Polarisierte Bhabha–Streuung und Luminositätsmessung im HERMES–Experiment

von

Thomas Benisch

Polarisierte Bhabha–Streuung und Luminositätsmessung im HERMES–Experiment

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Thomas Benisch
aus Fürth

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	30. März 1998
Vorsitzender der Prüfungskommission:	Prof. Dr. D. Kölzow
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. K. Rith
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. G. Anton

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik werden die fundamentalen Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen beschrieben. Danach setzen sich Hadronen aus punktförmigen Quarks zusammen, die über den Austausch von Gluonen miteinander wechselwirken. Neben den drei Valenzquarks enthalten Nukleonen noch virtuell erzeugte Quark–Antiquark–Paare, die sogenannten Seequarks. Von zentraler Bedeutung ist dabei die Frage, wie sich der Gesamtspin eines Nukleons zusammensetzt, d.h. wie groß die Beiträge der Quarks und Gluonen sind und welche Rolle Bahndrehimpulse spielen.

Zur Untersuchung dieser Frage wurden bisher tiefinelastische Streuexperimente am CERN und SLAC durchgeführt. Das HERMES–Experiment am Speicherring HERA des Deutschen Elektronen–Synchrotrons DESY in Hamburg hat 1995 mit der Datennahme begonnen. Dabei werden in der tiefinelastischen Streuung longitudinal polarisierter Positronen an polarisierten internen Gastargets aus Wasserstoff, Deuterium und ^{3}He die spinabhängigen Strukturfunktionen g_1 und g_2 des Protons und Neutrons gemessen. Aufgrund der guten Teilchenidentifikation des Detektors können aus semi–inklusiven Messungen direkt die Beiträge der einzelnen Quarksorten zum Nukleonenspin extrahiert werden.

Die Luminosität des HERMES–Experimentes wird aus der Bhabha–Streuung der Strahlpositronen an den Hüllenelektronen des Targets ($e^+e^- \to e^+e^-$) und der Paarvernichtung in Photonen ($e^+e^- \to \gamma\gamma$) bestimmt. Zum Nachweis der Bhabha– und Photonpaarereignisse sind 7.2 m strahlabwärts vom Gastarget direkt am Strahlrohr zwei Kalorimeter aus strahlungsresistenten $NaBi(WO_4)_2$–Kristallen installiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die beiden Kalorimeter geplant, gebaut, getestet und im Experiment in Betrieb genommen.

Nach einer Beschreibung des HERMES–Experimentes in Kapitel 2 werden in Kapitel 3 die Grundlagen der Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen behandelt. Dabei wird sowohl auf die Polarisationsabhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte als auch auf Strahlungskorrekturen eingegangen. In Kapitel 4 wird der Aufbau der Kalorimeter beschrieben und Ergebnisse aus Teststrahlmessungen werden vorgestellt. Die Rekonstruktion der Bhabha– und Photonpaarereignisse wird in Kapitel 5 erläutert. Dabei wird auch auf die Bestimmung der Detektorakzeptanz und die absolute Energiekalibration der Kalorimeter eingegangen. In Kapitel 6 werden die Aspekte der Luminositätsmessung behandelt, wobei der systematische Fehler diskutiert wird und die Ergebnisse der Jahre 1995 bis 1997 vorgestellt werden. Bei HERMES konnte erstmalig die Streuung longitudinal polarisierter Positronen an schwach gebundenen longitudinal polarisierten Elektronen untersucht werden. Über die Ergebnisse wird in Kapitel 7 berichtet. Dabei konnte aus den Asymmetriemessungen die effektive Polarisation der Targetelektronen bestimmt werden. Ein Vergleich mit den Messungen des Breit–Rabi–Polarimeters und eine Diskussion des systematischen Fehlers runden das Kapitel ab.

2 Das HERMES–Experiment

2.1 Physikalischer Hintergrund

Im HERMES–Experiment [HER 90, HER 93] wird in der tiefinelastischen Streuung longitudinal polarisierter Elektronen bzw. Positronen an polarisierten internen Gastargets aus Wasserstoff, Deuterium und ^{3}He die innere Spinstruktur des Nukleons untersucht. Im HERA–Speicherring können dabei sowohl Elektronen als auch Positronen mit einer Energie von 27.5 GeV gespeichert werden. Da HERA in den Jahren 1995 bis 1997 mit Positronen betrieben wurde, wird im Folgenden immer von Positronen gesprochen.

In niedrigster Ordnung QED kann die Streuung von Positronen an Nukleonen durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben werden. Das Positron überträgt dabei einen Teil seiner Energie durch das virtuelle Photon auf das Nukleon, wobei ein Konstituent aus dem Nukleon herausgelöst wird und durch Fragmentation neue Teilchen entstehen. In der inklusiven tiefinelastischen Streuung wird nur das gestreute Positron nachgewiesen. Die innere Spinstruktur des Nukleons wird durch die spinabhängigen Strukturfunktionen $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$ charakterisiert. Dabei ist die Bjørkensche Skalenvariable x im Laborsystem durch

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{2.1}$$

definiert, wobei ν die Energie des ausgetauschten virtuellen Photons und Q^2 das negative Quadrat seiner invarianten Masse ist. M ist die Masse des Nukleons. Die Bjørkensche Skalenvariable x ist ein Maß für die Inelastizität der Streuung und kann in einem Bezugssystem, in dem das Targetnukleon eine sehr hohe Geschwindigkeit besitzt und die Transversalimpulse und Ruhemassen der Quarks vernachlässigt werden können, als Impulsbruchteil eines Quarks am Gesamtimpuls des Nukleons interpretiert werden. Im Quark–Parton–Modell kann die spinabhängige Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ durch die polarisierten Quarkverteilungen $\Delta q_f(x, Q^2)$ ausgedrückt werden:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \, \Delta q_f(x, Q^2) \; . \tag{2.2}$$

e_f ist dabei die Ladungszahl des Quarks mit Flavor f. Die polarisierten Quarkverteilungen sind durch

$$\Delta q_f(x, Q^2) = q_f^+(x, Q^2) - q_f^-(x, Q^2) \tag{2.3}$$

definiert, wobei $q_f^\pm(x, Q^2)$ die Wahrscheinlichkeitsdichten dafür sind, ein Quark mit Flavor f mit gleicher $(+)$ bzw. entgegengesetzter $(-)$ Helizität wie der des Nukleons zu finden.

Bisher wurde eine Reihe inklusiver Messungen am CERN, SLAC und DESY durchgeführt, um die Strukturfunktion g_1^p des Protons [Ash 89, Ada 94, Abe 95a, Ada 97b], g_1^n des Neutrons [Ant 93a, Ant 96, Abe 97, Ack 97] und g_1^d des Deuterons [Ade 93, Ada 95, Abe 95b, Ada 97a] zu bestimmen. Abb. 2.1 zeigt die von HERMES mit einem ^{3}He–Target gemessene Strukturfunktion g_1^n des Neutrons [Ack 97] im Vergleich mit den Ergebnissen der SLAC–Experimente E142 [Ant 96] und E154 [Abe 97]. Man erkennt, daß die Daten von HERMES mit den anderen Experimenten gut übereinstimmen.

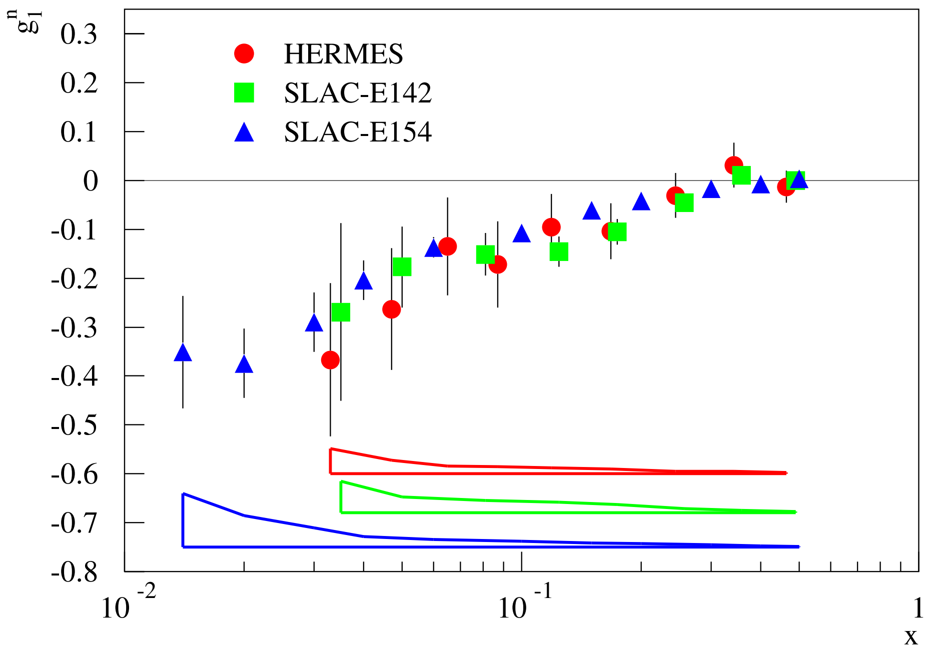

Abbildung 2.1: Vergleich der von HERMES gemessenen Strukturfunktion g_1^n des Neutrons mit den Ergebnissen der SLAC–Experimente E142 und E154 [Fer 97].

Eine besondere Bedeutung kommt den Integralen der Strukturfunktionen zu, da für sie quantitative Aussagen im Rahmen der QCD gemacht werden können. Als sehr fundamental gilt die Bjørken–Summenregel [Bjø 66], die das Integral der Differenz der Strukturfunktionen g_1^p des Protons und g_1^n des Neutrons mit der Vektor– und Axialvektorkopplungskonstante g_V und g_A der schwachen Wechselwirkung in Beziehung setzt. Unter

Berücksichtigung von QCD–Korrekturen [Ell 95] lautet die Bjørken–Summenregel

$$\begin{aligned}\Gamma_1^{\mathrm{p}} - \Gamma_1^{\mathrm{n}} &= \int_0^1 [g_1^{\mathrm{p}}(x) - g_1^{\mathrm{n}}(x)]\, dx = \\ &= \frac{1}{6}\frac{g_{\mathrm{A}}}{g_{\mathrm{V}}}\left[1 - \frac{\alpha_s}{\pi} - \frac{43}{12}\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 - 20.2153\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 + \mathcal{O}(\alpha_s^4)\right] . \qquad (2.4)\end{aligned}$$

Bei $Q^2 = 10$ GeV^2 ergibt sich ein Wert von 0.187 ± 0.003. Alle bisherigen experimentellen Ergebnisse stimmen mit der Bjørken–Summenregel überein.

Die Ellis–Jaffe–Summenregel [Ell 74] macht eine direkte Aussage über die Integrale Γ_1^{p} der Strukturfunktion des Protons und Γ_1^{n} der Strukturfunktion des Neutrons. Allerdings beinhaltet die Ellis–Jaffe–Summenregel die Annahme, daß s–Quarks nicht zum Nukleonenspin beitragen. Die ersten experimentellen Ergebnisse zum Integral Γ_1^{p} von der EMC am CERN [Ash 89] unterschieden sich signifikant von der Vorhersage. Da der Beitrag der Quarkspins zum Nukleonenspin deutlich kleiner war als man im Rahmen des Quark–Parton–Modells erwartete, löste die EMC–Messung die sogenannte Spinkrise aus. Alle bisherigen Messungen bestätigen aber die Verletzung der Ellis–Jaffe–Summenregel für das Proton und das Neutron.

Im Vergleich zu den Experimenten am SLAC und CERN zeichnet sich HERMES durch die gute Teilchenidentifikation aus, die es ermöglicht, Hadronen aus dem Endzustand der Streuung nachzuweisen. Damit sind bei HERMES eine Vielzahl semi–inklusiver Messungen möglich, aus denen direkt die Beiträge der einzelnen Quarksorten zum Nukleonenspin bestimmt werden können [Dür 95]. Dazu gehört die Messung der Pionen–Spinasymmetrie an zwei verschiedenen Targets, aus der die polarisierten Quarkverteilungen der u– und d–Valenzquarks extrahiert werden können. Desweiteren kann durch die Messung von Kaonen–Spinasymmetrien der Beitrag der s–Quarks zur Polarisation der Seequarks überprüft werden. Auch aus der Bestimmung der Polarisation von Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen können Rückschlüsse auf den Spinanteil der s–Quarks gezogen werden. Durch die Messung der Spinasymmetrie von J/Ψ–Mesonen können sogar Aussagen über den Spinanteil der Gluonen im Nukleon gemacht werden.

2.2 Beschreibung des Experimentes

Das HERMES–Experiment wurde in der Winterpause 1994/95 in der Experimentierhalle Ost des HERA–Speicherringes am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY in Hamburg aufgebaut. Während die Experimente H1 und ZEUS in der Kollision von 27.5 GeV Elektronen bzw. Positronen mit 820 GeV Protonen die innere Struktur des Protons untersuchen, nutzt HERMES ausschließlich den Elektronen–/Positronenspeicherring, der in den Jahren 1995 bis 1997 mit Positronen betrieben wurde. Dabei kommen bei HERMES neuartige Konzepte und Technologien zum Einsatz, nämlich longitudinal polarisierte Positronen in einem Speicherring und ein internes Speicherzellentarget, das mit polarisierten und unpolarisierten Gasen gefüllt werden kann.

2.2.1 Der polarisierte Positronenstrahl

Die Positronen durchlaufen den Leptonenspeicherring mit einem Umfang von 6.3 km in Paketen mit einem Abstand von 96 ns, wobei typische Ströme von 35 mA und eine Strahllebensdauer von ca. 10 h erreicht werden. Aufgrund einer Asymmetrie in der Emission von Synchrotronstrahlung baut sich im Speicherring eine transversale Polarisation der Positronen auf (Sokolov–Ternov–Effekt [Sok 64]). Die für das Experiment benötigte longitudinale Polarisation der Positronen erzeugt man durch Spinrotatoren vor und hinter dem Detektor. Dabei erreicht man eine longitudinale Strahlpolarisation von über 60 % [Bar 95]. Zur Messung der Strahlpolarisation dienen ein transversales [Bar 93] und ein longitudinales Polarimeter, wobei das longitudinale Polarimeter erst im Jahre 1996 installiert wurde.

2.2.2 Die polarisierten Gastargets

Die longitudinal polarisierten Positronen werden an polarisierten internen Gastargets aus Wasserstoff, Deuterium und ^{3}He gestreut, deren Vorteil gegenüber in anderen Experimenten verwendeten Festkörpertargets in dem hohen Anteil an polarisierbaren Targetnukleonen liegt. Das Target besteht dabei aus einer dünnwandigen T–förmigen Speicherzelle, die sich innerhalb des Vakuumrohres des HERA–Speicherringes befindet und in die das polarisierte Gas injiziert wird (vgl. Abb. 2.2). Innerhalb der Speicherzelle erfahren die polarisierten Atome einige hundert Wandstöße und diffundieren langsam aus der Speicherzelle heraus. Die Aufenthaltsdauer der Atome in der Zelle erhöht man durch Kühlung der Speicherzelle auf ca. 20 K für ^{3}He und ca. 100 K für Wasserstoff und Deuterium. Durch ein differentielles Pumpsystem wird das Targetgas wieder aus dem Vakuumsystem des Speicherringes entfernt. Die Targetdichte nimmt dabei von der Injektionsstelle zu den Enden des Targetrohres linear ab. Durch die Verwendung der Speicherzellentechnologie erreicht man damit um mehr als zwei Größenordnungen höhere Targetflächendichten als mit freien Atomstrahlen.

Im Jahre 1995 wurde die Quelle für polarisiertes ^{3}He [Kra 95] eingesetzt. Die Polarisation wird dabei durch optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Laserlicht erzeugt. In der Speicherzelle sorgt ein magnetisches Haltefeld dafür, daß die ^{3}He–Atome ihre Kernpolarisation nicht verlieren. Im Datennahmejahr 1995 betrug die mittlere Polarisation ca. 46 %. Die durchschnittliche Targetflächendichte lag bei ca. $9 \cdot 10^{14}$ Nukleonen/cm^2.

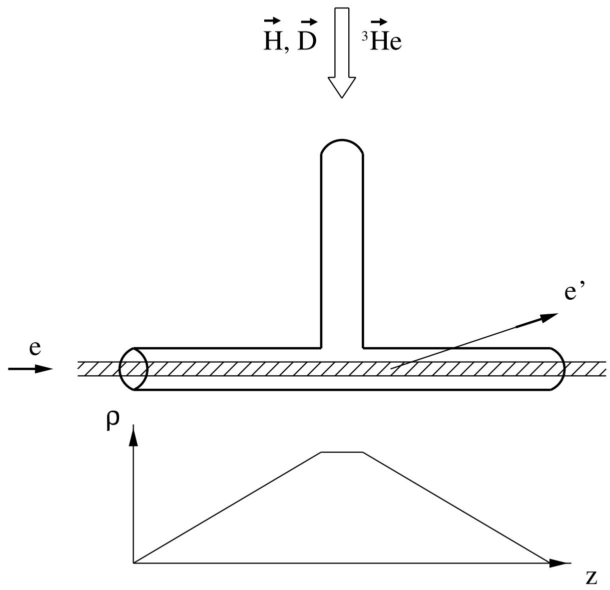

Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der Speicherzelle und Verlauf der Targetdichte.

In den Jahren 1996 und 1997 wurde die Atomstrahlquelle für polarisierten Wasserstoff und Deuterium [Sto 94] eingesetzt, wobei die Quelle allerdings nur mit Wasserstoff betrieben wurde. Die Polarisation des Wasserstoffatomstrahls wird dabei durch Stern–Gerlach–Spinseparation im inhomogenen Feld von Sechspolmagneten und ein System von Hochfrequenzübergängen erzeugt. Auf diese Weise wurden Kernpolarisationen von über 90 % und eine Targetflächendichte von $7 \cdot 10^{13}$ Nukleonen/cm^2 erreicht. Die Polarisation der Targetatome wird dabei über ein Austrittsrohr in der Speicherzelle mit einem Breit–Rabi–Polarimeter [Bra 95] gemessen.

2.2.3 Der Detektor

Der HERMES–Detektor (vgl. Abb. 2.3) besteht aus zwei symmetrischen Hälften oberhalb und unterhalb des Strahlrohres. Das Positronenstrahlrohr durchquert dabei den Detektor in der Mitte, das Protonenstrahlrohr parallel dazu in einem horizontalen Abstand von 71.4 cm. Der Spektrometer–Magnet erzeugt ein Dipolfeld mit einer integrierten Flußdichte von 1.3 Tm. Eine horizontale Septumplatte im Inneren des Magneten schirmt den Positronen– und Protonenstrahl gegen das Magnetfeld ab. Innerhalb der Septumplatte befindet sich außerdem eine Korrekturspule, die das Restfeld kompensiert. Die Akzeptanz des Detektors beträgt vertikal 40 mrad $< |\theta_y| <$ 140 mrad und horizontal $|\theta_x| <$ 170 mrad.

Die Spurkammern dienen zur Rekonstruktion der Teilchenspuren. Um eine gute Vertexseparation zu ermöglichen, sind direkt hinter dem Austrittsfenster die hochauflösenden

Mikrostreifen–Gaszähler VC1/2 installiert. Zur weiteren Spurbestimmung im Bereich vor dem Magneten werden die vorderen Driftkammern FC1/2 verwendet. Um im vorderen Bereich eine genauere Spurrekonstruktion zu ermöglichen, wurden in der Winterpause 1996/97 zusätzliche Driftkammern (DVC) zwischen den Kammern VC1/2 und FC1/2 installiert. In der Magnetöffnung sind die Proportionalkammern MC1–3 montiert, die zur Spurverbindung zwischen vorderem und hinterem Bereich verwendet werden können. Im Bereich hinter dem Magneten werden die Spuren mit den hinteren Driftkammern BC1–4 [Ber 95] bestimmt. Zur Rekonstruktion der Teilchenspuren wird dabei ein schneller rekursiver Algorithmus [Wan 96] verwendet, der auf einem Mustervergleich zwischen beobachteten Treffern in den Detektoren und möglichen Spurmustern aus einer Datenbank basiert.

Zur Identifikation der gestreuten Teilchen werden mehrere Detektoren verwendet. Ein Schwellen–Čerenkovzähler, der 1995 mit N_2 betrieben wurde, ermöglicht bei niedrigen Impulsen die Separation der Hadronen von den Positronen. Ab 1996 wurde eine Mischung aus C_4F_{10} und N_2 im Volumenverhältnis 3:7 verwendet, die eine Trennung von Pionen und Kaonen zwischen 4 und 12 GeV erlaubt. In der Winterpause 1997/98 wird der Schwellen–Čerenkovzähler gegen einen ringabbildenden Čerenkovdetektor (RICH) mit zwei verschiedenen Radiatoren ausgetauscht, der eine Separation der Hadronen im gesamten vom Spektrometer akzeptierten Energiebereich ermöglichen wird. Mit dem Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) läßt sich die Unterscheidung von Positronen und Hadronen verbessern. Das Bleiglaskalorimeter mit einer Energieauflösung von $\sigma/E = 5.1\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} \oplus 1.5\%$ und das Hodoskop H2 (Preshower) können Positronen und Hadronen anhand der unterschiedlichen Schauerentwicklung unterscheiden.

Der Trigger der ersten Stufe wird im wesentlichen aus den Signalen der beiden Hodoskope H1 und H2 und dem Kalorimeter gebildet. Als Triggerbedingung wird eine deponierte Energie von mindestens 3.5 GeV im Kalorimeter gefordert. Um den vom Protonenstrahl verursachten Untergrund besser unterdrücken zu können, wurde 1996 ein zusätzliches Triggerhodoskop H0 vor den vorderen Driftkammern FC1/2 installiert.

Die beiden 7.2 m strahlabwärts vom Gastarget direkt am Strahlrohr installierten Kalorimeter dienen zur Luminositätsmessung und weisen e^+e^-– und $\gamma\gamma$–Paare in Koinzidenz nach, die bei der Streuung der Strahlpositronen an den Hüllenelektronen des Targets entstehen. Auf den Aufbau der Kalorimeter wird detailliert in Kapitel 4 eingegangen.

