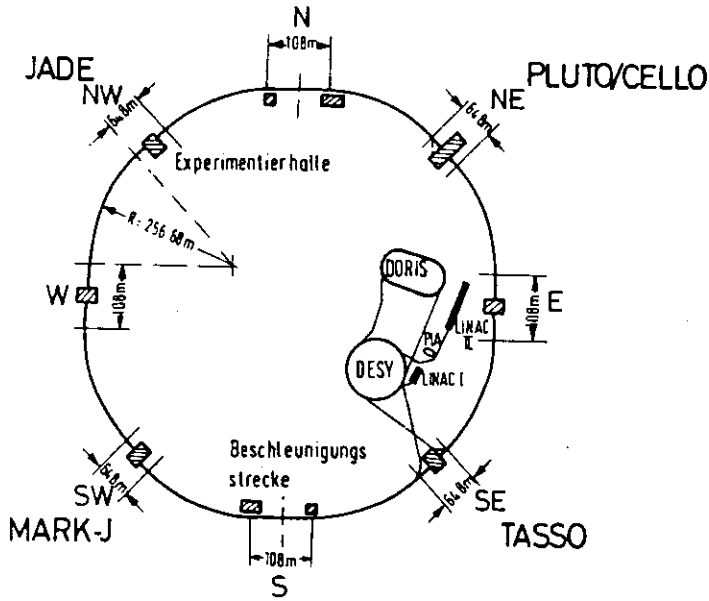
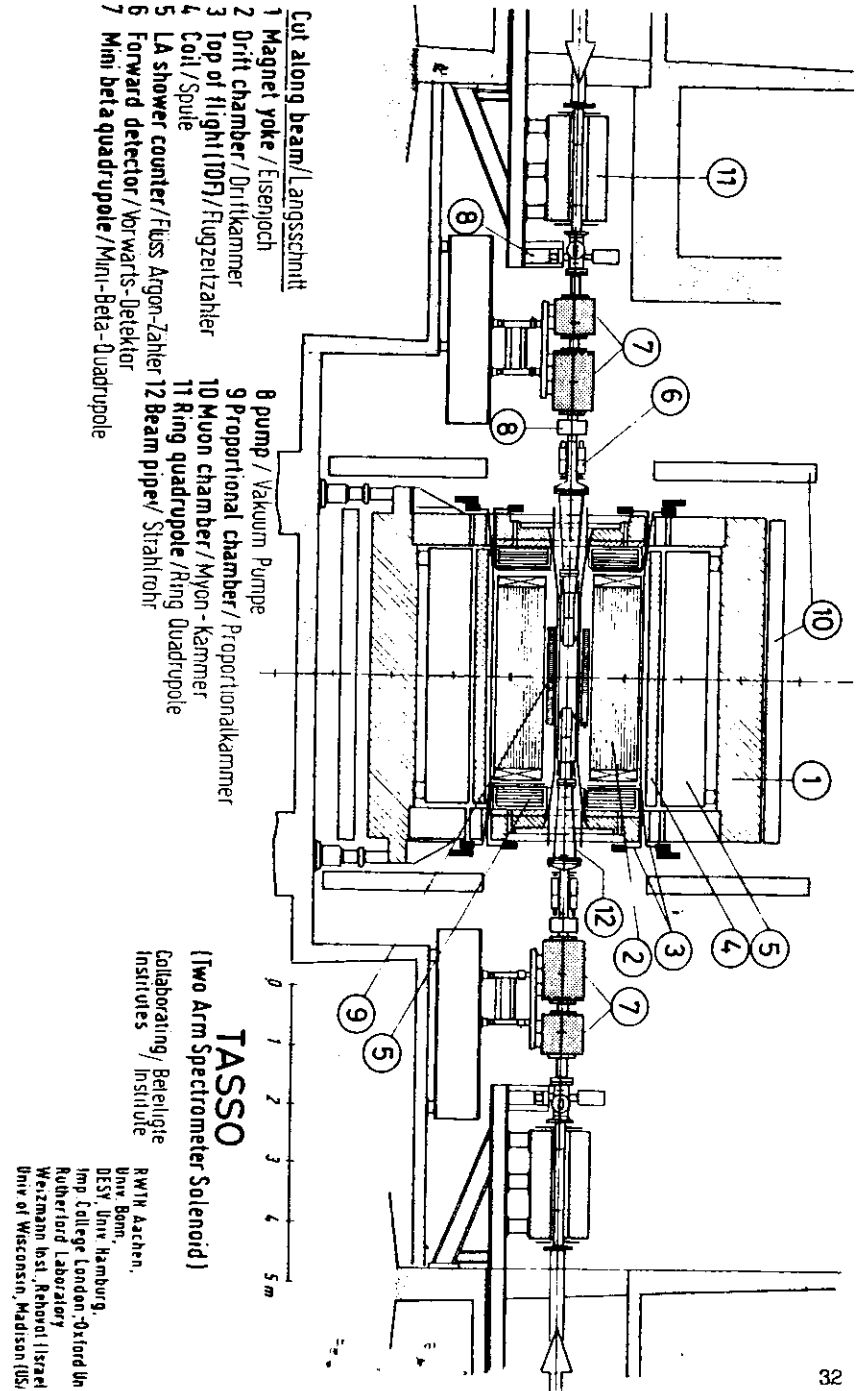


Abbildung 8. Der PETRA-Speicherung

Die in dieser Arbeit verwendeten Messungen wurden mit dem TASSO-Detektor im Rahmen der TASSO-Kollaboration an einer der vier Wechselwirkungszonen des PETRA-Speicherrings durchgeführt /3.1./.

TASSO ist ein magnetischer Solenoid-Detektor.

Abbildung 9. Der TASSO-Detektor im Längsschnitt



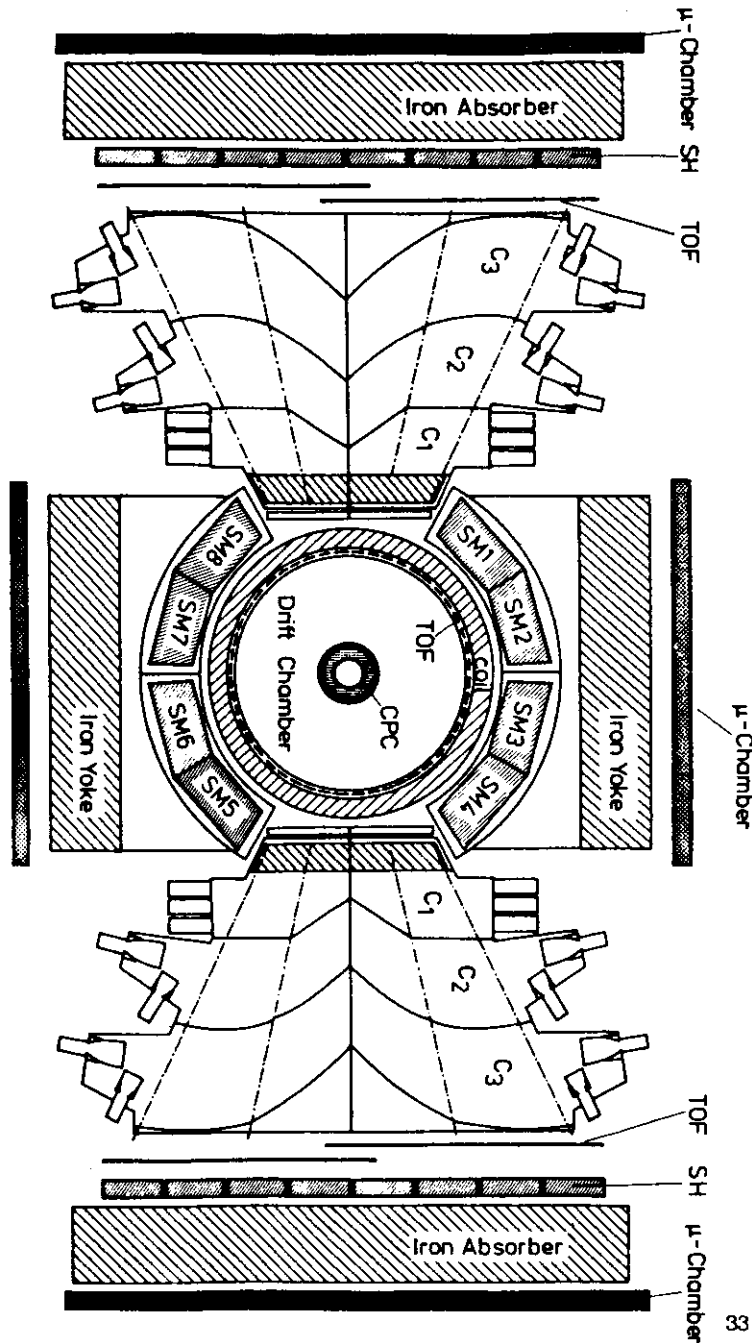
- 1 Magnet yoke / Längsschnitt
- 2 Dritt chamber / Drittjoch
- 3 Top of flight (TOF) / Flugzeitzähler
- 4 Coil / Spule
- 5 Shower counter / Fluss Argon-Zähler
- 6 Forward detector / Vorwärts-Detektor
- 7 Mini beta quadrupole / Mini-Beta-Quadrupole

- 8 pump / Vakuum Pumpe
- 9 Proportional chamber / Proportionalkammer
- 10 Myon chamber / Myon-Kammer
- 11 Ring quadrupole / Ring Quadrupole
- 12 Beam pipe / Strahlrohr

TASSO
(Two Arm Spectrometer Solenoid)
Collaborating / Institute

- RWTH Aachen,
- Univ Bonn,
- DESY Univ Hamburg,
- Imp College London, Oxford Un
- Rutherford Laboratory
- Weizmann Inst, Rehovot, Israel
- Univ of Wisconsin, Madison (US)

Abbildung 10. Der TASSO-Detektor in Endansicht



Die Magnetspule erzeugt bei einer Länge von 440 cm und einem Radius von 135 cm ein annähernd homogenes Magnetfeld von 0.5 Tesla parallel zur PETRA-Strahlachse. Wie in Abb. 9, 10 erkennbar, wird der Fluß des Magnetfeldes durch ein, den Innendetektor und die Flüssigargon-Kalorimeter oben und unten und an den Stirnseiten des Detektors umgebendes Eisenjoch geschlossen.

Die Kurzbeschreibung des Detektors wird sich hier im wesentlichen auf den Stand von 1981 und die für die Analyse benutzten Komponenten beschränken /3.2./.

Ein Aluminiumrohr mit 13 cm Innenradius und 4 mm Wandstärke bildet als Strahlrohr den innersten Teil des zylindrischen Innendetektors. Das Strahlrohr wird außen auf 1.5 m Länge von vier Szintillationszählern mit einer Dicke von 5 mm bei einem Radius von 15 cm umgeben. Wegen zu hoher Zählrate werden diese Zähler im PETRA-Normalbetrieb mit Luminosität nicht mehr verwendet. Im Radiusbereich von 18.7 - 28.0 cm und auf 1.45 m Länge folgt ein zylindrisches Proportionalkammersystem (CPC). Es ist durch fünf konzentrische Schalen aus 1.6 cm dickem Rohacell-Kunststoffschaum unterteilt. In den vier je 1.4 cm weiten Zwischenräumen sind jeweils 480 Anodendrähte parallel zur Strahlachse gespannt. Die Oberflächen der Kunststoffschalen sind mit je 120 Kathodenstreifen belegt, die bei einem

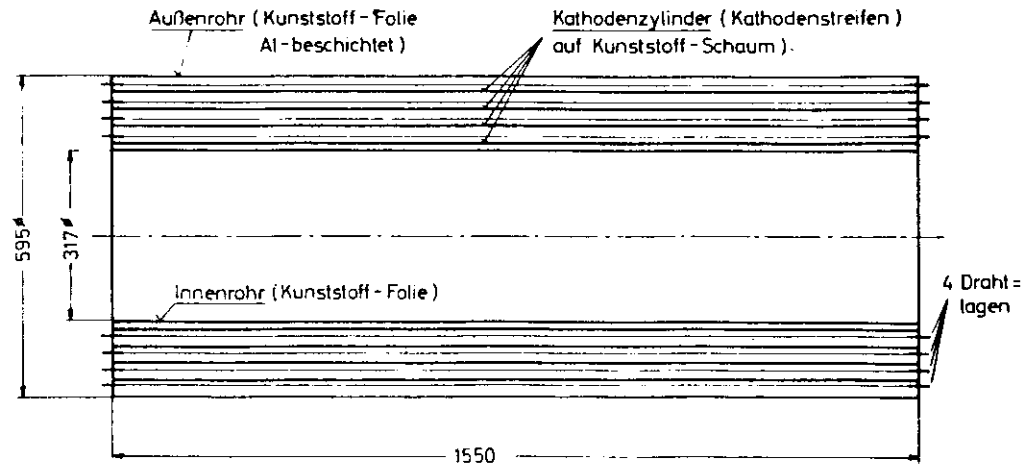


Abbildung 11. Darstellung der zentralen Proportionalkammer (CPC) im Schnitt

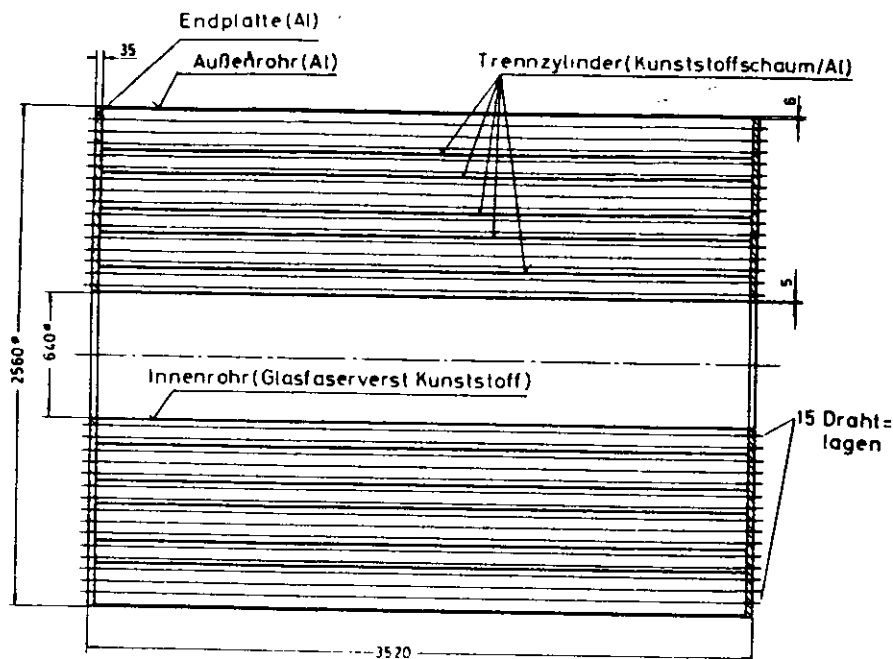


Abbildung 12. Schema der zentralen Driftkammer in Längsansicht

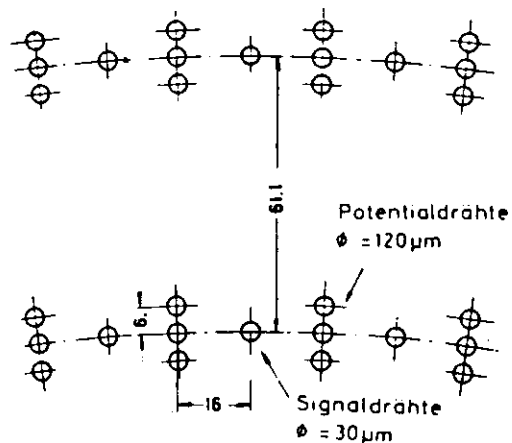


Abbildung 13. Zellstruktur der zentralen Driftkammer

Anstellwinkel von 36.5° die Zylinderschalen helixförmig umgeben. Der Windungssinn der Kathodenstreifen zu einem Zwischenraum ist ober- und unterhalb der Anodendrähte jeweils gegenläufig. Die Breite der Kathodenstreifen nimmt von innen nach außen von 6.3 mm auf 10 mm Breite zu. Der Anodendrahtabstand beträgt je nach Lage 2.5 - 3.7 mm.

Die große zentrale Driftkammer (DC) hat einen Innenradius von 36.5 cm, einen Außenradius von 122.2 cm und eine empfindliche Länge von 323 cm. Die Kammer ist in 15 konzentrische Lagen mit insgesamt 2340 identischen Driftzellen unterteilt /3.3./. Von den 15 Drahtlagen sind bei 9 Lagen die Drähte parallel zur Zylinderachse gezogen, wohingegen die restlichen 6 Lagen unter einem Winkel von etwa $\pm 4^\circ$ zur Achse orientiert sind. Jede Driftzelle enthält einen Signaldraht von $30 \mu\text{m}$ Durchmesser und wird auf zwei Seiten durch je 3 Potentialdrähte von $120 \mu\text{m}$ Durchmesser begrenzt. Die Impulsauflösung der zylindrischen Driftkammer beträgt etwa $\sigma_p/p = 0.02 \cdot p$ (p in GeV/c).

Tabelle 1 gibt eine Übersicht über das Material vor der Driftkammer mit Angaben über die Dicke in Strahlungslängen:

Komponente	Haupt-Material	mittl. Radius(cm)	Dicke in Strahlungslängen
Strahlrohr	Aluminium	13.4	0.061
Szint. Zähler	Polystyrene	15.1	0.012
CPC	Kupfer	23.3	0.033
DC-Mantel	Fiberglas	32.5	0.024
Summe			0.130

Tabelle 1. Material vor der Driftkammer

Im verbleibenden Zwischenraum zwischen Driftkammer und Magnet befindet sich ein System von 48 lückenlos aneinander schließenden Flugzeitzählern (ITOF) mit 3.90 m empfindlicher Länge. Bei einem Radius von 132 cm begrenzen die ITOF-Zähler die Akzeptanz auf $|\cos(\vartheta)| < 0.82$. Durch volle Überdeckung in ϑ ist die räumliche Akzeptanz damit 82 % von $4 \cdot \pi$. Die folgende Tabelle liefert eine Übersicht über die genannten Komponenten, mit den jeweiligen Begrenzungen in $\cos(\vartheta)$.

Komponenten des zentralen TASSO-Detektors

1. CPC (zentrale Proportionalkammer) :

empfindliche Länge : 140 cm
 Innenradius = 18 cm $\rightarrow |\cos(\vartheta_{max})| = 0.9685$
 Außenradius = 28.6 cm $\rightarrow |\cos(\vartheta_{max})| = 0.9257$

2. DC (zentrale Driftkammer) :

empfindliche Länge : 322.6 cm

DC-Lage	Radius(cm)	Zellen	Winkel	im Trigger	$ \cos(\vartheta_{max}) $
1	36.669	72	0.00°	ja	0.9751
2	42.781	84	+3.36°	nein	0.9666
3	48.892	96	0.00°	ja	0.9570
4	55.004	108	-3.37°	nein	0.9465
5	61.115	120	0.00°	ja	0.9351
6	67.227	132	0.00°	nein	0.9230
7	73.339	144	+3.94°	nein	0.9103
8	79.450	156	0.00°	ja	0.8971
9	85.562	168	-4.50°	nein	0.8834
10	91.673	180	0.00°	nein	0.8694
11	97.785	192	0.00°	ja	0.8551
12	100.896	204	+4.50°	nein	0.8407
13	110.008	216	0.00°	ja	0.8262
14	116.119	228	-4.51°	nein	0.8116
15	122.231	240	0.00°	nein	0.7970

3. ITOF (48 innere Flugzeitähler) :

empfindliche Länge : 390 cm (mit Lichtleiter bis zu 540 cm)
 mittlerer Radius = 132.2 cm $\rightarrow |\cos(\vartheta_{max})| = 0.828$

Im Driftkammerflansch geschauerte Bhabha-Ereignisse liefern z.T. auch im Lichtleiter noch hohe Signale und können dann vereinzelt bis zu $|\cos(\vartheta_{max})| \approx 0.89$ ein Ansprechen der ITOF-Zähler bewirken.

Über und unter der TASSO-Magnetspule sind Flüssigargon-Kalorimeter angebracht, die als Schauerzähler hauptsächlich zur Identifizierung von Photonen und Elektronen benutzt werden /3.4/. Sie bestehen aus vier mechanisch

unabhängigen Modulen die insgesamt einen Raumwinkel von etwa 36 % überdecken ($42^\circ < \vartheta < 138^\circ$; oben $32^\circ < \varphi_1 < 146^\circ$, unten $212^\circ < \varphi_2 < 328^\circ$). Jedes Modul besteht aus einem äußeren und inneren Tank. Der Raum zwischen Außen- und Innentank ist evakuiert, zur thermischen Isolation des mit flüssigem Argon gefüllten Innentanks. Zum Wechselwirkungspunkt hin besteht der Außentank lediglich aus 1.5 mm dickem Stahl und der Innentank aus 1 cm starkem Aluminium, entsprechend insgesamt etwa 0.3 Strahlungslängen. Durch die Materie zwischen Wechselwirkungspunkt und Schauerzählern, insbesondere die 8.3 cm dicke Magnetspule aus Aluminium, sind schon 1.3 Strahlungslängen auf dem Weg zu den Schauerzählern hin zu durchqueren. Jeder Innentank enthält zwei Submodule, die in Abb. 10 als SM1 - SM8 bezeichnet wurden und in φ jeweils einen Winkel von 26.7° überdecken.

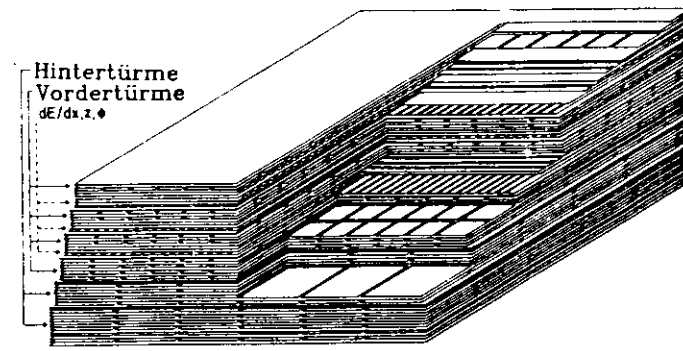


Abbildung 14. Struktur eines Submoduls

Ein Submodul besteht aus 35 Lagen von je 2 mm starken Bleiplatten in je 5 mm Abstand voneinander. Dazwischen wird die flüssige Argonfüllung zur Ionisationsmessung benutzt. Die Gesamtdicke der Kalorimeter entspricht 13.6 Strahlungslängen. In Abb. 14 ist die Aufteilung in Vorder- und Hintertürme und Streifen zur dE/dx - Bestimmung und räumlichen Lokalisierung in z ($\sigma_z = 6$ mrad) und φ ($\sigma_\varphi = 4$ mrad) zu erkennen.

Vor dem Einbau in den TASSO-Detektor wurden Testmessungen mit den Flüssigargon-Kalorimetern an Elektronenstrahlen des DESY-Synchrotrons durchgeführt. Bei Elektronenenergien von über einem GeV wurde eine Energieauflösung von $\sigma_E/\sqrt{E} = 11\%$ (E in GeV) erreicht. Danach ließen sich die Energien der Elektronen in der Bhabha-Streuung für Schwerpunktsenergien von 34 GeV mit einem relativen Fehler von $\sigma_E/E \approx 3\%$ messen. Die tatsächlich nach dem Einbau der Zähler in den TASSO-Detektor für Bhabha-Ereignisse

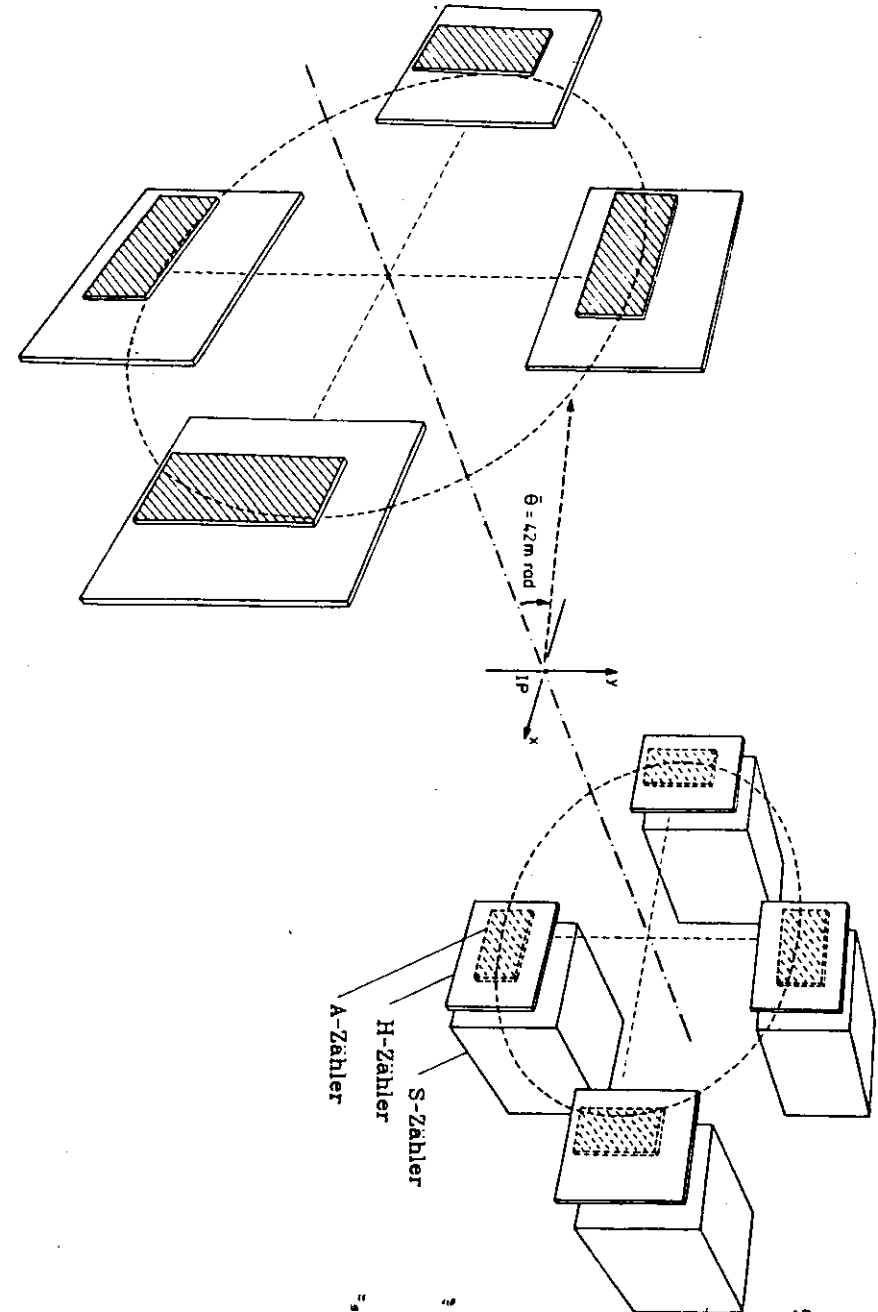
erzielte Energieauflösung liegt, bedingt durch die Materie vor den Zählern nur bei etwa $\sigma_E/E = 5\%$.