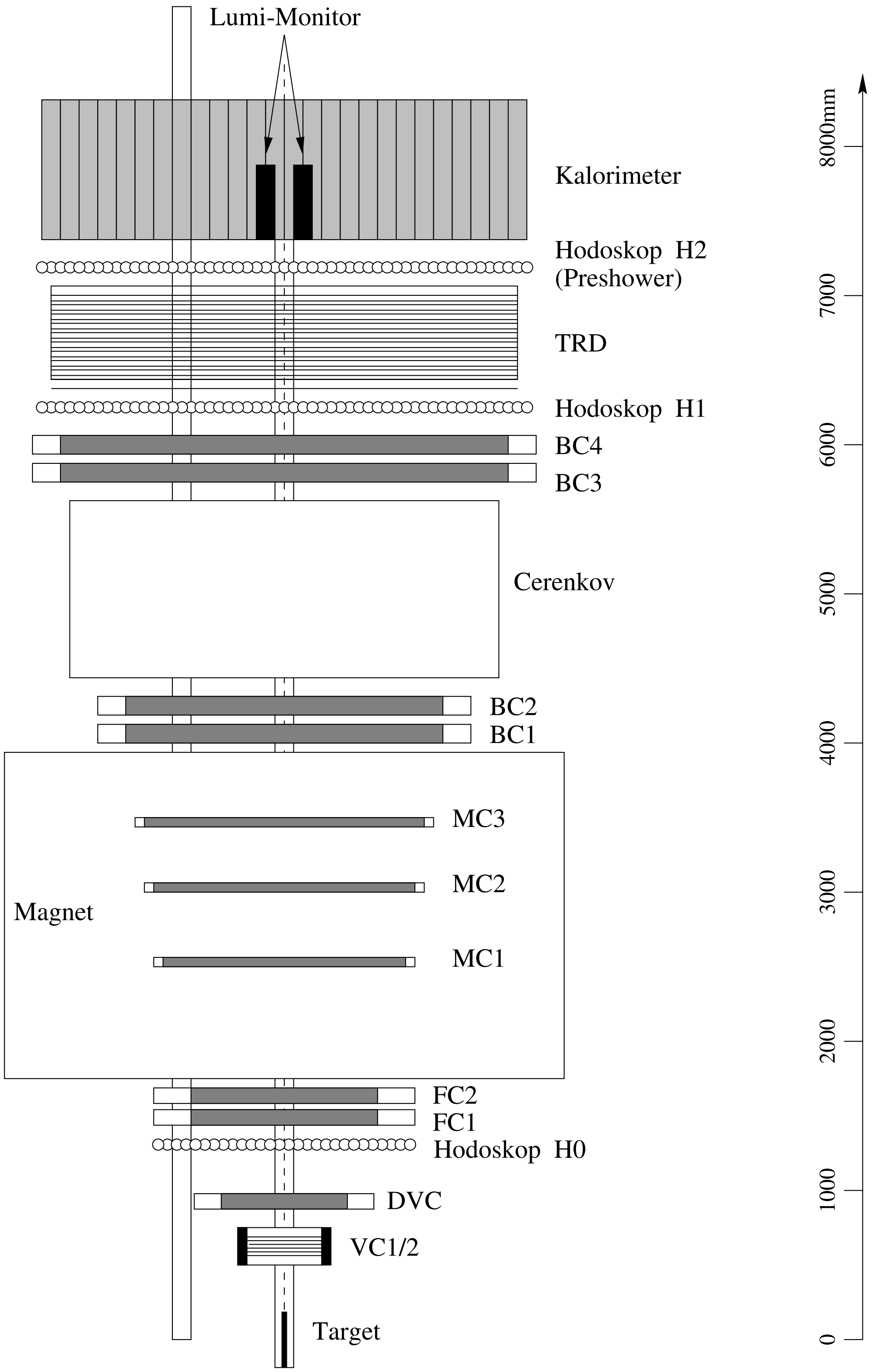

Abbildung 2.3: Schematische Draufsicht des HERMES–Detektors.

3 Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen

In diesem Kapitel sollen die elastische Elektron–Positron–Streuung (Bhabha–Streuung)

$$e^+e^- \to e^+e^- \tag{3.1}$$

und die Vernichtung eines Elektron–Positron–Paares in zwei Photonen

$$e^+e^- \to \gamma\gamma \tag{3.2}$$

näher besprochen werden. Die Erzeugung eines Myon–Paares $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ tritt nicht auf, da die Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 0.168$ GeV unterhalb der Schwelle für diesen Prozeß liegt. Im Abschnitt über Strahlungskorrekturen wird außerdem auf die Prozesse höherer Ordnung $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ und $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$ eingegangen, bei denen ein zusätzliches Photon abgestrahlt wird. Alle Prozesse werden dabei rein quantenelektrodynamisch behandelt, da elektroschwache Korrekturen in diesem Energiebereich vernachlässigt werden können.

3.1 2–Teilchen–Kinematik

Im Folgenden soll die Kinematik der 2–Teilchen-Reaktion am Beispiel der Bhabha–Streuung erläutert werden. Im Laborsystem befindet sich das Elektron vor dem Streuprozeß in Ruhe und das Positron besitzt die Strahlenergie E_+ (vgl. Abb. 3.1). Da es sich um einen elastischen Prozeß handelt, ist aufgrund der Viererimpulserhaltung die Kinematik durch einen freien Parameter festgelegt. Deswegen gibt es einen eineindeutigen Zusammenhang zwischen der Energie E'_+ (E'_-) des gestreuten Positrons (Elektrons) und dem Streuwinkel θ_+ (θ_-):

$$E'_\pm = \frac{E_+}{1 + \frac{E_\pm}{m}(1 - \cos\theta_\pm)} \qquad (m \ll E_+, E'_+, E'_-)\ . \tag{3.3}$$

Abb. 3.2 zeigt den Verlauf von (3.3) für eine Strahlenergie von 27.5 GeV. Man erkennt, daß im Laborsystem hohe Streuenergien bei kleinen Winkeln anzutreffen sind und die

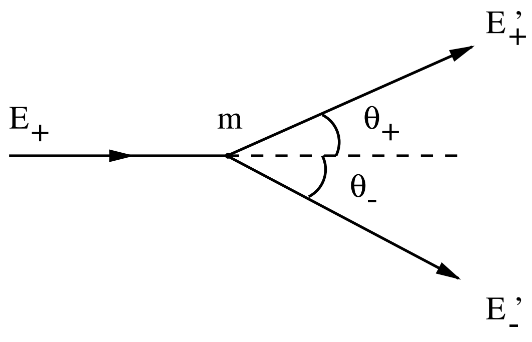

Abbildung 3.1: Bhabha–Streuung im Laborsystem.

Energie der gestreuten Teilchen mit zunehmenden Winkeln abnimmt. Auch zwischen dem Streuwinkel θ_+ des Positrons und dem Streuwinkel θ_- des Elektrons gibt es eine eineindeutige Beziehung, die in Abb. 3.3 gezeigt ist. Dabei sind große Streuwinkel θ_+ mit kleinen Streuwinkeln θ_- korreliert und umgekehrt. Im symmetrischen Fall besitzen die beiden gestreuten Teilchen die gleiche Energie und den gleichen Streuwinkel. Für eine Strahlenergie von 27.5 GeV ergibt sich ein symmetrischer Streuwinkel von 6.1 mrad.

Zur Beschreibung kinematischer Prozesse werden häufig die lorentzinvarianten Mandelstam–Variablen s, t und u verwendet:

$$s = (p_+ + p_-)^2 \overset{\text{lab}}{=} 2m\,(E_+ + m)\,, \tag{3.4}$$

$$t = (p_+ - p_+')^2 \overset{\text{lab}}{=} -2m\,(E_+ - E_+')\,, \tag{3.5}$$

$$u = (p_+ - p_-')^2 \overset{\text{lab}}{=} -2m\,(E_+' - m)\,. \tag{3.6}$$

Dabei sind p_+ und p_- die Viererimpulse der einlaufenden und p_+' und p_-' die Viererimpulse der auslaufenden Positronen und Elektronen. Bei der Mandelstam–Variablen s handelt es sich um das Quadrat der Schwerpunktsenergie, die für eine Strahlenergie von 27.5 GeV bei $\sqrt{s} = 0.168$ GeV liegt. Die Variable t hängt mit dem relativen Energietransfer w folgendermaßen zusammen:

$$w = -\frac{t}{s - 4m^2} \overset{lab}{=} \frac{E_+ - E_+'}{E_+ - m}\,. \tag{3.7}$$

Im Laborsystem ist w der Energieübertrag des Strahlpositrons auf das Targetelektron, normiert auf die kinetische Energie des Strahlpositrons. Im symmetrischen Fall beträgt $w = 0.5$.

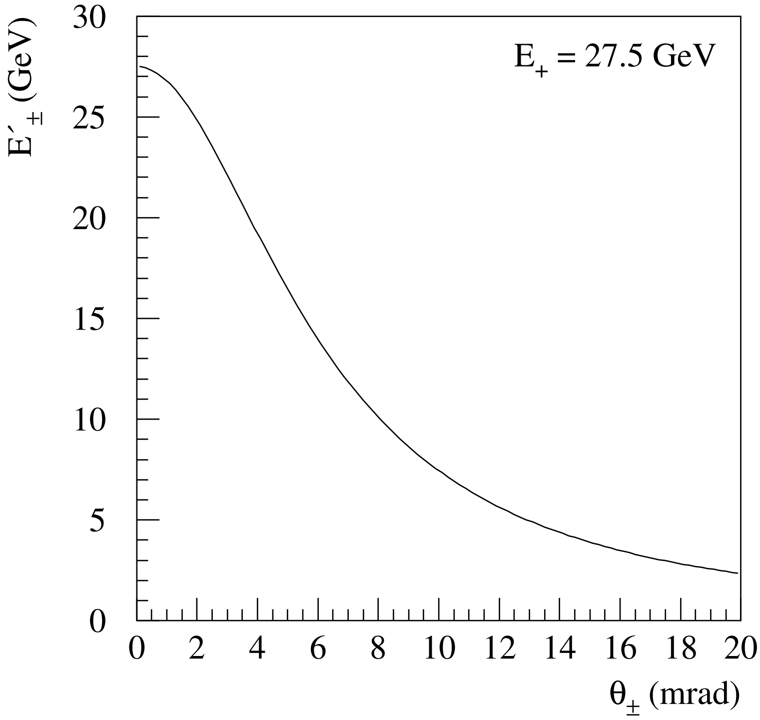

Abbildung 3.2: Streuenergie $E'_\pm$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel $\theta_\pm$.

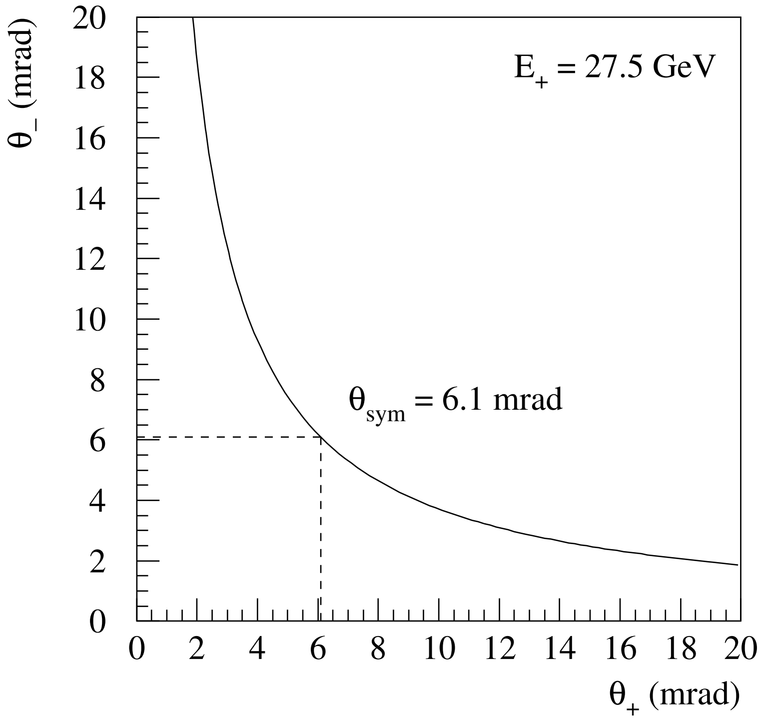

Abbildung 3.3: Streuwinkel θ_- in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_+.

3.2 Unpolarisierte Wirkungsquerschnitte

3.2.1 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

In diesem Abschnitt soll die elastische Elektron–Positron–Streuung, d.h. die Reaktion

$$e^+(p_+, s_+) \ + \ e^-(p_-, s_-) \quad \longrightarrow \quad e^+(p_+', s_+') \ + \ e^-(p_-', s_-') \tag{3.8}$$

näher betrachtet werden. Da der Wirkungsquerschnitt erstmals 1935 von H.J. Bhabha [Bha 35] berechnet wurde, spricht man auch von Bhabha–Streuung. In niedrigster Ordnung tragen die beiden in Abb. 3.4 gezeigten Feynman–Graphen zur Streuamplitude M_{fi} bei.

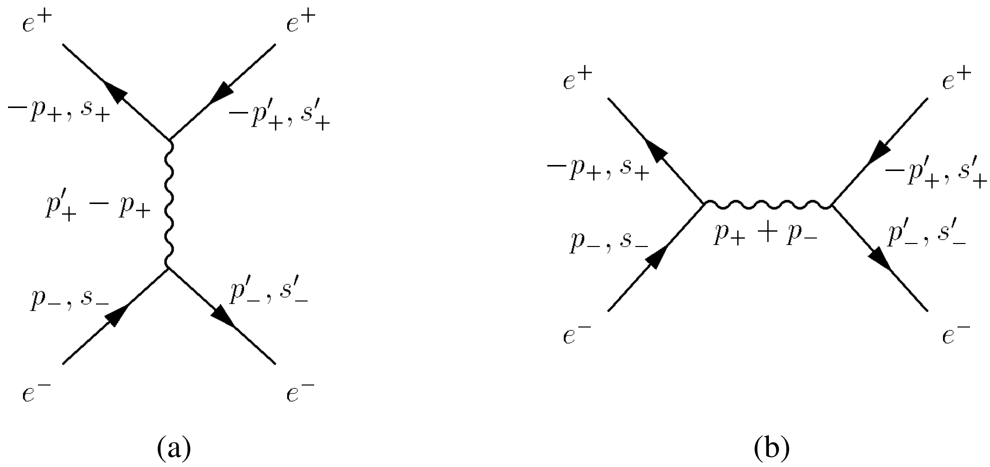

Abbildung 3.4: (a) Streugraph und (b) Vernichtungsgraph zur Bhabha–Streuung.

Mit den Feynman–Regeln der QED kann man den beiden Feynman–Graphen die Streuamplitude

$$\begin{aligned} M_{fi} \ = \ -\,e^2 \ \Bigg[& \frac{\bar{u}(p_-', s_-')\,\gamma_\mu\,u(p_-, s_-)\,\bar{v}(p_+, s_+)\,\gamma^\mu\,v(p_+', s_+')}{(p_+ - p_+')^2} \\ & - \ \frac{\bar{u}(p_-', s_-')\,\gamma_\mu\,v(p_+', s_+')\,\bar{v}(p_+, s_+)\,\gamma^\mu\,u(p_-, s_-)}{(p_+ + p_-)^2} \Bigg] \end{aligned} \tag{3.9}$$

zuordnen. Der erste Term in (3.9) beschreibt den Streugraphen (t–Kanal) und der zweite Term den Vernichtungsgraphen (s–Kanal). Das Minuszeichen vor dem Vernichtungsterm in (3.9) kommt daher, daß M_{fi} aufgrund der Fermistatistik antisymmetrisch gegenüber dem Austausch $(p_- \leftrightarrow -p_+')$ bzw. $(p_-' \leftrightarrow -p_+)$ sein muß. Mittelt man über die einlaufenden und summiert über die auslaufenden Spins, so erhält man für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt im Laborsystem [Lan 91]

$$
\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dw} &= \frac{4\pi\alpha^2}{s}\left\{\frac{1}{t^2}\left[\frac{u^2+s^2}{2}+4m^2(t-m^2)\right] + \frac{1}{s^2}\left[\frac{u^2+t^2}{2}+4m^2(s-m^2)\right]\right. \\
&\qquad\left. + \frac{4}{t\,s}\left(\frac{u}{2}-m^2\right)\left(\frac{u}{2}-3m^2\right)\right\} = \\
&\simeq \frac{2\pi\alpha^2}{s}\left\{\frac{u^2+s^2}{t^2}+\frac{u^2+t^2}{s^2}+\frac{2u^2}{ts}\right\} \qquad (m^2 \ll s) \qquad (3.10)
\end{aligned}
$$

mit

$$
s = (p_+ + p_-)^2, \qquad t = (p_+ - p_+')^2, \qquad u = (p_+ - p_-')^2. \qquad (3.11)
$$

Der erste Term in der Klammer in (3.10) geht aus dem Streugraphen hervor, der zweite Term aus dem Vernichtungsgraphen und der dritte Term aus der Interferenz der beiden Graphen. Da Photonen keine Ruhemasse besitzen, fällt der Wirkungsquerschnitt mit $1/s$, also dem inversen Quadrat der Schwerpunktsenergie ab. Abb. 3.6 zeigt den Wirkungsquerschnitt (3.10) als Funktion vom relativen Energietransfer w. Der starke Anstieg für kleine Werte von w, d.h. kleine Streuwinkel, wird durch den Streugraphen hervorgerufen. In der niedrigsten Ordnung divergiert der Wirkungsquerschnitt für $w = 0$. Auf Strahlungskorrekturen wird im Abschnitt 3.4 näher eingegangen.

3.2.2 $e^+e^- \to \gamma\gamma$

Im Folgenden wird die Vernichtung eines Elektron–Positron–Paares in zwei Photonen

$$
e^+(p_+, s_+) \; + \; e^-(p_-, s_-) \quad \longrightarrow \quad \gamma(k_1, \epsilon_1) \; + \; \gamma(k_2, \epsilon_2) \qquad (3.12)
$$

näher besprochen. Aufgrund der Energie– und Impulserhaltung ist die Vernichtung in ein Photon nur bei der Streuung von Positronen an gebundenen Elektronen möglich, bei freien Elektronen und Positronen ist dieser Prozeß kinematisch verboten. In Abb. 3.5 sind die Feynman–Graphen niedrigster Ordnung dargestellt, die zur Paarvernichtung in zwei Photonen beitragen. Der Austauschgraph tritt auf, da es sich um identische Teilchen im Endzustand handelt. Die zugehörige Streuamplitude läßt sich in der Form

$$
\begin{aligned}
M_{fi} \;=\; -i\,e^2\,\bar{v}(p_+, s_+) & \left[(-i\not{\epsilon}_2)\,\frac{i}{\not{p}_- - \not{k}_1 - m}\,(-i\not{\epsilon}_1)\right. \\
&\left. + \;(-i\not{\epsilon}_1)\,\frac{i}{\not{p}_- - \not{k}_2 - m}\,(-i\not{\epsilon}_2)\right] u(p_-, s_-) \qquad (3.13)
\end{aligned}
$$

schreiben, wobei ϵ_1 und ϵ_2 die Polarisationsvektoren der Photonen sind. Aufgrund der Bose–Statistik ist die Streuamplitude symmetrisch gegen die Vertauschung der beiden

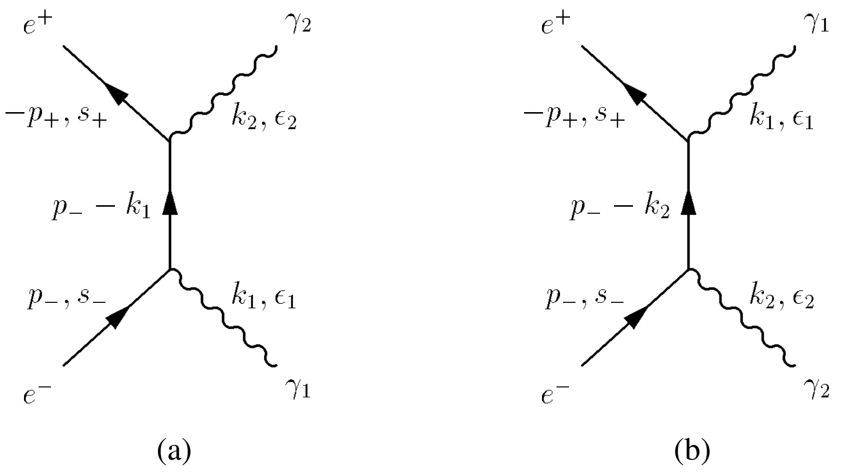

Abbildung 3.5: Feynman–Graphen zur Paarvernichtung in zwei Photonen.

Photonen. Die Mittelung über die einlaufenden und Summation über die auslaufenden Spins ergibt den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt im Laborsystem [Lan 91]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dw} &= \frac{8\pi\alpha^2}{s}\left\{-\left(\frac{m^2}{u-m^2}+\frac{m^2}{t-m^2}\right)^2-\left(\frac{m^2}{u-m^2}+\frac{m^2}{t-m^2}\right)\right. \\ &\qquad \left. +\frac{1}{4}\left(\frac{u-m^2}{t-m^2}+\frac{t-m^2}{u-m^2}\right)\right\} = \\ &\simeq \frac{2\pi\alpha^2}{s}\left\{\frac{u}{t}+\frac{t}{u}\right\} \qquad\qquad (m^2 \ll s) \end{aligned} \tag{3.14}$$

mit

$$s = (p_+ + p_-)^2, \qquad t = (p_- - k_1)^2, \qquad u = (p_- - k_2)^2. \tag{3.15}$$

In Abb. 3.6 ist der Wirkungsquerschnitt (3.14) dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt ist symmetrisch gegenüber dem Austausch $w \leftrightarrow 1-w$ und steigt für $w \to 0$ bzw. $w \to 1$ stark an. Im extrem relativistischen Fall, d.h. unter Vernachlässigung der m^2–Terme in (3.14), divergiert der Wirkungsquerschnitt für $w = 0$ bzw. $w = 1$. Integriert man bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes über den gesamten kinematischen Bereich, so muß die Ununterscheidbarkeit der Photonen mit einem statistischen Faktor 1/2 berücksichtigt werden, da sonst die Photonen pro Streuereignis doppelt gezählt werden.

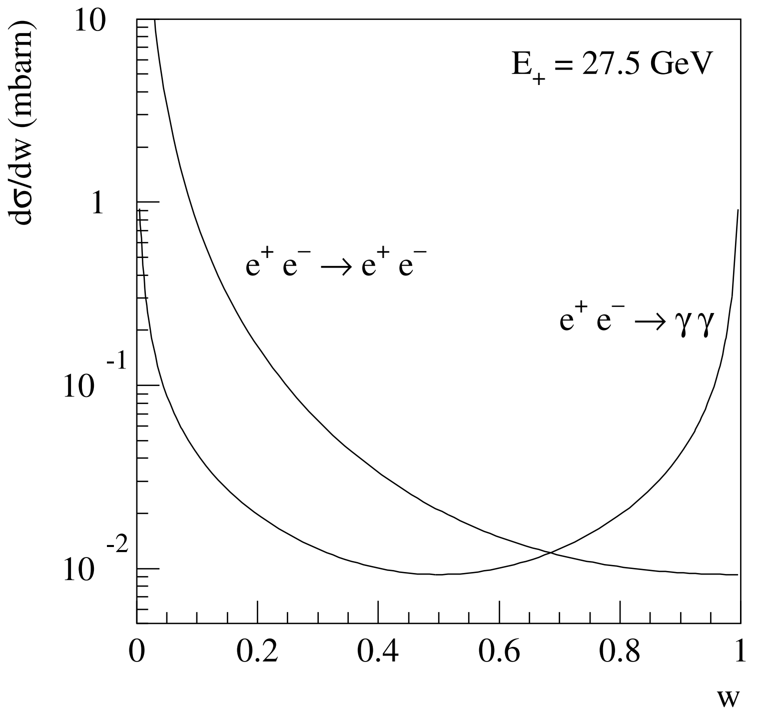

Abbildung 3.6: Differentieller Wirkungsquerschnitt für Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in zwei Photonen im Laborsystem.

3.3 Polarisierte Wirkungsquerschnitte

3.3.1 $e^+e^- \to e^+e^-$

Betrachtet man die polarisationsabhängige Bhabha–Streuung für den Fall, daß die Polarisation der gestreuten Teilchen nicht gemessen wird, so hat der differentielle Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung die Form [Ols 68]

$$\frac{d\sigma}{dw} = \frac{d\sigma_0}{dw}\left[1 + \sum_{i,j\,=x,y,z} a_{ij}^{e^+e^-}\, P_{\mathrm{S}}^i\, P_{\mathrm{T}}^j\right]. \tag{3.16}$$

Dabei ist $d\sigma_0/dw$ der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt und P_{S}^i bzw. P_{T}^j sind die Komponenten der Polarisationsvektoren der Strahlpositronen bzw. Targetelektronen. Die Indizes i und j laufen über die Komponenten x, y und z im Koordinatensystem

$$\boldsymbol{e_z} = \frac{\boldsymbol{p}_+}{|\boldsymbol{p}_+|}, \quad \boldsymbol{e_y} = \frac{\boldsymbol{p}_+ \times \boldsymbol{p}'_+}{|\boldsymbol{p}_+ \times \boldsymbol{p}'_+|} \quad \text{und} \quad \boldsymbol{e_x} = \boldsymbol{e_y} \times \boldsymbol{e_z}\,, \tag{3.17}$$

wobei $\boldsymbol{p}_+$ und $\boldsymbol{p}'_+$ die Dreierimpulse des einlaufenden und gestreuten Positrons sind. Die z–Achse zeigt also in Richtung des Strahlpositrons, die y–Achse steht senkrecht auf der

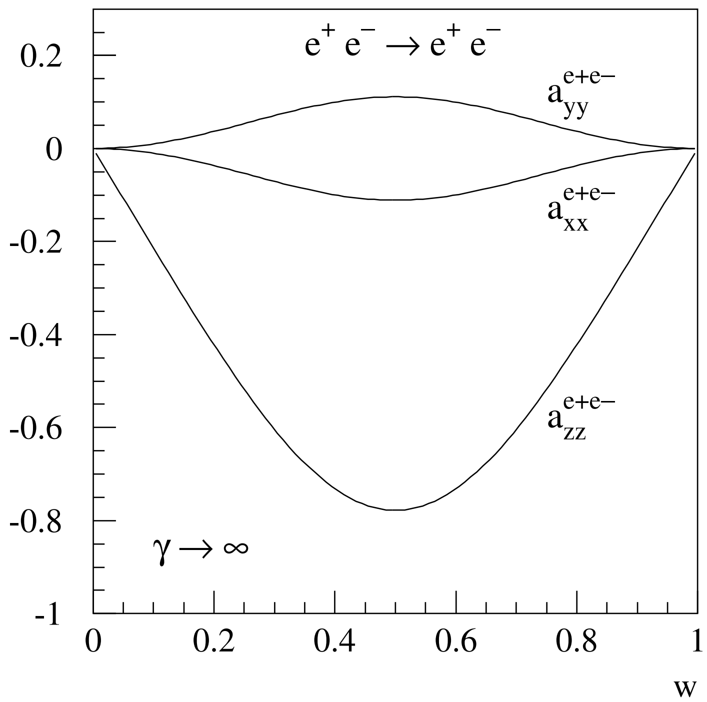

Abbildung 3.7: Abhängigkeit der Asymmetriekoeffizienten $a_{xx}^{e^+e^-}$, $a_{yy}^{e^+e^-}$ und $a_{zz}^{e^+e^-}$ für Bhabha–Streuung vom Energietransfer w im extrem relativistischen Grenzfall.

Streuebene und die x–Achse liegt in der Streuebene. Die Asymmetriekoeffizienten $a_{ij}^{e^+e^-}$ beschreiben die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Polarisation. In Gleichung (3.16) treten keine Terme auf, die in den Polarisationsvektoren der einlaufenden Teilchen linear sind, d.h. daß der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung nur eine Polarisationsabhängigkeit besitzt, wenn sowohl Strahlpositronen als auch Targetelektronen polarisiert sind. Die Asymmetriekoeffizienten $a_{ij}^{e^+e^-}$ und deren Energieabhängigkeit findet man in [Bin 57, For 57, Kre 57]. Im extrem relativistischen Grenzfall ($\gamma = E_+/m \gg 1$) erhält man

$$a_{zz}^{e^+e^-} = -\frac{\sin^2\theta^*\,(7+\cos^2\theta^*)}{(3+\cos^2\theta^*)^2}\,, \tag{3.18}$$

$$a_{yy}^{e^+e^-} = -\,a_{xx}^{e^+e^-} = \frac{\sin^4\theta^*}{(3+\cos^2\theta^*)^2}\,, \tag{3.19}$$

$$a_{xz}^{e^+e^-} = a_{zx}^{e^+e^-} = -\frac{2\,\sin^3\theta^*\,\cos\theta^*}{\gamma^*\,(3+\cos^2\theta^*)^2}\,, \tag{3.20}$$

$$a_{xy}^{e^+e^-} = a_{yx}^{e^+e^-} = a_{yz}^{e^+e^-} = a_{zy}^{e^+e^-} = 0\,. \tag{3.21}$$

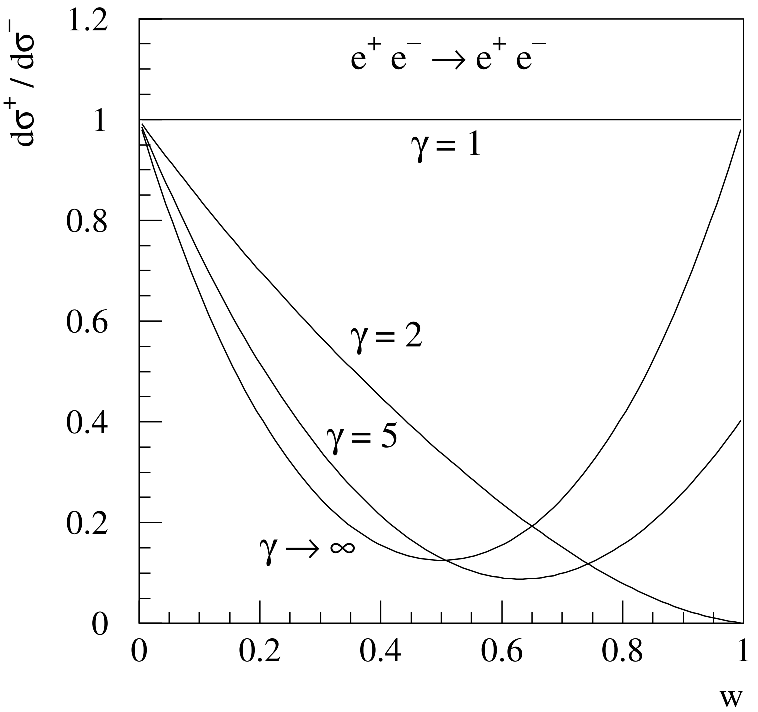

Abbildung 3.8: Verhältnis $d\sigma^+/d\sigma^-$ der Wirkungsquerschnitte für Elektronen und Positronen mit parallelen und antiparallelen Spins in Abhängigkeit vom Energietransfer w.

Dabei ist θ^* der Streuwinkel im Schwerpunktsystem, der mit dem relativen Energietransfer w folgendermaßen zusammenhängt:

$$\cos\theta^* = 1 - 2\,w\ . \tag{3.22}$$

Im extrem relativistischen Grenzfall werden die Koeffizienten $a_{xx}^{e^+e^-}$, $a_{yy}^{e^+e^-}$ und $a_{zz}^{e^+e^-}$ energieunabhängig, während die Koeffizienten $a_{xz}^{e^+e^-}$ und $a_{zx}^{e^+e^-}$ wegen $\gamma^* = \sqrt{(\gamma+1)/2}$ im Nenner unterdrückt werden. Abb. 3.7 zeigt die Abhängigkeit der Asymmetriekoeffizienten vom relativen Energietransfer. Im symmetrischen Fall bei $w = 0.5$ sind die Asymmetriekoeffizienten extremal und nehmen die Werte $a_{xx}^{e^+e^-} = -1/9$, $a_{yy}^{e^+e^-} = +1/9$ und $a_{zz}^{e^+e^-} = -7/9$ an. Im Folgenden soll die Polarisationsabhängigkeit der Streuung longitudinal polarisierter Positronen an longitudinal polarisierten Elektronen, die durch den Koeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}$ beschrieben wird, näher betrachtet werden. In Abb. 3.8 ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Elektronen und Positronen mit parallelen und antiparallelen Spins für verschiedene Werte von γ aufgetragen. Im Grenzfall hoher Energien ist der Wirkungsquerschnitt bei $w = 0.5$ für antiparallele Spins um den Faktor 8 größer als für parallele Spins. Außerdem ist im extrem relativistischen Grenzfall der Asymmetriekoeffizient $a_{zz}^{e^+e^-}$ und damit das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte symmetrisch gegen den Austausch $w \leftrightarrow 1 - w$. Bei niedrigeren Energien verschiebt sich das Extremum zu höheren w–Werten, d.h. zu größeren Streuwinkeln. Im nichtrelativistischen Grenzfall ($\gamma = 1$) verschwinden die Polarisationsabhängigkeiten des Wirkungsquerschnitts, da keine Spin–Bahn–Wechselwirkungen mehr vorhanden sind.

3.3.2 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Die Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Vernichtung longitudinal polarisierter Elektronen und Positronen in zwei Photonen kann durch den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{\gamma\gamma}$ beschrieben werden [Mas 61, Pag 57]. Abb. 3.9 zeigt die Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{\gamma\gamma}$ vom relativen Energietransfer w mit γ als Parameter. Im extrem relativistischen Grenzfall ($\gamma \gg 1$) gilt $a_{zz}^{\gamma\gamma} = +1$, d.h. die Vernichtung in zwei Photonen findet nur statt, wenn Elektron und Positron parallele Spins besitzen. Berücksichtigt man die Terme mit m^2 in (3.14), so ist die Vernichtung in zwei Photonen auch für antiparallele Spins möglich, allerdings ist dieser Prozeß um den Faktor $1/\gamma$ unterdrückt. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarvernichtung für antiparallele Spins nimmt bei kleiner werdenden Energien zu und dominiert für Vorwärts– und Rückwärtsstreuung, d.h. für $w \rightarrow 0$ und $w \rightarrow 1$. Im nichtrelativistischen Grenzfall ($\gamma = 1$) ist die Vernichtung in zwei Photonen nur für antiparallele Spins möglich und der Asymmetriekoeffizient nimmt

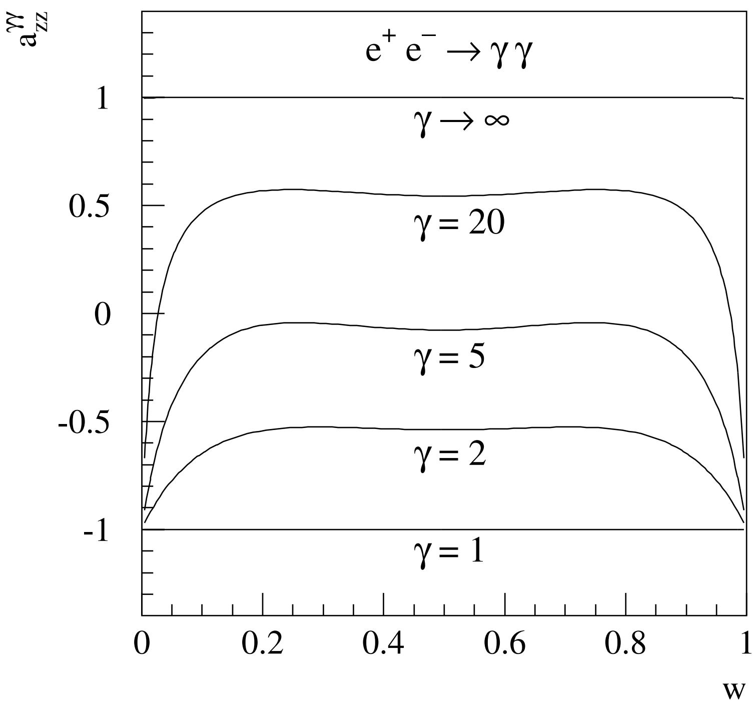

Abbildung 3.9: Abhängigkeit des Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{\gamma\gamma}$ für die Paarvernichtung in zwei Photonen vom Energietransfer w mit γ als Parameter.

den Wert $a_{zz}^{\gamma\gamma} = -1$ an. Der nichtrelativistische Grenzfall läßt sich mit dem Zerfall des Positroniums vergleichen. Ein gebundenes Elektron–Positron–Paar, bei dem der Gesamtspin der Teilchen gleich Null ist, wird als Parapositronium bezeichnet und befindet sich im Singulett–Zustand ^{1}S. Als Orthopositronium bezeichnet man ein Elektron–Positron–Paar im Triplett–Zustand ^{3}S, in dem der Gesamtspin der Teilchen gleich Eins ist. Da ein System aus zwei Photonen keinen Zustand mit Gesamtdrehimpuls 1 besitzt, kann ein Orthopositronium nicht in zwei Photonen zerfallen.

3.4 Strahlungskorrekturen

In diesem Abschnitt werden die Strahlungskorrekturen der Ordnung α^3 für die Wirkungsquerschnitte für Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen besprochen. Eine allgemeine Darstellung findet man in [Ber 78, Ber 88]. Außerdem werden die Strahlungskorrekturen für den Fall longitudinal polarisierter Elektronen und Positronen behandelt.

3.4.1 $e^+e^- \to e^+e^-$

In niedrigster Ordnung tragen die in Abb. 3.4 gezeigten Feynman–Graphen zur Bhabha–Streuung bei. Will man den Wirkungsquerschnitt in dritter Ordnung in α berechnen, so müssen Graphen höherer Ordnung berücksichtigt werden. In Abb. 3.10 sind einige der Feynman–Graphen der nächsthöheren Ordnung dargestellt, die alle zum gleichen Endzustand e^+e^- führen und deshalb als virtuelle Strahlungskorrekturen bezeichnet werden. Zwar sind die Graphen von der Ordnung α^4, ihre Interferenz mit Graphen der Ordnung α^2 führt aber zu Korrekturen der Ordnung α^3 im Wirkungsquerschnitt. Die Graphen vom Typ (a) hängen mit der Selbstenergie des Elektrons zusammen, die Graphen vom Typ (b) bezeichnet man als Vertexkorrektur und die Graphen vom Typ (c) als Vakuumpolarisation. Bei Box–Diagrammen vom Typ (d) werden zwei virtuelle Photonen ausgetauscht. Die bei der Berechnung der Streuamplitude auftretenden Integrale divergieren für Photonenenergien $k \to \infty$ (Ultraviolettdivergenzen) und $k \to 0$ (Infrarotdivergenzen).

Die Ultraviolettdivergenzen beseitigt man durch Renormierung der Elektronenmasse und –ladung. Die Infrarotdivergenzen regularisiert man durch die Einführung einer fiktiven Photonenmasse λ, die zwar unphysikalisch ist, bei der Summierung aller Divergenzen aber herausfällt. Dazu müssen die in Abb. 3.11 gezeigten Feynman–Graphen in Betracht gezogen werden, bei denen zusätzlich ein Photon emittiert wird und die den Prozeß $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ beschreiben. Da jedes Experiment nur eine endliche Energieauflösung besitzt, kann die Emission von weichen Photonen mit Energien kleiner als einem Maximalwert k_1 nicht detektiert werden. Deswegen können die Prozesse mit einem zusätzlichen weichen Photon im Endzustand nicht von den elastischen Prozessen unterschieden

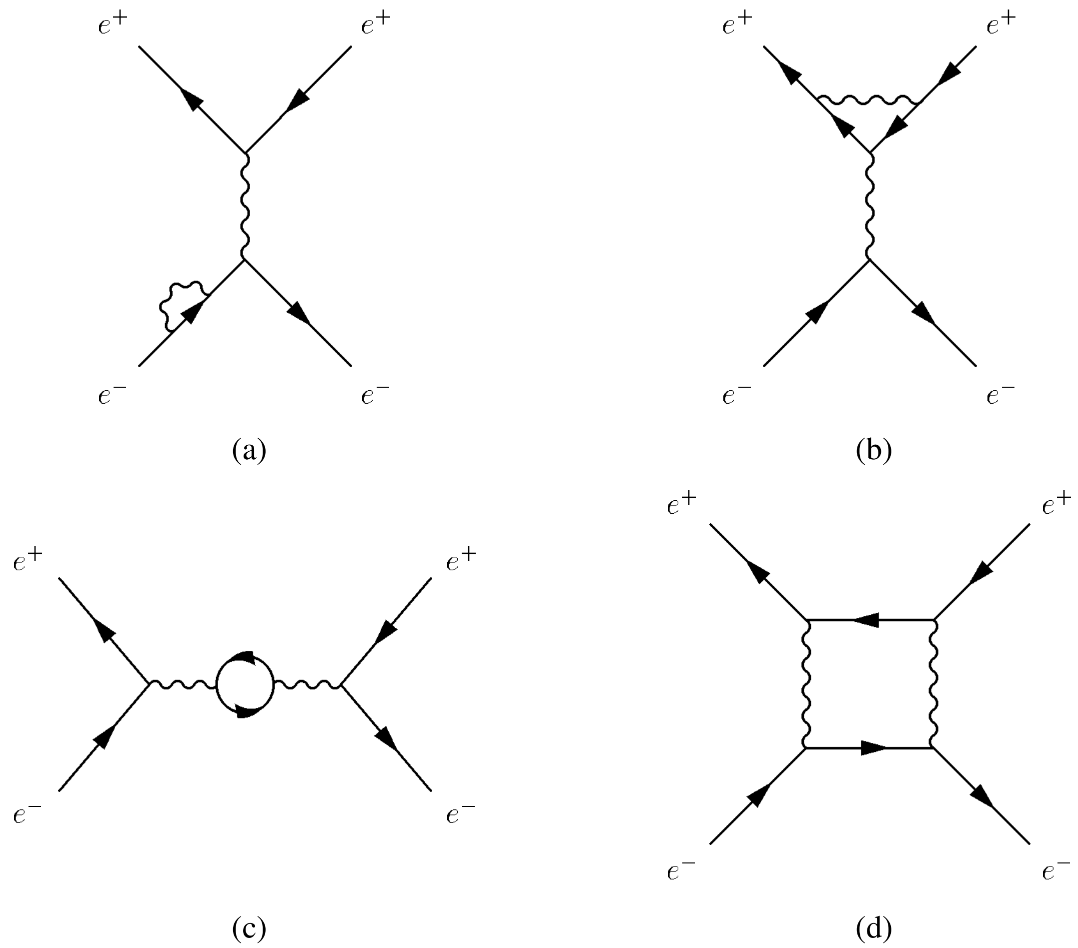

Abbildung 3.10: Einige Feynman–Graphen zu den virtuellen Strahlungskorrekturen für $e^+e^- \to e^+e^-$. (a) Selbstenergie, (b) Vertexkorrektur, (c) Vakuumpolarisation und (d) Box–Diagramm.

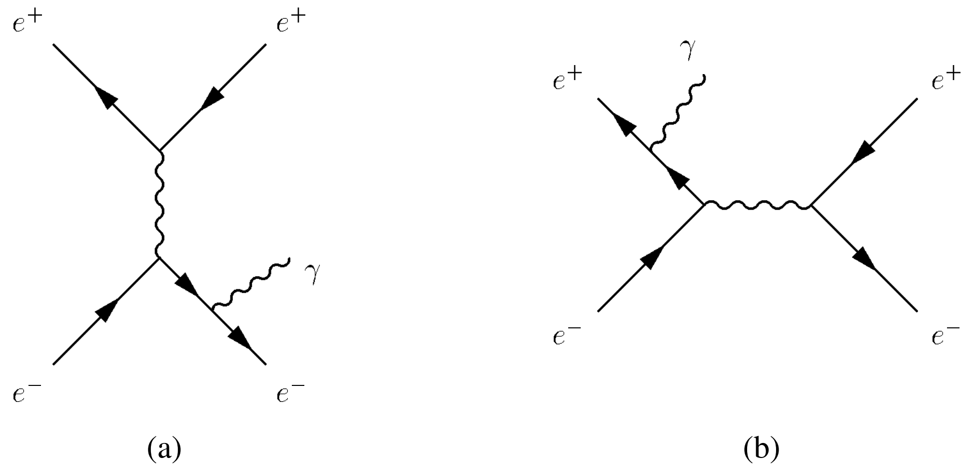

Abbildung 3.11: Einige Feynman–Graphen zu dem Prozeß $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$.

werden. Die zu den Graphen in Abb. 3.11 zugehörigen Wirkungsquerschnitte divergieren ebenfalls für $k \to 0$, allerdings heben sie gerade die Infrarotdivergenzen der virtuellen Graphen in Abb. 3.10 auf. Die Summe aus den virtuellen Korrekturen und der Emission weicher Photonen ergibt also ein infrarot–endliches Resultat, bei dem die fiktive Photonenmasse λ herausfällt.

Der Wirkungsquerschnitt für Bhabha–Streuung in dritter Ordnung in α kann in der Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}\,(1 + \delta_{\mathrm{T}}) \tag{3.23}$$

geschrieben werden, wobei Ω der Raumwinkel des gestreuten Positrons und $d\sigma_0/d\Omega$ der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung ist. Die totalen Strahlungskorrekturen δ_{T} können zerlegt werden in:

$$\delta_{\mathrm{T}} = \delta_{\mathrm{A}} + \delta_{\mathrm{H}} \ . \tag{3.24}$$

Die infrarot–endliche Korrektur δ_{A} kann analytisch berechnet werden und besteht aus den virtuellen Strahlungskorrekturen δ_{V} und den Korrekturen δ_{S} für die Emission weicher Photonen:

$$\delta_{\mathrm{A}} = \delta_{\mathrm{V}} + \delta_{\mathrm{S}} \ . \tag{3.25}$$

Die Korrektur δ_{S} erhält man durch Integration des approximativen Wirkungsquerschnittes für die isotrope Emission von weichen Photonen mit Energien kleiner als k_1:

$$\int\limits_{k<k_1} \frac{d^5\sigma^{\mathrm{S}}}{d\Omega\, d\Omega_\gamma\, dk}\, d\Omega_\gamma\, dk \;=\; \delta_{\mathrm{S}}\, \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \ . \tag{3.26}$$

Dabei ist Ω bzw. Ω_γ der Raumwinkel des gestreuten Positrons bzw. Photons. Die Emission von harten Photonen mit Energien größer als k_1 ist im Beitrag δ_H in (3.24) enthalten. Hier ist zu beachten, daß über den exakten Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ integriert wird:

$$\int\limits_{k<k_1} \frac{d^5(\sigma^{\mathrm{B}} - \sigma^{\mathrm{S}})}{d\Omega\, d\Omega_\gamma\, dk}\, d\Omega_\gamma\, dk \;+\; \int\limits_{k>k_1} \frac{d^5\sigma^{\mathrm{B}}}{d\Omega\, d\Omega_\gamma\, dk}\, d\Omega_\gamma\, dk \;=\; \delta_{\mathrm{H}}\, \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \ . \tag{3.27}$$

Die Integration erfolgt dabei über den anisotropen Phasenraum und kann nur numerisch oder mit Hilfe von Monte–Carlo–Methoden gelöst werden. Der erste Term in (3.27) berücksichtigt zusätzlich die Differenz zwischen dem exakten Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt und dem approximativen Wirkungsquerschnitt für weiche Photonen, der zur Berechnung von δ_{A} verwendet wurde. Während die analytisch berechenbare Korrektur δ_{A} unabhängig vom experimentellen Aufbau ist, hängt die Korrektur δ_{H} vom Experiment, d.h. von den gewählten Schnitten im Phasenraum ab, über den in (3.27) integriert wird.