Horizontal schließen sich auf beiden Seiten Hadronarme an den Innendetektor an, die mit drei Typen von Schwellenčerenkovzählern zur Identifikation von insbesondere Pionen, Kaonen und Protonen bestückt sind /3.5./. Darauf folgen Flugzeitzähler und Hadronarmschauerzähler (SH). Diese Schauerzähler bestehen aus 192 quaderförmigen Modulen in Blei-Szintillator-Sandwichanordnung mit einer Dicke entsprechend 9 Strahlungslängen und einer nutzbaren Oberfläche von $48.5 \times 69 \text{ cm}^2$. Lichtleiter mit Wellenlängenschiebern sammeln das beim Durchgang geladener Teilchen in den Szintillatorlagen erzeugte Licht. Für Elektronen mit Energien $E > 2 \text{ GeV}$ die diese Schauerzähler nicht zu dicht am Rand ($< 10 \text{ cm}$) treffen, beträgt die Energieauflösung etwa $\sigma_E/E = 18\%$ und 14% für Photonen. Die Blei-Szintillator-Schauerzähler in den beiden Hadronarmen überdecken einen Raumwinkel von ca. 11% von 4π ($60^\circ < \vartheta < 120^\circ$; $150^\circ < \varphi_1 < 210^\circ$, $330^\circ < \varphi_2 < 30^\circ$).

Hinter der Abschirmwand aus 90 cm Eisen sowie an allen Außenflächen des Magnetjoches, befinden sich vierlagige Proportionalkammern zur Myonidentifikation (Myonkammern). Die Kammern überdecken einen Raumwinkel von 45% von 4π und haben eine Ansprechwahrscheinlichkeit von über 99% .

Als Luminositätsmonitor befinden sich an beiden Stirnseiten des Zentraldetektors bei einem Abstand von etwa 340 cm vom Wechselwirkungspunkt (IP) nahe dem Strahlrohr Vorwärtsdetektoren, bestehend aus Bleiglasschauerzählern (S) und zur Akzeptanzdefinition benutzten Szintillationszählern (A,H) (siehe Abb.15).

Abbildung 15. Schema des TASSO-Luminositätsmonitors



Die Maße der Oberflächen und die Position der Zähler sowie ihre Polarwinkelakzeptanz sind in Tabelle 2 zusammengefaßt :

Zähler in cm ²	Oberfläche	Abstand vom Strahl	Abstand vom WWP	Polarwinkel- bereich in mrad
A	10.0 × 5.0	11.8 cm	337.6 cm	35 - 50
H	14.7 × 14.7	7.2 cm	335.6 cm	21 - 65
S	14.0 × 14.0	7.5 cm	338.2 cm	22 - 63

Tabelle 2. Maße der Komponenten des Luminositätsmonitors (Anfang 1981)

Bhabha-Ereignisse zur Luminositätsmessung werden durch Koinzidenzen zwischen zwei sich auf einer Linie mit dem Wechselwirkungspunkt gegenüberliegenden Zählern definiert. Dabei wird eine Koinzidenz eines A-Zählers auf der einen Seite mit einem gegenüberliegenden H-Zähler neben hohen Pulshöhen in beiden zugehörigen Schauerzählern gefordert. Ab Mitte 1981 wurden die Zähler zur Verbesserung der Untergrundbedingungen um jeweils 1 cm weiter weg von der PETRA-Strahlachse montiert und gegen die Strahlachse hin mit Blei abgeschirmt. Damit verschob sich der mittlere Akzeptanzwinkel von $\vartheta \approx 42$ mrad (2.4°) auf 45 mrad (2.6°). Der systematische Fehler in der Luminositätsmessung beträgt etwa 4.5 %. Die folgende Tabelle gibt Aufschluß über die einzelnen Fehlerbeiträge in der Luminositätsmessung :

Ursprung	Beitrag
Strahlungskorrektur-Simulation	± 2.0 %
Unsicherheit in der Geometrie des Aufbaues	± 0.7 %
Fehlidentifikation durch Rückstreuung	± 2.0 %
Einfluss der Materie vor den Zählern	± 2.0 %
Unsicherheit durch PETRA-Strahlverschiebung	± 0.6 %
Unsicherheit in der Untergrundsubtraktion	± 2.3 %
Gesamtunsicherheit	± 4.5 %

Tabelle 3. Systematische Fehler der Luminositätsmessung

Die Werte für die Untergrundsubtraktion beziehen sich auf die Daten bei Schwerpunktsenergien von 34 GeV. Für die Meßperioden 1981 bei Schwerpunktsenergien von 14 und 22 GeV waren die Untergrundbedingungen ungünstiger. Die Unsicherheit in der Luminositätsmessung bei $W = 22$ GeV beträgt etwa 6 %. Die Luminositätsmessung bei 14 GeV ist noch ungenauer und wird für die Auswertung nicht weiter benutzt.

Der Winkelbereich von $11^\circ < \vartheta < 30^\circ$ und $150^\circ < \vartheta < 169^\circ$ (21% von 4π) wird von Flüssigargon-Endkappenkalorimeter abgedeckt. Da sie kleine Streuwinkel erfassen, lassen sich die Endkappenschauerzähler auch gut zur Luminositätsmessung verwenden.

3.1.2 Trigger

Im normalen Experimentierbetrieb laufen im PETRA-Speicherring je zwei Positron- und Elektronpakete um. Die Kreuzungsrate der Teilchenpakete beträgt 260 kHz für jede der Wechselwirkungszone. In jeweils 7.1 m Abstand von den TASSO-Wechselwirkungszone befinden sich Koppel-Elektroden nahe an der Teilchenbahn /3.6./. Die in diesen Elektroden induzierten Signale werden einem schnellen Diskriminator zugeführt. Der Diskriminator definiert daraus ein Strahlkreuzungssignal ("Beam-Pickup-Signal") mit einer Zeitunschärfe von weniger als 100 Pikosekunden /3.7./. Das Strahlkreuzungssignal liefert den Zeitnullpunkt für Flugzeitmessungen und entspricht einer maximal möglichen Triggerfrequenz von 260 kHz.

In den $3.8 \mu\text{s}$ zwischen zwei Strahlkreuzungen werden Signale von TASSO-Komponenten benutzt um im Triggersystem durch schnelle elektronische Logikbedingungen zu entscheiden, ob die Signale auf ein interessantes Ereignis hindeuten. Die Experimentrechner und die Datenübertragungsverbindung zum DESY-Rechenzentrum sind für eine maximale Ereignisrate von etwa 5 Hz ausgelegt.

Bei typischen Bedingungen für den gegenwärtigen PETRA- Experimentierbetrieb (Luminosität $L=10^{31}$ cm⁻²s⁻¹, Strahlenergie $E_B = 17$ GeV) wird im Mittel etwa alle 100 Sekunden ein Bhabha-Ereignis im Bereich des TASSO-Zentraldetektors erwartet.

Um möglichst viele der verschiedenartigen e^+e^- -Reaktionsprozesse zu registrieren und andererseits nicht zu empfindlich auf unerwünschte Störeffekte und Untergrundreaktionen (Reaktionen mit dem Strahlrohr, Synchrotronstrahlung) zu sein, besitzt der TASSO-Detektor eine Anzahl verschiedener Triggermöglichkeiten.

Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse stützt sich auf eine vorwiegend topologische Auswertung von Ereignissen. Entsprechend stehen die Triggermöglichkeiten mit schneller Spurerkennung im Vordergrund. Für die Spurerkennung stehen Informationen eines CPC-Prozessors, eines DC-Prozessors (PREPRO) und der ITOF-Zähler zur Verfügung. Der CPC-Prozessor gibt Auskunft über Spursegmente in der zentralen Proportionalkammer, aufgeteilt in 48 gleiche Azimutalwinkelbereiche/3.8./ Ebenso gibt es von jedem der 48 ITOF-Zähler ein Signal, wenn deren an beiden Seiten angebrachten Photovervielfacher je ein Signal geliefert haben.

Die elektronische Spurerkennung aus der Information der zylindrischen Driftkammer geschieht in einer schnellen, komplexen Logischaltung (PREPRO). Der PREPRO erhält Signale aus sechs der neun 0°-Lagen der zylindrischen Driftkammer, die jeweils angeben, ob einzelne Driftzellen angesprochen haben. Die Erkennung der Spuren geschieht durch 72 FPLA's (field programmable logic arrays) in ECL-Technik, wobei jeweils ein FPLA einer der 72 Zellen der innersten 0°-Lage der zylindrischen Driftkammer zugeordnet ist. Fünfzehn, sich in der Krümmung unterscheidende Spurmuster (Masken), die durch das Gebiet der zugeordneten Zelle gehen, sind in jedem der FPLA's gespeichert. Außerdem gehören zu jeder der Masken bestimmte Informationen der ITOF-Zähler und des CPC-Prozessors.

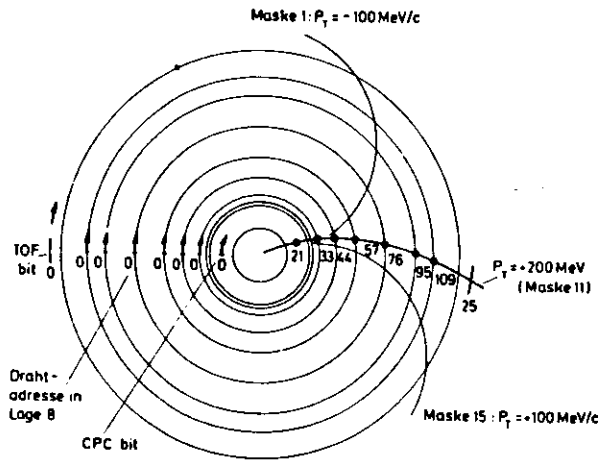


Abbildung 18. Schematische Darstellung der Maskentechnik des PREPRO-Spurtriggers

Bedingt durch unterschiedliche Überdeckung gibt es je nach Maske bis zu 55 verschiedene Möglichkeiten, die notwendige Triggerbedingung zu erfüllen, daß in fünf der sechs 0°-Triggerlagen der zentralen Driftkammer mindestens eine Zelle angesprochen hat und ein dazugehöriges Signal des CPC-Prozessors gesetzt ist. Eine Spur gilt als erkannt, wenn ein gesetzter ITOF-Zähler von einer gesetzten FPLA-Maskenlinie geschnitten wird. Da jeder Maske bis zu vier ITOF-Zähler zugeordnet sind, zählt der PREPRO eine Spur im CPC-, DC-Bereich mit mehreren, benachbarten angesprochenen ITOF-Zählern als mehrere Spuren.

Die Masken repräsentieren aufgrund ihrer verschiedenen Krümmung unterschiedliche Bereiche im Transversalimpuls p_T des geladenen Teilchens. Wieviele der fünfzehn Masken bei der Suche berücksichtigt werden sollen, kann vom steuernden Experimentrechner aus eingestellt werden. In der weiteren Logik wird die Anzahl und Lage der Spuren weiterverarbeitet. Grundlegend für die beschriebene Analyse ist der TASSO-"Zweispur-Topologietrigger". Dieser Trigger verlangt mindestens zwei annähernd koplanare Spuren, indem er logisch auf Spurpaare anspricht, die sich in ihren zugehörigen ITOF-Zählern um ± 2 Zähler gegenüberliegen ($4.75^\circ = 30^\circ$ maximale Akoplanarität).

Seit Mitte 1981 wurde ein weiterer Zweispurtrigger benutzt. Er läßt zwei beliebige Spuren ohne Koplanaritätsbedingung zu, wenn zusätzlich der Kathodenprozessor der CPC anzeigt, daß Spuren in der z-Richtung aus der Nähe des Wechselwirkungspunktes stammen /5.3/. Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Topologietriggers werden unabhängige Trigger herangezogen, die lediglich eine bestimmte Minimalenergie in den zentralen Flüssigargon- bzw. Hadronarmschauerzählern fordern (neutrale Trigger). Wie im Kapitel 3.3 beschrieben wird, wurden dabei Ansprechwahrscheinlichkeiten des Topologietriggers von etwa 99 % für Bhabha-Ereignisse gemessen.

3.1.3 Datennahme und Vorselektion

Das Ziel ist, die Bhabha- und Myonpaarereignisse aus der Vielzahl der mit dem TASSO-Detektor registrierten Ereignisse zu selektieren.

Als typische Signatur für Bhabha- und Myonpaarereignisse erwartet man zwei, vom Wechselwirkungspunkt ausgehende, gegenüberliegende Spuren hoher Impulse und umgekehrter Ladungsvorzeichen. Durch Sekundärwechselwirkung der Elektronen und Positronen der Bhabha-Streuung oder der die Leptonen durch QED-Prozesse höherer Ordnung begleitenden Photonen in der Materie vor der Driftkammer ist für einen Teil der Primärspuren mit zusätzlichen, meist niederenergetischen zu den Primärspuren annähernd parallel laufenden Spuren zu rechnen.

Andererseits ist durch die endliche Nachweis- und Rekonstruktionswahrscheinlichkeit auch mit einem kleinen Verlust an registrierten Spuren zu rechnen. Für die Bhabha- und Myonpaarauswertung werden zwar letztlich nur Zweispurereignisse benutzt, aber zur Bestimmung der dabei auftretenden Verluste auch Ereignisse mit nur einer oder mehr als zwei nachgewiesenen Spuren untersucht. Dabei wird ausgenutzt, daß mit dem TASSO-Detektor in einem beschränkten Raumwinkelbereich eine unabhängige Bhabha-Erkennung mittels der Schauerzähler möglich ist.

Vor einer genaueren Diskussion der speziellen Auswahlkriterien für Bhabha- und Myonpaarereignisse, soll in diesem Abschnitt die bei TASSO allgemein angewandte Vorselektion und Aufbereitung der mit dem Detektor registrierten Ereignisse beschrieben werden.

Alle durch das TASSO-Triggersystem registrierten Ereignisse werden auf Magnetbändern (DUMPTAPES) gespeichert.

Im ersten Schritt (PASS1) werden diese Daten im DESY-Rechenzentrum und zum Teil durch spezielle Emulatoren (168 E) aufbereitet. Dies schließt eine schnelle Spurrekonstruktion für den Bereich der zylindrischen Driftkammer ein. Das dazu benutzte, als "FOREST" bezeichnete Programm führt einen Algorithmus zur Zuordnung benachbarter angesprochener Driftzellen aus und versucht, unter Benutzung der Driftzeitinformation daraus Spuren zu rekonstruieren /3.9./. Seit Anfang 1981 werden bereits einfache, nichtlineare Ortsdriftzeitkorrekturen im FOREST-Programm durchgeführt. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Spuren mit Transversalimpulsen (bezogen auf die Strahl- bzw. z-Achse) $p_t > 500 \text{ MeV}/c$ beträgt über 99 %.

Ereignisse mit mindestens einer von FOREST vollständig rekonstruierten Spur, die in der r, φ -Projektion weniger als 2.5 cm vom Strahl entfernt ist (D_0 -Schnitt) und in z auf weniger als 15 cm (Z-Schnitt) an den Wechselwirkungspunkt herankommt, werden im PASS2-Schritt selektiert. Zusätzlich werden auch alle Ereignisse mit neutralem Trigger und Minimalanforderungen an die Energie in den betreffenden Schauerzählern selektiert, so daß auch in diesem Selektionsschritt eine unabhängige Überprüfung der Selektionswahrscheinlichkeit für Bhabha-Ereignisse möglich ist.

Ausgehend von den PASS2-Datensätzen werden bei TASSO zwei komplementäre, sich nur zu geringem Teil überlappende Selektionen durchgeführt. In der PASS3-Selektion werden mindestens 3 Spuren mit einem D_0 -Schnitt von je 2.5 cm verlangt, von denen mindestens zwei Spuren auch in der z-Richtung rekonstruiert sein müssen mit einem Z-Schnitt von 15 cm. Die PASS3-Datensätze enthalten damit Ereignisse höherer Multiplizitäten (Anzahl der gefundenen Spuren geladener Teilchen im Zentraldetektor) und werden insbesondere zur Selektion hadronischer Ereignisse zugrundegelegt.

Komplementär dazu werden Ereignisse mit mindestens zwei bis maximal vier von FOREST gefundenen Spuren betrachtet. Das Ziel ist, vorwiegend Zweispurereignisse zu selektieren, aber auch noch Ereignisse mit weiteren, durch Sekundärwechselwirkung im Detektor entstandenen Teilchen zu behalten. Dazu verlangt man, daß bei den Dreispurereignissen zwei der drei Spuren einen Winkel von weniger als 5° in φ bilden. Vierspurereignissen werden zugelassen, wenn darunter mindestens zwei Paare von Spuren einen Winkel von weniger als $\pm 5^\circ$ bilden.

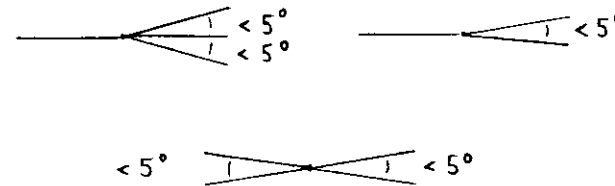


Abbildung 17. Schema der in der PRONG2-Selektion zugelassenen Topologien mit 3 oder 4 Spuren;

In der PRONG2-Selektion werden nur Spuren berücksichtigt, die einen D_0 -Schnitt von 2.5 cm erfüllen. Um Höhenstrahlereignisse zu unterdrücken, wird Flugzeitinformation der ITOF-Zähler benutzt. Mindestens eine Spur muß eine absolute Flugzeit (bezogen auf das Strahlkreuzungssignal als Zeitnullpunkt) im Bereich von -3 ns bis +25 ns besitzen. Außerdem muß die Flugzeitdifferenz zwischen wenigstens zwei Spuren unter 5 ns liegen. Diese Flugzeitschnitte unterdrücken Höhenstrahlereignisse mit typisch 10 ns Zeitdifferenz nahezu vollständig, sind aber insbesondere in der absoluten Zeitbedingung noch so locker, daß auch bei erst grob kalibrierten Flugzeitählern keine nennenswerten Verluste an guten Ereignissen zu befürchten sind. Im PRONG2-Schritt werden keine Impulsschnitte angebracht, so daß die PRONG2-Datensätze zu etwa 80 - 90 % Zweiphoton-Streuprozesseignisse enthalten. Lediglich für Zweispurereignisse mit weniger als $1 \text{ GeV}/c$ Transversalimpuls p_t pro Spur (bezogen auf die z-Richtung bzw. Strahlachse) wird zur Unterdrückung von Untergrundereignissen verlangt, daß beide Spuren einander entgegengesetzte Ladungsvorzeichen besitzen. Der Anteil der Bhabha-Ereignisse beträgt etwa 10 % und nur etwa 0.5 % der Ereignisse auf den PR2-Bändern stammen aus der Myonpaarproduktion.

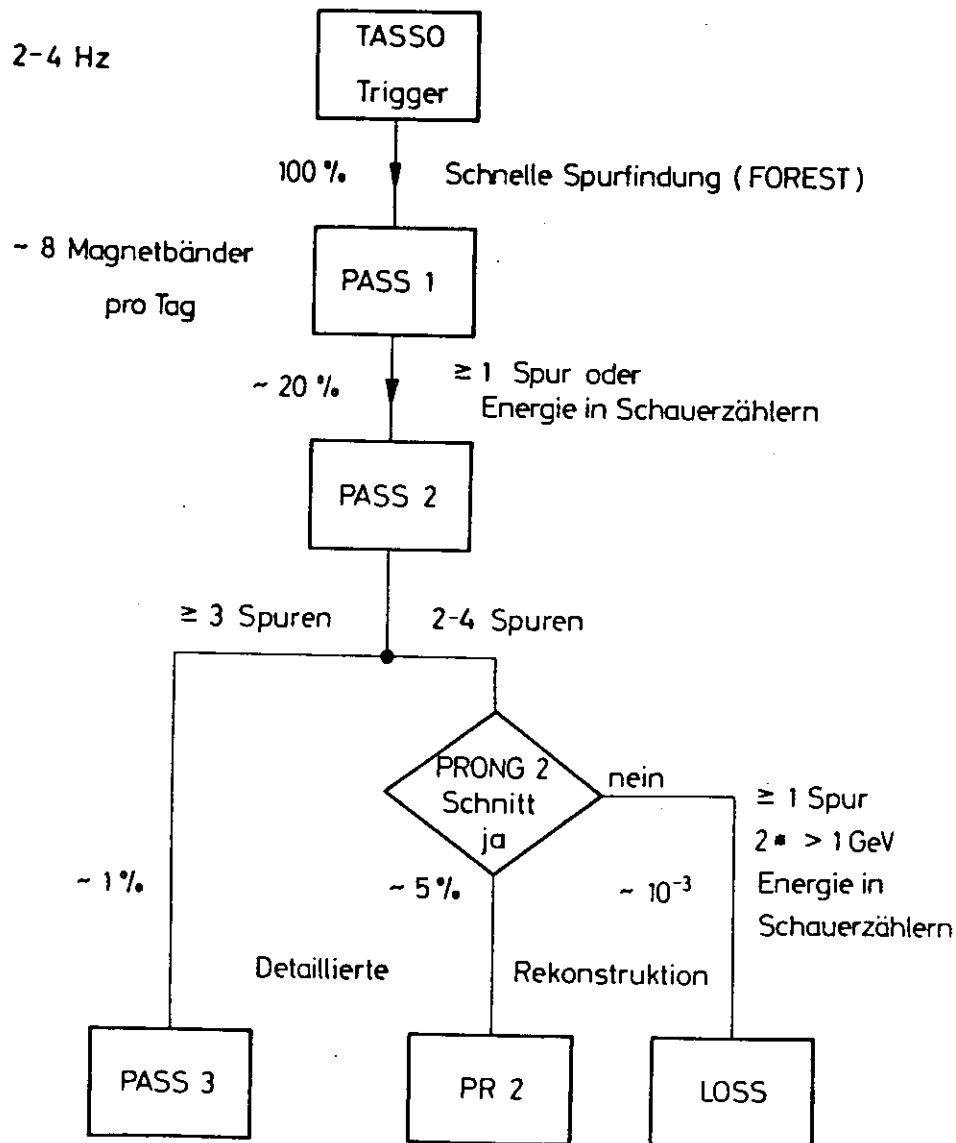


Abbildung 18. Schema des Datenflusses

Zur Bestimmung der möglichen Verluste von Bhabha-Ereignissen im PRONG2-Schritt werden Ereignisse mit hoher Energie in zwei gegenüberliegenden Schauerzählern untersucht. Um dabei Ereignisse der $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ Annihilation auszuschließen, wird wenigstens eine in r, φ -Projektion rekonstruierte Spur oder mindestens ein angesprochenes Segment des CPC-Prozessors und ein ITOF-Signal in etwa gleicher Richtung in φ (± 2 ITOF-Zähler) verlangt. Die dabei zusätzlich gewonnene, sehr kleine Menge von Ereignissen (LOSS-Datensätze) läßt sich gut auf mögliche Verluste in der auf Topologie basierenden PRONG2-Selektion hin untersuchen.

Die im PASS3-, PRONG2- und LOSS-Selektionsschritt erhaltenen Ereignismengen werden jeweils unter Verwendung der detaillierten Rekonstruktions- und Kalibrationsprogramme auf die PASS3-, PR2- und LOSS-Datensätze geschrieben. Dabei wird durch das "MILL-Programm", welches mit hoher Effizienz Spuren findet, die zur r, φ -Rekonstruktion wenigstens fünf der neun 0° -Lagen und zur z -Rekonstruktion mindestens drei der sechs Stereolagen der Driftkammer gesetzt haben, eine neue Spurbestimmung durchgeführt /3.10./ So können die PR2-Datensätze letztlich auch einige Ereignisse mit mehr als vier Spuren besitzen. Gewöhnlich haben die neu hinzugefundenen Spuren sehr geringe Impulse ($p_t \leq 200 \text{ MeV}/c$), für die das schnelle FOREST-Programm wenig empfindlich ist. Im MILL-Programm werden detaillierte Orts-Driftzeitkorrekturen angebracht und damit sehr gute Spuranpassungen in der Form von Kreissegmenten erreicht. Die Auflösung pro Driftkammerzelle erreicht Werte von besser als $200 \mu\text{m}$ /3.11./

3.2 SCHNITTE

Die Selektion der Bhabha- und Myonpaarereignisse basiert auf rein topologischer Information. Entsprechend wird zunächst nicht zwischen Bhabha- und Myonpaarereignissen unterschieden, sondern in der "Bhabha-Selektion" werden sowohl Bhabha-Ereignisse als auch Myonpaarereignisse akzeptiert.

Beachtet werden nur Spuren mit einem Transversalimpuls p_t von über $100 \text{ MeV}/c$.

3.2.1 Bhabha-Selektion

Die Kandidaten für Bhabha-Ereignisse werden von den PR2-Datensätzen selektiert. Die Auswahlkriterien sind :

- 1) genau zwei Spuren mit einem Impuls von je mindestens 20% des Strahlimpulses P_B
- 2) die Summe der Impulsbeträge $\sum |p|$ beider Spuren muß mindestens 70% des Strahlimpulses P_B betragen
- 3) die Differenz zwischen gemessener und erwarteter Flugzeit muß pro Spur im Bereich $-3.0 \text{ ns} < \tau_{\text{gem.}} - \tau_{\text{erw.}} < +2.0 \text{ ns}$ liegen
- 4) ein D_0 -Schnitt von 0.6 cm und ein Z-Schnitt von 7 cm für beide Spuren
- 5) die beiden Spuren müssen sich räumlich bis auf einen maximalen Akollinearitätswinkel ζ von 10° gegenüberliegen
- 6) entgegengesetzte Ladungsvorzeichen
- 7) Der Topologietrigger muß angesprochen haben

Die Schnitte 1), 2) unterdrücken Zweiphoton-Streuprozesse. Simulationsrechnungen ergaben eine verbleibende Kontamination von weniger als 10^{-4} , die durch 5) noch weiter herabgesetzt wird /3.12/. Der Flugzeitschnitt 3) schließt Ereignisse aus kosmischer Höhenstrahlung aus. Abb. 19 zeigt die gemessene Verteilung der Zeitdifferenz $\tau_{\text{gem.}} - \tau_{\text{erw.}}$ für Ereignisse, die die Schnitte 1), 2) erfüllen.