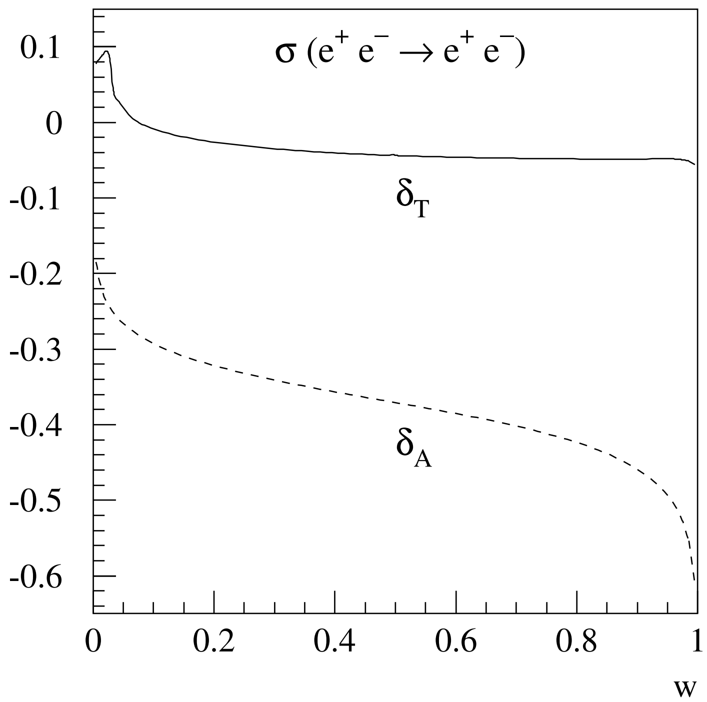

Abbildung 3.12: Die Strahlungskorrekturen δ_A und δ_T für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to e^+e^-$ in Abhängigkeit vom relativen Energietransfer w.

Abb. 3.12 zeigt die Korrektur δ_A für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to e^+e^-$ nach [Ber 74], die die virtuellen Strahlungskorrekturen und die Korrektur für die Emission weicher Photonen enthält. Die inneren Schleifen enthalten dabei nur Beiträge von Elektronen. Die Beiträge von Myonen, Taus und Quarks wurden vernachlässigt. Außerdem wurde die Photonenenergie bei einem Maximalwert k_1 abgeschnitten, der bei einem Prozent der Strahlenergie im Schwerpunktsystem liegt. Die Korrektur ist relativ groß und negativ, d.h. die virtuellen Korrekturen verringern den Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung. Nähert sich der relative Energietransfer dem Wert 1, so ist die Korrektur besonders groß, d.h. Rückwärtsstreuung wird noch stärker unterdrückt als in niedrigster Ordnung. Integriert man die virtuellen Korrekturen im Akzeptanzbereich des Detektors, so erhält man eine Korrektur von $\delta_\mathrm{A} = -36.8 \cdot 10^{-2}$. Es ist noch anzumerken, daß δ_A positiver wird, wenn man bei höheren Photonenenergien k_1 abschneidet. Allerdings verringern sich dann die harten Beiträge δ_H, so daß die totalen Strahlungskorrekturen δ_T unabhängig vom Abschneideparameter k_1 sind.

Für die harten Strahlungskorrekturen wurde der exakte unpolarisierte Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ den Arbeiten [Ber 82] und [Ber 83] entnommen und im Schwerpunktsystem numerisch integriert. Der Wirkungsquerschnitt besitzt große Peaks in den Bereichen, in denen das Photon parallel zu den einlaufenden oder gestreuten Elektronen und Positronen emittiert wird. Zur numerischen Integration wurde deshalb die Integrationsroutine RADMUL aus der CERN–Programmbibliothek verwendet, die die Integrationspunkte in optimaler Weise verteilt [Gen 80, Dor 76]. Kinematisch wurde auf die Energie der gestreuten Elektronen und Positronen sowie deren Akollinearität geschnitten. Unter der Akollinearität versteht man den Winkel $\zeta = 180° - \delta$, wobei δ der Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und Positron im Schwerpunktsystem ist. Im Falle der elastischen Streuung, bei der kein Photon emittiert wird, ist der Akollinearitätswinkel $\zeta = 0°$. Für die Berechnung der Strahlungskorrekturen wurde ein Akollinearitätswinkel von $\zeta = 20°$ im Schwerpunktsystem gewählt, der sich durch die Detektorakzeptanz ergibt. Abb. 3.12 zeigt die totale Strahlungskorrektur δ_{T}, die sich durch Addition der virtuellen und harten Beiträge ergibt. Die Korrektur δ_{T} ist im Bereich symmetrischer Streuwinkel relativ klein und negativ. Für kleine Streuwinkel wird die Korrektur größer und positiv. Das hängt damit zusammen, daß hier die Peaking–Bereiche maximal mit dem Phasenraum, über den integriert wird, überlappen. Außerdem ist anzumerken, daß die totalen Strahlungskorrekturen mit zunehmendem Akollinearitätswinkel größer werden, da über einen größeren Phasenraum integriert wird. Im integrierten Akzeptanzbereich des Detektors erhält man eine totale Strahlungskorrektur von $\delta_{\mathrm{T}} = -4.3 \cdot 10^{-2}$.

Während man für den über die Akzeptanz integrierten unpolarisierten Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to e^+e^-$ in niedrigster Ordnung

$$\sigma_0\,(e^+e^- \to e^+e^-) \;=\; 1.81 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{mbarn} \qquad [\mathcal{O}(\alpha^2)] \tag{3.28}$$

erhält, ergibt sich mit $\delta_{\mathrm{T}} = -4.3 \cdot 10^{-2}$ in dritter Ordnung in α

$$\sigma\,(e^+e^- \to e^+e^-) \;=\; 1.73 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{mbarn} \qquad [\mathcal{O}(\alpha^3)]\;. \tag{3.29}$$

Im Folgenden sollen die Strahlungskorrekturen für den polarisierten Fall betrachtet werden. Wie im Abschnitt 3.3.1 besprochen, wird die Streuung longitudinal polarisierter Positronen an longitudinal polarisierten Elektronen durch den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}$ beschrieben. Auch hier kann der Koeffizient $a_{zz}^{e^+e^-}$ in dritter Ordnung in α in der Form

$$a_{zz}^{e^+e^-} \;=\; (a_{zz}^{e^+e^-})_0\,(1 + \delta_{\mathrm{T}}) \tag{3.30}$$

geschrieben werden, wobei $(a_{zz}^{e^+e^-})_0$ der Asymmetriekoeffizient in niedrigster Ordnung ist. Die totale Strahlungskorrektur δ_{T} setzt sich gemäß (3.24) aus der analytischen Korrektur δ_{A} für virtuelle Strahlungskorrekturen und weiche Photonen und der Korrektur δ_{H} für harte Photonen zusammen. Die virtuellen Strahlungskorrekturen für den polarisierten Fall wurden erstmals von [DeR 74] berechnet, hier wurde die Korrektur δ_{A} der Arbeit [Hol 83] entnommen, die auch die Korrekturen für transversale Polarisationen enthält.

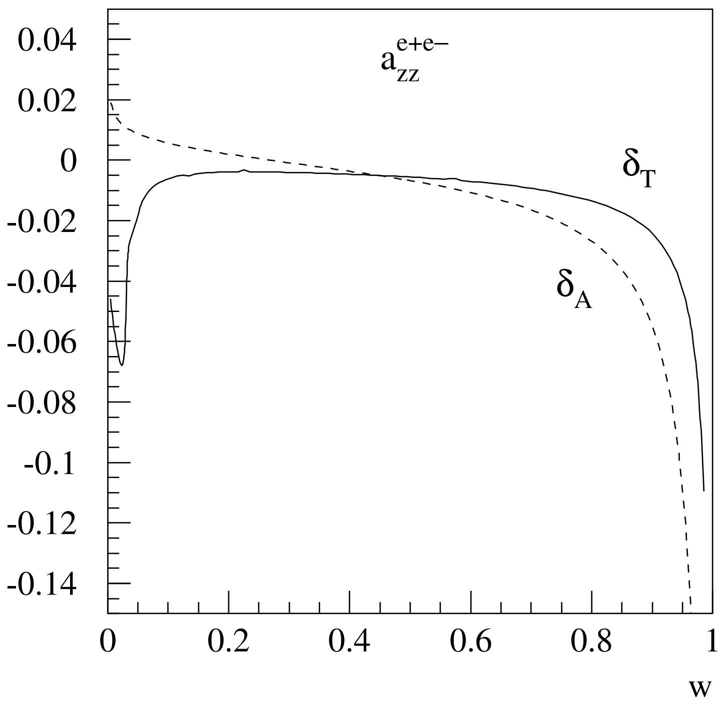

Abbildung 3.13: Die Strahlungskorrekturen δ_A und δ_T für den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}$, der die Streuung longitudinal polarisierter Elektronen und Positronen beschreibt.

Abb. 3.13 zeigt die Strahlungskorrektur δ_A für den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}$ in Abhängigkeit vom relativen Energietransfer w. Die Korrektur δ_A ist im polarisierten Fall dabei unabhängig vom Abschneideparameter k_1 für weiche Photonen, da sich die Terme mit k_1 im Asymmetriekoeffizienten wegkürzen. Im Bereich symmetrischer Streuwinkel ist die Korrektur sehr klein und negativ. Für kleine Streuwinkel wird die Korrektur positiv, für große Streuwinkel wird δ_A stark negativ und divergiert für $w \to 1$. Im Akzeptanzbereich des Detektors ergibt sich eine virtuelle Strahlungskorrektur von $\delta_\mathrm{A} = -0.63 \cdot 10^{-2}$.

Für die harte Strahlungskorrektur δ_H wurden die polarisierten Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ der Arbeit [Ber 82] entnommen und numerisch integriert. Wie im unpolarisierten Fall wurde ein Akollinearitätswinkel von $20°$ im Schwerpunktsystem gewählt. Die totale Strahlungskorrektur δ_T für den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}$ ist in Abb. 3.13 dargestellt. Während die totale Korrektur im Bereich symmetrischer Streuwinkel klein ist, wird δ_T für kleine und große Streuwinkel groß und negativ. Damit werden die Polarisationsabhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte für kleine und große Streuwinkel noch stärker unterdrückt als in niedrigster Ordnung, in der $a_{zz}^{e^+e^-}$ für $w \to 0$ bzw. $w \to 1$ gegen Null geht (vgl. Abb. 3.7). Integriert man die totale Strahlungskorrektur über die Akzeptanz des Detektors, so erhält man $\delta_\mathrm{T} = -0.55 \cdot 10^{-2}$. Im polarisierten Fall sind die

Strahlungskorrekturen für den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}$ also wesentlich kleiner als für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to e^+e^-$.

3.4.2 $e^+e^- \to \gamma\gamma$

Zur Paarvernichtung in Photonen tragen in niedrigster Ordnung die in Abb. 3.5 gezeigten Feynman–Graphen bei. Für die virtuellen Strahlungskorrekturen der Ordnung α^3 müssen die Graphen der nächsthöheren Ordnung berücksichtigt werden, von denen einige in Abb. 3.14 gezeigt sind. Aufgrund der identischen Teilchen im Endzustand müssen außerdem die Austauschgraphen addiert werden, die durch Vertauschen der äußeren Photonenlinien entstehen. Zu dem Bremsstrahlungsprozeß $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$ trägt der Graph in Abb. 3.15 bei, außerdem fünf weitere Graphen, die man durch Permutation der drei äußeren Photonenlinien erhält. Im Gegensatz zur Bhabha–Streuung können Photonen nur von den Teilchen im Anfangszustand abgestrahlt werden.

Der Wirkungsquerschnitt kann wieder in der Form (3.23) geschrieben werden. Die infrarot–endliche Korrektur δ_{A} aus [Ber 81] ist in Abb. 3.16 gezeigt. Die Energie der weichen Photonen wurde bei einem Prozent der Strahlenergie abgeschnitten. Die Korrektur δ_{A} besitzt nur eine relativ schwache Abhängigkeit vom relativen Energietransfer w. Außerdem ist δ_{A} wegen der identischen Teilchen im Endzustand symmetrisch gegen den Austausch $w \leftrightarrow 1 - w$. Integriert man δ_{A} im Akzeptanzbereich des Detektors, so erhält man $\delta_{\mathrm{A}} = -18.3 \cdot 10^{-2}$.

Der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$ nach [Ber 73] wurde für einen Akollinearitätswinkel von $20°$ im Schwerpunktsystem numerisch integriert. Während man bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes mit einem statistischen Faktor 1/3! die Identität der Photonen im Endzustand berücksichtigt, wurden hier die Photonen durchnummeriert und ein statistischer Faktor von 1/2 in den Bereichen des Phasenraums verwendet, in denen das Bremsstrahlungsphoton nicht von einem der beiden anderen Photonen unterschieden werden kann (vgl. [Ber 73]). Die sich daraus ergebende totale Strahlungskorrektur δ_{T} zeigt Abb. 3.16. Während die Korrektur im Bereich symmetrischer Streuwinkel klein und negativ ist, wird δ_{T} für kleine und große Streuwinkel groß und positiv. Dies ist wieder auf das Überlappen der Peaking–Bereiche zurückzuführen. Im Akzeptanzbereich des Detektors ergibt sich eine totale Strahlungskorrektur von $\delta_{\mathrm{T}} = -0.94 \cdot 10^{-2}$, die damit kleiner als für Bhabha–Streuung ist.

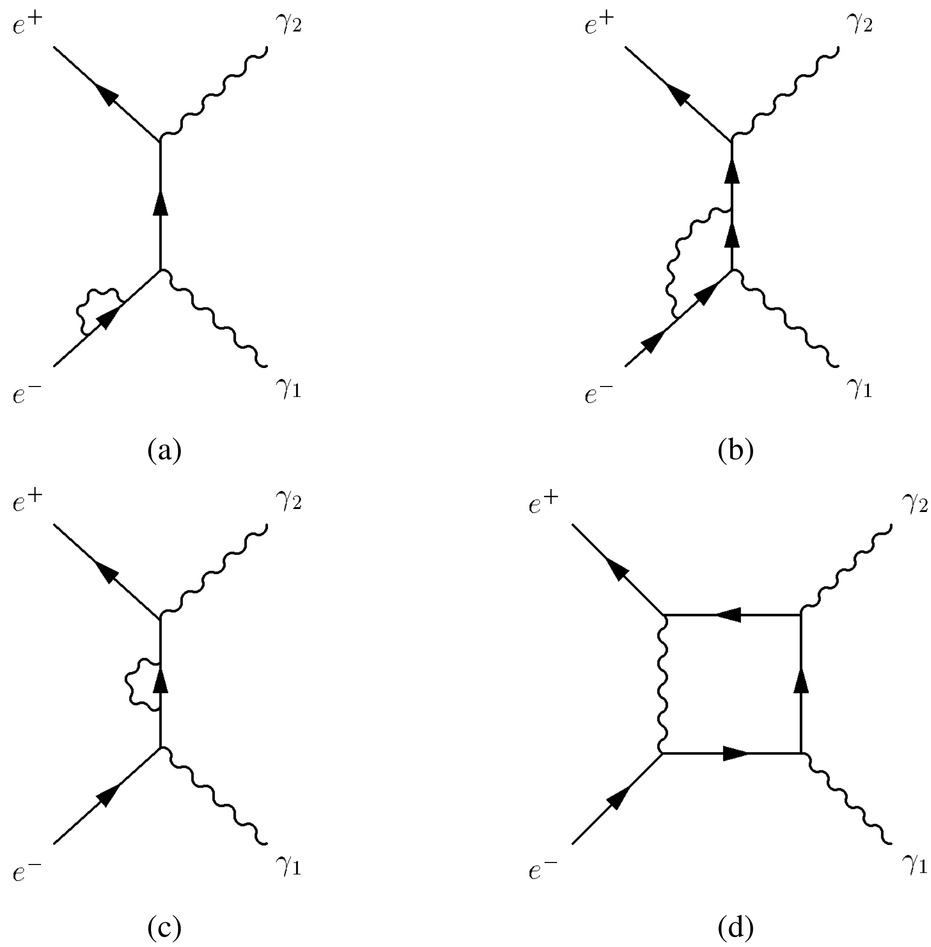

Abbildung 3.14: Einige Feynman–Graphen zu den virtuellen Strahlungskorrekturen für $e^+e^- \to \gamma\gamma$. (a) Selbstenergie, (b) Vertexkorrektur, (c) Elektron–Propagator–Korrektur und (d) Box–Diagramm.

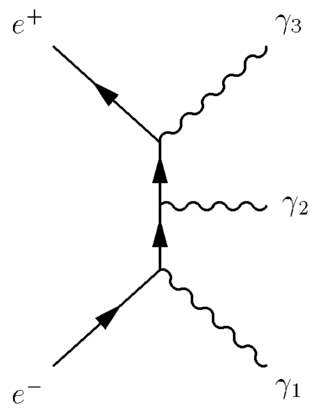

Abbildung 3.15: Feynman–Graph zum Bremsstrahlungsprozeß $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$.

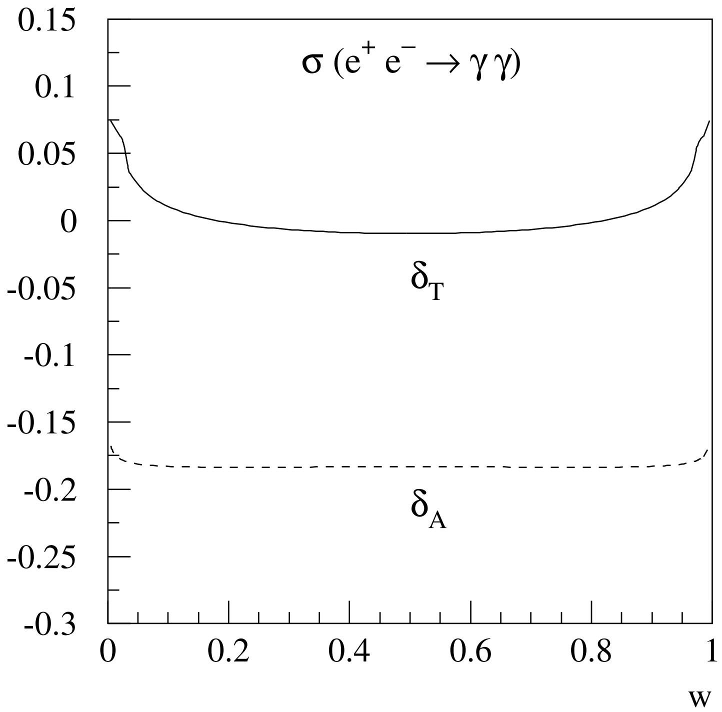

Abbildung 3.16: Die Strahlungskorrekturen $\delta_{\rm A}$ und $\delta_{\rm T}$ für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to \gamma\gamma$ in Abhängigkeit vom relativen Energietransfer w.

Der integrierte Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to \gamma\gamma$ in niedrigster Ordnung

$$\sigma_0\,(e^+e^- \to \gamma\gamma) \;=\; 0.402 \cdot 10^{-3}\;\mathrm{mbarn} \qquad [\mathcal{O}(\alpha^2)] \tag{3.31}$$

verringert sich in der Ordnung α^3 zu

$$\sigma\,(e^+e^- \to \gamma\gamma) \;=\; 0.398 \cdot 10^{-3}\;\mathrm{mbarn} \qquad [\mathcal{O}(\alpha^3)]\;. \tag{3.32}$$

Im polarisierten Fall ist zu erwarten, daß die virtuellen Strahlungskorrekturen für den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{\gamma\gamma}$ klein sind. Das hängt damit zusammen, daß Elektronen und Positronen mit antiparallelen Spins nur in zwei Photonen annihilieren können, wenn die Terme mit m^2 in (3.14) berücksichtigt werden (vgl. Abschnitt 3.3.2). Für den polarisierten Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$ zeigt sich, daß der Asymmetriekoeffizient $a_{zz}^{\gamma\gamma}$ im extrem relativistischen Grenzfall ebenfalls $+1$ beträgt [Ber 82]. Im Grenzfall hoher Energien findet die Vernichtung in zwei oder drei Photonen also nur statt, wenn Elektron und Positron parallele Spins besitzen.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse der letzten beiden Abschnitte enthält Tab. 3.1. Dabei sind auch die Verzweigungsverhältnisse BR_0 (ohne Strahlungskorrekturen) und

BR (mit Strahlungskorrekturen) für $e^+e^- \to e^+e^-$ und $e^+e^- \to \gamma\gamma$ angegeben.

Abschließend ist noch anzumerken, daß die Berechnung der Strahlungskorrekturen mit Hilfe von Monte–Carlo–Methoden der numerischen Integration vorzuziehen ist, da mehr Möglichkeiten für experimentelle Schnitte bestehen. Ein Vergleich der hier dargestellten numerischen Ergebnisse mit den neuen Monte–Carlo–Ergebnissen von [Ter 97] zeigt für die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte eine Übereinstimmung im Bereich von einem Prozent. Damit erweist sich die numerische Integration als sehr gute Approximation.

	δ_{A}	δ_{T}	σ_0 (mbarn)	σ (mbarn)	BR_0 (%)	BR (%)
$e^+e^- \to e^+e^-$	$-36.8 \cdot 10^{-2}$	$-4.3 \cdot 10^{-2}$	$1.81 \cdot 10^{-3}$	$1.73 \cdot 10^{-3}$	81.8	81.3
$e^+e^- \to \gamma\gamma$	$-18.3 \cdot 10^{-2}$	$-0.94 \cdot 10^{-2}$	$0.402 \cdot 10^{-3}$	$0.398 \cdot 10^{-3}$	18.2	18.7
$a_{zz}^{e^+e^-}$	$-0.63 \cdot 10^{-2}$	$-0.55 \cdot 10^{-2}$				

Tabelle 3.1: Strahlungskorrekturen, integrierte Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse für $e^+e^- \to e^+e^-$ und $e^+e^- \to \gamma\gamma$.

4 Der Luminositätsmonitor

4.1 Detektorakzeptanz

Abb. 4.1 zeigt eine schematische Draufsicht des Positronenstrahlrohres und die Anordnung der Kalorimeter des Luminositätsmonitors. Explizit sei hier darauf hingewiesen, daß sich das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem vom HERMES–Koordinatensystem darin unterscheidet, daß die x–Koordinate das entgegengesetzte Vorzeichen besitzt. Das Protonenstrahlrohr verläuft in einem Abstand von 71.4 cm parallel zum Positronenstrahlrohr und ist nicht eingezeichnet. Um die Speicherzelle und die Detektoren vor Synchrotronstrahlung zu schützen, besitzt der Positronenstrahl eine schwache Krümmung von 0.5 mrad bei $z = \pm 40$ m. Außerdem sorgen die Kollimatoren C1H/V und C2 dafür, daß nur doppelt gestreute Synchrotronstrahlung auf die Speicherzelle auftreffen kann. Mit

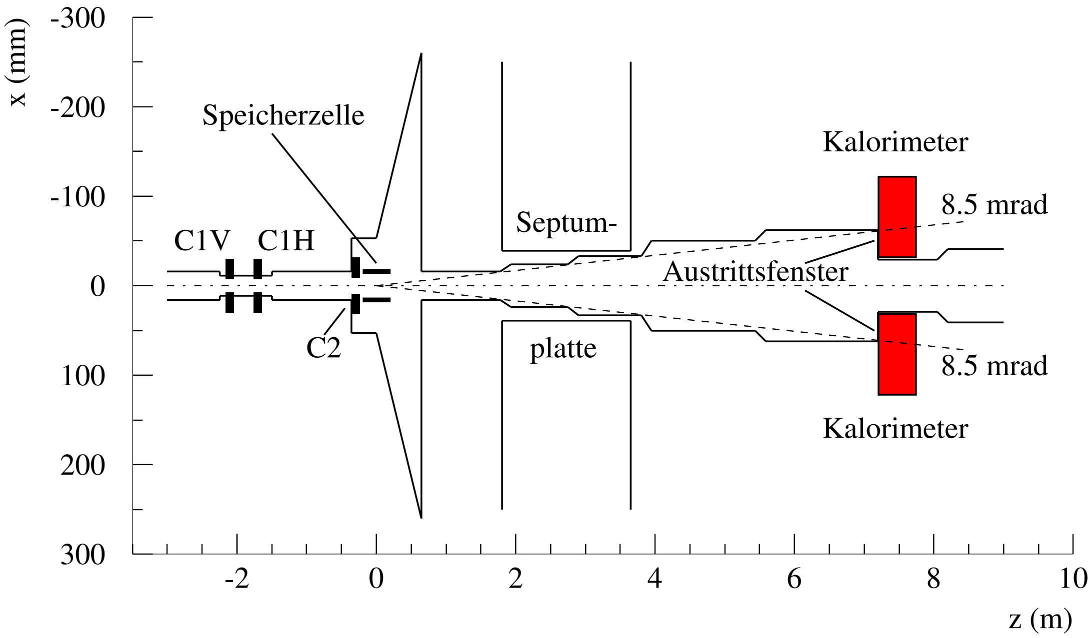

Abbildung 4.1: Schematische Draufsicht des Positronenstrahlrohres und Anordnung der Kalorimeter des Luminositätsmonitors.

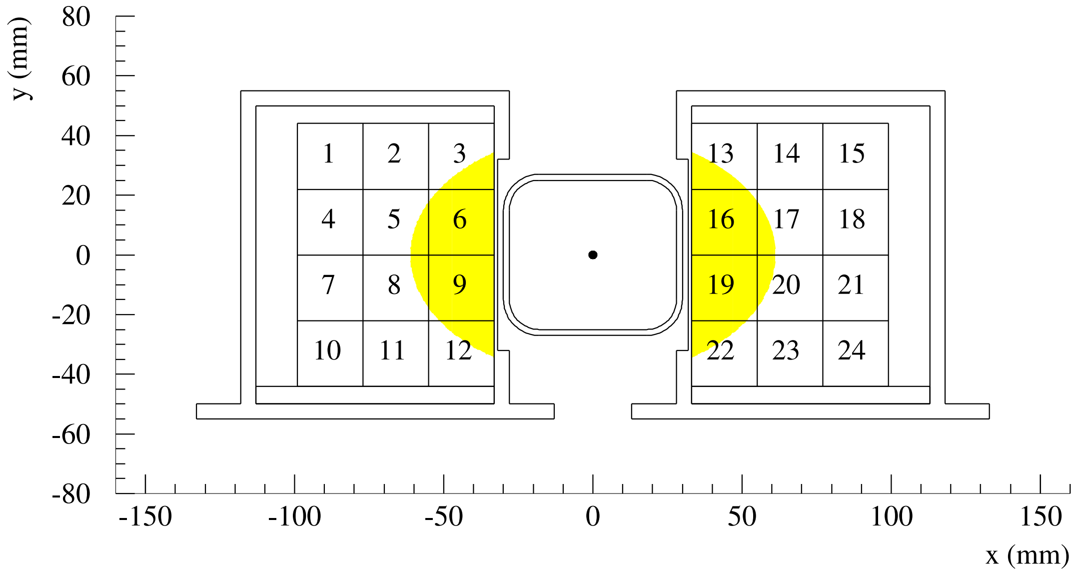

Abbildung 4.2: Schematischer Querschnitt der beiden Kalorimeter. Der schattierte Bereich entspricht der geometrischen Akzeptanz, die sich durch das elliptische Strahlrohr innerhalb der Septumplatte ergibt.

dieser Anordnung sind auch die Kalorimeter des Luminositätsmonitors ausreichend vor Synchrotronstrahlung geschützt.

Die am Target gestreuten Teilchen verlassen die Vakuumröhre bei $z = 7.2$ m durch ein Austrittsfenster der Größe 128×70 mm^2 und werden in Koinzidenz mit den beiden Kalorimetern nachgewiesen. Die Position der Kalorimeter ist dabei auf die Detektion im Bereich symmetrischer Streuwinkel von 6.1 mrad optimiert. Hinter den Kalorimetern beginnt bei $z = 8.5$ m der erste Quadrupolmagnet. Am Ort der Kalorimeter mußte das Strahlrohr verengt werden. Um hohe Koinzidenzraten zu erhalten, sollte der Abstand der Kalorimeter zur Strahlachse so gering wie möglich sein. Andererseits darf das Strahlrohr im Bereich der Kalorimeter nicht schmaler als die strahloptisch engste Stelle des Positronenspeicherrings sein, damit ein möglichst verlustfreier Strahlumlauf gewährleistet ist. Mit einer horizontalen Betafunktion von $\beta_x = 21.6$ m bei $z = 7.2$ m erhält man für den Positronenstrahl eine skalierte Bogenapertur von 24 mm. Für das Strahlrohr mit einer Wandstärke von 2 mm wurde deshalb ein Außenradius von 30 mm gewählt. Bei einem Abstand der Kalorimeterkristalle zur Strahlachse von 33 mm ergibt sich damit ein minimaler horizontaler Streuwinkel von 4.6 mrad.

Die äußere geometrische Akzeptanz der beiden Kalorimeter wird durch das elliptisch geformte Strahlrohr innerhalb der Septumplatte des Magneten bestimmt. Die sich daraus ergebende Akzeptanz ist in Abb. 4.2 dargestellt. Der entsprechende maximale horizontale

Streuwinkel beträgt 8.5 mrad. In diesem Zusammenhang muß erwähnt werden, daß im Hinblick auf systematische Fehler eine größere Dimension des Strahlrohres innerhalb der Septumplatte wünschenswert gewesen wäre. Aufgrund einer μ–Metall–Abschirmung des Strahlrohres und einer Korrekturspule zur Kompensation des Spektrometermagnetfeldes innerhalb der Septumplatte war dies jedoch nicht möglich.

4.2 Fahreinheiten

Um die Strahlenbelastung möglichst gering zu halten, können die Kalorimeter in horizontaler Richtung ca. 20 cm vom Austrittsfenster des Strahlrohres weggefahren werden. Während des Füllens und Leerens des Speicherrings befinden sich die Kalorimeter in der sog. Parkposition und werden erst zur Datennahme an das Austrittsfenster gefahren. Aufgrund der engen Platzverhältnisse wurden zwei Kompaktlineareinheiten vom Typ KR 3306 AE + 400 LH der Firma THK gewählt. Hierbei handelt es sich um eine Spezialanfertigung, bei der die Kunststoffteile im Innenwagen der Linearführung durch Stahlteile ersetzt wurden. Mit dieser Kompaktlineareinheit läßt sich eine Positioniergenauigkeit von 0.06 mm erreichen. Als Endabschalter werden induktive Näherungsinitiatoren vom Typ Omron TL3–W3MB2 verwendet. Zum Schmieren der Kugelumläufe und des Kugelgewindetriebs wird das strahlenresistente Schmierfett Molub–Alloy 2115–2 eingesetzt. Der Antrieb der Lineareinheiten erfolgt mit Schrittmotoren vom Typ Phytron RSS 65.200.5 der Strahlenresistenzklasse S1 (10^2 Gy). Zur Ansteuerung der Schrittmotoren wird die frei programmierbare Schrittmotorsteuerung Phytron IXE–α–C–T verwendet, die über eine RS232–Schnittstelle die Kommunikation mit den Online–Computern erlaubt.

4.3 Kalorimeter

4.3.1 Aufbau

Der Aufbau der beiden elektromagnetischen Kalorimeter ist in Abb. 4.3 gezeigt. Zur besseren Darstellung ist das rechte Detektorgehäuse aufgeschnitten. Das lichtdichte Gehäuse besteht aus 5 mm starkem Flachstahl und besitzt die Außenmaße $90\times110\times530$ mm^3. An der dem Strahlrohr zugewandten Seite wurde die Wandstärke auf 1 mm reduziert, damit der Abstand des aktiven Kalorimeterbereichs zum Strahlrohr möglichst gering ist. Als Absorbermaterial wurden die strahlungsharten Čerenkovkristalle NBW ($NaBi(WO_4)_2$) gewählt, die im Abschnitt 4.3.2 näher besprochen werden. Jedes Kalorimeter besteht aus 12 quaderförmigen Kristallen der Größe $22\times22\times200$ mm^3, die in einer 3×4–Matrix angeordnet sind. Die polierten Kristalle sind einzeln mit einer 25 μm dicken aluminisierten Mylar–Folie verpackt, mit Ausnahme der Seite, an der die Photomultiplier angekoppelt sind. Die optische Ankopplung der Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R4125Q (siehe

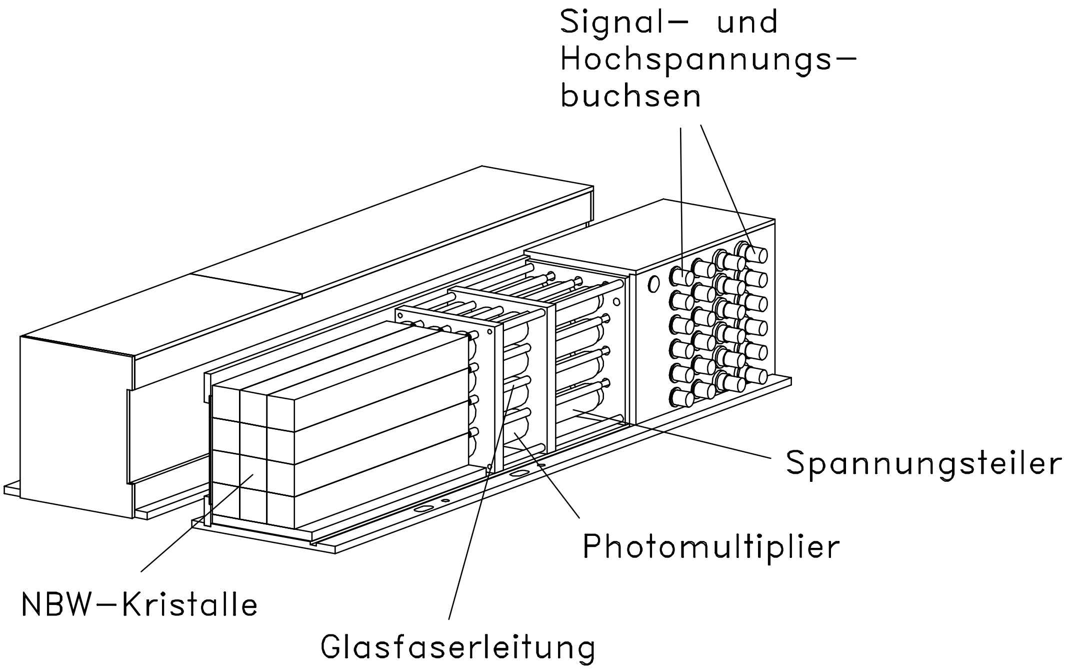

Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau der beiden Kalorimeter.

Abschnitt 4.3.3) erfolgte mit dem optischen Fett Rhodorsil der Firma Rhône–Poulenc, das einen Brechungsindex von $n = 1.41$ besitzt. Die Photomultiplier mit Spannungsteiler befinden sich in einer matrixförmigen Halterung aus Polyamid und werden mit Spiralfedern gegen die Kristalle gedrückt. Die Glasfasern des Laserkalibrationssystems verlaufen in speziellen Rohrleitungen in der Photomultiplierhalterung. Am Ende jeder Glasfaser sitzt ein optischer Stecker, der durch Federkraft gegen die Kristalle gepreßt wird. Die Lichtpulse des Laserkalibrationssystems werden also an der gleichen Kristallseite eingekoppelt, an der sich die Photomultiplier befinden.

4.3.2 $NaBi(WO_4)_2$–Kristalle

Zu den Anforderungen an die Kalorimeter gehörten eine hohe Strahlungshärte aufgrund des hohen Strahlungsuntergrundes am Strahlrohr, eine kompakte Bauweise wegen der limitierten Platzverhältnisse und eine gute Zeitauflösung für den Einsatz im Trigger. Die Wahl fiel deshalb auf den Čerenkovkristall NBW ($NaBi(WO_4)_2$) [Ant 93b, Bar 92, Bri 92, Kal 95, Sam 92], dessen Eigenschaften im Vergleich mit KRS [Abt 97, Bel 86, Bri 91] und PbF_2 [And 90, App 94] in Tab. 4.1 zusammengefaßt sind.

NBW ist nicht hygroskopisch und muß deshalb nicht vor Feuchtigkeit geschützt werden. Die kleine Strahlungslänge von $X_0 = 1.03$ cm und der kleine Molière–Radius von $R_M = 2.38$ cm ermöglichten den Bau besonders kompakter Kalorimeter. Aufgrund der

	PbF_2	KRS $((TlCl)_{0.78}(TlBr)_{0.22})$	NBW $(NaBi(WO_4)_2)$
Dichte ρ (g/cm^3)	7.77	7.65	7.57
Schmelzpunkt (°C)	855	450	920
Strahlungslänge X_0 (cm)	0.93	0.92	1.03
Molière–Radius R_M (cm)	2.22	2.08	2.38
Kritische Energie E_C (MeV)	9.06	8.95	9.75
Brechungsindex n	1.82	2.20	2.15
Optische Transparenz (nm)	≥ 250	≥ 410	≥ 380
Ausbeute (Photonen/MeV)			≈ 20
Strahlungshärte (Gy)	$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^5$

Tabelle 4.1: Eigenschaften einiger Čerenkovkristalle.

kurzen Abklingzeiten des Čerenkovlichtes von wenigen ns eignen sich die Kristalle auch für hohe Teilchenraten. Die Čerenkovlichtausbeute des Kristalls beträgt nur ca. 20 Photonen/MeV und wegen des hohen Brechungsindex von $n = 2.15$ kann ein relativ großer Teil des Čerenkovlichts den Kristall nicht verlassen, da es an den Kristallwänden totalreflektiert wird. Auch die optische Transparenz beginnt erst bei einer Wellenlänge von ca. 380 nm und steigt vergleichsweise langsam mit der Wellenlänge an (vgl. Abb. 4.4). Deswegen haben NBW–Kristalle eine gelbliche Färbung. Allerdings besitzt NBW eine Strahlungshärte von $7 \cdot 10^5$ Gy, die damit wesentlich höher als die von PbF_2 ist.

Abb. 4.4 zeigt dazu die Transmissionskurve eines Kristalls der Dicke 10 mm vor und nach einer γ–Bestrahlung mit einer ^{60}Co–Quelle. Die Transmissionskurve nach einer Strahlendosis von 10^5 Gy (Kurve 2) ist nahezu identisch zu der vor der Bestrahlung (Kurve 1). Eine merkliche Abnahme der Transmission erhält man erst für eine Strahlendosis von 10^6 Gy (Kurve 3). Nach einer Erholungsphase von 50 Tagen ohne Bestrahlung hat sich die Transmission nicht wesentlich verbessert, d.h. daß Strahlenschäden relativ schlecht ausheilen. Gegenüber dem Čerenkovkristall KRS, der im H1–Experiment am DESY eingesetzt wird, ist NBW aus ökologischen Gesichtspunkten zu bevorzugen, da keine toxischen Stoffe wie z.B. Tl enthalten sind.

Die 24 quaderförmigen NBW–Kristalle der Größe 22×22×200 mm^3 für die Kalorimeter wurden vom 'Lebedev Physical Institute' in Moskau bezogen. Die Kristalle wurden dabei im 'Institute for Synthesis of Raw Materials' in Alexandrov in der Nähe von Moskau aus der Mixtur Na_2O_3 + Bi_2 + WO_3 nach der Czochalski–Methode gezogen.

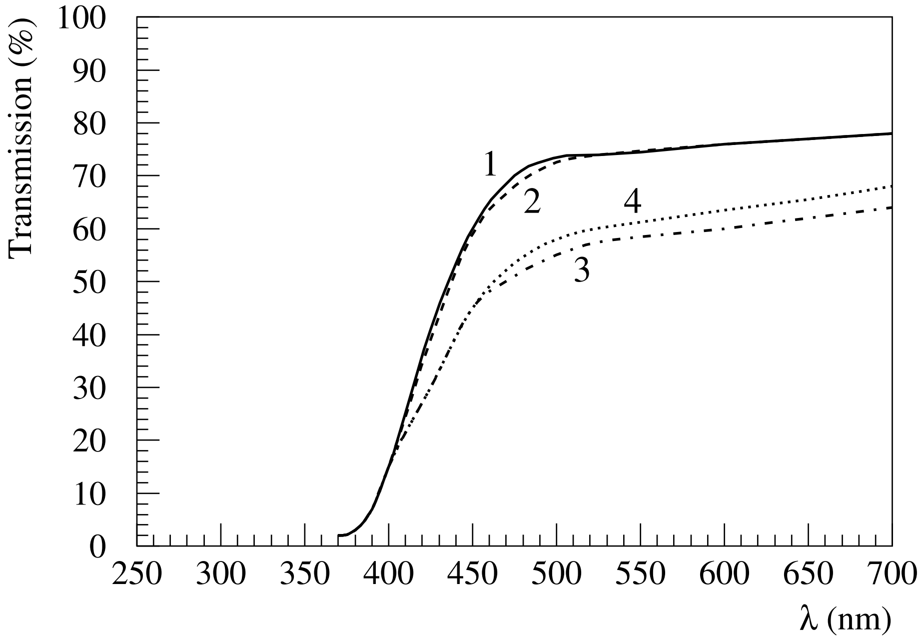

Abbildung 4.4: Transmissionskurve eines NBW–Kristalls der Dicke 10 mm vor und nach einer γ–Bestrahlung [Bri 92] (Kurve 1: vor der Bestrahlung, Kurve 2: nach einer Dosis von 10^5 Gy, Kurve 3: nach einer Dosis von 10^6 Gy, Kurve 4: nach 50 Tagen Erholung ohne Bestrahlung).

4.3.3 Photomultiplier

Bei den verwendeten Photomultipliern handelt es sich um den Typ Hamamatsu R4125Q, dessen Eigenschaften in Tab. 4.2 zusammengefaßt sind. Der Photomultiplier hat einen Durchmesser von 19 mm und eine Länge von 88 mm. Als Fenstermaterial wurde strahlenhartes Quarzglas ($n = 1.47$ bei $\lambda = 400$ nm) gewählt. Während sich herkömmliches Borsilikatglas schon bei niedrigen Strahlendosen braun verfärbt, bleibt die Transmissionskurve von Quarzglas nach einer γ–Bestrahlung von $4.4 \cdot 10^5$ Gy nahezu unverändert [Ham 94]. Die spektrale Empfindlichkeit der Bialkali–Photokathode mit einem Durchmesser von 15 mm liegt im Bereich von 160 bis 650 nm und hat ihr Maximum von 90 mA/W bei einer Wellenlänge von 420 nm. Die Quantenausbeute, d.h. die Anzahl der von der Photokathode emittierten Elektronen bezogen auf die Anzahl der auftreffenden Photonen, erreicht einen Wert von 27 %. Mit dem 10–stufigen linear fokussierendem Dynodensystem mit CuBe–Beschichtung wird eine Verstärkung von bis zu $8.7 \cdot 10^5$ erreicht. Der Dunkelstrom liegt im Bereich von 10 nA. Durch die schnelle Anstiegszeit des Photomultipliersignals von ca. 2.5 ns und die geringe Laufzeitschwankung der Photoelektronen von ca. 0.85 ns läßt sich eine gute Zeitauflösung erreichen, die für den Einsatz im Trigger wichtig ist.

Abmessungen	Durchmesser	19 mm
	Länge	88 mm
Fenstermaterial		Quarzglas
Photokathode	Material	Bialkali
	Durchmesser	15 mm
	spektrale Empfindlichkeit bei 420 nm	90 mA/W
	maximale Quantenausbeute	27 %
Dynoden	Struktur	linear fokussierend
	Anzahl der Stufen	10
	Material	CuBe
Verstärkung		$8.7 \cdot 10^5$
Dunkelstrom		10 nA
Zeitverhalten	Anstiegszeit	2.5 ns
	Photoelektronenlaufzeit	16 ns
	Laufzeitschwankung (FWHM)	0.85 ns
Linearität	Abweichung ± 2 %	100 mA
	Abweichung ± 5 %	170 mA

Tabelle 4.2: Eigenschaften des Photomultipliers Hamamatsu R4125Q [Ham 96].

Zur Spannungsversorgung wurde der Spannungsteiler Hamamatsu E2253MOD verwendet (vgl. Abb. 4.5), der auf hohe Linearität, d.h. einen möglichst linearen Zusammenhang zwischen Anodenstrom und einfallender Lichtmenge, optimiert ist. Bei Anodenströmen bis 100 mA (170 mA) liegt die Abweichung von der Linearität im Bereich von ± 2 % (± 5 %). Nichtlinearitäten werden vorwiegend durch Raumladungseffekte in den letzten Stufen des Photomultipliers verursacht. Durch hohe Widerstände in den letzten Stufen erreicht man hohe elektrische Felder und kann damit die Linearität erhöhen. Die Kondensatoren im Spannungsteiler haben die Aufgabe, die Dynoden der letzten Stufen bei Spitzenströmen auf festem Potential zu halten. Der nachträglich angebrachte Lastwiderstand von $R_L = 100$ kΩ zwischen Anode und Erde sorgt dafür, daß Anodenladung jederzeit abfließen kann und dient zum Schutz der angeschlossenen Elektronik. Fehlt nämlich der Lastwiderstand und verbindet man das Signalkabel bei angeschalteter Hochspannung mit der Elektronik, so kann die auf der Anode angesammelte Ladung zu Schäden führen.

Zur Abschirmung gegen magnetische Streufelder ist jeder Photomultiplier mit einer μ–Metallfolie umwickelt. Liegt diese Abschirmung auf Erdpotential, so können Photoelektronen auf die Innenseite der Glasröhre treffen, und die damit verbundenen Leckströme verursachen hohes Rauschen. Zur Lösung dieses Problems ist direkt auf der Außenseite der Glasröhre eine sog. HA–Beschichtung aufgetragen, die elektrisch leitend ist und auf negativem Kathodenpotential liegt.