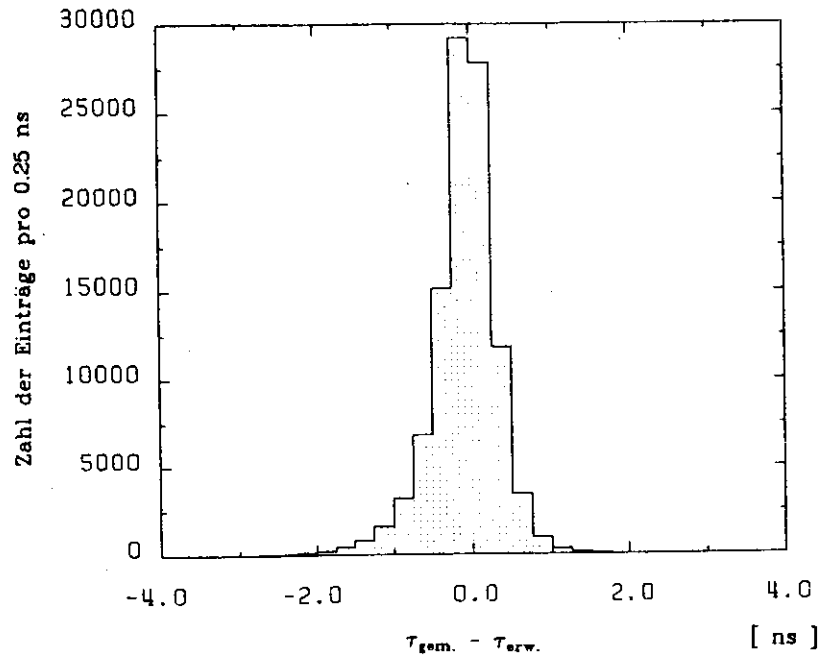
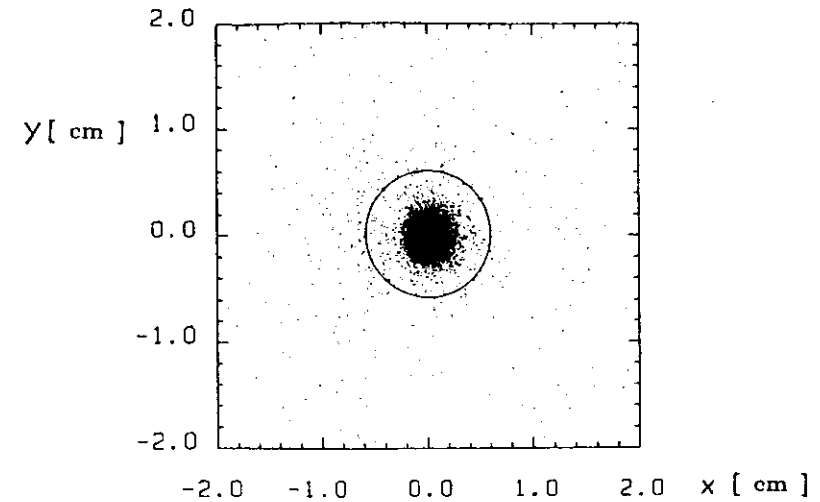
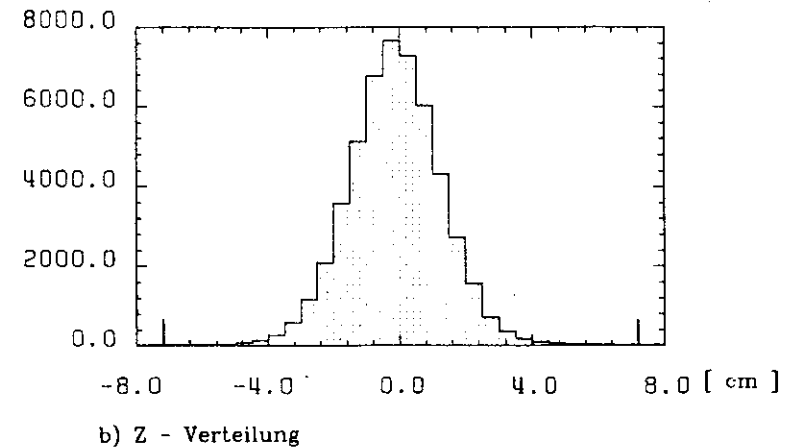


Abbildung 19. Differenz zwischen gemessener und erwarteter Flugzeit



a) Vertexverteilung in der r, φ -Ebene. Eingezeichnet sind die Punkte größter Annäherung der rekonstruierten Spuren an den nominellen Wechselwirkungspunkt. Der eingezeichnete Kreis hat den Radius des D_0 -Schnittes



b) Z - Verteilung

Abbildung 20. Vertexverteilungen: Es wurden dazu Ereignisse benutzt, die lediglich die Impulsschnitte 1), 2) und den Flugzeitschnitt 3) erfüllen.

Der Vertexschnitt 4) läßt nur Ereignisse aus einem kleinen Volumen um den nominellen Wechselwirkungspunkt zu (Abb.20). Der verbleibende Untergrund durch Höhenstrahlung, Streuung im Restgas oder Strahlrohr sowie aus Zweiphoton-Streuprozessen ist insgesamt vernachlässigbar. Nach Simulationsrechnungen besteht die so gewonnene Datenmenge bei einer Schwerpunktsenergie $W = 34$ GeV zu 94.6 % aus Bhabha-, zu 4.7 % aus Myonpaar- und zu 0.7 % aus Taupaarereignissen. Um zu betonen, daß verschiedene Prozesse beteiligt sind, werden die durch die Kriterien 1-7 selektierten Ereignisse im folgenden allgemein als "Zweispurereignisse" bezeichnet. Zur Bestimmung des Bhabha-Wirkungsquerschnittes wird der ≈ 5 % Beitrag an Myon- und Taupaarereignissen statistisch subtrahiert. Dabei werden die mit dem gleichen Experiment gemessenen Winkelverteilungen zugrundegelegt.

In einem beschränkten Raumwinkelbereich lassen sich durch Schauerzähler Elektronen erkennen /3.4./. Ereignisse mit mindestens 3 GeV Energie für eine der Spuren in einem der Schauerzähler werden als positiv identifizierte Bhabha-Ereignisse gezählt. Abb. 21 zeigt die in den Flüssigargon-Kalorimetern bei einer Schwerpunktsenergie von 34 - 35 GeV gemessene Energieverteilung für positiv identifizierte Bhabha-Ereignisse.

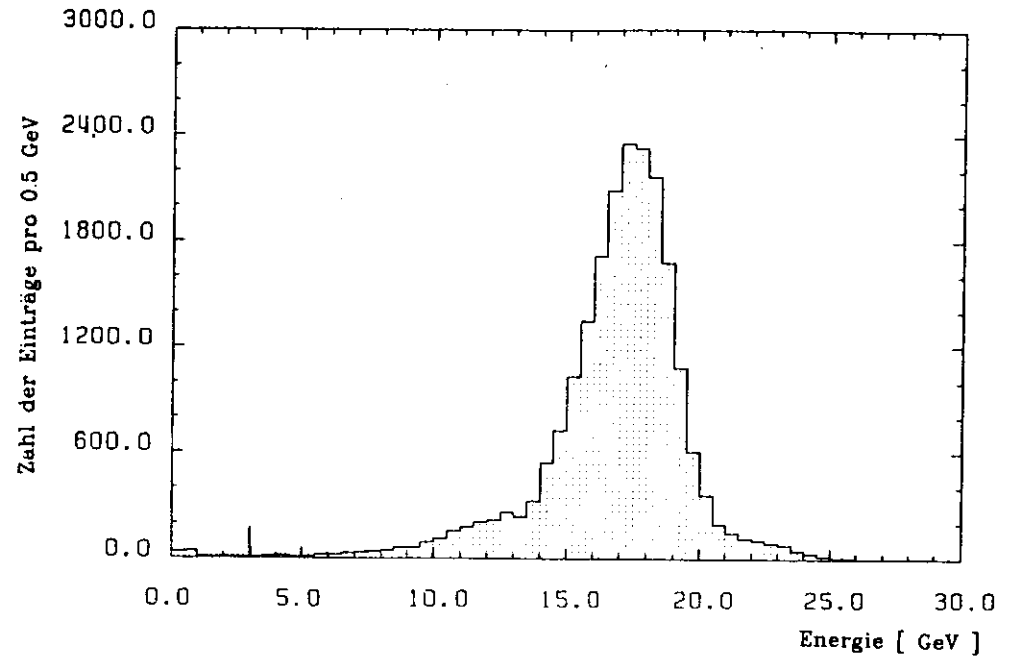


Abbildung 21. Energiespektrum für Bhabha-Ereignisse im Flüssigargon-Kalorimeter

Der kleine Anteil (≈ 0.4 %) der Einträge in Abb. 21 unterhalb von 3 GeV läßt sich durch die $e\mu$ -Endzustände im Zerfall der Taupaarereignisse erklären.

Von der Möglichkeit der positiven Bhabha-Erkennung wird zur Überprüfung der Korrekturen (Kapitel 3.3) und zur Suche nach skalaren Elektronen (Kapitel 5) Gebrauch gemacht.

3.2.2 Myon-Erkennung

Zusätzlich zu den Schnitten 1) - 7) werden Myonen durch Signale in den Myonkammern außerhalb der Eisenabschirmung oder durch minimale Ionisation in den Flüssigargon-Schauerzählern im Zentraldetektorbereich nachgewiesen. Die Kriterien sind:¹

¹ Die hier vorgestellte Muonpaaranalyse stützt sich auf Untersuchungen von I.C.Brock /3.13./.

- 8) Ansprechen von mindestens drei von vier Lagen der Myonproportionalkammern im Bereich von 10σ der vom Innendetektor aus unter Berücksichtigung der Winkelauflösung inklusive Vielfachstreuung extrapolierten Spur
- 9) Signale im Flüssigargon-Kalorimeter in Richtung der Teilchenspur mit einer Gesamtenergie von weniger als 1.5 GeV
- 10) Impuls größer als 50 % des Strahlimpulses P_b

Als Myonpaarereignis wird gezählt, wenn Bedingung 8) oder 9) für mindestens eine und Bedingung 10) für beide Spuren erfüllt ist. Für die Datennahme bei $W < 25$ GeV wird Bedingung 9) für beide Spuren gefordert. Der Beitrag an Taupaarereignissen wird statistisch berücksichtigt und beträgt maximal 3 %.

Die Myonpaarselektion ist empfindlicher auf Untergrund aus Myonen der kosmischen Höhenstrahlung. Die Meßbedingungen der frühen Datennahme (1979, 1980) waren nicht ganz so günstig wie die der Zeit hoher Luminosität ab 1981. Um auch für die frühen Resultate nur sehr geringe Untergrundbeiträge berücksichtigen zu müssen, wurde zur Myonpaaranalyse ein Vertexschnitt von $D_0 < 0.4$ cm, $Z < 4$ cm pro Spur benutzt. Der Untergrund an Höhenstrahlerereignissen beträgt maximal 0.4 ± 0.2 % und wird statistisch berücksichtigt.

3.3 KORREKTUREN

3.3.1 Verluste in der Selektion

Die Selektionsverluste werden aus einer unabhängigen, im wesentlichen auf Schauerzählerinformation basierenden Analyse experimentell bestimmt. Knapp 60% der Akzeptanz des Innendetektors ist durch Schauerzähler abgedeckt, die jedoch bedingt durch den steil in $\cos(\vartheta)$ ansteigenden Bhabha-Wirkungsquerschnitt nicht ganz 50% der Bhabha-Ereignisse unabhängig nachweisen können.

Es wird gezeigt, daß die meist geringen Verluste weitgehend unabhängig von $\cos(\vartheta)$ sind, und somit als globale Korrektur für den ganzen Winkelbereich der Zweispurereignisse verwendet werden können.

Im folgenden wird die Bestimmung der Verluste beispielhaft für die von Oktober 1981 bis Ostern 1982 bei einer Schwerpunktsenergie von $W = 34 - 35$ GeV genommenen Daten durchgeführt.

Zunächst wird die Ansprechwahrscheinlichkeit des Topologietriggers einfach durch logische Kombination mit einem oder mehreren der unabhängigen Trigger bestimmt. Der Verlustfaktor v ergibt sich zu

$$v = \frac{b}{a+b}$$

b : Zahler der Ereignisse ohne Topologie- aber mit unabhängigem Trigger
 a : Zahl der Ereignisse mit Topologie- und unabhängigem Trigger

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Topologietriggers ist dann

$$\epsilon = \frac{a}{a+b} \quad \text{mit dem relativen, aus einer Binomialverteilung berechneten Fehler :}$$

$$\sqrt{\frac{1}{a} - \frac{1}{a+b}}$$

Es ergibt sich folgende Triggerstatistik :

Zahl der Ereignisse mit der Triggerkombination	
Flüssigargon- und Topologietrigger :	10460
Flüssigargon- ohne Topologietrigger :	138
$\epsilon = 0.9870 \pm 0.0011$	
Zahl der Ereignisse mit der Triggerkombination	
Had.Arm-Schauer- und Topologietrigger :	3014
Had.Arm-Schauer- ohne Topologietrigger :	42
$\epsilon = 0.9863 \pm 0.0021$	
kombiniertes Ergebnis :	$\epsilon = 0.9868 \pm 0.0010$

Die Hadronarm- und Flüssigargon- Schauerzählertrigger sind unabhängig und überdecken unterschiedliche Raumwinkel. Offensichtlich sind die mit beiden Schauerzählertriggern bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten des Topologietriggers im Bereich ihrer kleinen statistischen Fehler in guter Übereinstimmung.

Entsprechend werden die Verluste der PRONG2-Selektion und in den Flugzeit- und Vertexschnitten berechnet. Die Verluste der PRONG2-Selektion werden durch Untersuchung der Ereignisse auf den LOSS-Datensätzen (siehe Kapitel 3.1.3) bestimmt :

Zahl der Ereignisse, selektiert durch :	
Unabhängige Schauer- und PRONG2-Selektion :	14996
Unabhängige Schauerzähler-Selektion allein :	355

Verlust in der PRONG2-Selektion $V = (2.31 \pm 0.12 \text{ stat.} \pm 1.2 \text{ syst.}) \%$
--

Die relativ große systematische Unsicherheit in den Selektionsverlusten der PRONG2-Selektion ergibt sich aus dem Problem, Ereignisse mit schlechter oder fehlender Spurrekonstruktion durch die Schauerzählerbedingung unabhängig als Bhabha-Ereignisse zu identifizieren. Unabhängig von der Spurinformaton werden dabei als Kriterium mindestens je 20 % der Strahlenenergie E_B in zwei geometrisch getrennten Regionen der Schauerzähler und mindestens 70 % E_B in der Summe der Schauerzählerenergien gefordert. Die Fehlerangabe basiert auf einer Abschätzung nach der visuellen Inspektion und MILL-Rekonstruktion der Ereignisse auf den LOSS-Datensätzen (siehe auch Abb.18 zum Schema des Datenflusses).

Der Verlust an Ereignissen in den Flugzeit- und Vertexschnitten wird bestimmt, indem alternativ zum jeweiligen Schnitt positive Bhabha-Erkennung ($E > 3 \text{ GeV}$ für mindestens eine der Spuren) zugelassen wird :

Vertexschnitt 6) und pos. Bhabha-Erkennung :	22674
nicht 6) aber pos. Bhabha-Erkennung :	176

Verlust im Vertexschnitt	$V = (0.78 \pm 0.06) \%$
--------------------------	--------------------------

Flugzeitbed. 4) und pos. Bhabha-Erkennung :	22520
nicht 4) aber pos. Bhabha-Erkennung :	146

Verlust im Flugzeitschnitt	$V = (0.64 \pm 0.05) \%$
----------------------------	--------------------------

Bei richtiger Spurerkennung definieren die Impulsschnitte 1), 2) und der Akollinearitätsschnitt 5) experimentell den Phasenraum für die beobachteten Prozesse und werden wie in Kapitel 2.3 beschrieben durch Strahlungskorrekturen berücksichtigt.

Um die $\cos(\vartheta)$ -Unabhängigkeit der Verluste zu demonstrieren, wurde der Quotient der $\cos(\vartheta)$ -Verteilungen der in der Akzeptanz der Schauerzähler zusätzlich gefundenen Ereignisse und der akzeptierten und positiv als Bhabha identifizierten Ereignisse dargestellt :

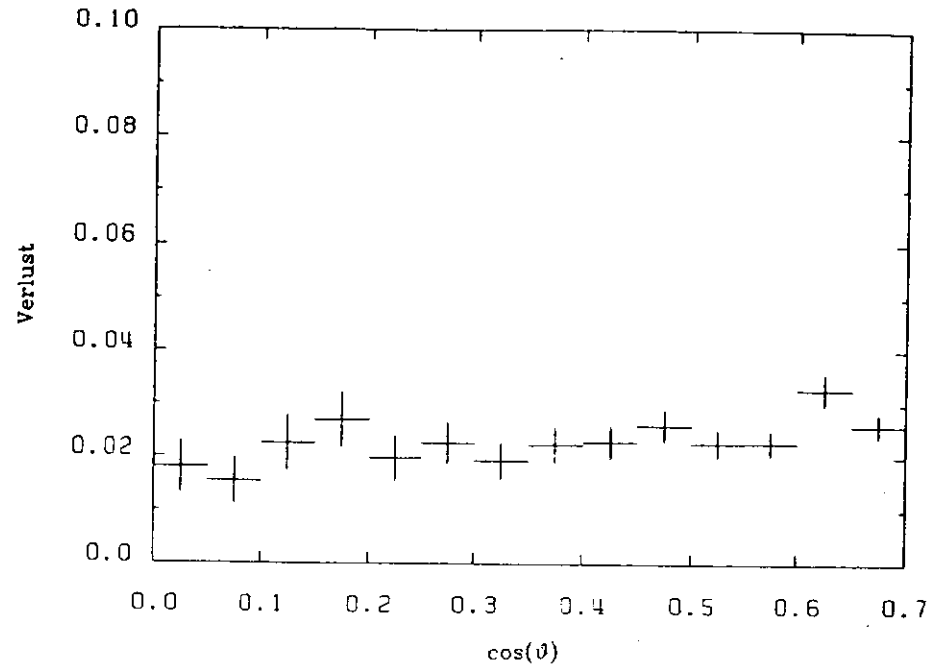


Abbildung 22. Verluste in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta)$

Im Schnitt 6) gehen Ereignisse verloren, bei denen ein Ladungsvorzeichen der Spuren falsch bestimmt wurde. Der Anteil dieser Ereignisse wurde jeweils direkt mitbestimmt. Bei 14 GeV Schwerpunktsenergie sind es 0.2 % und bei 34 GeV etwa 1.2 %.

Die Rate an Ereignissen, bei denen beide Ladungen falsch gemessen werden läßt sich daraus zu $(\frac{1}{2} \cdot 1.2 \cdot 10^{-2})^2 \approx 4 \cdot 10^{-5}$ bei 34 GeV abschätzen. Für Myonpaarereignisse sind die Anteile jeweils etwas geringer als für Bhabha-Ereignisse.

Die richtige Ladungsbestimmung ist sowohl für den stark in $\cos(\vartheta)$ zu positiven Werten hin ansteigenden Bhabha-Wirkungsquerschnitt als auch für die Untersuchung der systematischen Fehler in der Messung elektroschwacher Effekte in der Myonpaarproduktion wichtig. Da abgesehen von unterschiedlicher Krümmung positive und negative Teilchen identisch erscheinen, könnte allein die Ladungsmessung eine vorgetäuschte Vorwärts- Rückwärts-Ladungsasymmetrie liefern.

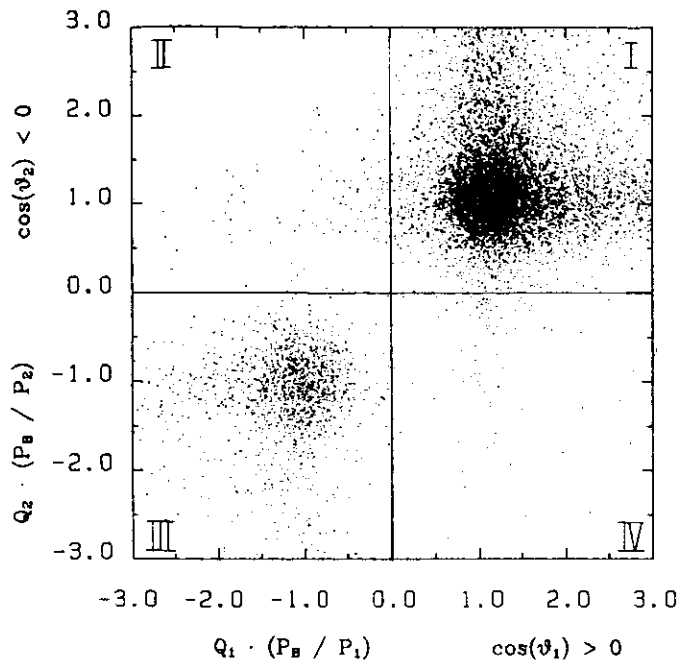


Abbildung 23. Ladungs- Impulskorrelation für Bhabha-Ereignisse bei $W = 34 \text{ GeV}$

In Abb. 23 ist die Ladungs- Impulskorrelation dargestellt. Dazu wurden alle Zweispurereignisse benutzt, bei denen eine der beiden Spuren in Vorwärtsrichtung ($\cos(\vartheta_1) > 0$) und die andere in Rückwärtsrichtung ($\cos(\vartheta_2) < 0$) geht. Auf die Bedingung 6) (entgegengesetzte Ladungsvorzeichen) wird für diese Darstellung verzichtet. An den Achsen ist das inverse, auf den Strahlimpuls P_B normierte Impulsspektrum (P_B/P) beider im Endzustand nachgewiesenen Teilchen gegeneinander aufgetragen. Durch Multiplikation mit dem aus der Richtung der Spurkrümmung bestimmten Ladungsvorzeichen und Unterscheidung zwischen Vorwärts- und Rückwärtsrichtung ergeben sich vier verschiedene Regionen (I-IV).

Bei gegensätzlicher Ladung liegen die zugehörigen Punkte in den Quadranten I oder III. Da der Bhabha-Wirkungsquerschnitt zu positiven $\cos(\vartheta)$ -Werten hin ansteigt, befinden sich die meisten Punkte im Quadranten I. Die Einträge außerhalb der Zentren zu den äußeren Rändern von Abb. 23 hin lassen sich durch Impulsverlust der Elektronen und Positronen im Detektormaterial vor der Driftkammer erklären. Ereignisse, bei denen eine der Ladungen falsch

bestimmt wurde, liefern Einträge in den Quadranten II oder IV. Zwischen den beiden Anhäufungen von Punkten in den Quadranten I, III in Abb. 23 gibt es nur sehr wenige Einträge nahe des Ursprungs, bei denen beide Ladungsvorzeichen falsch bestimmt sein könnten.

Die Analyse der Myonpaarereignisse erfordert zusätzlich zu den Bhabha-Selektionskriterien eine positive Myon-Erkennung für eine beider Spuren. Die Verluste in der Myonerkennung lassen sich durch unabhängige Identifikation in Bereichen mit sowohl Schauerzähler- als auch Myonkammerüberdeckung bestimmen. Abb. 24 zeigt das in den Flüssigargon-Kalorimetern gemessene Energiespektrum für Spuren, die nach Bedingung 8) als Myon erkannt wurden :

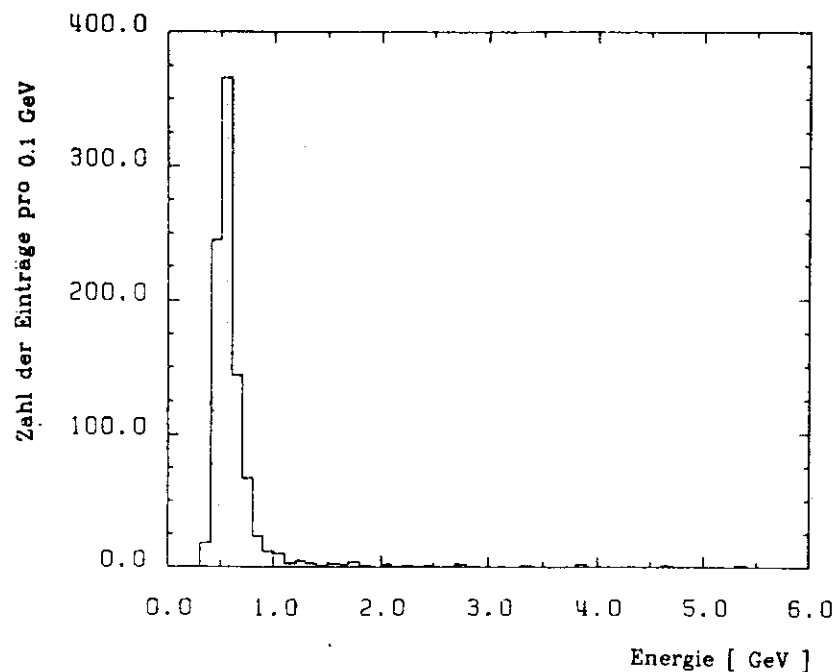


Abbildung 24. Energiespektrum der mit den Myonkammern als Myon identifizierten Spuren

Der kleine Anteil an Einträgen mit höheren Energien ist auf im Endzustand abgestrahlte Photonen zurückzuführen und wird als Verlust in der Myonidentifikation durch die Flüssigargon-Kalorimeter berücksichtigt.

Verluste an Myonpaarereignissen in der Myonidentifikation :

Myonkammern : $1.3 \pm 0.3 \%$
 Flüssigargon-Kalorimeter : $3.3 \pm 0.7 \%$

Abb. 25 zeigt die Ladungs- Impulskorrelation für den Anteil der als Myonpaare identifizierten Zweispurereignisse.

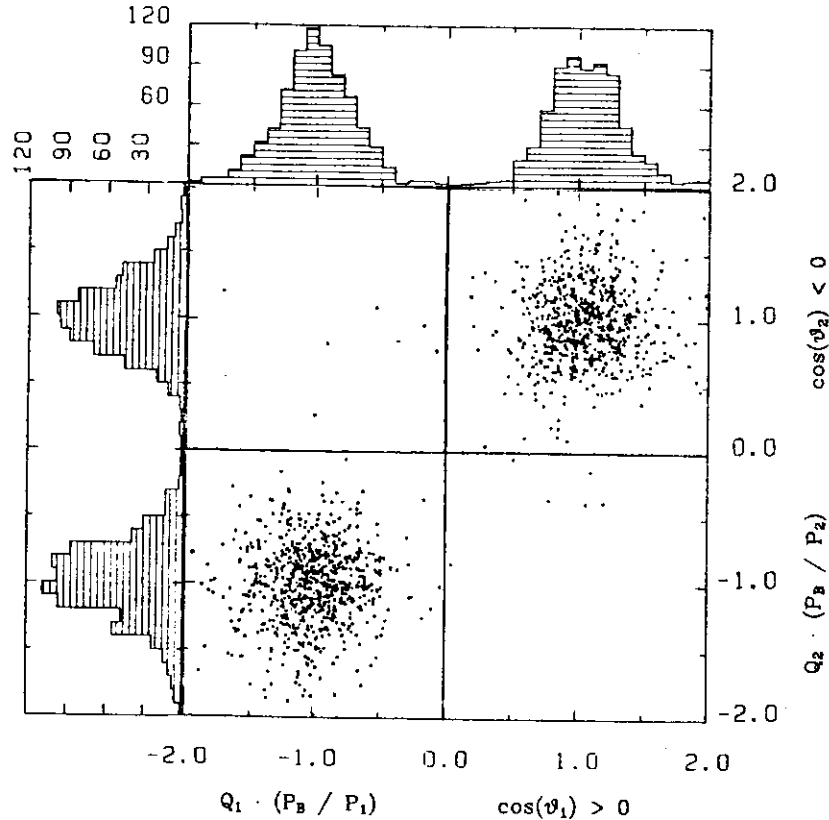


Abbildung 25. Ladungs- Impulskorrelation für Myon-Ereignisse bei $W \approx 34 \text{ GeV}$

Die durch Projektion gewonnenen Verteilungen sind in Abb. 25 mit dargestellt. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der Verteilungen sind :

		Mittelwert	σ
μ^+	$\cos(\vartheta) > 0$	1.05	0.29
	$\cos(\vartheta) < 0$	-1.02	0.30
μ^-	$\cos(\vartheta) > 0$	1.00	0.30
	$\cos(\vartheta) < 0$	-1.00	0.30

Die σ -Werte entsprechen einer Impulsauflösung der Driftkammer für Myonen von etwa $\sigma_p/p = 0.017 \cdot p$ (p in GeV/c) und sind innerhalb der statistischen Fehler von der Ladung und Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung der Driftkammer unabhängig.