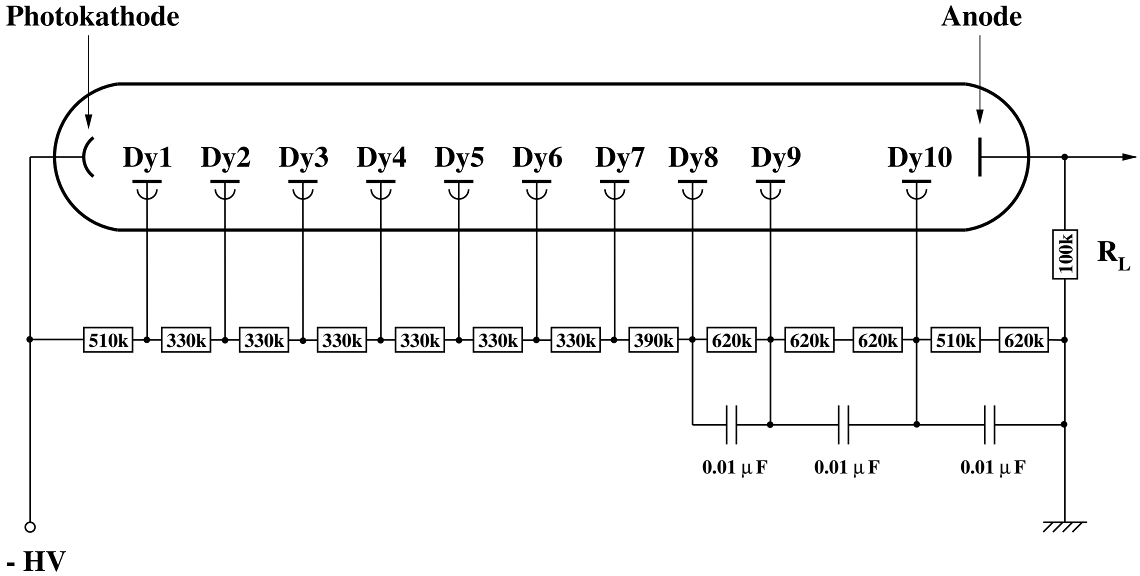

Abbildung 4.5: Spannungsteiler Hamamatsu E2253MOD.

In den Jahren 1995/96 wurden die Photomultiplier mit Hochspannungen im Bereich von 1300 bis 1600 V betrieben. Aufgrund der hohen Raten im Experiment und den damit verbundenen hohen Anodenströmen wurden die Dynoden der letzten Stufen geschädigt und die Verstärkung der Photomultiplier nahm kontinuierlich ab. Der entscheidende Parameter für die Änderung der Photomultiplierverstärkung ist dabei die auf die Anode getroffene integrierte Ladung. Als Lösung des Problems kam nur ein Betrieb mit niedrigeren Anodenströmen in Frage. Seit September 1996 werden die Photomultiplier bei niedrigeren Hochspannungen im Bereich von 1000 bis 1200 V betrieben. Die niedrigere Verstärkung wurde mit Verstärkern vom Typ LeCroy 612 A ausgeglichen. Nach der Installation der Verstärker nahm die Photomultiplierverstärkung nur noch schwach ab (vgl. Abschnitt 5.5). In der Winterpause 1996/97 wurden die geschädigten Photomultiplier weitgehend durch neue des gleichen Typs ersetzt, und die Photomultiplierverstärkung blieb während des gesamten Datennahmejahres 1997 zeitlich stabil.

4.3.4 Teststrahlmessungen

Die beiden Kalorimeter wurden vor der Installation im Experiment am Teststrahl 21 des Deutschen Elektronen–Synchrotrons DESY mit Elektronen im Energiebereich von 1 bis 6 GeV getestet. Am wichtigsten war dabei die Interkalibration der einzelnen Kalorimeterkanäle, bei der jeder Kristall zentral mit 3 GeV Elektronen beschossen wurde und alle Kanäle durch Variation der Hochspannung auf die gleiche Signalhöhe gebracht wurden. Prinzipiell wurde am Teststrahl auch eine absolute Energieeichung der Kalorimeter durchgeführt, jedoch erreicht man im Experiment durch die Kalibration mit den an den Targetkernen elastisch gestreuten Positronen eine höhere Genauigkeit (vgl. Abschnitt 5.5). Außerdem wurden am Teststrahl bestimmte Eigenschaften der Kalorimeter untersucht. Dazu gehörten die Messung der Linearität und Energieauflösung, sowie des lateralen Schauerprofils. Die gemessene Schauerparametrisierung wird dabei im Experiment zur Korrektur von Schauerverlusten und bei der Rekonstruktion des Einfallsortes gestreuter Teilchen verwendet.

Linearität

Von großer Bedeutung für ein Kalorimeter ist ein möglichst linearer Zusammenhang zwischen der Energie des einfallenden Elektrons und der sich daraus ergebenden Signalhöhe. Dazu wurde das Kalorimetermodul zentral mit Elektronen von 1 bis 6 GeV beschossen. Trägt man die Mittelwerte der gaußförmigen Pulshöhenspektren einer 3×3–Matrix gegen die Energie auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Zur genaueren Überprüfung der Linearität wurden die Datenpunkte mit einem Polynom ersten Grades gefittet und die Abweichung der Datenpunkte vom Fit bestimmt. Abb. 4.6 zeigt, daß die Abweichung von der Linearität für eine 3×3–Matrix im Bereich von 0.2 % liegt und damit sehr gering ist. In einem einzelnen Kristall ist die Abweichung von der Linearität aufgrund der höheren Schauerverluste etwas größer und liegt bei 0.5 %.

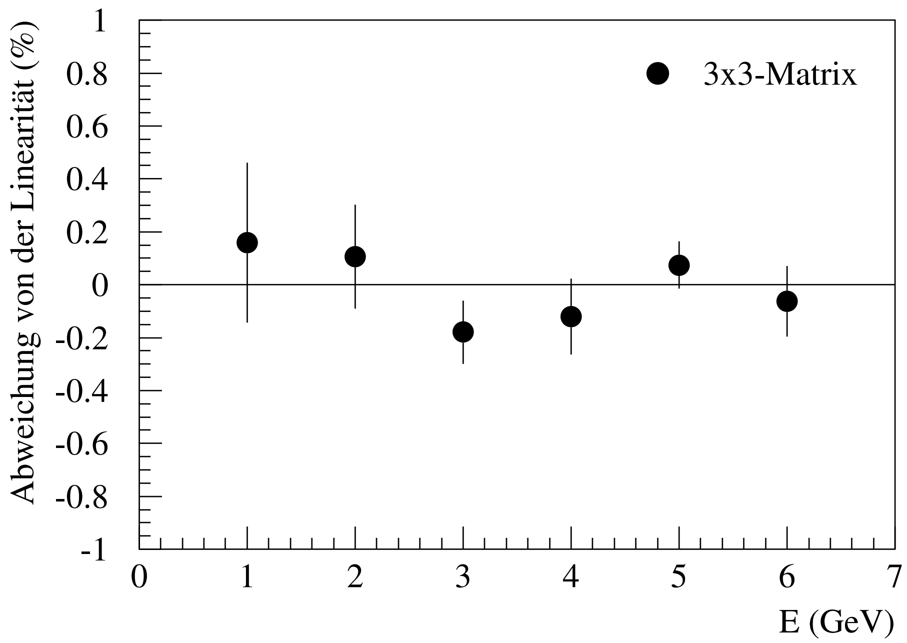

Abbildung 4.6: Abweichung von der Linearität für eine 3×3–Matrix.

Energieauflösung

Die Energieauflösung eines elektromagnetischen Kalorimeters läßt sich folgendermaßen parametrisieren [Zhu 90]:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a_0}{E} \oplus \frac{a_1}{\sqrt{E}} \oplus b\,. \tag{4.1}$$

Das $\oplus$–Zeichen bedeutet, daß die Terme quadratisch addiert werden. Der Term mit dem Parameter a_0 enthält den Beitrag durch elektronisches Rauschen. In den Term mit dem Parameter a_1 gehen die statistischen Fluktuationen des Nachweisprozesses ein [Fab 87]. Dazu gehören statistische Schwankungen in der Entwicklung des elektromagnetischen Schauers, statistische Fluktuationen in der Erzeugung und Absorption des Čerenkovlichtes im Kristall sowie statistische Schwankungen in der Erzeugung der Photoelektronen in der Photokathode. Der systematische Term b enthält mehrere Beiträge. Meistens wird der elektromagnetische Schauer in einem Kalorimeter nicht vollständig absorbiert und die Fluktuationen der am Ende und an den Seiten des Kalorimeters herausleckenden Energie liefern einen Beitrag zur Energieauflösung. Außerdem tragen Ungleichmäßigkeiten in der Lichtsammlung, inaktives Material im Kalorimeter und der Interkalibrationsfehler zum systematischen Term b und damit zu einer Verschlechterung der Energieauflösung bei.

In Abb. 4.7 ist die gemessene Energieauflösung einer 3×3–Matrix und eines einzelnen Kristalls gegen die Energie der einfallenden Elektronen aufgetragen. Es ist zu erkennen,

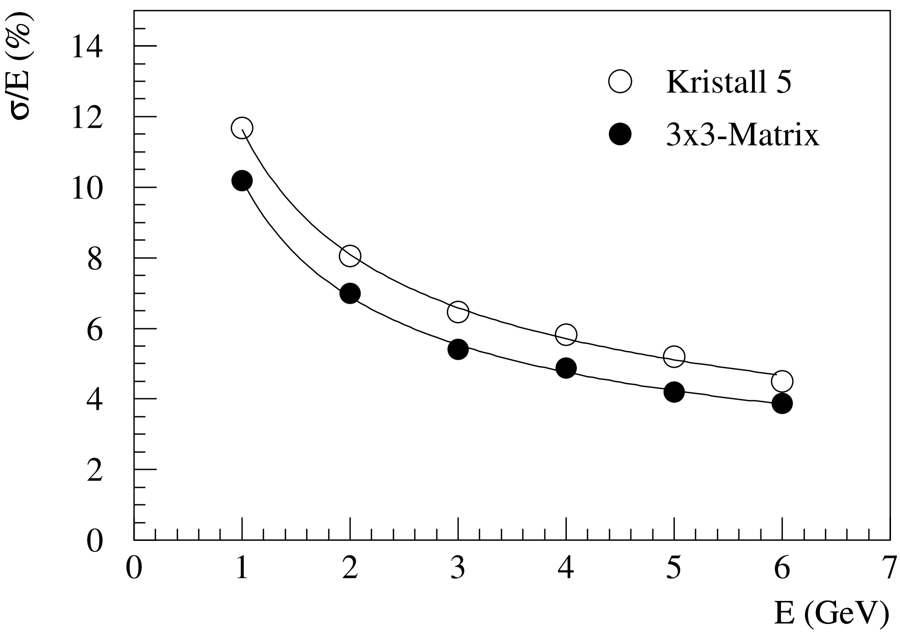

Abbildung 4.7: Energieauflösung einer 3×3–Matrix und eines einzelnen Kristalls.

daß man mit einer 3×3–Matrix eine bessere Energieauflösung als mit einem einzelnen Kristall erreicht. Ein Fit der Meßdaten ergibt für einen einzelnen Kristall eine Energieauflösung von

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{Einzelkristall}} = \frac{(3.3 \pm 2.3)\,\%\ \text{GeV}}{E} \oplus \frac{(11.1 \pm 0.5)\,\%\,\text{GeV}^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{E}} \oplus (1.0 \pm 1.8)\,\%\ , \quad (4.2)$$

und für eine 3×3–Matrix eine Energieauflösung von

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{3\times3\text{–Matrix}} = \frac{(4.3 \pm 0.8)\,\%\ \text{GeV}}{E} \oplus \frac{(9.3 \pm 0.4)\,\%\,\text{GeV}^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{E}} \oplus (0.3 \pm 1.4)\,\%\ . \quad (4.3)$$

Der Beitrag durch elektronisches Rauschen liegt für eine 3×3–Matrix bei 4.3 % GeV und ist größer als für einen einzelnen Kristall, da mehrere Kanäle aufsummiert werden. Für den statistischen Parameter a_1 erhält man für eine 3×3–Matrix einen Wert von 9.3 % GeV$^{\frac{1}{2}}$, der mit der relativ geringen Čerenkovlichtausbeute der NaBi(WO_4)$_2$–Kristalle konsistent ist. Für einen einzelnen Kristall ergibt sich aufgrund der größeren lateralen Schauerverluste ein Wert von 11.1 % GeV$^{\frac{1}{2}}$. Der große Fehler auf den systematischen Term zeigt, daß b nur bei höheren Energien exakt bestimmt werden kann.

Ortsabhängigkeit der Energiedeposition

Die in einem Kalorimeter deponierte Energie hängt in der Praxis vom Auftreffort der Teilchen ab. Im wesentlichen kann diese Abhängigkeit auf longitudinale und laterale Schauerverluste zurückgeführt werden, allerdings spielen auch inhomogene Bereiche im Kalorimeter und Unterschiede in der Lichtsammlung eine Rolle. Zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit wurde die deponierte Energie für 3 GeV Elektronen für verschiedene Einfallspositionen des Elektronenstrahls gemessen. Abb. 4.8 zeigt die Signalhöhen A_{16} und A_{17} zweier benachbarter Kristalle im rechten Kalorimeter (vgl. Abb. 4.2) in Abhängigkeit vom Auftreffort x_e der Elektronen. Dabei befinden sich der linke äußere Kristallrand bei $x_\text{e} = -22$ mm und weitere Kristallgrenzen bei $x_\text{e} = 0$ mm und $x_\text{e} = +22$ mm. In einem einzelnen Kristall wird die meiste Energie deponiert, wenn der Elektronenstrahl die Kristallmitte trifft. Am Rand eines Kristalls werden dagegen nur noch 50 % der Energie deponiert, da die Hälfte des Schauers aus dem Kristall herausleckt. Addiert man die Signalhöhen der beiden benachbarten Kristalle, so ist die Energiedeposition im Bereich zwischen den Kristallmitten bei $x_\text{e} = -11$ mm und $x_\text{e} = +11$ mm relativ konstant. Die maximale Energiedeposition erhält man allerdings erst durch die Hinzunahme weiterer benachbarter Kristalle. Dabei wird in einer 3×4–Matrix, also dem gesamten Kalorimeter, nur geringfügig mehr Energie deponiert als in einer 3×3–Matrix. Die Energiedeposition in einer 3×4–Matrix ist im mittleren Kalorimeterbereich relativ konstant und nimmt am Kalorimeterrand auf die Hälfte ab. Nach [Ama 81] läßt sich die laterale Verteilung des Energieverlustes eines Schauers durch zwei Exponentialfunktionen beschreiben:

$$\frac{dE}{dx}(x) = E_0 \left(a_1\, \mathrm{e}^{-|x-x_\text{e}|/b_1} + a_2\, \mathrm{e}^{-|x-x_\text{e}|/b_2}\right)\ . \quad (4.4)$$

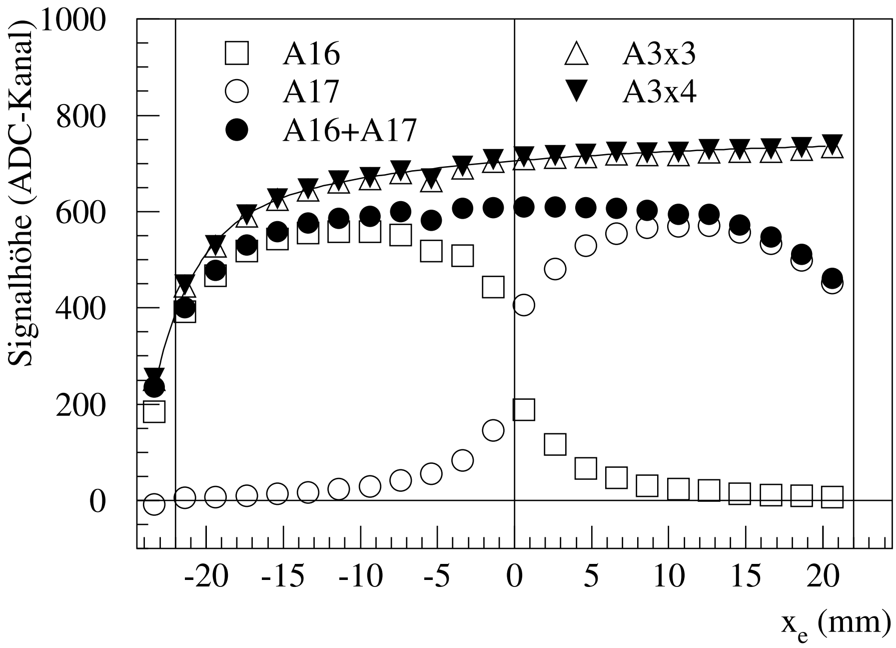

Abbildung 4.8: Ortsabhängigkeit der Energiedeposition für 3 GeV Elektronen.

x_e ist der Auftreffort des Primärteilchens. a_1, a_2, b_1 und b_2 sind materialspezifische Parameter, für die

$$2a_1b_1 + 2a_2b_2 = 1 \tag{4.5}$$

gilt. Den größten Teil der deponierten Energie enthält der zentrale Teil des Schauers, der durch die in den Paarbildungs– und Bremsstrahlungsprozessen auftretenden kleinen Winkel zustande kommt und durch die erste Exponentialfunktion parametrisiert wird. Die zweite Exponentialfunktion parametrisiert den peripheren Teil des Schauers, der durch Vielfachstreuung niederenergetischer Schauerteilchen verursacht wird. Die Integration des lateralen Schauerprofils (4.4) liefert die Parametrisierung

$$f(x_\mathrm{e}) = \int_{x_0}^{+\infty} \frac{dE}{dx}(x)\,dx = E_0\left[1 - \frac{1}{2}\,\mathrm{e}^{-|x_0-x_\mathrm{e}|/b_2} + a_1b_1\left(\mathrm{e}^{-|x_0-x_\mathrm{e}|/b_2} - \mathrm{e}^{-|x_0-x_\mathrm{e}|/b_1}\right)\right]\ , \tag{4.6}$$

mit der die Ortsabhängigkeit der Energiedeposition in der 3×4–Matrix in Abb. 4.8 gefittet wurde. Die untere Integrationsgrenze x_0 ist durch die linke äußere Kristallgrenze gegeben. Mit Hilfe der Parametrisierung (4.6) wird im Experiment die deponierte Energie auf Schauerverluste korrigiert, nachdem der Einfallsort der Teilchen rekonstruiert wurde (vgl. Abschnitt 5.4).

Asymmetrie η

Addiert man die einzelnen Signale in jeder Spalte der 3×4–Matrix, so läßt sich aus den Signalhöhen A_L und A_R zweier benachbarter Spalten die Asymmetrie

$$\eta = \frac{A_R - A_L}{A_R + A_L} \tag{4.7}$$

bilden. In Abb. 4.9 ist die Abhängigkeit der Asymmetrie η vom Auftreffort des 3 GeV Elektronenstrahls dargestellt. Treffen die Elektronen genau an der Grenze zwischen zwei Kristallen auf ($x_{\rm e} = 0$), so wird in jeder Kalorimeterspalte ungefähr gleich viel Energie deponiert und die Asymmetrie ist gleich Null ($\eta = 0$). Die Asymmetrie η hat im Bereich der Kristallgrenze einen relativ steilen Verlauf, der durch den zentralen Teil des Schauers bestimmt wird. Mit zunehmenden Abstand von der Kristallgrenze verläuft die Asymmetrie flacher und der periphere Teil des Schauers gewinnt an Bedeutung. Durch Integration des lateralen Schauerprofils (4.4) erhält man für die Asymmetrie η die Parametrisierung [Bar 93]

$$\eta(x_{\rm e}) = \frac{x_{\rm e}}{|x_{\rm e}|} \left\{ 1 - {\rm e}^{-|x_{\rm e}|/b_2} + 2a_1 b_1 \left({\rm e}^{-|x_{\rm e}|/b_2} - {\rm e}^{-|x_{\rm e}|/b_1} \right) \right\} \ . \tag{4.8}$$

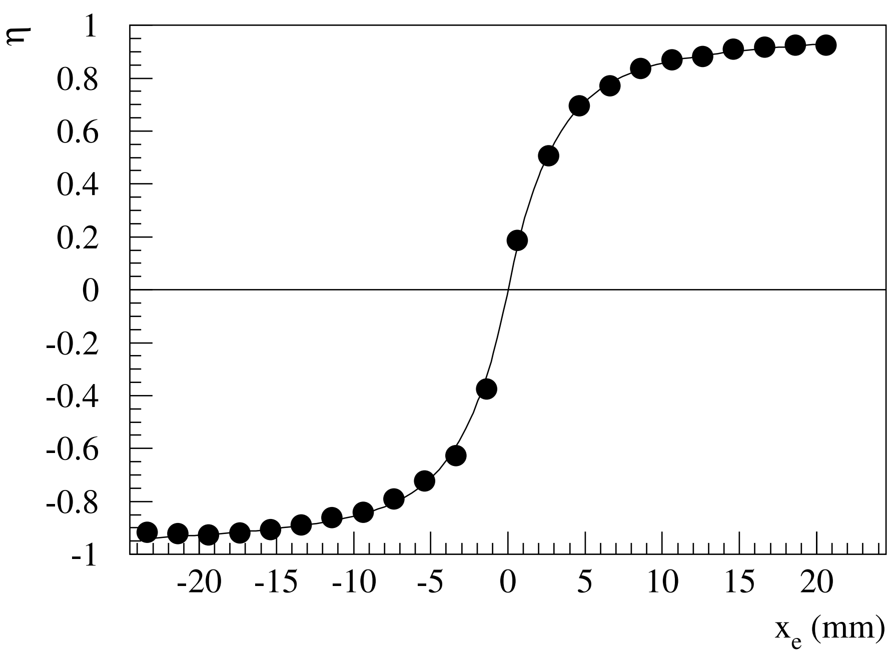

Abbildung 4.9: Asymmetrie η in Abhängigkeit vom Auftreffort des 3 GeV Elektronenstrahls.

Durch Fitten der Daten in Abb. 4.9 mit der Parametrisierung (4.8) erhält man für die Schauerparameter:

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.144 \pm 0.001 \ \mathrm{mm}^{-1} \, , \\ a_2 &= 0.0055 \pm 0.0003 \ \mathrm{mm}^{-1} \, , \\ b_1 &= 2.76 \pm 0.03 \ \mathrm{mm} \, , \\ b_2 &= 19.0 \pm 0.4 \ \mathrm{mm} \, . \end{aligned} \tag{4.9}$$

Die Asymmetrie η wird im Experiment zur Rekonstruktion des Einfallsortes der Teilchen am Kalorimeter verwendet (vgl. Abschnitt 5.2).