3.3.2 Akzeptanz

Mit Hilfe von Simulationsrechnungen nach der Monte-Carlo-Methode wird in diesem Abschnitt untersucht, welcher Anteil der Bhabha- und Myonpaarereignisse in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta)$ die Selektionskriterien erfüllt.

Die Akzeptanz wird dabei als Verhältnis

$$A = \frac{\text{Zahl der akzeptierten Monte-Carlo-Ereignisse}}{\text{Zahl der erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse}}$$

definiert. Die Monte-Carlo-Ereignisse werden mit Hilfe der im Kapitel 2.3 diskutierten Ereignisgeneratoren erzeugt. Der Phasenraum für die Erzeugung der Ereignisse wird durch die Bedingung $p > 0.1 \cdot P_B$ pro Spur, Akollinearität $\zeta < 15^\circ$ und $|\cos(\vartheta)| < 0.85$ festgelegt und ist auch bei der endlichen Detektorauflösung hinreichend groß, um alle akzeptierbaren Ereignisse zu liefern. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die generierten Bhabha-Ereignisse, dividiert durch die QED-Erwartung in niedrigster Ordnung ist in Abb. 26 dargestellt. Der Quotient liefert die mit Monte-Carlo-Methoden bestimmte Strahlungskorrektur.

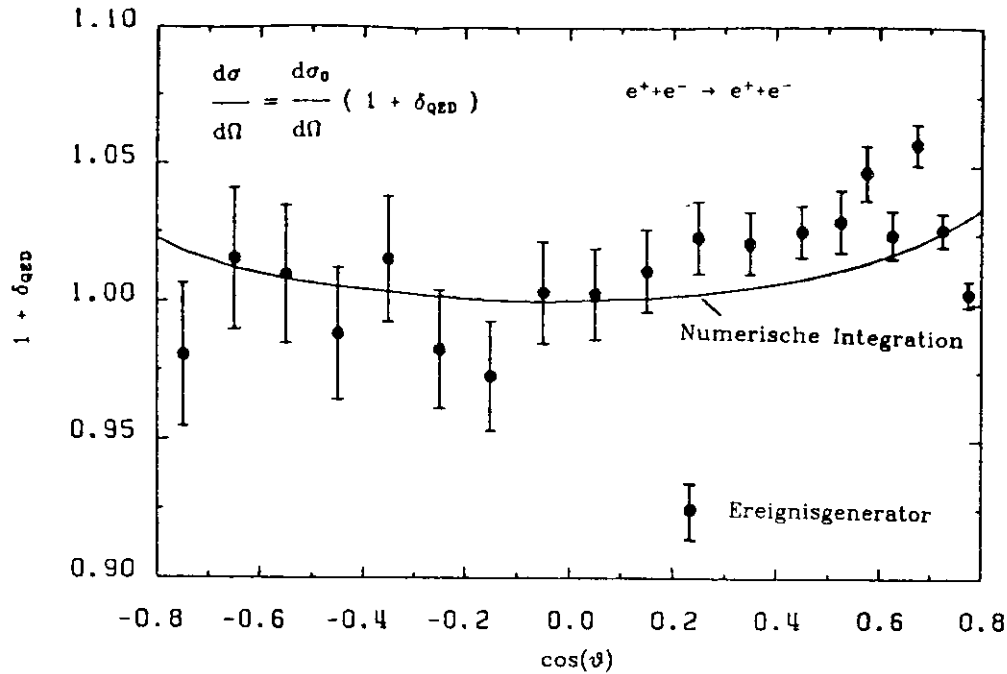


Abbildung 26. Resultat der Strahlungskorrekturbestimmung mit dem Bhabha-Ereignisgenerator : Die durchgezogene Linie zeigt die nach /2.9./ durch numerische Integration für einen Impulsschnitt $p > 0.1 \cdot P_B$ pro Spur und eine Akollinearität $\zeta < 15^\circ$ berechnete Strahlungskorrektur.

Für $|\cos(\vartheta)| < 0.75$ ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Die Differenz am Rand läßt sich auf die Bedingung $|\cos(\vartheta)| < 0.85$ zurückführen, die nur für den Ereignisgenerator realisiert wurde. Als Strahlungskorrektur werden die Werte der numerischen Integration im ganzen $\cos(\vartheta)$ -Bereich benutzt. Für $|\cos(\vartheta)| > 0.75$ wird zusätzlich eine Randkorrektur nach den Resultaten der Ereignisgeneratorsimulation angebracht. Die mit Monte-Carlo-Methoden generierten Ereignisse werden jeweils weiter durch eine Detektorsimulation verfolgt. Dabei werden die elektromagnetischen Wechselwirkungen der Photonen und Elektronen im Material vor der Driftkammer mit Hilfe des EGS-Codes simuliert /3.14./. Weiterhin wird die Auflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit in der zylindrischen Driftkammer simuliert. Dabei wird eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 98% pro Driftkammerzelle angenommen. Letztlich werden dann die gleichen Impuls- und Akollinearitätsschnitte wie für die gemessenen Daten angebracht.

Abb. 27 zeigt die in der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Bhabha-Akzeptanz für eine Schwerpunktsenergie von 34.5 GeV.

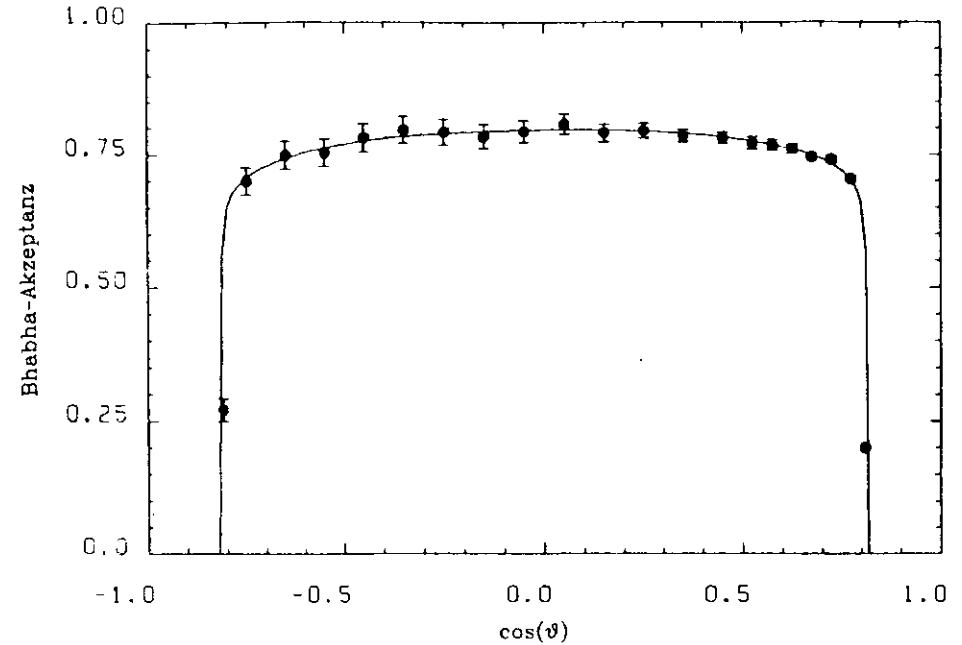


Abbildung 27. Bhabha-Akzeptanz

Die einzelnen Punkte zeigen die Resultate für die Akzeptanz A , gemittelt über einen kleinen $\Delta \cos(\vartheta)$ -Bereich, gemäß der obigen Akzeptanzdefinition. Die durchgezogene Kurve ist das Resultat einer Anpassung nach

$$A = \left[1 - \frac{c_1}{\sin(\vartheta)} - c_2 + c_3 \cos(\vartheta) \right] \cdot \exp \left[\frac{c_4}{\cos^2(\vartheta) - c_5^2} \right]$$

mit

$$\begin{aligned} c_1 &= 0.138 & c_2 &= 0.06 \\ c_3 &= 0.009 & c_4 &= 0.82 \\ c_4 &= 0.0025 & c_5 &= 0.82 \end{aligned}$$

Für $\cos(\vartheta)=0$ liegt die Akzeptanz nahe bei 80 %. Ein Verlust von etwa 6 % ergibt sich durch Verschärfung der Impuls- und Akollinearitätsschnitte. Dabei zeigt die Monte-Carlo-Simulation, daß im Mittel der Impuls der Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung im Material vor der Driftkammer

um etwa 15 % reduziert wird. Für etwa 14% der Ereignisse werden zusätzliche Spuren (mit $p_t > 100 \text{ MeV/c}$) aus Photonkonversion erwartet. Die zugehörige Korrektur steigt annähernd linear mit der Dicke des Materials ($\sim 1/\sin(\vartheta)$) an.

Dabei ist zu beachten, daß die Sekundärspuren aus der Photonkonversion zumeist geringe Impulse besitzen und nicht selten im Material selbst schon abgestoppt werden, so daß z.B. "Drei- und Vierspur-Bhabha-Ereignisse" fast gleichhäufig beobachtet werden. Entsprechend der weitgehend $\cos(\vartheta)$ -unabhängigen Korrektur durch Verkleinern des Phasenraumes wird ein konstanter Term c_2 angesetzt. Die Korrektur durch die Forderung nach genau zwei Spuren wird durch den Term $c_1/\sin(\vartheta)$ in der Akzeptanzanpassung berücksichtigt. Der $c_3 \cdot \cos(\vartheta)$ -Beitrag wurde eingesetzt, um eine mögliche, geringfügige Asymmetrie in der Bhabha-Akzeptanz zu berücksichtigen. Tatsächlich zeigt die Anpassung an die Monte-Carlo-Resultate, daß eine geringfügige, positive Asymmetrie bevorzugt wird. Dies läßt sich qualitativ aus der endlichen Meßgenauigkeit des Winkels ϑ und dem stark in Vorwärtsrichtung ansteigenden differentiellen Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung verstehen. Durch den Exponentialterm fällt die Akzeptanz für $|\cos(\vartheta)| \geq 0.82$ auf Null. Entsprechend wurde auch in den Daten $|\cos(\vartheta)| < 0.82$ für beide Spuren gefordert. Für größere Werte von $|\cos(\vartheta)|$ spricht der Zweispurtrigger nur in sehr undefinierter Weise an.

Zur Überprüfung der Monte-Carlo-Simulation wurden mehrere Vergleiche mit Daten durchgeführt. In den folgenden Abbildungen werden die Daten durch Kreuze mit Fehlerbalken und die Monte-Carlo-Ergebnisse im Vergleich als schraffiertes oder punktiertes Histogramm dargestellt.

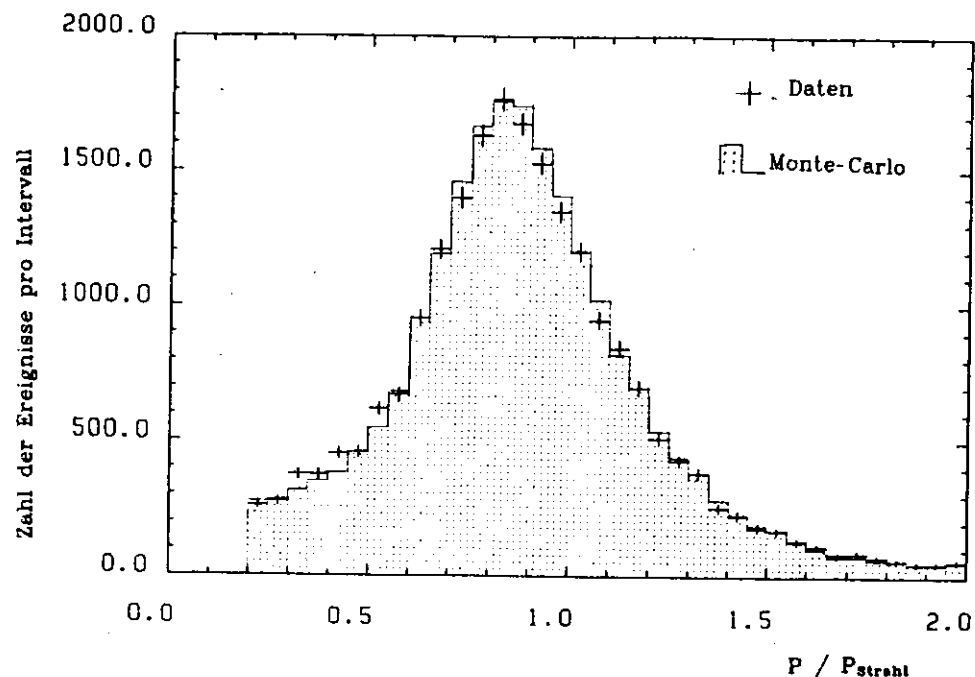


Abbildung 28. Impulsverteilung normiert auf Strahlimpuls in der zentralen Driftkammer

Abb. 28 zeigt die Impulsverteilung der Spuren von Zweispureereignissen (Schnitte 1 - 8) in der zentralen Driftkammer, normiert auf den Strahlimpuls P_s . Offensichtlich liegt das Maximum deutlich unterhalb 1.0 bei etwa 85 % des Strahlimpulses. Der Impulsverlust ist hauptsächlich auf Bremsstrahlung der Elektronen in dem Material vor der Driftkammer zurückzuführen und wird durch die Monte-Carlo-Simulation sehr gut wiedergegeben. Zur Simulation der Auflösung der Driftkammer werden gaußverteilte Fehler in der Messung der Krümmung der Spur und der Bestimmung der Winkel ϑ und φ angesetzt. Die Ausdehnung der Wechselwirkungszone in Strahlrichtung durch die Länge der Teilchenpakete des PETRA-Speicherringes wird mit einem $\sigma_x = 1.8 \text{ cm}$ berücksichtigt. Die Krümmung der Spur mißt $1/p_t$ (p_t = Transversalimpuls, bezogen auf Strahlrichtung). Durch Coulomb-Vielfachstreuung in dem Material vor der Driftkammer entsteht ein zusätzlicher Beitrag zum Meßfehler. Der Gesamtfehler $\sigma(1/p_t)$ in der Bestimmung des Transversalimpulses p_t ergibt sich aus

$$\sigma(1/p_t) = \sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_v^2/p_t^2}$$

σ_k = Konstanter Beitrag zum Fehler in der Krümmungsmessung aus der endlichen Ortsauflösung der Driftkammerzellen

σ_v = Fehler aus der Coulomb-Vielfachstreuung

Wie aus den Abbildungen 29 - 30 ersichtlich ist, werden die Fehler zur Simulation der Driftkammerauflösung so gewählt, daß sich eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten ergibt. $\Delta\varphi$ und $\Delta\theta$ sind dabei jeweils die Winkelabweichungen in der x,y- bzw. z-Projektion der Spuren gegenüber 180°.

In der Simulation benutzte Parameter :

$$\sigma_k = 0.02 \text{ GeV}^{-2}c^2$$

$$\sigma_v = 0.01$$

$$\sigma_\varphi = 3 \text{ mrad}$$

$$\sigma_\theta = 5 \text{ mrad}$$

Der Effekt der Unsicherheit der Auflösungsparameter auf die Akzeptanzkorrektur ist vernachlässigbar.

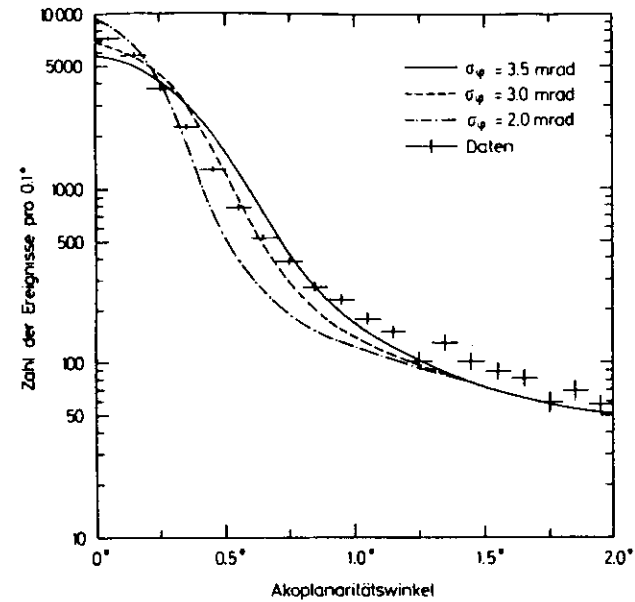


Abbildung 29. Akoplanarität ($\Delta\varphi$) bei kleinen Winkeln

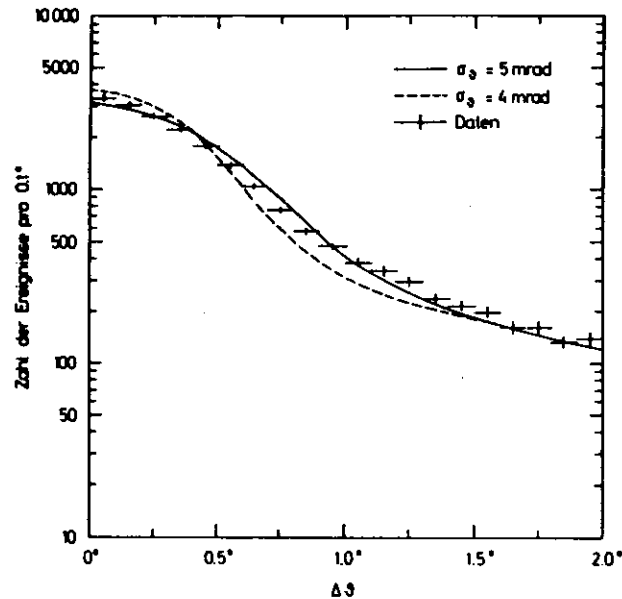


Abbildung 30. $\Delta\theta$ für kleine Winkel

Wie in Kap 2.3 diskutiert, trägt die Abstrahlung von Photonen durch Strahlungskorrekturen vorwiegend zu einer Winkelabweichung $\Delta\theta$ und in geringerem Umfang auch zu einer Akoplanarität $\Delta\phi$ bei. Bei kleinen Winkeln werden die Verteilungen merklich durch Meßfehler verbreitert. Die Abb. 29 und 30 zeigen eine gute, aber nicht ganz perfekte Reproduktion der Messungen durch die hier als Linien für verschiedene Auflösungsparameter dargestellten Simulationsergebnisse. Dabei ist zu berücksichtigen, daß einerseits in den Ereignisgeneratoren die Abstrahlung weicher Photonen mit weniger als 1 % der Strahlenergie kinematisch vernachlässigt wird und darüberhinaus die experimentelle Auflösung selten sehr gut durch rein gaussisch verteilte Fehler reproduziert wird. So wird auch die Zahl der Ereignisse mit falschem Ladungsvorzeichen in der Monte-Carlo-Simulation unterschätzt. Für $W = 34.5$ GeV liefert das Simulationsprogramm 0.03 % Ereignisse mit $\sum |Q_i| = 2$, gegenüber 1.2 % in den Daten. Ein sehr empfindlicher Test der Simulation ergibt sich aus der Auswertung der Zweispurkandidaten mit zusätzlichen Spuren durch elektromagnetische Sekundärwechselwirkungen im Detektormaterial. Dazu werden die Bhabha-Selektionskriterien gelockert. Es wird lediglich gefordert, daß im Ereignis ein Paar von Spuren existiert, das die Impuls-, Vertex-, Flugzeit- und Akollinearitätsschnitte erfüllt. Die Ereignisse

werden nicht mehr allein von den PR2-Datensätzen selektiert, sondern auch von den PASS3-Datensätzen. Da sich die PRONG2- und PASS3-Selektionen geringfügig überschneiden, wird darauf geachtet, daß kein Ereignis doppelt berücksichtigt wird.

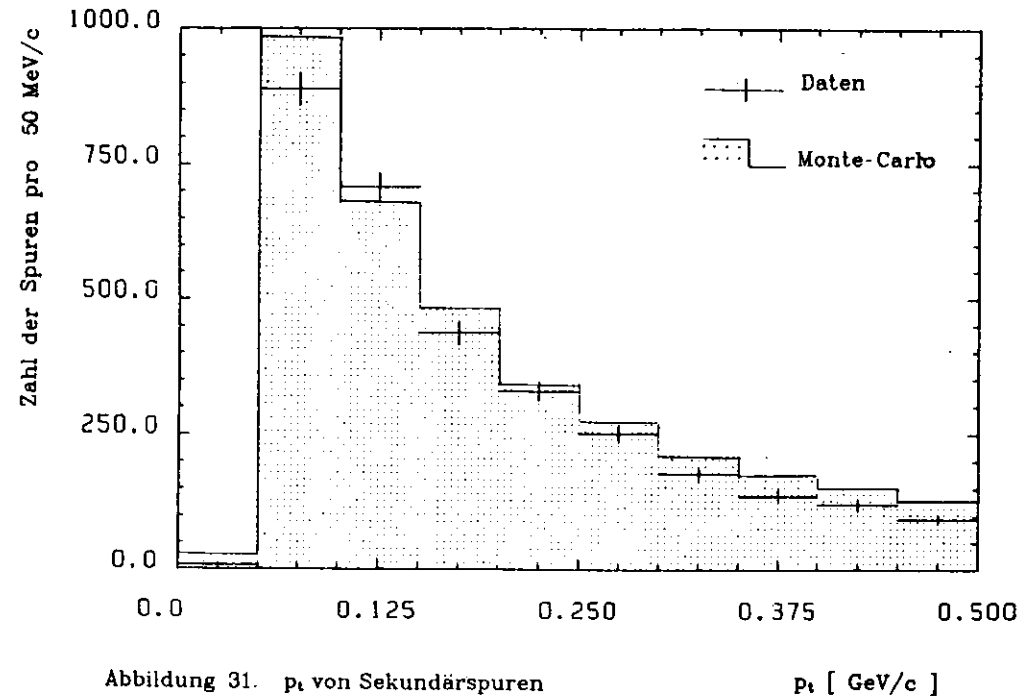


Abbildung 31. p_t von Sekundärspuren

p_t [GeV/c]

Abb. 31 zeigt die p_t -Verteilung der zusätzlichen Spuren verglichen mit der Monte-Carlo-Simulation. Um keinen Untergrund aus hadronischen Ereignissen zu bekommen, werden dabei zunächst nur Ereignisse mit zusätzlichen Spuren bis zu Impulsen von $p_t = 500$ MeV/c zugelassen. Es zeigt sich, daß sowohl die Konversionswahrscheinlichkeit als auch die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftkammer bis zu sehr niedrigen Impulsen herab richtig reproduziert wird.

Um auch Bhabha-Ereignisse mit Sekundärspuren beliebiger Energie selektieren zu können, wird zur positiven Bhabha-Erkennung mindestens je eine Spur in einem der vier oberen (SM1 - SM4) und einer der vier unteren (SM5 - SM8) Flüssigargon-Schauern mit einer Energie von $E > 3$ GeV gefordert. Unter 6959 auf diese Weise selektierten Bhabha-Ereignissen besaßen 13.4 ± 0.5 % mindestens eine zusätzliche Spur mit $p_t > 100$ MeV/c. Der entsprechende

Anteil in der Monte-Carlo-Simulation beträgt $12.4 \pm 0.2 \%$. Insgesamt wird angenommen, daß die Akzeptanzkorrektur auf besser als 10 % genau simuliert wird und damit ein Fehlerbeitrag von weniger als $\approx 2 \%$ in der Bestimmung des Bhabha-Wirkungsquerschnittes entsteht.

Die Myonakzeptanz wird wie die Bhabha-Akzeptanz durch Detektorsimulation bestimmt. Anders als bei der Bestimmung der Bhabha-Akzeptanz spielt die Materie vor der Driftkammer nur eine ganz untergeordnete Rolle. Durch Konversion harter abgestrahlter Photonen im Rahmen der Strahlungskorrekturen liefern nur etwa 1 % der Myonpaarereignisse Sekundärteilchen mit $p_t > 100 \text{ MeV}/c$. Die Myonakzeptanz entspricht im wesentlichen der geometrischen Akzeptanz, gegeben durch den eingeschränkten Bereich mit Myonidentifikationsmöglichkeiten mit Hilfe der Myonkammern oder Flüssigargon-Kalorimeter. Dabei wird berücksichtigt, daß zeitweise Submodule der Flüssigargon-Kalorimeter abgeschaltet wurden. Die relativ komplizierte geometrische Akzeptanz der TASSO-Komponenten zur Myonerkenung läßt sich durch Studien mit Ereignissen aus der kosmischen Höhenstrahlung, die jeweils parallel zur Datennahme mit registriert werden, zuverlässig überprüfen. Der Fehlerbeitrag zur Bestimmung des totalen Myonpaarwirkungsquerschnitt wird zu 1.5 % abgeschätzt.

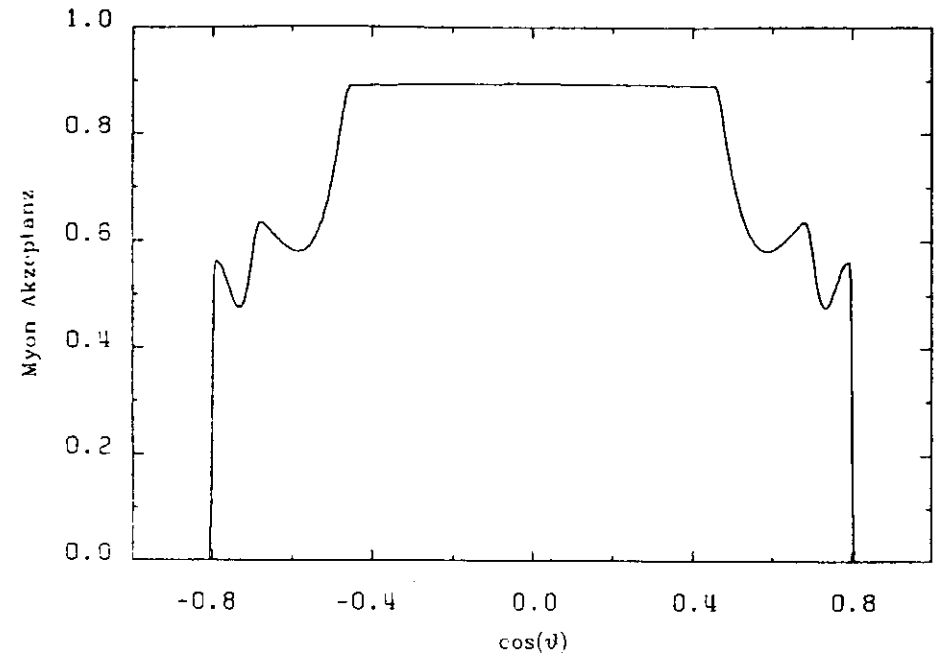


Abbildung 32. Myon-Akzeptanz

3.3.3 Übersicht über alle Korrekturen

In Tabelle 4 sind die Korrekturen für die Bhabha- und Myonpaaranalyse in der Reihenfolge aufgeführt, in der sie nacheinander zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte angebracht werden. Im oberen Teil sind die für beide Analysen gemeinsamen Korrekturen durch die Verluste in der Selektion der Zweispurereignisse zusammengefaßt :

Korrektur zur Selektion der Zweispurereignisse:	typ. Wert %	cos(ϑ) abhängig	Methode
Trigger-Verluste	1.2 ± 0.2		Messung
Spurrekonstruktion	1.5 ± 1.2		Messung
Flugzeitschnitt	0.8 ± 0.1		Messung
Vertexschnitt	0.8 ± 0.1		Messung
$ \sum Q_i = 2$	1.2 ± 0.2		Messung
Gesamtunsicherheit	± 1.5		
Spezielle Korrekturen zur Bhabha-Analyse:			
stat. Subtraktion der $\mu\tau$ -Ereignisse	5.0 ± 0.5	ja	Simulation, Messung
Bhabha-Akzeptanz	16 ± 2.0	ja	Simulation, Messung
Strahlungskorrektur	5 ± 1.5	ja	Rechnung
Spezielle Korrekturen zur Myon-Analyse:			
stat. Subtraktion der τ -Ereignisse	2.8 ± 0.5	(ja)	Messung, Simulation
- Höhenstrahlereignisse	0.3 ± 0.2	(ja)	Messung
Myon-Akzeptanz	20 ± 1.5	ja	Simulation, Messung
Strahlungskorrektur	5 ± 1.5	ja	Rechnung
Myonidentifikation	2 ± 0.5	ja	Messung

Tabelle 4. Korrekturen zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Als systematische Unsicherheit in der Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte ergibt sich bei quadratischer Addition der Fehlerbeträge für beide Analysen etwa 3 %. Die Bhabha-Analyse wurde so konzipiert, daß nahezu parallel zur Datennahme eine schnelle Bestimmung des über den Innenbereich des TASSO-Detektors integrierten Bhabha-Wirkungsquerschnittes möglich ist. Die Luminosität L_W der Bhabha-Weitwinkel-Streuung wird berechnet gemäß:

$$L_W = \frac{N}{\epsilon \cdot \sigma_{\text{eff}}}$$

Dabei ist N die Zahl der im Bereich $|\cos(\vartheta)| < 0.80$ registrierten Bhabha-Ereignisse und ϵ die Nachweiswahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung aller Verluste. σ_{eff} gibt den effektiven Bhabha-Wirkungsquerschnitt im Innendetektorbereich für die akzeptierten Ereignisse einschließlich der Strahlungs- und Akzeptanzkorrektur und der μ, τ Beiträge an.

Die Unsicherheit in der schnellen Bestimmung der Bhabha-Weitwinkel-Luminosität L_W wird in Abhängigkeit von der Periode der Datennahme und den jeweiligen experimentellen Bedingungen einschließlich der statistischen Fehler zu 3.5 - 5 % abgeschätzt. Ähnlich groß ist die Unsicherheit in der Bestimmung der Luminosität L_F bei kleinen Streuwinkeln mit Hilfe des TASSO-Luminositätsmonitors (siehe Kapitel 3.1.). Der Unterschied der in beiden Winkelbereichen bestimmten Luminositäten lag, verglichen über längere Meßperioden im Mittel bei weniger als 3 %. Dabei ist zu beachten, daß die Luminositätsmessung im Weitwinkel- und Kleinwinkelbereich in unabhängigen Analysen bestimmt werden. Die über beide Winkelbereiche gemittelte Luminosität wird zur Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes benutzt /3.15./.

Der systematische Fehler zur Vorwärts- Rückwärts- Ladungsasymmetrie der Myonpaarereignisse wird zu kleiner als 1.2 % abgeschätzt. Dabei wird 0.7 % als obere Grenze für einen Beitrag zur Ladungsasymmetrie aus den Detektoreigenschaften und 1.0 % aus der Berechnung der Strahlungskorrekturen angesetzt. Der Hauptbeitrag zur Unsicherheit in der Berechnung der Strahlungskorrekturen stammt aus einer Abschätzung der unberücksichtigten Effekte des neutralen Stromes /2.17./.

4.0 RESULTATE

Abb. 33 zeigt die Verteilung der Luminosität des PETRA-Speicherringes in den Jahren 1980 und 1981.

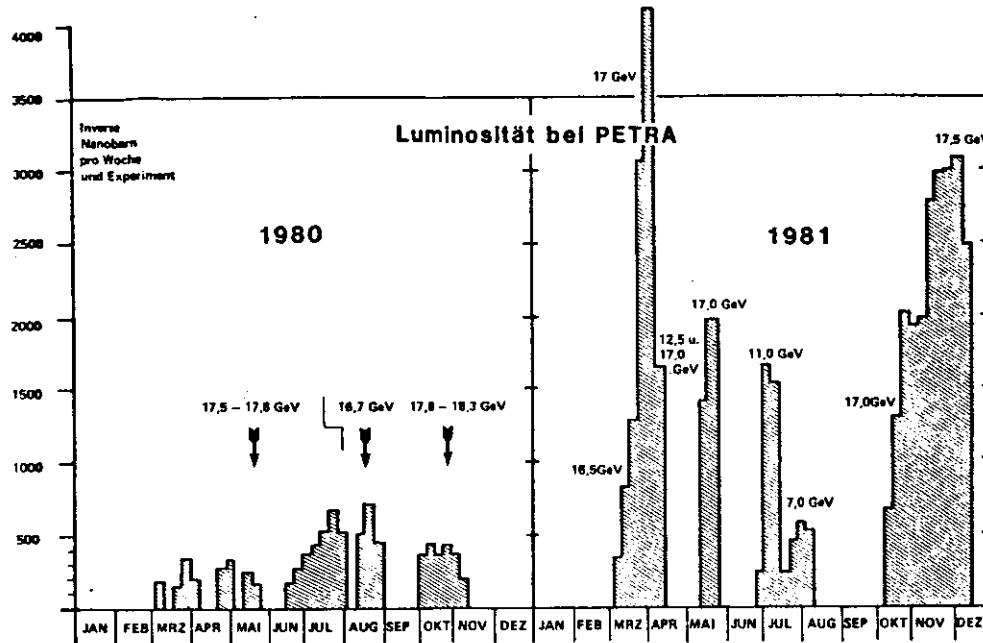


Abbildung 33. PETRA-Luminosität 1980/81

Eine Übersicht über die benutzten Meßperioden ist in den Tabellen 5 und 6 dargestellt.

Jahr	W [GeV]	Luminosität in nb ⁻¹	Zahl der Bhabha-Ereignisse für cos(ϑ) < 0.80
1981	14.03	1650	10730
1981	21.99	2720	7106
1980	30 - 37	6900	5109
1981	34 - 35	27300	27228
1982	34 - 35	17300	17817
	34.43	51500	50154

Tabelle 5. Meßperioden zur Bhabha-Analyse

Jahr	W [GeV]	Luminosität in nb ⁻¹	Zahl der Myonpaarereignisse
1979	12	96	15
1981	14	1625	326
	13.89	1721	341
1981	25	420	21
1981	22	2780	247
	22.33	3200	268
1979	30.6	2390	67
1980	34.6	5810	75
1981	34.6	27180	1082
1982	34.6	17340	629
	34.36	52700	1799

Tabelle 6. Meßperioden zur Myonpaaranalyse

Zur Myonpaaranalyse wurden alle Meßperioden vom November 1979 bis Ostern 1982 benutzt. Für die Meßperioden bei 14, 22 GeV wurde allein die Weitwinkel-Luminosität L_W zugrunde gelegt. Für die anderen Meßperioden wurde das mit den Fehlern gewichtete Mittel aus den Luminositäten L_T (des Luminositätsmonitors) und L_W zur Myonpaaranalyse benutzt. Der ganz überwiegende Teil der Daten wurde unter weitgehend homogenen Meßbedingungen ab 1981 genommen. Für beide Analysen werden die Daten zu drei Energiebereichen mit Schwerpunktsenergien von $W \approx 14, 22$ und 34.4 GeV zusammengefaßt.

4.1 QED-RESULTATE

4.1.1 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Abb. 34 zeigt die gemessenen differentiellen Bhabha-Wirkungsquerschnitte nach Anbringung aller Korrekturen. Die durchgezogenen Linien geben die QED-Erwartung in niedrigster Ordnung wieder. Dazu wurde für die Daten bei der höchsten Energie allein die unabhängige Luminosität L_T des TASSO-Luminositätsmonitors zugrundegelegt. Durch Probleme im Betrieb des Luminositätsmonitors zur Meßperiode der Daten bei $W = 14, 22$ GeV steht für diese Energiebereiche keine zuverlässige unabhängige Luminositätsmessung bei kleinen Winkeln zu Verfügung. Zur Darstellung in Abb. 34 wurde für die 14, 22 GeV - Daten auf die Meßpunkte im Bereich $0.7 < \cos(\vartheta) < 0.8$ normiert.

An den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt bei $W \approx 34.4$ GeV wurde zum Test der QED der durch Λ -Parameter modifizierte Bhabha- Wirkungsquerschnitt angepaßt (siehe Kap 2.1.). Für Anpassungsrechnungen an den gemessenen Bhabha-Wirkungsquerschnitt bei $W = 34.4$ GeV wird im folgenden auf die Luminosität des Luminositätsmonitors unter Berücksichtigung eines systematischen Fehlers von 5 % normiert.

Resultate des QED-Testes mit dem gemessenen Bhabha-Wirkungsquerschnitt bei 34.4 GeV :

$$\Lambda_S^{-2} = (1.4 \pm 1.9) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad \Lambda_{S+} > 149 \text{ GeV} \quad \Lambda_{S-} > 243 \text{ GeV}$$

$$\Lambda_T^{-2} = (3.1 \pm 3.1) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad \Lambda_{T+} > 110 \text{ GeV} \quad \Lambda_{T-} > 223 \text{ GeV}$$

Eine signifikante Abweichung von der QED ist weder für den raumartigen-, noch den zeitartigen- Bereich zu beobachten. Unter Benutzung des gleichen Formfaktors für den raum- und zeitartigen- Bereich ($\Lambda = \Lambda_S = \Lambda_T$) erhält man

$$\Lambda^{-2} = (1.4 \pm 1.9) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad \Lambda_+ > 151 \text{ GeV} \quad \Lambda_- > 250 \text{ GeV}$$

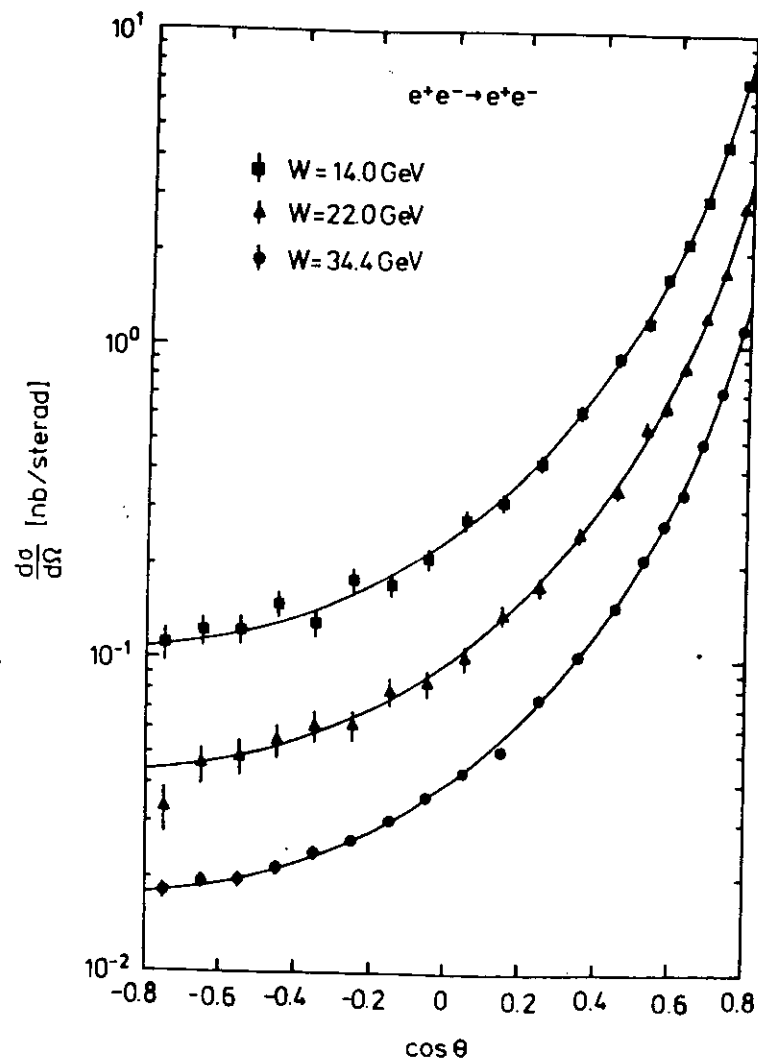


Abbildung 34. Gemessene differentielle Bhabha-Wirkungsquerschnitte bei $W = 14, 22$ und 34.4 GeV

4.1.2 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Abb. 35 zeigt die gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Die totalen Wirkungsquerschnitte sind als Funktion der Schwerpunktsenergie W dargestellt. Die durchgezogene Linie ist das Resultat einer Anpassung an den durch Λ -Parameter modifizierten totalen Wirkungsquerschnitt mit dem Resultat:

$$\Lambda^{-2} = (1.7 \pm 1.7) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad \Lambda_+ > 150 \text{ GeV} \quad \Lambda_- > 290 \text{ GeV}$$

Es wurde Myonuniversalität vorausgesetzt ($F_{T\mu} = F_{T\mu} = F_T(s)$). Das Resultat ist gut mit dem $1/s$ -Verhalten des totalen Wirkungsquerschnittes verträglich, wie es aufgrund reiner QED für punktförmige Leptonen erwartet wird.

In der Darstellung der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde in Abb. 35 die Erwartung nach QED ($\sim 1 + \cos^2\vartheta$) mit eingezeichnet.

Die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte werden im nächsten Abschnitt zur Bestimmung der elektroschwachen Effekte benutzt.

Wie zu erwarten, lassen sich die differentiellen Bhabha- und totalen Myonpaar- Wirkungsquerschnitte noch befriedigend durch die QED allein erklären.

Die unteren Grenzen für die Λ -Parameter gelten für eine Wahrscheinlichkeit von 95 % (95 % c.l., confidence level). Für beide Analysen ergab sich eine gute Übereinstimmung mit QED. Danach erscheinen Elektronen und Myonen weiterhin als ausdehnungslos. Die erzielte Meßgenauigkeit entspricht einer Leptonausdehnung von etwa 10^{-16} cm.

4.2 ELEKTROSCWACHE EFFEKTE, VERGLEICH MIT DEM STANDARDMODELL

In diesem Kapitel wird allgemein Elektron- und Myonuniversalität der elektroschwachen Wechselwirkung vorausgesetzt.

4.2.1 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Für Anpassungsrechnungen ist es günstig, den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Myonpaarproduktion etwas umzuschreiben.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left[F_1 \cdot (1 + \cos^2(\vartheta)) + 2F_3 \cdot \cos(\vartheta) \right]$$

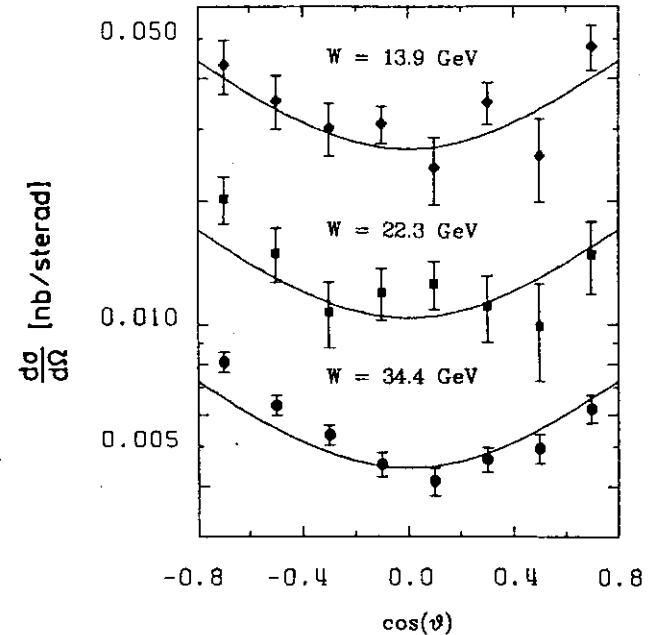
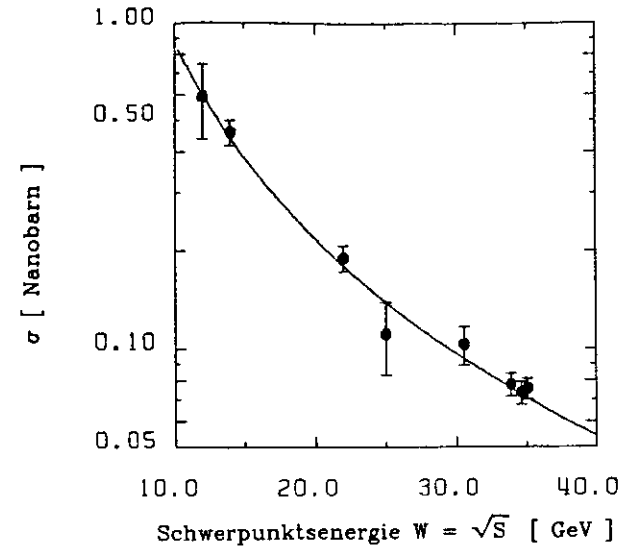


Abbildung 35. Gemessene totale und differentieller Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Durch Ausklammern von F_1 und Einsetzen von $A_{\mu\mu}$ für $3F_3/4F_1$ erhält man :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4-s} \cdot F_1 \left(1 + \cos^2(\vartheta) + \frac{8}{3} \cdot A_{\mu\mu} \cdot \cos(\vartheta) \right)$$

In dieser Form läßt sich direkt die Modifikation des totalen Wirkungsquerschnittes der elektroschwachen Wechselwirkung F_1 und die Vorwärts-Rückwärts- Ladungsasymmetrie $A_{\mu\mu}$ in Anpassungsrechnungen bestimmen. Die folgende Tabelle gibt die gemessenen Resultate und Erwartungen nach dem GSW-Modell mit $\sin^2(\vartheta_w) = 0.23$ für die drei verschiedenen Energiebereiche wieder. Neben den Resultaten der Anpassungsrechnung an die obige Formel, ist auch die direkt aus der Anzahl (N_F) der in Vorwärtsrichtung und der in Rückwärtsrichtung (N_B) registrierten Myonpaarereignisse unter Abzug der Strahlungskorrektur gemäß

$$A_{dir} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} - 1.6 \%$$

berechnete Asymmetrie A_{dir} mit angegeben.

W [GeV]	13.89	22.33	34.36
L [nb ⁻¹]	1721	3200	52700
Ereignisse	341	288	1785
F_1	1.046 ± 0.056	1.057 ± 0.064	1.038 ± 0.050
$A_{\mu\mu}$	-0.001 ± 0.060	-0.123 ± 0.067	-0.114 ± 0.026
A_{dir}	-0.03 ± 0.050	-0.08 ± 0.06	-0.088 ± 0.024
GSW-Theorie für $\sin^2(\vartheta_w) = 0.230$:			
F_1	0.99996	1.0003	1.0031
$A_{\mu\mu}$	-0.0133	-0.0358	-0.0923
A_{dir}	-0.010	-0.031	-0.072

Die Angabe von A_{dir} nach der GSW-Theorie bezieht sich auf die Myonakzeptanz des TASSO-Detektors. Im Bereich höchster Schwerpunktsenergien wird eine signifikante negative Vorwärts- Rückwärts- Ladungsasymmetrie gemessen. Dies gilt sowohl für die direkt im Akzeptanzbereich des TASSO-Detektors gemessene Asymmetrie A_{dir} , wie für den aus Anpassungsrechnungen nach Anbringung aller Korrekturen und Extrapolation auf volle Polarwinkelakzeptanz bestimmten Wert $A_{\mu\mu}$. Die Anpassung des gemessenen

differentiellen Wirkungsquerschnittes bei $W = 34.4$ GeV an das GSW-Modell liefert :

$$\sin^2(\vartheta_w) = 0.27 \begin{matrix} + 0.09 \\ - 0.10 \end{matrix}$$

Dabei ist zu beachten, daß die Bestimmung von $\sin^2(\vartheta_w)$ im wesentlichen aus der Messung des totalen Wirkungsquerschnittes folgt und mit g_V zusammenhängt, wohingegen g_A und damit die Ladungsasymmetrie weitgehend unabhängig von $\sin^2(\vartheta_w)$ ist.

Wählt man einen festen Wert für M_Z , so lassen sich g_V^2 , g_A^2 in einer Anpassungsrechnung an den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt bei $W = 34.4$ GeV bestimmen zu

$$g_V^2 = -0.07 \pm 0.09 \quad g_A^2 = 0.32 \pm 0.07 \quad (M_Z = 90 \text{ GeV})$$

4.2.2 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ in gemeinsamer Anpassung

Abb. 36 a,b zeigen die gemessenen Wirkungsquerschnitte $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ dividiert durch die QED-Erwartung.

Wenn auch die statistischen Fehler in der Messung des differentiellen Bhabha-Wirkungsquerschnittes mit insgesamt etwa 50000 Ereignissen schon sehr klein sind, so läßt sich noch keine signifikante Abweichung von der QED-Erwartung beobachten. Die eingezeichneten Fehler beinhalten neben dem statistischen Fehler einen systematischen Fehlerbeitrag von je 1 %. Die Anpassung der Bhabha-Resultate an das GSW-Modell liefert

$$\sin^2(\vartheta_w) = 0.28 \begin{matrix} + 0.09 \\ - 0.15 \end{matrix}$$

Obwohl in der Bhabha-Streuung allein bisher keine signifikante Abweichung von reiner QED gemessen wurde und es somit kaum sinnvoll ist, eine Bestimmung der für die Bhabha-Streuung allein stark korrelierten g_V , g_A Anteile durchzuführen, so lassen sich doch in der gemeinsamen Anpassung an Messungen beider Prozesse genauere Parameter für die elektroschwache Interferenz als aus der Myonpaaranalyse allein gewinnen. Durch identische Auswahlkriterien in der Gewinnung der Zweispurereignisse ist ein Teil der systematischen Fehler für beide Prozesse identisch. Der Myonpaarwirkungsquerschnitt wird zur gemeinsamen Anpassung mit 1.00 ± 0.03 relativ zum Bhabha-Wirkungsquerschnitt für $|\cos(\vartheta)| < 0.8$ normiert.

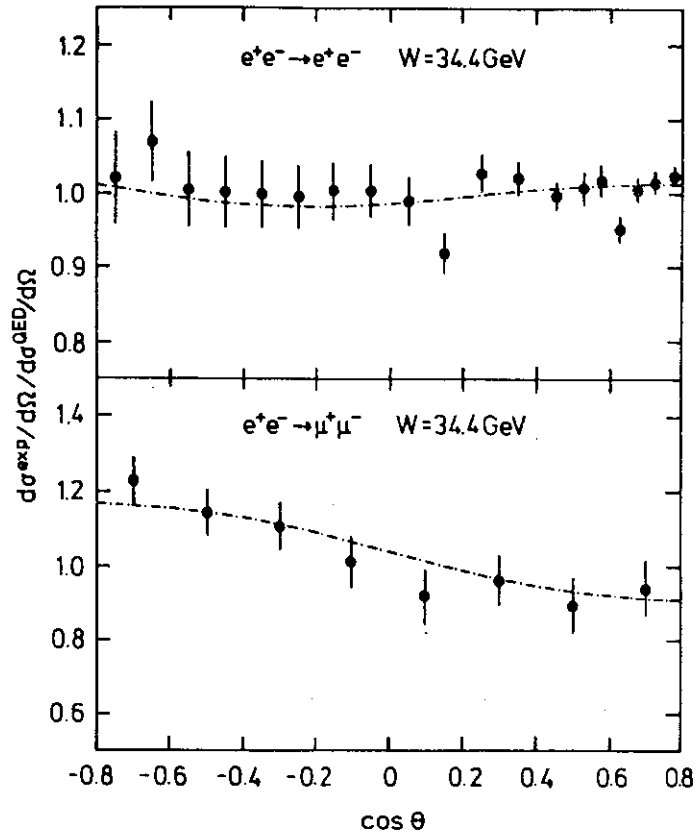


Abbildung 36. Differentielle Wirkungsquerschnitte dividiert durch die QED-Erwartung. Eingezeichnet ist das Resultat einer gemeinsamen Bestimmung von $\sin^2(\vartheta_w)$ nach dem GSW-Modell

Gemeinsame Anpassung an das GSW-Modell liefert:

$$\sin^2(\vartheta_w) = 0.27 \quad \begin{matrix} + 0.06 \\ - 0.07 \end{matrix}$$

Anpassung an g_V, g_A für $M_Z = 90$ GeV liefert

$$g_V^2 = -0.04 \pm 0.06 \quad g_A^2 = 0.26 \pm 0.07$$

Für $\sin^2(\vartheta_w) = 0.23$ ist im GSW-Modell $g_V^2 = 0.0016$ und $g_A^2 = 0.25$ in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Die folgende Tabelle zeigt eine Übersicht über publizierte Resultate anderer Experimente am PETRA-Speicherring /4.1./. Während die Werte für $\sin^2(\vartheta_w)$ aus gemeinsamen Bhabha- und Myonpaaranalysen stammen, wurden g_V^2, g_A^2 jeweils aus den Myonpaaranalysen allein bestimmt.

	$\sin^2(\vartheta_w)$	g_V^2	g_A^2
CELLO	0.25 ± 0.13	---	0.17 ± 0.17
JADE	0.25 ± 0.15	0.05 ± 0.08	0.39 ± 0.11
MARK J	0.24 ± 0.11	$0.01 \pm 0.05 \pm 0.06$	$0.28 \pm 0.06 \pm 0.03$

Die Werte für g_V^2, g_A^2 beziehen sich jeweils auf $M_Z \approx 90$ GeV. Abweichend von den Resultaten der anderen Kollaborationen gibt MARK J getrennte statistische und systematische Fehler (aus der Unsicherheit in der Luminositätsmessung) an.

In Abb. 37 sind g_V^2 und g_A^2 gegeneinander aufgetragen. Eingezeichnet sind die Konturen für ein bzw. zwei Standardabweichungen in der g_V^2, g_A^2 Messung aufgrund der hier präsentierten Analyse.