4.4 Das Laserkalibrationssystem

Um die zeitliche Stabilität der Kalibration zu überwachen, wird ein Laserkalibrationssystem eingesetzt, welches die Detektoren über ein optisches Glasfasersystem mit Laserpulsen versorgt. Als Lichtquelle dient ein Farbstofflaser, der bei einer Wellenlänge von 500 nm arbeitet und kurze Laserpulse mit einer Halbwertsbreite von wenigen ns erzeugt. Der zeitliche Signalverlauf ist damit dem der Čerenkovsignale sehr ähnlich. Mit einem rotierenden Filterrad wird die Intensität der Laserpulse variiert. Das Laserlicht wird dann in ein optisches Glasfasersystem eingespeist, welches die Signale auf die einzelnen Detektoren (HERMES–Kalorimeter, Hodoskope, Luminositätsmonitor und longitudinales Polarimeter) verteilt. Mit optischen Abschwächern kann die Intensität für jeden einzelnen Detektor spezifisch eingestellt werden. Jeweils eine optische Faser führt zu den beiden Kalorimetern des Luminositätsmonitors, auf denen ein optischer Verteiler montiert ist, der die einzelnen Kanäle versorgt.

Als Referenzdetektor dient eine PIN–Photodiode, die sich durch ihre Stabilität und schwache Temperaturabhängigkeit auszeichnet. In Abb. 4.10 ist die Signalhöhe in einem Kalorimeterkanal gegen die Signalhöhe der PIN–Photodiode aufgetragen. Die einzelnen Intensitätsmaxima des Lasers sind klar voneinander zu trennen. Da die Verstärkung der PIN–Photodiode zeitlich stabil ist, kann das Verhältnis aus Kalorimeter– und Photodiodensignal zur Überwachung der Verstärkung der einzelnen Kalorimeterkanäle verwendet werden. Als relative Verstärkung des i–ten Kalorimeterkanals definiert man dabei

$$g_i = \frac{\sum_j A_{ij}}{\sum_j A_j^{\mathrm{PIN}}} \, , \tag{4.10}$$

wobei A_{ij} bzw. A_j^{PIN} die nullpunktskorrigierten Signalhöhen im Kalorimeterkanal i bzw. in der PIN–Photodiode sind und der Summationsindex j über alle Ereignisse läuft. Mit einer Laserpulsfrequenz von ca. 3 Hz kann so die relative Verstärkung alle 10 min. mit

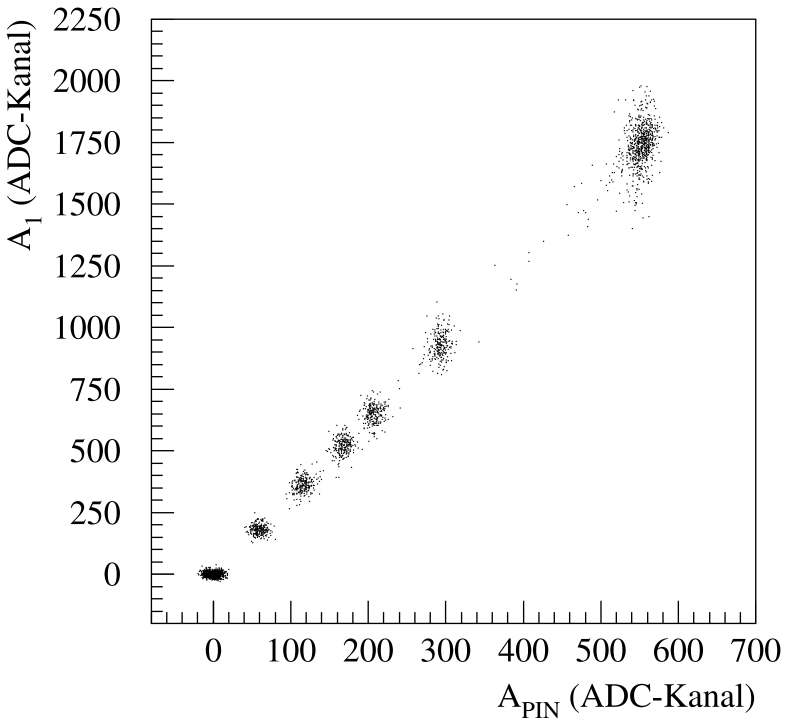

Abbildung 4.10: Signalhöhe eines Kalorimeterkanals in Abhängigkeit von der Signalhöhe der PIN–Photodiode.

einem statistischen Fehler von 2.4 % bestimmt werden. Aufgrund der verschiedenen Intensitäten der Laserpulse ist es auch möglich, Aussagen über die Linearität der Detektorkanäle zu machen. Allerdings muß betont werden, daß das Laserkalibrationssystem nur zur zeitlichen Überwachung von relativen Verstärkungsänderungen vorgesehen ist. Eine absolute Kalibration der Detektoren kann damit nicht erfolgen.

4.5 Trigger und Datennahmesystem

Der Trigger hat die Aufgabe, physikalische Ereignisse zu selektieren und Untergrunderеignisse zu ignorieren. Die Bhabha– und Photonpaarereignisse zeichnen sich durch eine hohe Energiedeposition in beiden Kalorimetern aus. Als Trigger wurde deshalb ein koinzidentes Signal in beiden Kalorimetern mit einer Energieschwelle von jeweils 4.5 GeV gewählt. Da die meisten Untergrundereignisse in nur einem Kalorimeter eine hohe Energiedeposition aufweisen, ist damit eine sehr saubere Selektion der Bhabha– und Photonpaarereignisse möglich. Zur absoluten Energiekalibration der Kalorimeter werden an den Targetkernen elastisch gestreute Positronen verwendet, die mit der Strahlenergie von 27.5 GeV auf die Kalorimeter treffen. Zur Detektion dieser Ereignisse wurden zusätzliche Trigger eingerichtet, die auf hohe Energiedeposition in nur einem Kalorimeter sensitiv sind.

Abb. 4.11 zeigt ein Blockschaltbild des Triggers und der Ausleseelektronik. Die Photomultipliersignale werden mit Verstärkern vom Typ LeCroy 612A um den Faktor 10 verstärkt und dann mit passiven Signalteilern im Verhältnis 1:7 aufgespalten. Dabei wird 1/8 des Signals der Triggerstufe zugeführt. Mit linearen Addierern vom Typ CAEN N407 werden die 12 Kanäle jedes Detektors aufsummiert. Die Schwellen auf die Summensignale werden mit VME–Diskriminatoren des Typs CES DISC 8151 gesetzt. Mit Hilfe einer Koinzidenzeinheit (LeCroy 465) wird der Bhabha– und Photonpaartrigger gebildet. Damit die Strahltrigger nicht durch das Laserkalibrationssystem ausgelöst werden, ist der Laserkalibrationstrigger in Antikoinzidenz zu den Strahltriggern geschalten. Zur Bestimmung der Energienullpunkte wird ein Pulser verwendet. Alle Triggerraten werden mit Fastbus–Scalern des Typs STR200 gezählt. Das Auslesen der Detektoren wurde mit zwei ADCs (Analog–to–Digital Converter) vom Typ LeCroy 1881M realisiert. Während der erste ADC zur Aufnahme von Ereignissen im Luminositätsmonitor mit hohen Raten dient, wird der zweite ADC bei allen Triggern des Hauptdetektors ausgelesen. Bei der Auslese des ersten ADCs wird dabei ein Fastbus–Readout–Engine (STR330/FRE) mit dem digitalen Signalprozessor Motorola DSP 96002 eingesetzt, der 500 Ereignisse sammelt und diese in einem Block wegschreibt. Mit Prescalern können die einzelnen Triggerraten für den ADC eingestellt werden. Eine Totzeitlogik sorgt dafür, daß während der Konversionszeit des ADCs die Schaltung für neue Trigger gesperrt wird. Um die Ereignisse mit dem zugehörigen Trigger zu markieren, werden die Triggersignale ebenfalls auf den ADC gegeben. Mit diesem Schema können Triggerraten von 100–200 Hz verarbeitet werden, ohne die Totzeit der Datennahme des Hauptdetektors zu beeinflussen.

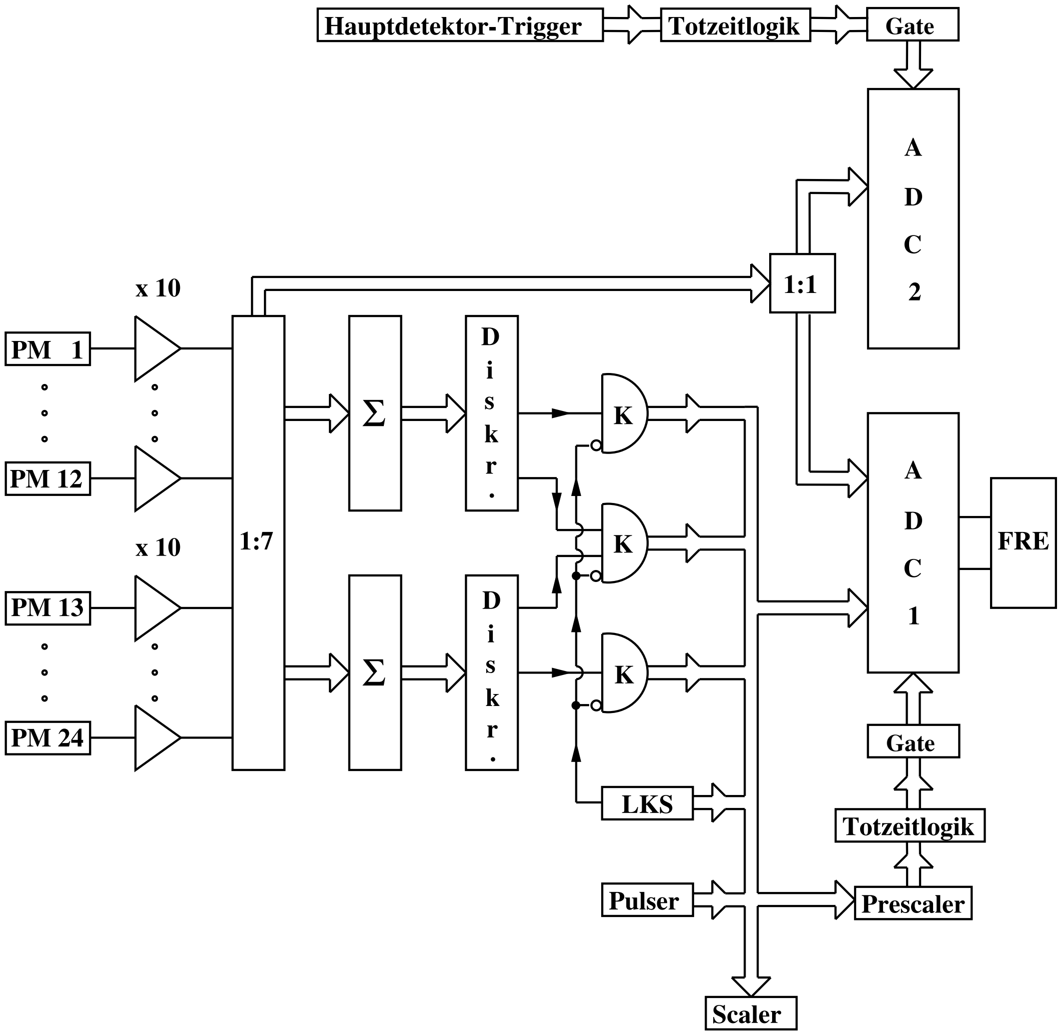

Abbildung 4.11: Blockschaltbild des Triggers und der Ausleseelektronik.

5 Rekonstruktion der Ereignisse und Kalibration

5.1 Bhabha– und Photonpaarereignisse

Für eine Triggerschwelle von 4.5 GeV ist in Abb. 5.1 die deponierte Energie E_{L} im linken Kalorimeter gegen die deponierte Energie E_{R} im rechten Kalorimeter aufgetragen. Die beiden Bänder enthalten die Ereignisse, die in nur einem der beiden Kalorimeter ei-

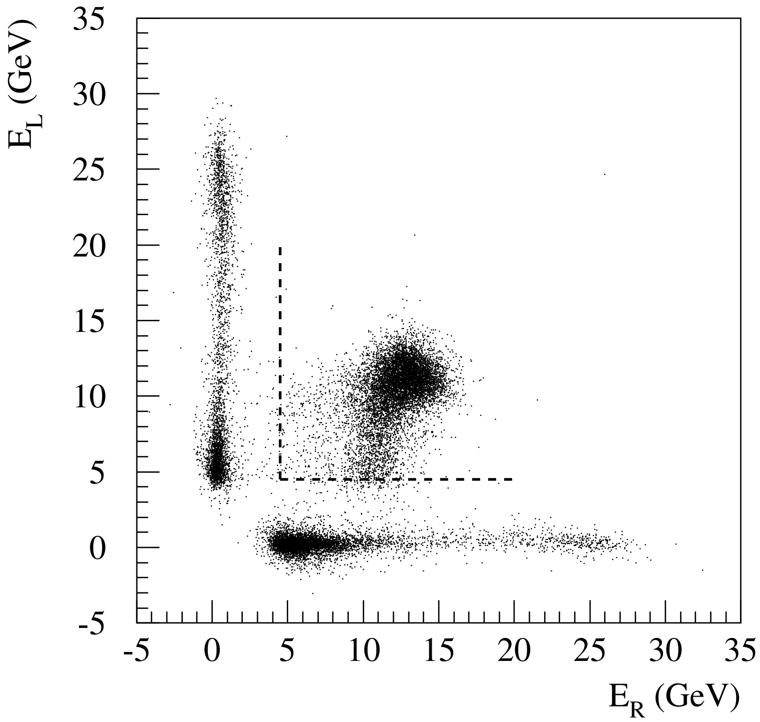

Abbildung 5.1: Deponierte Energie E_{L} im linken Kalorimeter in Abhängigkeit von der deponierten Energie E_{R} im rechten Kalorimeter. Die gestrichelte Linie zeigt die Triggerschwelle von 4.5 GeV in beiden Detektoren für Bhabha– und Photonpaarereignisse.

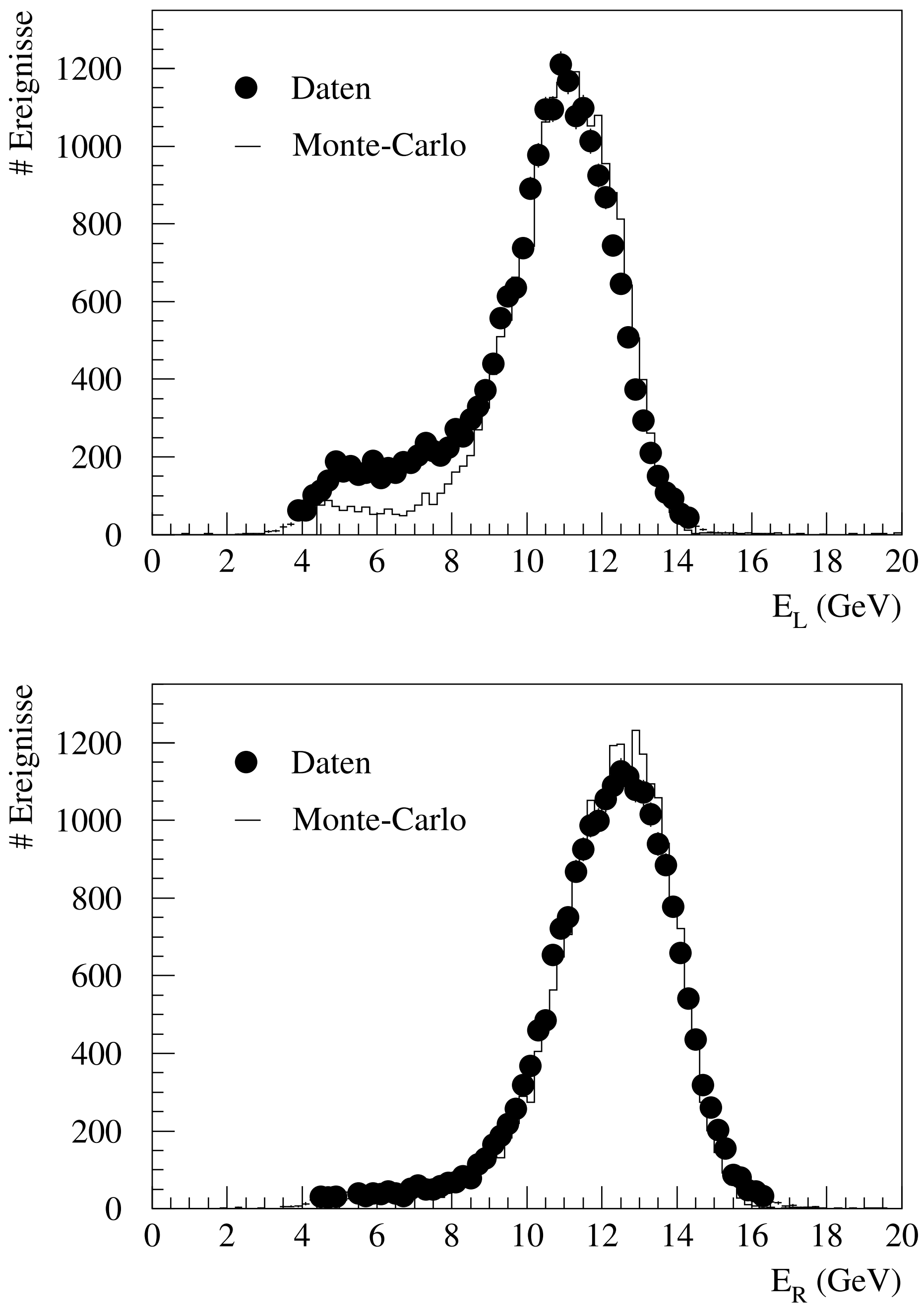

Abbildung 5.2: Energiespektren für Bhabha– und Photonpaarereignisse.

ne hohe Energiedeposition aufweisen. Neben Untergrundereignissen gehören dazu die an den Targetkernen elastisch gestreuten Positronen, die zur absoluten Kalibration der Kalorimeter verwendet werden. Die Bhabha– und Photonpaarereignisse deponieren in beiden Kalorimetern hohe Energie und werden durch ein koinzidentes Signal von über 4.5 GeV in beiden Kalorimetern bereits im Trigger von Untergrundprozessen abgetrennt. Die Endzustände e^+e^- und $\gamma\gamma$ können allerdings nicht unterschieden werden. Die gestreuten Elektron–Positron– bzw. Photonpaare besitzen zwar die Strahlenergie von 27.5 GeV, da die meisten Teilchen aber in der Nähe des inneren Kalorimeterrands auftreffen, leckt ein Teil des elektromagnetischen Schauers aus dem Kalorimeter hinaus und reduziert die deponierte Energie. Für die Bhabha– und Photonpaarereignisse sind die Energiespektren im linken und rechten Kalorimeter in Abb. 5.2 gezeigt. Das Maximum des Spektrums liegt dabei im rechten Kalorimeter um ca. 1.5 GeV höher als im linken Kalorimeter. Die Ursache dafür liegt in der asymmetrischen Position des Positronenstrahls, der sich näher am rechten Detektor befindet. Dadurch werden im rechten Kalorimeter kleinere Streuwinkel und damit höhere Energien detektiert als im linken Kalorimeter. Zum Vergleich enthält Abb. 5.2 auch die Energiespektren aus der Monte–Carlo–Simulation des Detektors. Sowohl die Form als auch die Position der Maxima kann sehr gut reproduziert werden. Lediglich der niederenergetische Anteil im linken Kalorimeter, der durch Schauerverluste, Bremsstrahlungsprozesse und am Strahlrohr aufgeschauerte Teilchen verursacht wird, wird in der Monte–Carlo–Simulation nicht vollständig beschrieben.

5.2 Rekonstruktion des Einfallsortes und Bestimmung der Detektorakzeptanz

Aus der Asymmetrie η (vgl. Abb. 4.9) läßt sich im Experiment der Einfallsort der Teilchen am Kalorimeter rekonstruieren. Dazu werden in jedem Kalorimeter die Amplituden in jeder Spalte der 3×4–Matrix aufsummiert. Aus den beiden benachbarten Spalten mit den größten Amplituden wird die Asymmetrie (4.7) gebildet und durch numerische Invertierung des Ausdrucks (4.8) die x–Koordinate des Einfallsortes bestimmt. Zur Bestimmung der y–Koordinate wird die Asymmetrie aus den Amplituden benachbarter Zeilen der 3×4–Matrix verwendet. In Abb. 5.3 sind die rekonstruierten Einfallsorte für Bhabha– und Photonpaarereignisse dargestellt. Dabei sind die Einfallsorte, die außerhalb des Detektors rekonstruiert wurden, nicht eingezeichnet. Man erkennt deutlich den Akzeptanzbereich des Detektors, der durch das elliptisch geformte Strahlrohr innerhalb der Septumplatte des Magneten festgelegt wird. Die Verteilung der Auftrefforte weist eine geringe Asymmetrie zwischen dem linken und rechten Detektor auf. Die Ursache dafür liegt in der asymmetrischen Position des Positronenstrahls und der verschobenen Lage des Strahlrohres relativ zum Detektor.

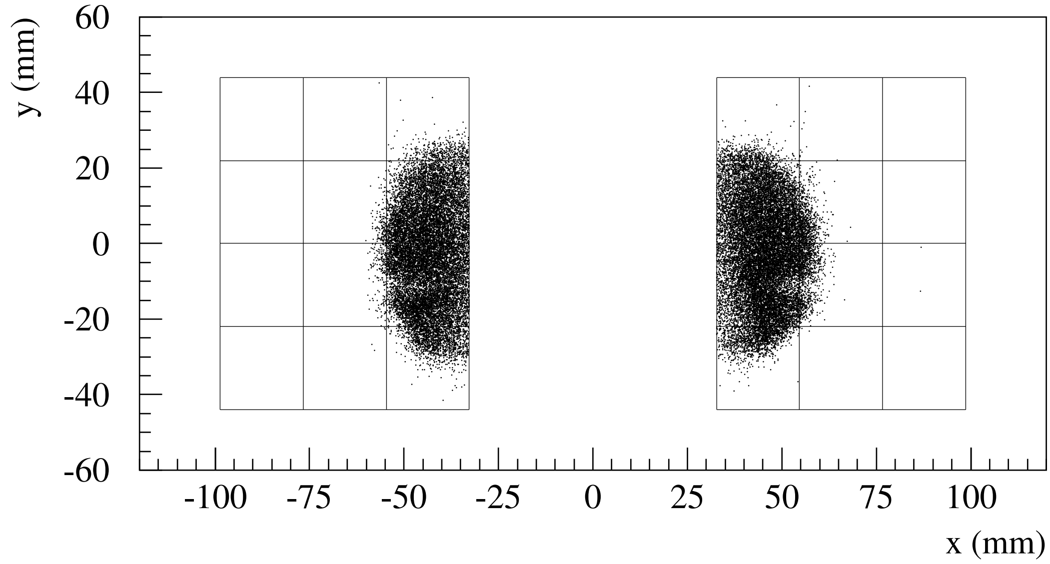

Abbildung 5.3: Rekonstruierte Einfallsorte für Bhabha– und Photonpaarereignisse.