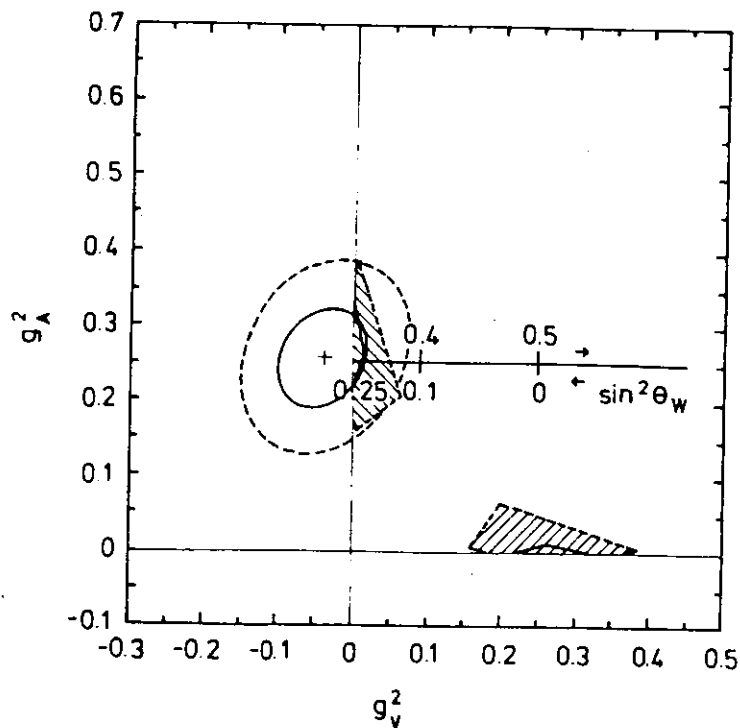


Abbildung 37. Konturen in der g_v^2, g_A^2 Ebene

Als Linie sind außerdem die nach dem GSW-Modell in Abhängigkeit von $\sin^2(\vartheta_w)$ erwarteten Werte für g_v^2, g_A^2 eingezeichnet. Die zwei schraffiert eingezeichneten Zonen zeigen die Resultate der Neutrino-Elektronstreuung, gewonnen durch Überlappung der jeweiligen Konturen für ein- und zwei Standardabweichungen /4.2./. Dort ist es nicht möglich, zwischen g_v, g_A zu unterscheiden. Zusammen mit den hier präsentierten e^+e^- -Resultaten wird diese Ambiguität klar zugunsten der mit dem GSW-Modell übereinstimmenden Werte gelöst. Das GSW-Modell ist damit in der Lage, sowohl Effekte des rein neutralen Stromes in der Neutrino Elektronstreuung, als auch elektroschwache Effekte in e^+e^- -Reaktionen bei um vier Größenordnungen höheren Impulsübertragsquadraten richtig vorherzusagen. Die gute Übereinstimmung mit den Messungen setzt relativ enge Grenzen für mögliche Abweichungen gegenüber dem Standardmodell.

Unabhängig vom GSW-Modell, wird im folgenden eine Massenbestimmung für ein schweres Boson Z des neutralen schwachen Stromes durchgeführt.

Dazu wird $g_v = -0.04$, und $g_A = -0.5$ im Einklang mit den Messungen der Neutrino-Nukleonstreuung bei niedrigen Impulsüberträgen fest gewählt. Als freier Parameter wird M_Z^{-2} mit der Masse M_Z des schweren neutralen Bosons

angesetzt. Damit wird eine mögliche Abweichung im Bereich der wesentlich höheren Schwerpunktsenergien der e^+e^- -Bestimmung von g_v, g_A ganz auf den Effekt des Propagators des massiven Bosons zurückgeführt. Das Resultat der gemeinsamen Anpassung von M_Z^{-2} an die $e^+e^-, \mu^+\mu^-$ Daten bei 34 GeV ist :

$$M_Z^{-2} = \begin{bmatrix} 2.91 & \pm & 0.93 \\ & & 1.25 \end{bmatrix} \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$$

$$\text{oder } M_Z = \begin{matrix} + 19 \\ - 8 \end{matrix} \text{ GeV}$$

Variation von M_Z^{-2} um den gemessenen Mittelwert liefert als Grenzen für 95 % Wahrscheinlichkeit :

$$46 < M_Z < 156 \text{ GeV}$$

4.3 EXPERIMENTELLE GRENZEN FÜR ERWEITERTE MODELLE

Es lassen sich erweiterte Modelle der elektroschwachen Wechselwirkung konstruieren, die in ihrem Niederenergieverhalten mit dem GSW-Modell übereinstimmen. Erweiterungen im Rahmen von Eichtheorien basieren auf einer gegenüber dem GSW-Modell um eine Gruppe G erweiterten Struktur $SU(2) \times U(1) \times G$ mit mehreren neutralen Bosonen, oder gar auf Theorien mit Bosonen, die aus anderen elementaren Teilchen zusammengesetzt sind /4.3./. Das Niederenergieverhalten des neutralen Stromes läßt sich allgemein durch eine Lagrangedichte der Form

$$L_{NC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ (j^{(3)} - 2 \sin^2(\vartheta_w) \cdot j_{em})^2 + 4 \cdot C \cdot j_{em}^2 \} \quad C \geq 0$$

für eine effektive Vierfermion-Kopplung beschreiben. $j^{(3)}$ bezeichnet die dritte Komponente des schwachen Isospin Stromes und j_{em} den elektromagnetischen Strom. C gibt ein Maß für die Abweichung vom Standardmodell und hängt von den Kopplungskonstanten und Bosonmassen des erweiterten Modelles ab. Für eine Anzahl von Modellen mit mehreren neutralen Bosonen (Z_1, Z_2, \dots nach zunehmender Masse numeriert) konnte gezeigt werden, daß $M_{Z1} < M_{Z0}$ gelten muß, das heißt daß wenigstens ein Boson mit kleinerer Masse als der des Z_0 (des Standardmodells) existieren muß. Für Modelle mit zwei neutralen Bosonen (für $G = U(1), SU(2)$) gilt $M_{Z1} < M_{Z0} < M_{Z2}$, und der Parameter C kann mit den Massen der Bosonen folgendermaßen in Verbindung gebracht werden /4.3,4.4./.

$$C = \gamma \cdot \frac{(M_{Z_2}^2 - M_{Z_0}^2) \cdot (M_{Z_0}^2 - M_{Z_1}^2)}{M_{Z_1}^2 \cdot M_{Z_2}^2}$$

wobei $\gamma = \cos^4(\vartheta_w)$ für $G = U(1)$ und $\gamma = \sin^2(\vartheta_w)$ für $G = SU(2)$. In guter Näherung läßt sich für PETRA-Energien der C-Parameter bestimmen, indem man ausgehend vom GSW-Modell g_A^2 beibehält und g_V^2 durch $g_V^2 + 4 \cdot C$ in Anpassungsrechnungen ersetzt. Resultate:

Ehabha-Analyse allein	: $C = -0.004 \pm 0.025$	$C < 0.037$
Myonpaaranalyse allein	: $C = -0.024 \pm 0.026$	$C < 0.019$
kombinierte Analyse	: $C = -0.010 \pm 0.014$	$C < 0.013$

Die oberen Grenzen für den C-Parameter beziehen sich auf 95% Wahrscheinlichkeit. Abb. 38 zeigt die für $C < 0.013$ erlaubten Massenbereiche der neutralen Bosonen in zwei spezifischen erweiterten Modellen (mit zusätzlicher Gruppe $U(1)$ bzw. $SU(2)$).

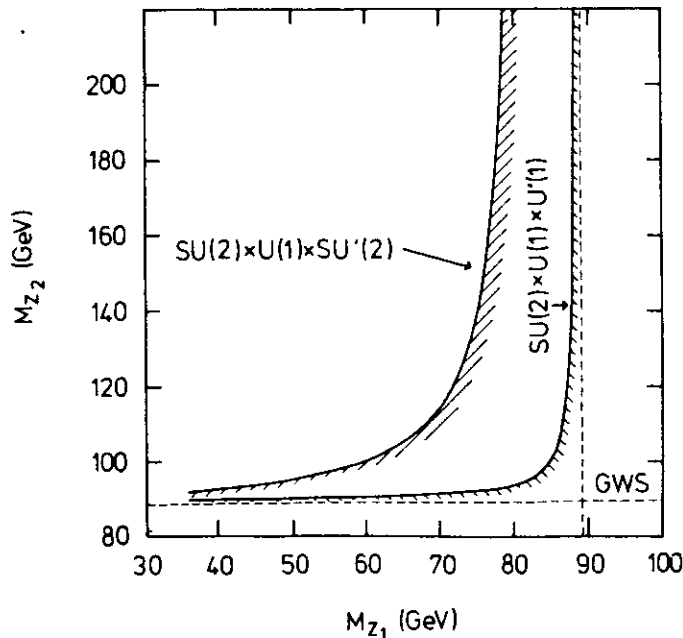


Abbildung 38. Erlaubte Massenbereiche neutraler Bosonen in erweiterten Modellen

Die erlaubten Bereiche sind schattiert gezeichnet. Offenbar sind insbesondere in der Erweiterung um $U(1)$ bereits große Teile des möglichen Massenbereiches experimentell ausgeschlossen.

5.0 SKALARE LEPTONEN

In diesem Kapitel wird untersucht, ob die hier benutzten Zweispurereignisse ausschließlich die Signatur der QED Prozesse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ zeigen oder möglicherweise ein Teil der Daten aus dem Zerfall skalarer Leptonen stammen, die im Rahmen supersymmetrischer Theorien vorhergesagt werden.

Supersymmetrische Theorien liefern Symmetriebeziehungen zwischen Teilchen verschiedenen Spins. Als supersymmetrische Partner zu den bekannten Leptonen e , μ , τ kämen dann entsprechende skalare Teilchen mit Spin 0 (S_e , S_μ , S_τ) oder Vektorteilchen mit Spin 1 in Frage. Zum Photon käme ein masseloses Photino mit halbzahligen Spin. Supersymmetrische Eichtheorien stellen zur Zeit einen sehr interessanten Forschungsschwerpunkt in der theoretischen Hochenergiephysik dar /5.1/. So liefern lokale Supersymmetriebeziehungen eine Invarianz unter lokalen Raum-Zeittransformationen und schließen damit die allgemeine Relativitätstheorie und Gravitation ein. Schleifendiagramme supersymmetrischer Fermion-Boson- Partner tragen umgekehrte Vorzeichen und ermöglichen in der Summe eine Aufhebung ihrer Amplituden. Supersymmetrische Theorien kämen damit als Kandidaten für renormalisierbare, vereinheitlichte Theorien aller Wechselwirkungen in Frage.

Bisher wurden keine Anzeichen für die Existenz supersymmetrischer Fermion-Boson-Partner gefunden. Aus diesem Grund werden Modelle mit spontan gebrochener Supersymmetrie angesetzt, in denen die Massen der Bosonen so groß sind, daß sie im bisher untersuchten Energiebereich nicht nachweisbar waren. Spekulationen von P.Fayet und anderen /5.1./ schließen aus Parallelen zur Symmetriebrechung im GSW-Modell für spezielle Konfigurationen von Higgs-Teilchen, daß skalare Elektronen unterhalb der halben W-Boson Masse (und damit von weniger 40 GeV Masse) existieren sollten. Weiterhin werden Massenrelationen angegeben, die vermuten lassen, daß skalare Leptonen mindestens 15 GeV schwerer als ihre bekannten Fermionpartner sein sollen.

Skalare Leptonen tragen die gleiche elektromagnetische Ladung wie ihre bekannten Fermionpartner. Paare skalarer Leptonen ließen sich bei ausreichender Schwerpunktsenergie direkt in e^+e^- -Reaktionen erzeugen und über ihren Zerfall als akollineare Paare gewöhnlicher Leptonen mit fehlender Energie (durch unbeobachtete Photinos) nachweisen. Die hier präsentierte Analyse basiert auf den Resultaten der phänomenologischen Untersuchungen von Farrar und Fayet /5.2/.

Die durch Supersymmetrie zusätzlich vorhergesagten Teilchen tragen eine neue Quantenzahl R, die die Werte +1, -1 annehmen kann. Linkshändige Photinos (oder Goldstinos) tragen $R = +1$ und rechtshändige -1. Die

bekanntesten Teilchen lassen sich durch $R = 0$ einbeziehen. Falls explizit zwischen skalaren Leptonen mit $R = +1$ und -1 unterschieden werden soll, werden die Skalare mit $R = +1$ mit S_1 und die mit $R = -1$ als T_1 abgekürzt ($l = e, \mu, \tau$).

Für die Analyse hier wird angenommen, daß die $R = \pm 1$ Zustände der skalaren Leptonen gleiche Massen besitzen und jeweils nur in Paaren gebildet werden. Dabei wird S_l als allgemeine Abkürzung für Skalare beider Vorzeichen in R verwandt. Neben Photinokopplung käme im zeitartigen Kanal der Reaktion $e^+e^- \rightarrow S_e\bar{S}_e$ eine Kopplung aus dem Austausch von Goldstinos in Frage. Die mögliche zusätzliche Goldstinokopplung ist wahrscheinlich sehr gering und wird hier vernachlässigt, um den ungünstigsten Fall für die Produktion skalarer Elektronen anzunehmen. In Abb. 39 sind die Feynman-Amplituden für e^+e^- -Produktion skalarer Leptonen dargestellt.

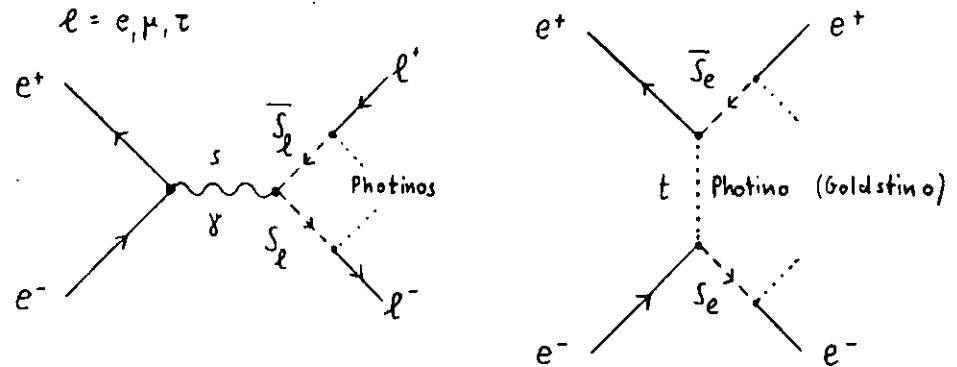


Abbildung 39. Produktion und Zerfall der skalaren Leptonen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die e^+e^- -Produktion skalarer Leptonen läßt sich in niedrigster Ordnung allgemein schreiben als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \beta^3 \sin^2\vartheta}{8s} \left[1 + \left(1 - \frac{4k}{1 - 2\beta \cos\vartheta + \beta^2} \right)^2 \right]$$

$$\text{mit } \beta = \sqrt{1 - \frac{4M^2}{s}} \quad M = \text{Masse des Skalars}$$

Für $S_\mu\bar{S}_\mu$ -Erzeugung setzt man $k = 0$. Der $S_e\bar{S}_e$ -Produktionswirkungsquerschnitt ergibt sich mit $k = 1$. Goldstinoaustausch im t - Kanal ließe sich durch

Werte von $k > 1$ berücksichtigen. In der obigen Abb. 39 ist bereits der Zerfall der skalaren Leptonen in ihren Fermionpartner und ein Photino (Goldstino) mit skizziert. Photinos werden durch ihre geringe Wechselwirkung mit Materie nicht direkt in den e^+e^- -Detektoren beobachtbar sein.

Für skalare Leptonen wird eine extrem kurze Lebensdauer der Größenordnung 10^{-20} s und ein isotroper Zerfall im Schwerpunktsystem des Skalars in ein masseloses Photino und ein normales Lepton erwartet. Abb. 40 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die e^+e^- -Produktion masseloser skalärer Leptonen im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten für die entsprechende Produktion der gewöhnlichen Fermionpartner.

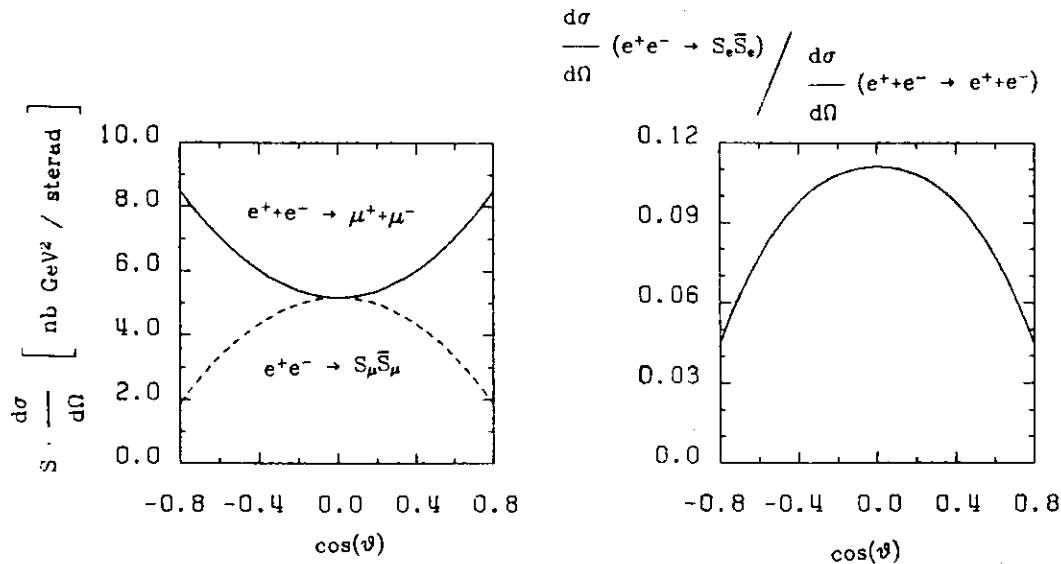


Abbildung 40. Differentielle Wirkungsquerschnitte für Fermion und Skalar im Vergleich

Es wurden Simulationsprogramme für die e^+e^- -Produktion skalärer Leptonen in niedrigster Ordnung der QED mit anschließendem spontanem Zerfall der Skalare erstellt. Die relevanten Detektoreigenschaften und Schnitte werden dabei wie in der normalen Bhabha- und Myonpaaranalyse berücksichtigt. Es zeigt sich, daß etwa 50% der Zerfallsprodukte aus skalaren Leptonen die normalen Impulsschnitte erfüllen. Der gemessene differentielle Bhabha-Wirkungsquerschnitt läßt einen Beitrag von höchstens 40 % skalärer Elektronen mit 95% statistischer Sicherheit (95% c.l.) zu. Zum gemessenen

Myonpaarwirkungsquerschnitt tragen maximal 8 % der Zerfallsprodukte skalärer Myonen (für 95 % c.l.) bei.

Leptonen aus dem Zerfall leichter Skalare erscheinen im Laborsystem stark kollimiert auf die Richtung des ursprünglichen Skalars und könnten so weitgehend den Akollinearitätsschnitt in der Selektion der Zweispurereignisse passieren.

Mit zunehmender Masse der skalaren Leptonen wird die im Laborsystem erwartete Akollinearitätsverteilung immer breiter und entsprechend die Zerfallsprodukte im Akollinearitätsschnitt zunehmend unterdrückt. Aus den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten folgt bereits :

Masse skalärer Elektronen	$M_{S_e} > 2 \text{ GeV}$	95% c.l.
Masse skalärer Myonen	$M_{S_\mu} > 5 \text{ GeV}$	95% c.l.

Schwere skalare Leptonen lassen sich durch Untersuchung der Akoplanaritätsverteilung für Bhabha- und Myonpaarereignisse ausschließen. Dazu wurde lediglich der Akollinearitätsschnitt in der Selektion der Zweispurereignisse von 10° auf 90° heraufgesetzt. Es wurden nur Ereignisse ab Mitte 1981 benutzt, bei denen der akoplanaritätsunabhängige CPC-Kathodentrigger angesprochen hat. Die Verluste des Kathodentriggers ließen sich durch unabhängige Trigger zu $(5.0 \pm 0.5)\%$ bestimmen. Abb. 41 zeigt die Meßpunkte der Akoplanaritätsverteilung für positiv identifizierte Bhabha-Ereignisse in logarithmischer Darstellung. Das Histogramm gibt die QED-Erwartung dritter Ordnung wieder, wobei der τ -Beitrag eingeschlossen ist. Offensichtlich besteht sehr gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der QED-Erwartung dritter Ordnung. Die Erhöhung der Akoplanaritätsverteilung durch skalare Elektronen von 3 GeV bzw. 14 GeV Masse ist durch Linien dargestellt und weicht deutlich von der gemessenen Verteilung ab.

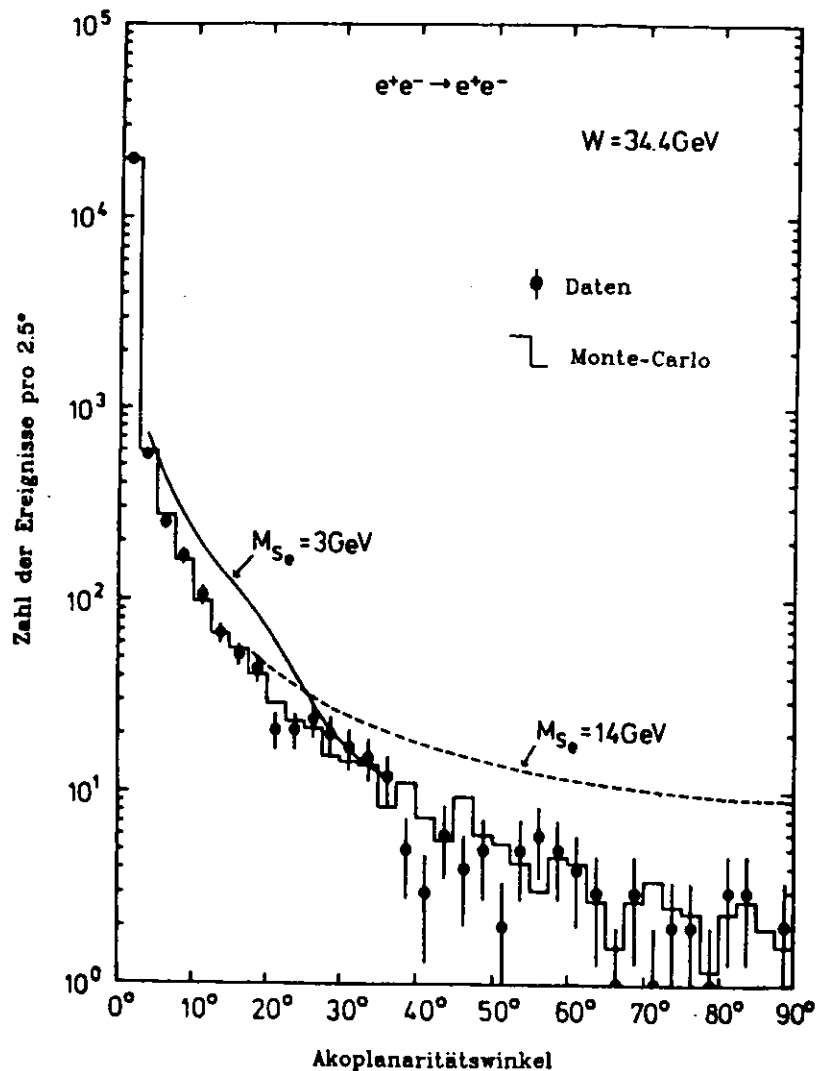


Abbildung 41. Akoplanaritätsverteilung für Elektronenpaare bis 90°

Für eine quantitative Analyse wurde die Akoplanaritätsverteilung in 5 Bereiche eingeteilt :

Akoplanaritätsverteilung für skalare Elektronen

Winkel in °	Daten	Erwartung nach		
		QED α^3	$M_{S_e} = 3 \text{ GeV}$	$M_{S_e} = 14 \text{ GeV}$
0.0 - 2.5	19894	19843.9	155.5	10.2
2.5 - 5.0	564	588.1	139.1	11.4
5.0 - 10.0	417	433.4	237.3	22.6
10.0 - 30.0	354	350.4	314.8	67.3
30.0 - 90.0	110	123.2	5.4	201.8

Eine entsprechende Analyse wurde für den als Myonpaare identifizierten Anteil der Zweispurereignisse durchgeführt. Während der Taupaaruntergrund für die Suche nach skalaren Elektronen nahezu vernachlässigbar ist, ist die Berücksichtigung des Tauuntergrundes für die Suche nach skalaren Myonen sehr wichtig. Wegen der geringen Statistik wird auf eine Abbildung der Akoplanaritätsverteilung verzichtet, und es werden gleich die quantitativen Resultate für fünf Bereiche der Akoplanarität angegeben.

Akoplanaritätsverteilung für skalare Myonen

Winkel in °	Daten	Erwartung nach		
		QED α^3	$M_{S_\mu} = 2 \text{ GeV}$	$M_{S_\mu} = 14 \text{ GeV}$
0.0 - 2.5	1568	1545.1	160.6	3.1
2.5 - 5.0	86	99.8	137.2	3.1
5.0 - 10.0	79	89.5	181.5	5.9
10.0 - 30.0	49	44.6	86.5	22.2
30.0 - 90.0	11	13.9	0.3	53.9

Die Unsicherheit in der Normalisierung wird mit 5% berücksichtigt. Für Anpassungsrechnungen wird die Akoplanaritätsverteilung aus dem Zerfall skalarer Leptonen mit einem Faktor κ multipliziert und zur QED-Erwartung addiert. Der Vergleich mit den Daten liefert dann Grenzen für den maximalen Beitrag κ skalarer Leptonen.

Abb. 42 zeigt die Resultate für den Faktor κ in Abhängigkeit von den Masse der skalaren Leptonen.

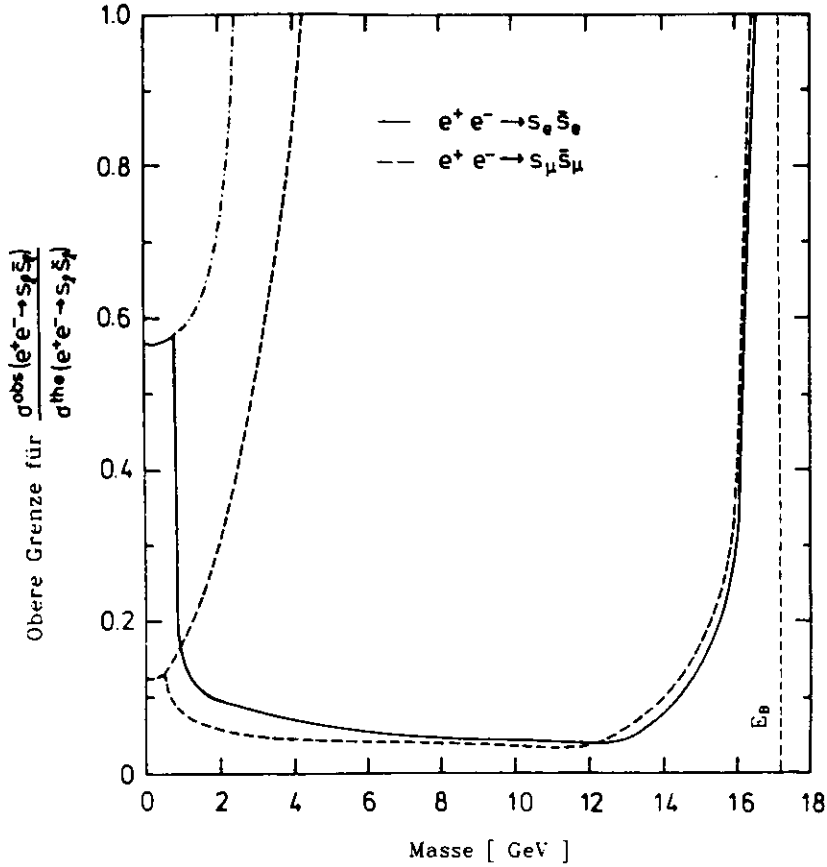


Abbildung 42. Maximaler Beitrag skalarer Leptonen

Danach gilt insgesamt

Masse skalarer Elektronen	$M_{S_e} > 16.6 \text{ GeV}$	95% c.l.
Masse skalarer Myonen	$M_{S_\mu} > 16.5 \text{ GeV}$	95% c.l.

Ähnliche Grenzen werden auch von anderen PETRA-Experimenten angegeben /5.3./.

A.0 HADRONISCHE VAKUUMPOLARISATION

In diesem Kapitel soll der hadronische Beitrag zur Vakuumpolarisation bestimmt werden, der anders als die übrigen Strahlungskorrekturen von hadronischen Zwischenzuständen abhängt, die sich nicht mehr mit den Methoden der QED berechnen lassen.

Vakuumpolarisation läßt sich allgemein als Modifikation des Photonpropagators durch Einführung eines virtuellen Zwischenzustandes f darstellen :

$$\frac{g_{\mu\nu}}{s} \rightarrow \frac{g_{\mu\nu}}{s} \cdot (1 + \Pi_f(s))$$

Wie zum Beispiel im Lehrbuch von Källén über Quantenelektrodynamik allgemein dargestellt ist, liefert der elektromagnetische Stromoperator beim Lösen der Dirac-Gleichung mit zusätzlichem externen Feld einen nichtverschwindenden Vakuumerwartungswert. Das Vakuum erscheint als Medium mit der "Dielektrizitätskonstanten $\epsilon(s) = 1 + \Pi(s)$."

In der e^+e^- -Wechselwirkung ist der Imaginärteil $\text{Im } \Pi_f(s)$ verknüpft mit dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_f(e^+e^- \rightarrow f)$ der e^+e^- -Produktion des entsprechenden reellen Endzustandes gemäß :

$$\sigma_f = \frac{4 \cdot \pi \cdot \alpha}{s} \cdot \text{Im } \Pi_f(s)$$

Für den Realteil $\text{Re } \Pi_f(s)$ folgt dann die Dispersionsbeziehung /A.1./ :

$$\text{Re } \Pi_f(s) = - \frac{s}{4\pi^2 \alpha} \text{P} \int_0^{+\infty} \frac{\sigma_f(s')}{(s'-s)} ds'$$

Der Buchstabe P vor dem Integral gibt an, daß das Integral als Cauchy-Hauptwert auszuwerten ist.

Gibt es verschiedene virtuelle Zwischenzustände, so läßt sich $\Pi(s)$ als Summe der einzelnen Beiträge darstellen. Damit kann man zwischen den Schleifen mit verschiedenen Leptonen und dem hadronischen Beitrag Π_h unterscheiden

$$\Pi(s) = \Pi_e(s) + \Pi_\mu(s) + \Pi_\tau(s) + \Pi_h(s)$$

In der Ordnung α^3 ist der differentielle Bhabha-Wirkungsquerschnitt, modifiziert durch Vakuumpolarisation, von der Form :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left\{ \frac{10+4c+2c^2}{(1-c)^2} (1-2\operatorname{Re} \Pi(t)) - \frac{2(1+c)^2}{1-c} (1-\operatorname{Re} \Pi(t)) \right. \\ \left. - \operatorname{Re} \Pi(s) + (1+c^2)(1-2\operatorname{Re} \Pi(s)) \right\}$$

Für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ergibt sich lediglich eine Modifikation im totalen Wirkungsquerschnitt :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 + \delta_{VP}] \quad \delta_{VP} = -2 \cdot \operatorname{Re} \Pi(s)$$

Der Beitrag der hadronischen Vakuumpolarisation durch ein Lepton der Masse m läßt sich neben der Dispersionsbeziehung direkt durch Anwendung der Regeln für das Rechnen mit Feynmangraphen bestimmen und man erhält :

$$\operatorname{Re} \Pi(s, m^2) = \frac{\alpha}{3\pi} \left[\frac{8}{3} - \beta^2 - \frac{3-\beta^2}{2} \beta \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right] \\ \text{mit } \beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}$$

$$\text{für } s \gg m^2 \quad = \frac{\alpha}{3\pi} \left[\frac{5}{3} - \ln \left(\frac{s}{m^2} \right) \right]$$

Formal läßt sich dieser Ausdruck auch auf Vakuumpolarisation durch Quarkschleifen übertragen, indem man die obige Formel mit der Zahl der Farbfreiheitsgrade der Quarks und ihrem Ladungsquadrat multipliziert. Nun sind jedoch die Massen, insbesondere der leichten Quarks nicht gut definiert (und entstammen ihrerseits Rechnungen unter Benutzung von Dispersionsbeziehungen /A.2./) und QCD-Effekte, insbesondere bei resonanten hadronischen Zuständen groß und kaum berechenbar, so daß man so nur eine grobe Abschätzung des Effektes der hadronischen Vakuumpolarisation bekommen kann.

Die wohl beste Methode zur Bestimmung der hadronischen Komponente der Vakuumpolarisation ist die numerische Berechnung des Dispersionsintegrals unter Benutzung des gemessenen totalen Wirkungsquerschnittes $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen :

$$\operatorname{Re} \Pi_h(s) = - \frac{s}{4\pi^2\alpha} P \int \frac{+\infty}{4m_\pi^2} \frac{\sigma_{had}(s')}{(s'-s)} ds'$$

Für die Myonpaarproduktion folgt daraus die Korrektur :

$$\delta_h = -2 \operatorname{Re} \Pi_h(s) = \frac{s}{2\pi^2\alpha} P \int \frac{+\infty}{4m_\pi^2} \frac{\sigma_{had}(s')}{(s'-s)} ds'$$

Statt $\sigma_{had}(s)$ wird vielfach $R(s)$ als Maß für den totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Hadronen in Einheiten des Myonpaarproduktionswirkungsquerschnittes benutzt :

$$R(s) = \frac{\sigma_{had}(s)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{3s \cdot \sigma_{had}(s)}{4\pi\alpha^2}$$

Im Prinzip ist die Kenntnis von $\sigma_{had}(s)$ bzw. $R(s)$ bis zu beliebig hohen Energien nötig. Eine erste numerische Auswertung des Dispersionsintegrals unter der Benutzung gemessener Werte für $\sigma_{had}(s)$ wurde von Berends & Komen durchgeführt /A.3./. Oberhalb einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_1} = 5 \text{ GeV}$ wurde $R = 5$ als konstant angesetzt.

Nach Separation des Anteiles zum Hauptwert des Integrals und analytischer Integration über die Beiträge schmaler Vektorresonanzen erhält man /A.3./ :

$$\operatorname{Re} \Pi_h(s) = - \frac{\alpha}{3\pi} \left[P \int \frac{s_1}{4m_\pi^2} \frac{R(s')-R(s)}{s'(s-s)} ds' + R(s_1) \ln \left| \frac{s-s_1}{s_1} \right| + R(s) \ln \left| \frac{s_1-s}{4m_\pi^2-s} \right| \right. \\ \left. + \pi \cdot s \cdot \sum_j \frac{\Gamma_{1,j}}{M_j} \frac{s-M_j^2+\Gamma_j^2}{(s-M_j^2)^2+M_j^2\Gamma_j^2} \right]$$

Der Betrag der Korrektur wächst linear mit R und logarithmisch mit s .

Als Resultat der Rechnung ergab sich $\delta_h = -2 \operatorname{Re} \Pi_h(s) = 5.2 \%$ für eine Schwerpunktsenergie von $W = 30 \text{ GeV}$ /A.3./. Bald nach der Veröffentlichung von /A.3./ nahmen die Autoren bereits eine Anpassung an neuere Messungen

der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ vor. Dabei wird für den PETRA-Energiebereich ein Wert von $R = 4.5$ angenommen. Die Korrektur durch hadronische Vakuumpolarisation ergibt sich mit dieser, bei DESY meist verwendeten Programmversion zu 4.9 % für $W = 30 \text{ GeV}$.

Seit der ersten Neuanpassung der Prozedurparameter wurden genauere Messungen von R und Vektorresonanzen veröffentlicht. Die nach Inbetriebnahme des PETRA-Speicherringes erfolgten Messungen bei höheren Schwerpunktsenergien liefern einen Wert von annähernd $R = 4$. Das Resultat unter Verwendung neuerer Daten ist $(4.4 \pm 0.5) \%$ für $W = 30 \text{ GeV}$, wie im folgenden gezeigt wird.

A.1 BEITRAG SCHMALER VEKTORRESONANZEN

Neutrale Vektorresonanzen wie $\rho^0, \omega, \phi, \psi, \Upsilon$ können ähnlich wie das Photon an Leptonen koppeln:

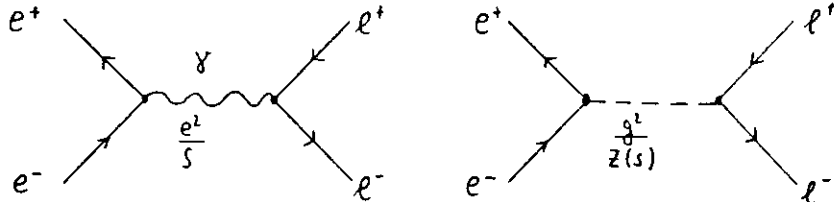


Abbildung 43. Myonpaarproduktion über ein Photon und eine Vektorresonanz

Erste experimentelle Hinweise auf den Effekt der hadronischen Vakuumpolarisation einer Vektorresonanz wurden im Energiebereich des ϕ beobachtet /A.4./.

Statt einer Kopplung e^2/s an das Photon, setzt man eine Kopplung der Form $\sim g^2 / Z(s)$ für die Vektorresonanz an. Für eine Breit-Wigner-Resonanzform ist $Z(s) = s - M^2 + i M \Gamma$. Die Kopplungsstärke der Resonanz an Leptonen hängt mit der Masse M der Resonanz und ihrer leptonicen Breite Γ_1 zusammen:

$$\frac{g^2}{e^2} = \frac{3 \cdot \Gamma_1}{\alpha \cdot M}$$

Experimentell zeigt sich, daß die leptoniche Breite mit dem Quadrat der Summe der Quarkladungen der Resonanz verknüpft ist. So ist $\Gamma_1 / (\sum e_q)^2$ für alle Grundzustände der Vektorresonanzen von der Größenordnung 12 keV

/A.5./ Der totale Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ im Beisein einer Resonanz läßt sich in niedrigster Ordnung schreiben als:

$$\sigma_0(s) = \frac{4 \cdot \pi \cdot \alpha^2}{3 \cdot s} \left[1 + 2 \operatorname{Re} B(s) + |B(s)|^2 \right]$$

mit

$$B(s) = \frac{g^2}{e^2} \cdot \frac{s}{Z(s)}$$

Ein entsprechender Ausdruck kann auch für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ benutzt werden.

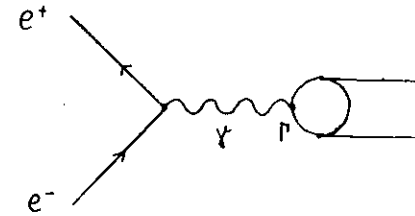


Abbildung 44. $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ über ein Photon (γ) und eine Resonanz

Hier gilt

$$\frac{g^4}{e^4} = \frac{9 \cdot \Gamma_1 \cdot \Gamma}{\alpha^2 \cdot M^2}$$

wobei Γ_1 die leptoniche und Γ die hadronische- (= die totale-) Breite ist. Das Dispersionsintegral über den Resonanzbeitrag ist damit von der Form:

$$\operatorname{Re} \Pi_h(s) = - \frac{\alpha \cdot s}{3 \cdot \pi} \cdot P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|B(s')|^2}{4 m_\pi^2 s' \cdot (s'-s)} ds'$$

Benutzt man eine Deltafunktionsapproximation

$$\frac{M \cdot \Gamma}{|Z(s)|^2} \rightarrow \pi \cdot \delta(s - M^2)$$

für die Resonanz so bekommt man sofort als Resultat der Integration für den Grenzfall $M\Gamma \rightarrow 0$:

$$\operatorname{Re} \Pi_{\text{res}}(s) = - \frac{3 \cdot s \cdot \Gamma_1}{\alpha \cdot (s - M^2)}$$

$$\text{für } |s| \gg M^2 \quad \operatorname{Re} \Pi_{\text{res}}(s) = - \frac{3 \cdot \Gamma_1}{\alpha \cdot M} \quad \delta_{\text{res}} = \frac{6 \cdot \Gamma_1}{\alpha \cdot M}$$

Für $|s| \gg M^2$ liefern Resonanzen einen konstanten Beitrag δ_{res} zur hadronischen Vakuumpolarisation. Dieser Beitrag ist in der untenstehenden Tabelle zusammen mit den von Berends und Komen benutzten Parametern aufgeführt.

Res.	Masse GeV	Γ MeV	Γ_1 keV	δ_{res} %
1 ρ	0.7785	160.7	7.1	0.750
2 ω	0.784	9.999	0.78	0.085
3 φ	1.019	4.2	1.34	0.108
4 ρ'	1.600	400.	9.2	0.473
5 ψ	3.095	0.069	4.8	0.128
6 ψ'	3.684	0.22	2.2	0.049
7 ψ''	3.771	24.	0.18	0.004
8 ψ^3	4.040	52.	0.75	0.015
9 ψ^4	4.159	78.	0.77	0.015
10 ψ^5	4.414	33.	0.44	0.008
11 T	9.46	0.05	1.3	0.011
Alle schmalen Resonanzen (einschließlich ρ, ρ')				0.423 1.646

Tabelle der von Berends & Komen benutzte Resonanzparameter

Die zur hier beschriebenen Analyse benutzten Resonanzparameter sind in der nachfolgenden Tabelle dargestellt. Die Fehler zu den Anteilen δ_{res} der einzelnen Resonanzen zur hadronischen Vakuumpolarisation wurden aus den jeweiligen Unsicherheiten in der Bestimmung der leptonenischen Breite errechnet. Es wurden die Werte der Particle Data Group von 1980 zugrundegelegt /A.6./. Die ρ' -Parameter stammen aus einer Veröffentlichung des DM1-Experimentes am DCI-Speicherring /A.7./. Die T-Parameter basieren auf neueren Cornell-Resultaten.

Res.	Masse GeV	Γ MeV	Γ_1 keV	δ_{res} %	Fehler %	$\Gamma_1 / (\sum e_q)^2$
1 ρ	0.776	158.	6.8	0.712	0.087	13.6
2 ω	0.7824	10.1	0.77	0.081	0.018	13.86
3 φ	1.0196	4.1	1.27	0.102	0.003	11.43
4 ρ'	1.57	510.	7.5	0.393	0.079	
5 ψ	3.097	0.063	4.41	0.117	0.017	9.92
6 ψ'	3.685	0.215	1.94	0.043	0.005	
7 ψ''	3.768	25.	0.33	0.007	0.001	
8 ψ^3	4.030	52.	0.73	0.015	0.004	
9 ψ^4	4.159	78.	0.78	0.015	0.006	
10 ψ^5	4.415	43.	0.43	0.008	0.002	
11 T	9.45	0.035	1.3	0.011		11.7
12 T'	10.00	0.033	0.52	0.004		
13 T''	10.35	0.25	0.33	0.003		
14 T'''	10.56	0.22	0.23	0.002		
Alle ψ 's				0.205	0.019	
Alle T's				0.020		
Alle schmalen Resonanzen (einschließlich ρ, ρ')				0.408	0.026	
				1.513	0.192	

Tabelle der hier benutzten Resonanzparameter

Die Integration über den Resonanzwirkungsquerschnitt läßt sich auch ohne Deltafunktionsapproximation leicht ausführen, wenn man die Integration über s' auf die ganze reelle Achse von $-\infty$ bis $+\infty$ ausdehnt, was durch die Kleinheit des Integranden für $s' < 4 \cdot m_\pi^2$ für schmale Breit-Wigner-Resonanzen in sehr guter Näherung möglich ist. Der Integrand hat dann die Form einer speziellen Hilberttransformation, die sich in den Tabellenwerken von Erdelyi nachschlagen oder auch mit Methoden der Funktionstheorie schnell berechnen läßt. So liefert Residuenrechnung für einen Integrationsweg um die obere komplexe Halbebene mit dem einzigen einfachen Pol an der Stelle $Z'(s) = 0$:

$$\operatorname{Re} \Pi_{\text{res}}(s) = - \frac{3 \cdot s^2}{\alpha} \frac{\Gamma_1}{M^2} \operatorname{Re} \left[\frac{M + i \Gamma}{Z(s)} \right]$$

so daß

$$\delta_{\text{res}}(s) = \frac{6 \cdot s^2}{\alpha} \frac{\Gamma_1}{M} \left[\frac{s - M^2 + \Gamma^2}{(s - M^2)^2 + M^2 \cdot \Gamma^2} \right]$$

In dieser Form werden die schmalen Resonanzen im Programm berücksichtigt. Für $s \gg M^2$ erhält man wieder die in der Fehlerabschätzung benutzte asymptotische Form. Sehr nahe einer Resonanz können zudem Effekte höherer Ordnung der Störungsrechnung eine größere Rolle spielen /A.8./

A.2 DER BEITRAG DER ρ^0 -RESONANZ

Infolge der Abhängigkeit $\sigma_{had}(s) \sim 1/s$ (für $R=const.$) wird ein wichtiger Beitrag vom Niederenergiebereich erwartet. Oberhalb der Schwelle ($s=4m_\pi^2$) wird σ_{had} zunächst durch Produktion von $\pi^+\pi^-$ über die breite ρ -Resonanz dominiert. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ist von der Form :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8s} \beta_\pi^3 \sin^2(\vartheta) |F_\pi(s)|^2$$

Über den elektromagnetischen Formfaktor des Pions gibt es im raum- und zeitartigen Bereich sehr detaillierte Studien /A.9./ Berends & Komen legen die Parametrisierung von Benaksas et al. /A.10./ zugrunde :

$$|F_\pi(s)|^2 = |F_{GS}(s) + |\xi| \cdot e^{i\varphi} \cdot T_\omega|^2$$

wobei der ρ -Pol durch die Gounaris-Sakurai-Formel dargestellt wird /A.11./ :

$$F_{GS}(s) = \frac{m_\rho^2 \cdot (1 + d \cdot \Gamma_\rho/m_\rho)}{(\Gamma_\rho^2 - s) - i m_\rho^2 \Gamma_\rho \cdot ((p/p_0)^3 \cdot s^{-1})^{1/2}}$$

$$p = s - 4m_\pi^2 \quad p_0 = m_\rho^2 - 4m_\pi^2$$

Die Interferenz mit der ω -Resonanz (durch deren G-Paritätsverletzenden Zerfallskanal in zwei Pionen) wird dabei durch die Amplitude

$$|\xi| \cdot e^{i\varphi} \cdot T_\omega = |\xi| \cdot e^{i\varphi} \cdot \frac{m_\omega^2}{(m_\omega^2 - s) - i m_\omega \Gamma_\omega}$$

berücksichtigt, wobei φ den ρ - ω - Mischungswinkel und $|\xi|$ ein Maß für das Verzweungsverhältnis für den Zerfall in zwei Pionen angibt.

Die hier präsentierte Analyse basiert auf neueren Daten von Orsay /A.12./ Für Werte von $s > 1 \text{ GeV}^2$ wurden Abweichungen von der Gounaris-Sakurai-

Form beobachtet. Im Rahmen des Vektordominanzmodells wurde die Existenz höherer Resonanzen wie die eines $\rho'(1200)$ diskutiert. Es gelang jedoch nicht, befriedigende Anpassungen sowohl an raum- als auch zeitartige Regionen des gemessenen Formfaktors zu bekommen.

Nach dem Vorschlag von Truong et al. /A.13./, lassen sich bessere Anpassungen über einen allgemeineren analytischen Ansatz erhalten. Quenzer et al. /A.12./ benutzten

$$F_\pi = F_0^\delta \cdot g(s) \quad G(s) = \left(\frac{M^2}{M^2 - s - iM\Gamma} \right)^n$$

mit

$$g(s) = G(s) \quad \text{für } \sqrt{s} > m_\omega + m_\pi$$

$$g(s) = \text{Re } G(s) \quad \text{für } \sqrt{s} < m_\omega + m_\pi$$

für eine Anpassung ihrer Daten unter Berücksichtigung des inelastischen Kanals $\omega\pi$, wobei $M \approx 1.2 \text{ GeV}$, $\Gamma \approx 0.15 \text{ GeV}$ und $n \approx 0.22$ aus Messungen von $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_0\pi_0$ in Novosibirsk /A.14./ geschlossen wurde. F_0^δ ist ein analytischer Ausdruck, der nach /A.15./ in guter Näherung durch F_{GS} wiedergegeben wird.

Parameter zur Beschreibung des π -Formfaktors		
	Berends & Komen (/A.9./)	Hier benutzte Werte (/A.12./)
m_ρ	778.5 MeV	773.1 MeV
Γ_ρ	160.7 MeV	157.5 MeV
d	0.83	0.442
$ \xi $	0.0189	0.013
φ	83°	98°
Beitrag zur hadronischen Vakuumpolarisation bei $W=30 \text{ GeV}$		0.665 %

Abb. 45 zeigt das Resultat der hier benutzten Anpassung nach Quenzer et al. als durchgezogene Linie im Vergleich zur Parametrisierung von Berends & Komen (unterbrochene Linie) und Meßwerte von $|F_\pi(s)|^2$ nach /A.12./ und /A.16./.

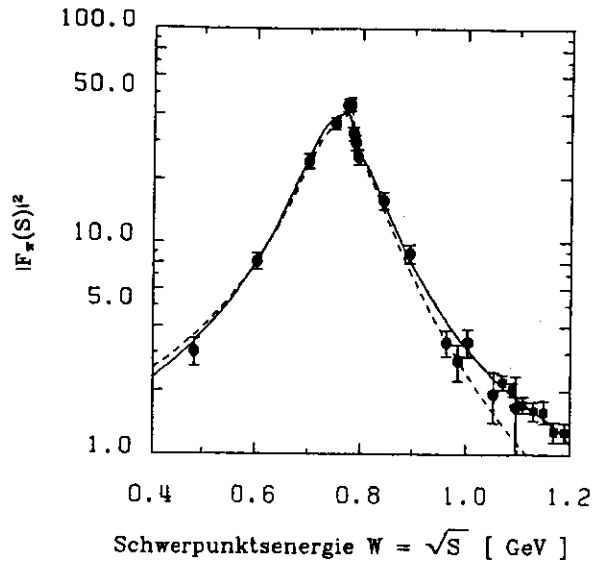


Abbildung 45. Absolutquadrat des Pion-Formfaktors

Der Beitrag der hadronischen Vakuumpolarisation zum anomalen magnetischen Moment des Myons $(g-2)_\mu$ hängt empfindlich vom ρ -Bereich ab /A.17, A.18./. Nach der Übersicht in /A.19./ ist die theoretisch erwartete Korrektur achtmal so groß wie die experimentelle Auflösung. Vorhersage und Messung sind in guter Übereinstimmung, so daß Existenz und Richtigkeit der Größenordnung der Korrektur durch hadronische Vakuumpolarisation als experimentell bestätigt gelten können.

A.3 BEITRAG DES KONTINUUMS

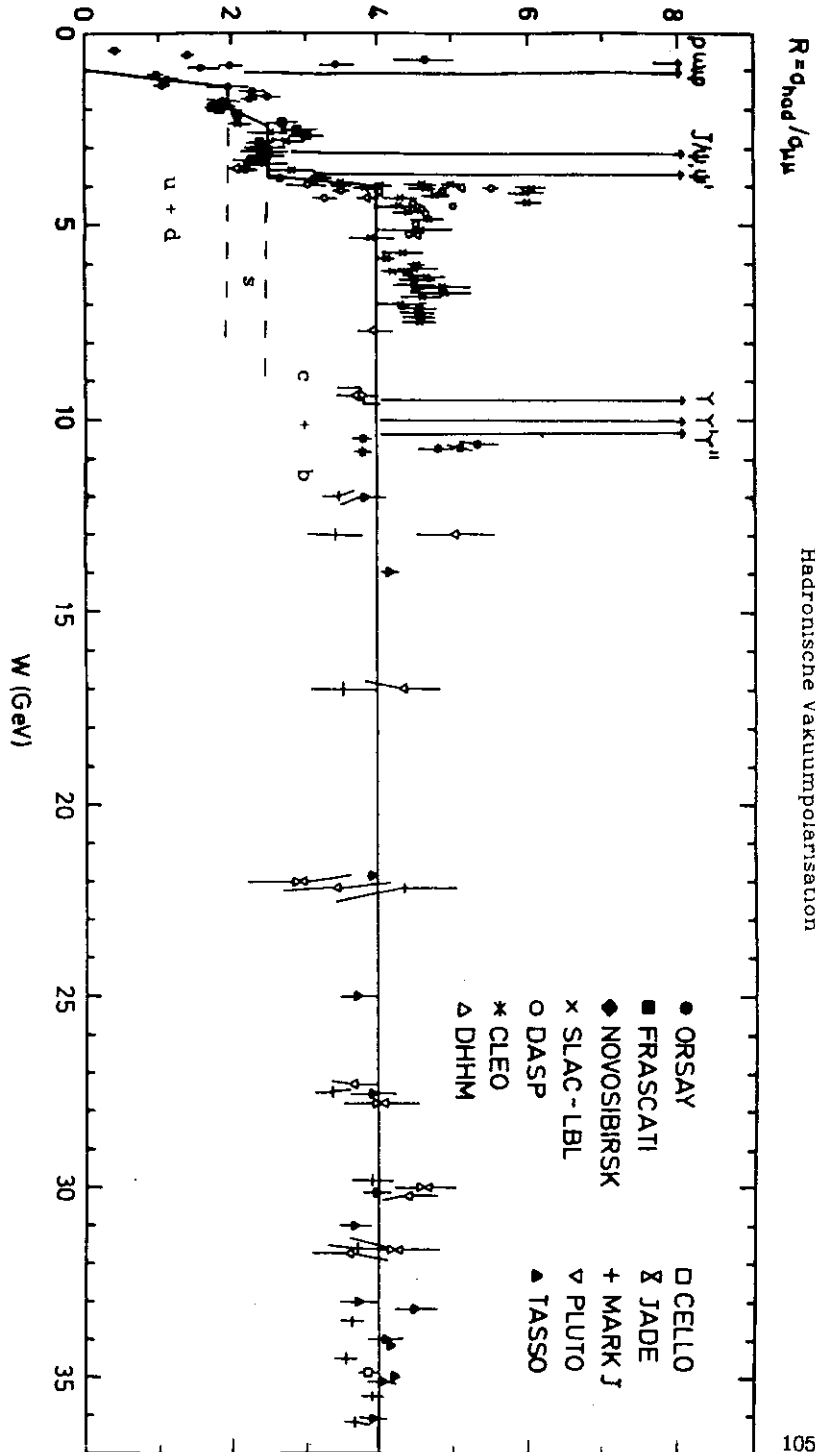
Um den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen zu bekommen, müssen oberhalb der ρ -Resonanz die Resultate aus R-Messungen für hadronische Ereignisse mit mehr als 3 Spuren (einschließlich neutraler Teilchen) hinzugezogen werden /A.20., A.21./. Zu höheren Energien hin steigt die Multiplizität in der Hadronerzeugung stark an, so daß hadronische Ereignisse immer leichter erkannt werden können. Abb. 46 zeigt die R-Messungen einer Vielzahl von Experimenten im Schwerpunktsenergiebereich von $W = 0 - 37$ GeV. Als grobe Parametrisierung von $R(s)$ wurde eine lineare Interpolation zwischen nur 6 Punkten gewählt:

\sqrt{s} in GeV	$R(s)$	ΔR	beteiligte Quarks
≤ 1.0	0.0	2.0	u + d
1.5	2.0		
2.0	2.0	0.5	s
2.5	2.5		
3.8	2.5	1.5	c + (b)
≥ 4.0	4.0		

Tabelle 7. Einfache Parametrisierung für $R(s)$

Wie im rechten Teil der Tabelle angedeutet ist, lassen sich die Stufen in R durch das Auftreten schwerer Quarks oberhalb einer minimalen Schwerpunktsenergie erklären. Die hier benutzte, sehr einfache Parametrisierung ist in Abb. 46 als durchgezogene Linie mit eingezeichnet und gibt die Meßwerte nach Subtraktion der Resonanzen recht gut wieder. Eine detaillierte Zusammenfassung der R-Messungen für hadronische Ereignisse bis zu $\sqrt{s} = 3.8$ GeV findet sich in /A.20./, und stimmt sehr gut mit der hier benutzten Parametrisierung überein. Die neuen Werte für das ρ' nach /A.7./ beinhalten eine Abschätzung der nicht gesehenen Zerfallskanäle. Der Beitrag davon zur leptonenischen Breite wurde zu 2 keV abgeschätzt. Dies wird möglicherweise nicht durch die hier benutzte einfache Parametrisierung abgedeckt und könnte eine Vergrößerung der Vakuumpolarisation um 0.1 % bei PETRA-Energien bewirken.

Abbildung 46: R-Messungen verschiedener Experimente /A.22/



Oberhalb von $\sqrt{s_1} = 4 \text{ GeV}$ wurde vereinfacht $R = 4$ gesetzt. Nach Abspaltung des Teiles mit dem Hauptwert, wurde das Dispersionsintegral im Bereich von $4 m_\pi^2 < s' < s_1$ numerisch unter Benutzung der Summe des Kontinuums- und ρ -Beitrages gelöst. Das ρ' wurde benutzt in Bereichen, in denen es den Kontinuumsbeitrag übertrifft. Es wurde eine Gaußintegration mit fünf Stützpunkten in sieben Teilintervallen so durchgeführt, daß Regionen mit großer Variation (um das ρ) ausreichend berücksichtigt werden, andererseits aber keine merklichen Beiträge durch die nicht analytischen Verbindungspunkte der linearen Interpolation entstehen. Die Prozedur liefert glatte Resultate für alle positiven und negativen (raumartigen) Bereiche von s (außer ganz nahe bei $s_1 = 20 \text{ GeV}^2$).

Zur groben Fehlerabschätzung der Kontinuumsbeiträge wird der Schwerpunktsenergiebereich in drei verschiedene Regionen aufgeteilt :

Region	$W=\sqrt{s}$ in GeV(s)	$R(s)$	relativer Fehler
1	1.5 + 3.8	2.25	30 %
2	3.8 + 12.0	4.0	20 %
3	12.0 + + ∞	4.0	7 %
(t):		ΔR	
4	40.0 + + ∞	4/3	

Tabelle 8. Aufteilung des Schwerpunktsenergiebereiches in verschiedene Regionen

Für die Region 1) mit Schwerpunktsenergien unterhalb der Schwelle des c-Quarks wurde angenommen, daß die hier benutzte Parametrisierung R auf 30 % genau richtig wiedergibt. Für die Region des c- und b-Quarks wurde eine Unsicherheit von 20 % angesetzt. Die Messungen im PETRA-Energiebereich stimmen recht gut miteinander überein und sollten durch $R = 4$ auf etwa 7 % genau wiedergegeben werden.

Die Region 4 soll den Effekt der erwarteten t-Quark-Schwelle wiedergeben. Nach den bisherigen Messungen bis zu $W \approx 36.6 \text{ GeV}$ ist das volle Einsetzen der t-Schwelle kaum unterhalb von $W = 40 \text{ GeV}$ zu erwarten, so daß die gemäß der Relation

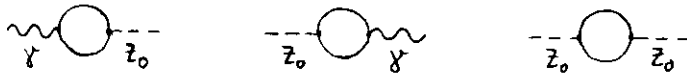
$$\delta_h = \frac{2\alpha}{3\pi} \cdot \Delta R \cdot \ln \left| 1 - \frac{s}{s_1} \right|$$

berechneten Beiträge der vierten Region als obere Grenze für den Effekt aus einer neuen Schwelle betrachtet werden können. Das Resultat stufenweiser Integration (nach s') über die in Tabelle 8 angegebenen Regionen ist in Tabelle 9 für verschiedene Schwerpunktsenergien $W = \sqrt{s}$ angegeben. Die Fehlerbeiträge wurden dabei quadratisch addiert:

Region	$W = 14 \text{ GeV}$	$W = 22 \text{ GeV}$	$W = 34 \text{ GeV}$
1	0.67 ± 0.20	0.66 ± 0.20	0.65 ± 0.20
2	2.20 ± 0.44	1.63 ± 0.33	1.50 ± 0.30
3	-0.63 ± 0.04	0.53 ± 0.04	1.21 ± 0.09
Summe	2.34 ± 0.49	2.81 ± 0.38	3.36 ± 0.37
(4)	-0.03	-0.07	-0.26

Tabelle 9. Kontinuumsbeiträge zur hadronischen Vakuumpolarisation

Für Energien $W > 40 \text{ GeV}$ können außerdem elektroschwache Effekte aus



einen nicht mehr zu vernachlässigen Beitrag liefern /2.17./

A.4 ZUSAMMENFASSUNG UND RESULTATE

Abb. 43 zeigt die Resultate für $\delta_h = -2 \cdot \text{Re } \Pi_h$ im Bereich raum- und zeitartiger Impulsüberträge. Die durchgezogene Linie gibt die neuen Resultate im Vergleich zu denen von Berends & Komen (unterbrochene Linie) wieder.

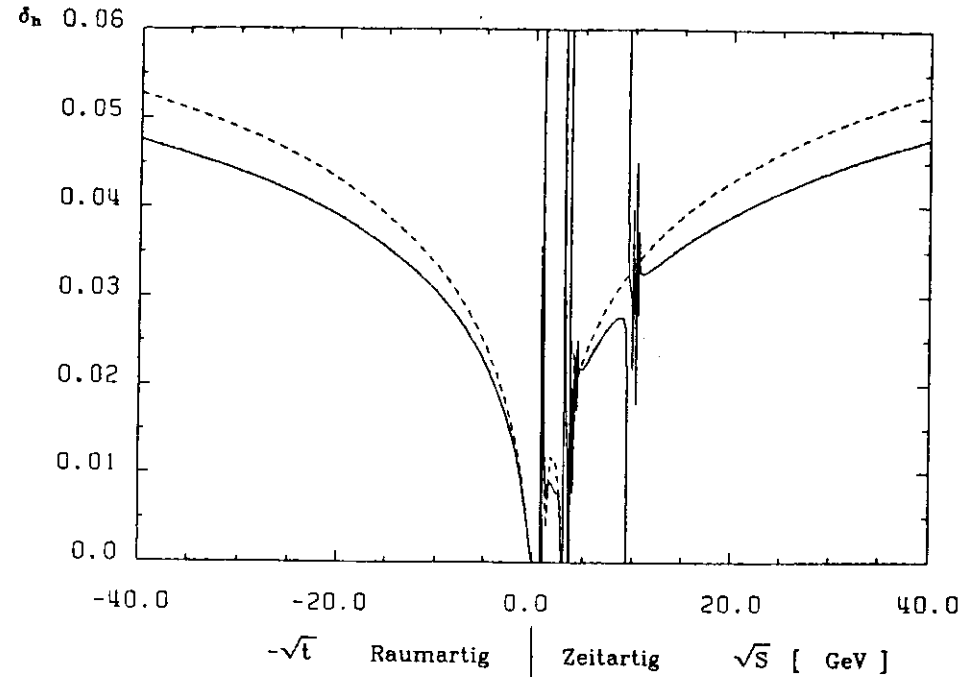


Abbildung 47. Hadronische Vakuumpolarisationskorrektur im Raum- und Zeitartigen

Für große Impulsüberträge $|s|$ weit ab von Resonanzen, werden die Korrekturen im Raum- und Zeitartigen gleich groß und lassen sich in guter Näherung durch eine einfache Parametrisierung beschreiben. Dabei steht $|s|$ für sowohl s als auch $-t$:

$\text{Re } \Pi_h(s) \approx \text{Re } \Pi_h(-t) = A + B \cdot \ln(1 + c \cdot s)$		
wobei $A = -1.345 \cdot 10^{-9}$	$-1.512 \cdot 10^{-3}$	$-1.1344 \cdot 10^{-3}$
$B = -2.302 \cdot 10^{-3}$	$-2.822 \cdot 10^{-3}$	$-3.0680 \cdot 10^{-3}$
$C = 4.091 \cdot 10^{+0}$	$1.218 \cdot 10^{+0}$	$9.9992 \cdot 10^{-1}$
gut für $0 < t < 1$	$1 < t < 64$	$64 < t < 1600 \text{ GeV}^2$ $180 < s < 1600 \text{ GeV}^2$

Vakuumpolarisation wurde auch als Beitrag zu den Strahlungskorrekturen in der theoretischen Vorhersage der Größe von $\sin^2(\vartheta_w)$ und der Protonlebensdauer im Rahmen von GUT's (Vereinheitlichten Theorien) diskutiert /A.23.,

A.24./ In /A.24./ wurde $\text{Re } \Pi_h$ zur Modifizierung der effektiven elektromagnetischen Kopplungskonstante α in Abhängigkeit von der Energie benutzt. Das Resultat von /A.23./ ist $\delta_h = 4.6\%$ bei $W = 30 \text{ GeV}$.

Die einzelnen Beiträge und eine Abschätzung ihrer Unsicherheit zu der hier durchgeführten Analyse sind in der folgenden Tabelle für eine Schwerpunktsenergie von $W = 30 \text{ GeV}$ zusammengefaßt :

Beitrag aus	Korrektur
schmalen Resonanzen	$0.40 \pm 0.03\%$
ρ	$0.665 \pm 0.09\%$
Kontinuum bis $W = 12 \text{ GeV}$	$2.11 \pm 0.36\%$
Kontinuum über $W = 12 \text{ GeV}$	$1.21 \pm 0.09\%$
zusammen	$4.39 \pm 0.38\%$

Tabelle 10. Anteile an der hadronischen Vakuumpolarisation für $W = 30 \text{ GeV}$

Die Fehler wurden jeweils quadratisch addiert. Lineare Addition der Fehler liefert eine Unsicherheit von 0.71% . Als realistische Abschätzung inklusive möglicher unberücksichtigter Effekte (t -Quark, Z_0) wird insgesamt ein Fehler von 0.5% für die hadronische Vakuumpolarisation im PETRA- Energiebereich angenommen. Diese Werte gelten für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Abb. 48 zeigt die entsprechende Korrektur $\delta_h(s, \cos\vartheta)$ für die Bhabha-Streuung.

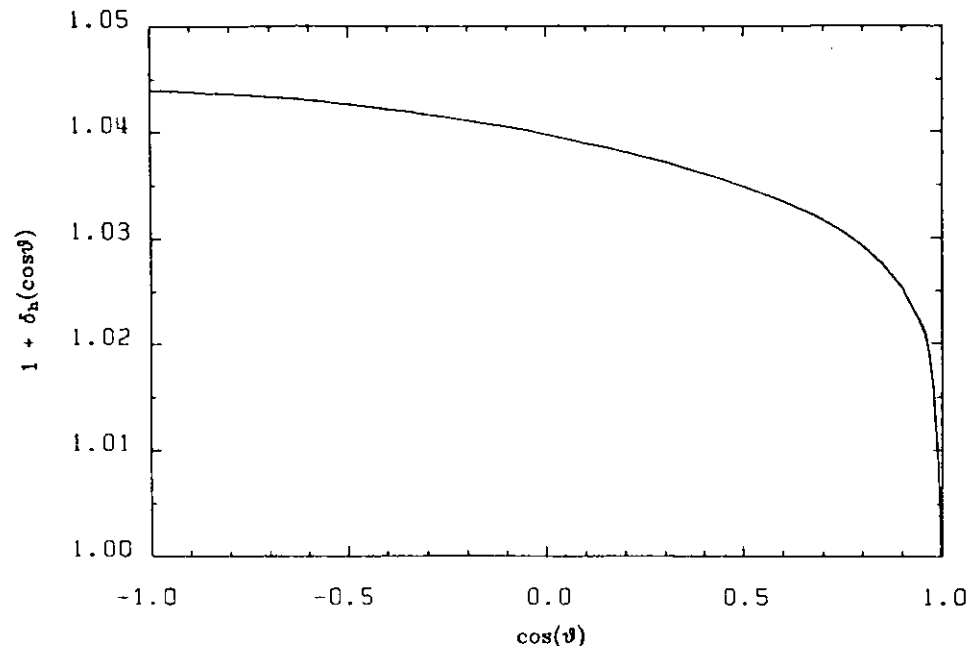


Abbildung 48. Korrektur durch hadronische Vakuumpolarisation in der Bhabha-Streuung für $W = 30 \text{ GeV}$

Zur Fehlerabschätzung wird hier eine relative Unsicherheit von 10% in der Korrektur durch hadronische Vakuumpolarisation angenommen. Die Winkelabhängigkeit der Korrektur für $|\cos(\vartheta)| < 0.80$ ist $1.43 \pm 0.14\%$. Im Winkelbereich des Luminositätsmonitors ($\vartheta \approx 2^\circ$) ist die Korrektur durch hadronische Vakuumpolarisation mit $\delta_h \approx 0.4\%$ nahezu vernachlässigbar.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1.1/ B.H.Wiik, G.Wolf : Springer Tracts in mod. Phys. Vol. 86 (1979).
G.Wolf : DESY Berichte 80/13, 81/86
K.H.Mess, B.H.Wiik : DESY Bericht 82/11 (1982).
- /1.2/ TASSO-Kollaboration R.Brandelik et al. : Phys. Lett. 83B (1979) 261.
- /1.3/ J.-E.Augustin et al. : Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 233.
- /1.4/ S.J.Brodsky, S.D.Drell : Ann.Rev.Nucl.Phys. (1970) 147.
B.E.Lautrup et al. Phys.Rep. 3 Nr.4 (1972) 193.
F.Combley et al. : Phys.Rep. 68 Nr.2 (1981) 93.
- /1.5/ S.L.Glashow : Nucl.Phys 22 (1961) 579.
S.Weinberg : Phys.Rev.Lett. 19 (1967) 1264.
A.Salam in Elementary Particle Theory, Stockholm 1968.
- /1.6/ Particle Data Group : Rev.Mod.Phys. 52 Nr.2. (1980).
- /1.7/ TASSO-Kollaboration R.Brandelik et al. : Phys. Lett. 110B (1982) 173.
- /1.8/ TASSO-Kollaboration R.Brandelik et al. : Phys.Lett. 94B (1980) 259
TASSO-Kollaboration R.Brandelik et al. DESY Bericht 82/32 (1982)
- /2.1/ J.D.Bjorken, S.D.Drell : "Relativistic Quantum Mechanics" Mc.Graw-Hill, 1964.
F.M.Renard : "Basics of Electron Positron Collisions " Editions Frontières, Gif sur Yvette, France 1981.
- /2.2/ S.J.Brodsky, S.D.Drell : Ann.Rev.Nucl.Phys. (1970) 147.
T.D.Lee, G.C.Wick : Nucl.Phys. B9 (1969) 209.
- /2.3/ M.Greco et al. : Nucl.Phys. B171 (1980) 118.
- /2.4/ R.Budny : Phys.Lett. 55B (1975) 227.

- /2.5/ TRISTAN Report : Tokyo UTPN - 165 (1980)
D.Wahner : Interner Bericht Universität Siegen März 1982
- /2.6/ F.Bloch, A.Nordsiek : Phys. Rev. 52 (1937) 54.
D.R.Yennie, S.C.Frautschi, H.Suura : Annals of Physics 13 (1961) 379.
- /2.7/ R.Gastmans : Cargèse Summer Institute 1979 KUL-TF-79/23
R.Gastmans : Karpacz Winter School 1981 Polen, KUL-TF-81/4
- /2.8/ G.Putzolu : Nuovo Cimento 20 (1961) 542.
- /2.9/ F.A.Berends et al. : Nucl.Phys B68 (1974) 541,
and B57 (1973) 381, B63 (1973) 381
- /2.10/ I.B.Khrilovich : Sov.J.Nucl.Phys.Vol.17 Nr.3 (1973) 298.
E.A.Kuraev, G.V.Meledin : Nucl.Phys. B122 (1977) 485.
- /2.11/ F.A.Berends, R.Kleiss : Nucl.Phys. B177 (1981) 237.
- /2.12/ G.Bonneau, F.Martin : Nucl.Phys. B27 (1971) 381.
- /2.13/ Y.S.Tsai : Slac.Pub. 2741, Mai 1981.
- /2.14/ Mardaras : Orsay Internal Report DM/12-59
auch in J.P.Perez-y-Jorba, F.M.Renard : Phys. Rep. 31 (1977) 1.
- /2.15/ R.Kleiss : Thesis, Institut Lorentz, Leiden/Holland, Juni 1982
- /2.16/ F.A.Berends, R.Gastmans, T.T.Wu : Preprint Kul.TF-79/022
- /2.17/ G.Passarino, H.Veltman : Nucl.Phys. B160 (1979) 151.
M.Greco et al. : Nucl.Phys. B171 (1980) 118.
F.A.Berends, R.Kleiss, Jadach : Beitrag zur Konferenz in Bonn, 1981
M.Consoli et al. : Frascati LNF - 82/5, Feb. 1982
M.Böhm, W.Hollik : Würzburg 1982.

E.A.Paschos, persönliche Mitteilung

/3.1/ Die Mitglieder der TASSO Kollaboration (Stand Dez. 1981) sind :

R.Brandelik, W.Braunschweig, K.Gather, F.J.Kirschfink, K.Lübelsmeyer
H.-U.Martyn, G.Peise, J.Rimkus, H.G.Sander, D.Schmitz,
A.Schultz von Dratzig, D.Trines, W.Wallraff
I.Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Germany

H.Boerner, H.M.Fischer, H.Hartmann, E.Hilger, W.Hillen, G.Knop,
L.Köpke, H.Kolanoski, P.Leu, R.Wedemeyer, N.Wermes, M.Wollstadt
Physikalisches Institut der Universität Bonn, Germany

H.Burkhardt, S.Cooper, D.Heyland, H.Hultschig, P.Joos, W.Koch,
U.Kötz, H.Kowalski*, A.Ladage, D.Lüke, H.L.Lynch**,
P.Mättig, K.H.Mess***, D.Notz, J.Pyrlík, D.R.Quarrie****,
R.Riethmüller, A.Shapira*****, P.Söding, B.H.Wiik, G.Wolf
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Germany

R.Fohrmann, M.Holder, H.L.Krasemann, G.Poelz, O.Römer, P.Schmüser
II.Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Germany

I.Ai-Agil, R.Beuselinck, D.M.Binnie, A.J.Campbell, P.J.Dornan,
D.A.Garbutt, T.D.Jones, W.G.Jones, S.L.Lloyd, D.Pandoulas,
J.K.Sedgebeer, R.A.Stern, S.Yarker
Departement of Physics, Imperial College London, England

M.G.Bowler, I.C.Brock, R.J.Cashmore, R.Devenish, P.Grossmann,
J.Illingworth, M.Ogg, G.L.Salmon, J.Thomas, T.R.Wyatt, C.Youngman
Departement of Nuclear Physics, Oxford University, England

K.W.Bell, B.Foster, J.C.Hart, J.Proudfoot, D.H.Saxon, P.L.Woodworth
Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England

E.Duchovni, Y.Eisenberg, U.Karshon, G.Mikenberg, D.Revel, E.Ronat
Weizmann Institute, Rehovot, Israel

T.Barklow, J.Freeman †, T.Meyer ††, G.Rudolph, E.Wicklund,
S.L.Wu, G.Zobernig
Departement of Physics, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin USA

September 1981

- * Jetzt am CERN, Geneva, Switzerland
- ** Jetzt in UC Santa Barbara, USA
- *** Vom CERN, Geneva, Switzerland
- **** Vom Rutherford Appleton Laboratory, England
- ***** Minerva Fellow vom Weizmann Institute, Rehovot, Israel
- # Jetzt am FNAL, Batavia, USA
- ## Jetzt in A+M University, Texas, USA

/3.2/ Kurzbeschreibungen der Tasso Komponenten finden sich in folgenden

TASSO Veröffentlichungen :

R.Brandelik et al. : Phys.Lett. 83B (1979) 261.

: Phys.Lett. 92B (1980) 199.

: Phys.Lett.108B (1982) 71.

/3.3/ H.Boerner et al. : Nucl.Instr.and Meth. 176 (1980) 151.

/3.4/ D.Heyland Doktorarbeit : DESY interner Bericht F1-81/01 (1981)

/3.5/ H.Burkhardt et al. : Nucl.Instr.and Meth. 184 (1981) 319.

/3.6/ D.Trines, Tasso Note No. 64 (1978)

/3.7/ D.J.White, Rutherford Laboratory RL-80-006 Chilton England (1980).

/3.8/ M.Wollstadt : Doktorarbeit, Bonn 1982.

/3.9/ H.Kowalski,D.Cassel : Nucl.Instr.and Meth. 185 (1981) 235.

/3.10/ H.Kowalski : DESY Bericht 80/72 (1980).

/3.11/ H.Boerner : Doktorarbeit, Bonn 1981.

/3.12/ P.Leu, persönliche Mitteilung, Benutzt wurden die Programme von Vermaseren.

/3.13/ I.C.Brock, Imperial College London, Thesis (in Vorbereitung).

/3.14/ R.L.Ford, W.R.Nelson EGS3 Manual : Slac - 210 (1978).

/3.15/ TASSO-Kollaboration R.Brandelik et al. : DESY 82-010 (1982).

R.Fohrmann : Doktorarbeit, Hamburg im Juni 1982.

/4.1/ MARK J Kollaboration, D.P.Barber et al. : Phys. Lett. 95B (1980) 149.

JADE Kollaboration, W.Bartel et al. : Phys. Lett. 99B (1981) 281.

CELLO Kollaboration, H.-J.Berend et al. : Phys. Lett. 103B (1981) 148.

/4.2/ G.Barbiellini, Vortragsammlung der Bonn-Konferenz 1981.

/4.3/ H.Georgi, S.Weinberg : Phys. Rev. D17 (1978) 275.

V.Barger, W.Y.Keung,E.Ma : Phys.Rev.Lett. 44 (1980) 1169.

/4.4/ E.H.Groot, D.Schildknecht, G.J.Gounaris : Phys. Lett. 90B (1980)427.
 , Phys. Lett. 95B (1980) 149., Z.Phys. C 12 (1982) 57.

G.J.Gounaris, D.Schildknecht, Bielefeld Preprints : Bi.TP 81/09, 81/12

/5.1/ Vortragsammlung der Erice Konferenz 1980

J.Ellis : CERN Preprint TH. 2942.

S.Weinberg : Havard Preprint HUTP - 81/A047

E.Witten : Princeton Lecture Notes 1982

/5.2/ G.R.Farrar, P.Fayet : Phys. Lett. 89B (1980) 191.

/5.3/ S.Jaroslawski : Nucl.Instr.and Meth. 176 (1980) 263.

/5.4/ J.Bürger : DESY Bericht 81/074 (1981).

CELLO Kollaboration, H.-J.Berend et al. : DESY Bericht 82/021 (1982).

/A.1/ N.Cabibbo, R.Gatto : Phys.Rev. 124 (1961) 1577.

/A.2/ T.N.Truong : CERN TH 3277, April 1982 und Referenzen dort.

/A.3/ F.A.Berends, G.J.Komen : Phys.Lett. 63B (1976) 432.

/A.4/ J.-E.Augustin et al. : Phys.Lett. 30 (1973) 462.

/A.5/ E.Paul, Vortragsammlung der Bonn-Konferenz 1981.

/A.6/ Particle Data Group: Rev.Mod.Physics 52 No.2 (1980).

/A.7/ B.Delcourt et al.: Preprint LAL 81/28 (Orsay).

/A.8/ F.A.Berends, G.J.Komen : Phys.Lett. Nucl.Phys. B 115 (1976) 114.

/A.9/ M.Gourdin: Phys.Rep. : 11 (1974) 29.
 J.P.Perez-y-Jorba, F.M.Renard : Phys.Rep. 31 (1977) 1.
 M.F.Heyn, C.B.Lang : Z.Physik Part.and Fields 7 (1981) 171.

/A.10/ D.Benaksas et al. : Phys.Lett. 39B (1972) 289.

/A.11/ G.J.Gounaris, J.J.Sakurai : Phys.Rev.Lett 21 (1968) 244.

/A.12/ A.Quenzer et al. : Phys.Lett. 76B (1978) 512.

/A.13/ B.Costa de Beauregard et al. : Phys.Lett. 67B (1977) 213.

/A.14/ V.A.Sidorov : Proc.Conf.Tbilissi (1976) II-B13.

/A.15/ A.Quenzer : Thèse d'Etat, LAL 1294 (1977) Orsay.

/A.16/ A.D.Bukin et al. : Phys.Lett. 73B (1978) 226.

/A.17/ Barger et al. : Phys.Lett. 60B (1975) 89.

/A.18/ J.Calmet et al. : Phys.Lett. 61B (1976) 283.

/A.19/ F.Combley et al. : Phys.Rep. 68 No2. (1981) 93.

/A.20/ M.Spinetti : Chicago Conf. 1979.

/A.21/ C.Bacci et al. Nucl.Physics B184 (1981) 31.

/A.22/ Zusammenstellung der R-Werte nach G.Wolf, April 1982.

/A.23/ E.A.Paschos : Nucl.Phys. B 159 (1979) 285.

/A.24/ J.Ellis et al. Nucl.Phys. B 176 (1980) 61.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in Mitarbeit in der internationalen Kollaboration des TASSO Experimentes am Speicherring PETRA. Allen Mitgliedern der Kollaboration und insbesondere der Gruppe F 35, die durch Hinweise und Diskussionen halfen, sei hier gedankt.

Ich danke den Herren Prof. Dr. B. Wiik und Prof. Dr. P. Schmüser für die Ermöglichung und Förderung der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. H.Lynch für seine konstruktive, kritische Betreuung in der Anfangsphase der Arbeit und Herrn Dr. H.-U. Martyn für gute Betreuung und Zusammenarbeit.

Sehr viel verdanke ich außerdem der Hilfe und Zusammenarbeit mit Gästen und Mitgliedern der Theorie-Gruppe DESY's, insbesondere der Herren Dr. R.Kleiss und Prof. Dr. F.Berends.

Lebenslauf

- 11.3.1956 Geboren als Sohn des Rundfunkmechanikers (später Studienrat an der Gewerbeschule) Gernot Burkhardt und seiner Ehefrau Hanna, geborene Papenfuß, in Hamburg.
- 1963 - 1967 Besuch der Grundschule in Hamburg - Niendorf
- 1967 - 1974 Besuch des Gymnasiums am Bondenwald in Hamburg - Niendorf, Abitur.
- SS 1975 Beginn des Studiums der Physik mit den Nebenfächern Mathematik und Informatik an der Universität Hamburg
- SS 1977 Vordiplom an der Universität Hamburg
- März 1978 Beginn der Diplomarbeit in der Gruppe F35 am DESY mit dem Thema "Gasčerenkovzähler für TASSO"
- Juli - Sept. '78 Als Sommerstudent in der Gruppe WA6 am SPS in CERN, Genf
- Dezember 1979 Abschluß des Studiums an der Universität Hamburg mit dem Diplom
- Januar 1980 Am DESY als wissenschaftlicher Angestellter