Um Aussagen über die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion zu machen, wurde die Methode an Monte–Carlo–Daten getestet. Während im Experiment keine weiteren Informationen über den Einfallsort vorliegen, ist dieser im Monte–Carlo exakt bekannt. Durch einen Vergleich der rekonstruierten mit den exakten Einfallsorten läßt sich die Ortsauflösung des Detektors bestimmen. In Abb. 5.4 ist für den linken Detektor die Differenz $x_{\mathrm{rek}} - x_{\mathrm{MC}}$ zwischen rekonstruiertem und exaktem Einfallsort in Abhängigkeit vom exakten Einfallsort x_{MC} aufgetragen. Der dem Strahlrohr zugewandte Kristallrand liegt bei $x_{\mathrm{MC}} = -33$ mm und eine weitere Kristallgrenze bei $x_{\mathrm{MC}} = -55$ mm. Alle Ereignisse oberhalb der gestrichelten Linie wurden außerhalb des Detektors rekonstruiert. Man erkennt, daß im Bereich aneinandergrenzender Kristalle der Einfallsort sehr genau rekonstruiert werden kann. Durch Fitten der Verteilungen in $x_{\mathrm{rek}} - x_{\mathrm{MC}}$ erhält man hier eine Ortsauflösung von $\sigma_x = 0.5$ mm. Mit zunehmendem Abstand von der Kristallgrenze wird die Ortsauflösung schlechter und erreicht am Kalorimeterrand Werte von bis zu 8 mm.

Betrachtet man die Verteilung der Einfallsorte in Abb. 5.3, so fällt auf, daß die Akzeptanzgrenzen relativ nahe bei den Kristallgrenzen liegen. Damit ist es möglich, die geometrische Akzeptanz des Detektors aus den Daten mit einer Genauigkeit von 2.5 mm zu bestimmen. Der Fehler in der Akzeptanzbestimmung ist direkt mit dem relativen Fehler von 6.1 % für den über den Akzeptanzbereich integrierten Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to e^+e^-$ und $e^+e^- \to \gamma\gamma$ korreliert, der den Hauptbeitrag zum systematischen Fehler in der Bestimmung absoluter Luminositäten darstellt (vgl. Abschnitt 6.4).

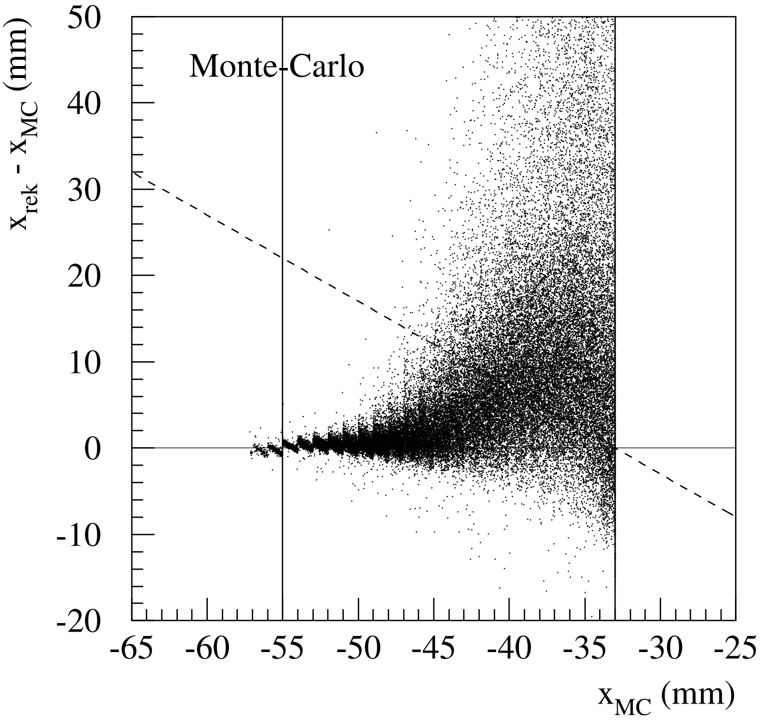

Abbildung 5.4: Differenz $x_{\mathrm{rek}} - x_{\mathrm{MC}}$ zwischen rekonstruiertem und exaktem Einfallsort in Abhängigkeit vom exakten Einfallsort x_{MC}.

5.3 Bestimmung der Strahlposition

Prinzipiell wird die Position des Positronenstrahls bei $z = +10$ m und $z = -10$ m mit Strahlpositionsmonitoren gemessen. Alternativ kann die Strahlposition aber auch aus den rekonstruierten Einfallsorten am Detektor bestimmt werden. Da es sich bei der Bhabha–Streuung bzw. Paarvernichtung in Photonen um einen 2–Teilchen–Prozeß handelt, liegen die gestreuten Teilchen jeweils in einer Ebene. Die Streuebenen aller Ereignisse haben dabei eine gemeinsame Schnittgerade, die durch die Impulsrichtung der einfallenden Strahlpositronen festgelegt wird. Zur Bestimmung der Strahlposition werden koinzidente Ereignisse ausgewählt, deren Einfallsort mindestens 11 mm vom inneren Detektorrand entfernt liegt. Damit wird gewährleistet, daß der Einfallsort mit genügend hoher Genauigkeit rekonstruiert wurde. Dann verbindet man die Einfallsorte der koinzidenten Ereignisse im linken und rechten Detektor mit einer Geraden (vgl. Abb. 5.5). Im Falle einer idealen Ortsrekonstruktion schneiden sich alle Geraden in einem Punkt, aufgrund der begrenzten Ortsauflösung sind die Schnittpunkte hier aber um einen Mittelwert verteilt. Berechnet man die Schnittpunkte aus den Geraden jeweils zweier aufeinanderfolgender koinzidenter Ereignisse, so erhält man die in Abb. 5.6 gezeigten Verteilungen in den Koordinaten x_{Strahl} und y_{Strahl} der Schnittpunkte. Dabei fällt auf, daß die Verteilung in der horizontalen Koordinate x_{Strahl} um ca. einen Faktor 10 breiter als die Ver-

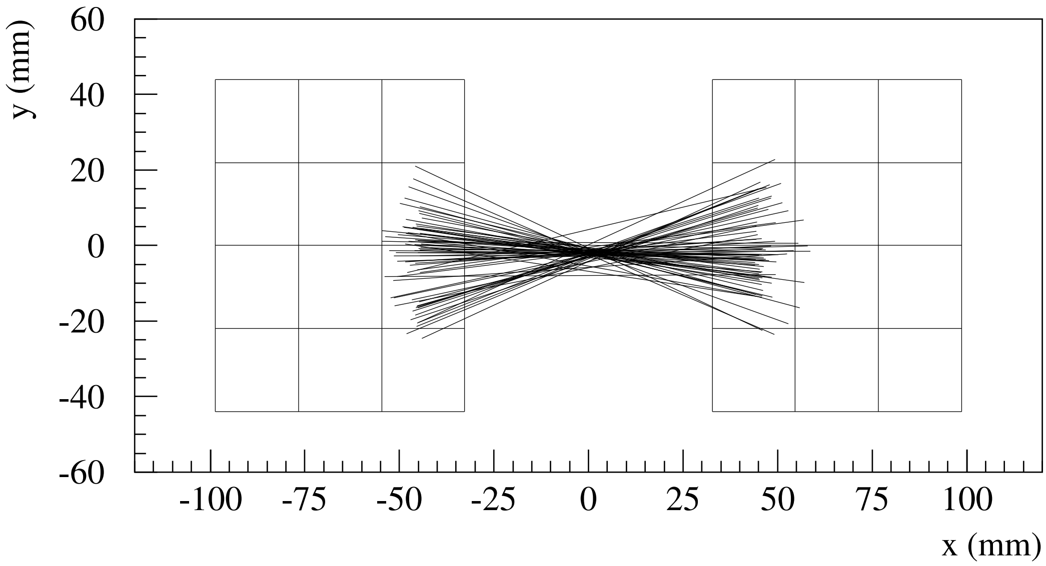

Abbildung 5.5: Bestimmung der Strahlposition aus den Einfallsorten koinzidenter Ereignisse.

teilung in der vertikalen Koordinate $y_{\rm Strahl}$ ist. Fittet man die Verteilungen in Abb. 5.6 mit einer Gaußfunktion, so erhält man eine horizontale Verschiebung aus der symmetrischen Strahllage von $\bar{x}_{\rm Strahl} = (2.35 \pm 0.14)$ mm und eine vertikale Verschiebung von $\bar{y}_{\rm Strahl} = (-1.87 \pm 0.01)$ mm. Die horizontale Verschiebung ist dabei mit der Position der Maxima in den Energiespektren in Abb. 5.2 konsistent.

5.4 Korrektur der deponierten Energie auf Schauerverluste

Kennt man den Einfallsort $(x_{\rm e}, y_{\rm e})$ der Teilchen am Kalorimeter, so kann man mit Hilfe der Parametrisierung (4.6) die lateralen Schauerverluste bestimmen und die deponierte Energie E korrigieren:

$$E^{\rm kor} = E \; / \; [f(x_{\rm e}) \cdot f(y_{\rm e})] \quad . \tag{5.1}$$

In Abb. 5.7 ist die korrigierte Energie $E_{\rm L}^{\rm kor}$ im linken Kalorimeter gegen die korrigierte Energie $E_{\rm R}^{\rm kor}$ im rechten Kalorimeter für Bhabha– und Photonpaarereignisse aufgetragen. Da im Bereich des inneren Kalorimeterrands die Ortsrekonstruktion sehr ungenau und die Korrektur auf Schauerverluste besonders groß wird, wurden nur Ereignisse verwendet, bei denen die Schauerverluste kleiner als 15 % sind. Die Gerade in Abb. 5.7 kennzeichnet die

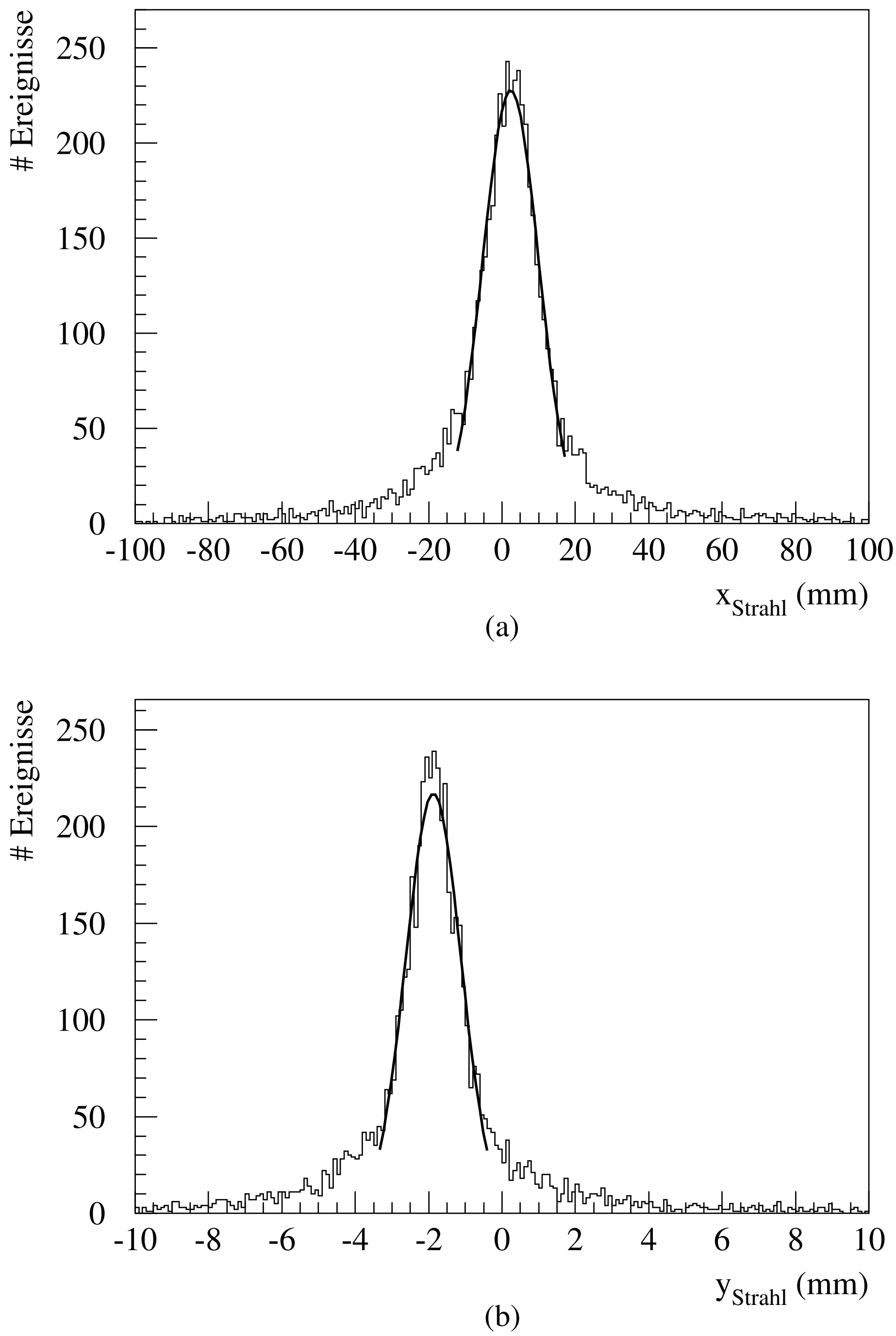

Abbildung 5.6: Verteilungen in den (a) horizontalen und (b) vertikalen Koordinaten der Schnittpunkte aus den Geraden koinzidenter Ereignisse.

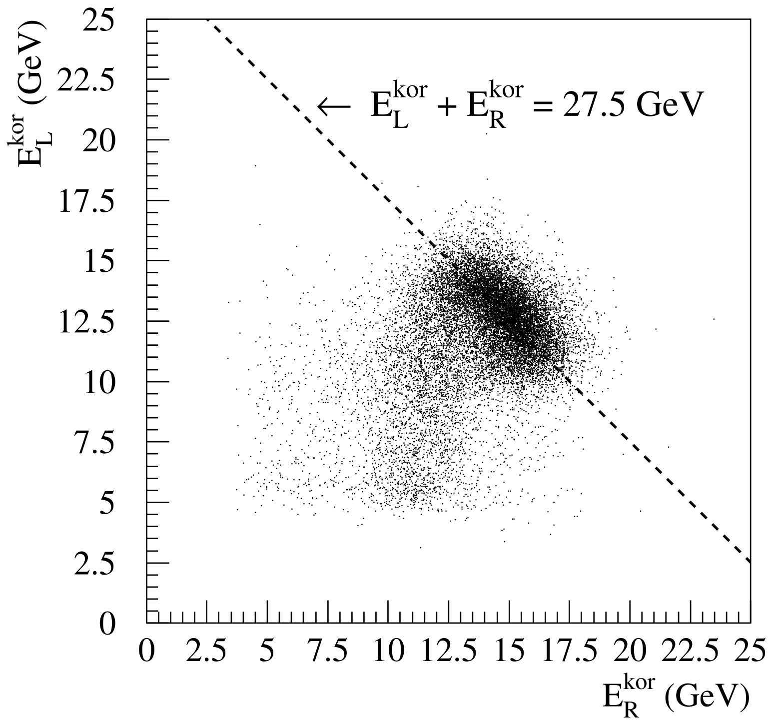

Abbildung 5.7: Korrigierte Energie im linken Kalorimeter in Abhängigkeit von der korrigierten Energie im rechten Kalorimeter für Bhabha– und Photonpaarereignisse, deren Schauerverluste kleiner als 15 % sind.

Strahlenergie von 27.5 GeV. Man erkennt, daß der Großteil der Ereignisse bei der Strahlenergie liegt. Die Streuung der Ereignisse um die Gerade wird im wesentlichen durch die Energieauflösung der Kalorimeter bestimmt. Bei den Ereignissen, die deutlich unterhalb der Strahlenergie liegen, handelt es sich um Bhabha– und Photonpaarprozesse, bei denen entweder Energie durch Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons verloren geht, oder eines der Teilchen am Strahlrohr aufschauert und so nur ein Bruchteil seiner Energie auf das Kalorimeter trifft.

5.5 Absolute Energiekalibration der Kalorimeter

Zur absoluten Kalibration der beiden Kalorimeter werden an den Targetkernen elastisch gestreute Positronen verwendet, die die besondere Eigenschaft haben, daß sie mit der Strahlenergie von 27.5 GeV auf die Kalorimeter treffen. Diese Ereignisse sind in den Triggern enthalten, die auf hohe Energiedeposition in nur einem Kalorimeter sensitiv sind, und müssen durch geeignete Schnitte selektiert werden. Der iterative Kalibrationsalgorithmus basiert im wesentlichen auf Methode IB in [Bug 93] und wird im Folgenden vorgestellt.

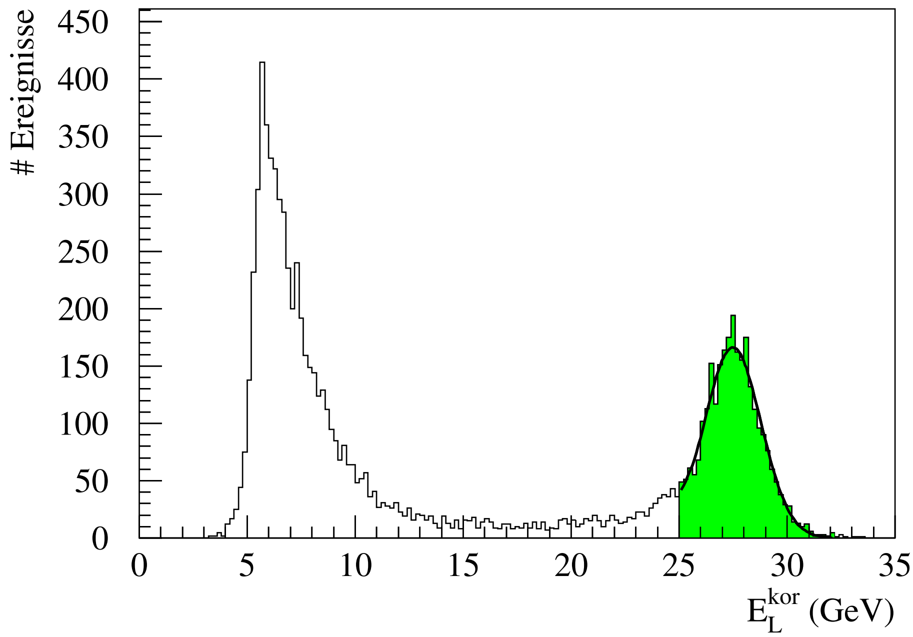

Abbildung 5.8: Korrigierte Energie $E_{\mathrm{L}}^{\mathrm{kor}}$ im linken Kalorimeter für die Ereignisse, deren deponierte Energie über der Triggerschwelle von 4.5 GeV liegt, die nicht den Koinzidenztrigger ausgelöst haben und deren Schauerverluste geringer als 15 % sind. Der schattierte Bereich kennzeichnet die Ereignisse, die zur Kalibration verwendet werden.

Der Zusammenhang zwischen der Energie E_j eines Ereignisses j und den nullpunktskorrigierten ADC–Signalhöhen A_{ij} ist durch

$$E_j = \sum_{i=1}^{N_{\mathrm{K}}} c_i \, A_{ij} \tag{5.2}$$

gegeben, wobei der Index i über die Anzahl N_{K} der Kalorimeterkanäle läuft. Das Ziel des Algorithmus ist die Bestimmung der Kalibrationskonstanten c_i.

Als Startwerte werden die aus den Teststrahlmessungen erhaltenen Kalibrationskonstanten verwendet. Dann wird ein Ereignis ausgewählt, dessen deponierte Energie in einem Kalorimeter über der Triggerschwelle von 4.5 GeV liegt und nicht den Koinzidenztrigger ausgelöst hat. Damit wird ausgeschlossen, daß es sich um ein Bhabha– oder Photonpaarereignis handelt. Für das ausgewählte Ereignis werden der Einfallsort rekonstruiert und die lateralen Schauerverluste bestimmt. Danach wird überprüft, ob das Ereignis alle für die Kalibration notwendigen Schnitte erfüllt. Dazu gehört, daß die Schauerverluste geringer als 15 % sind. Abb. 5.8 zeigt für diese Ereignisse die auf Schauerverluste korrigierte Energie $E_{\mathrm{L}}^{\mathrm{kor}}$ im linken Kalorimeter. Man erkennt ein klares Maximum bei der Strahlenergie von 27.5 GeV, welches sich gut zur absoluten Energiekalibration eignet.

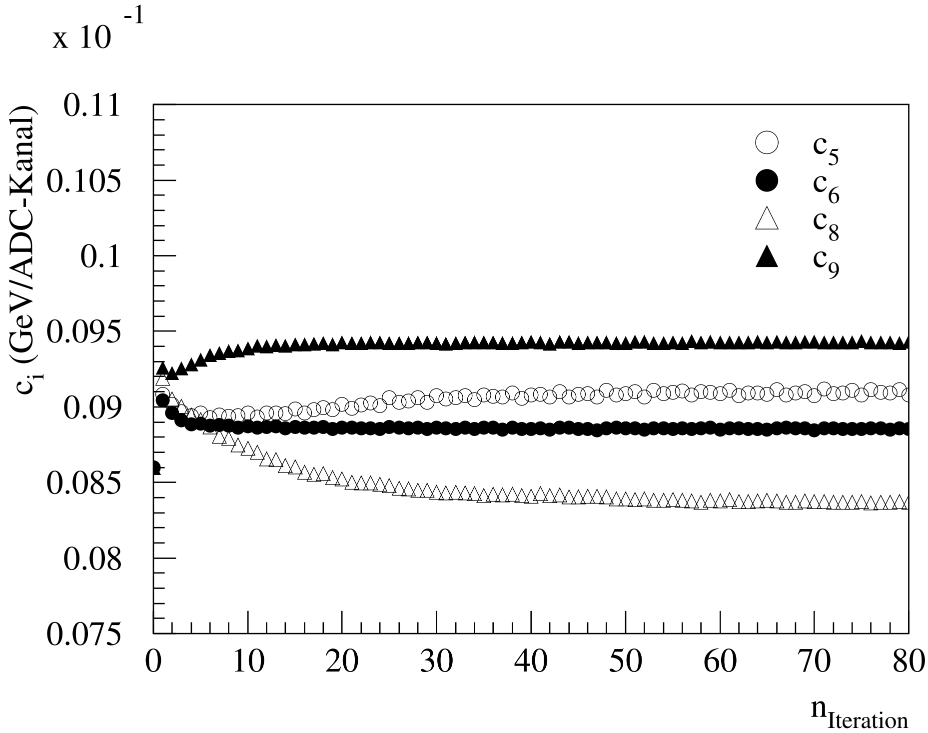

Abbildung 5.9: Kalibrationskonstanten für die Kanäle 5, 6, 8 und 9 in Abhängigkeit vom Iterationsschritt.

Für alle Ereignisse, deren korrigierte Energie zwischen 25 und 32 GeV liegt, werden die Gewichte

$$w_{ij} = \frac{E_{ij}}{E_j} \tag{5.3}$$

und die Koeffizienten

$$c_{ij} = w_{ij} \frac{E_j^0}{A_{ij}} \tag{5.4}$$

berechnet. Dabei ist E_{ij} die im Kalorimeterkanal i deponierte Energie und E_j die gesamte deponierte Energie des Ereignisses j. Zur Berechnung der Energien werden jeweils die Kalibrationskonstanten der vorherigen Iteration verwendet. Der Referenzwert E_j^0 ist für jedes Ereignis durch die auf die Schauerverluste korrigierte Strahlenergie gegeben:

$$E_j^0 = E_{\mathrm{Strahl}} \cdot [f(x_j) \cdot f(y_j)] \ . \tag{5.5}$$

Dabei ist (x_j, y_j) der Einfallsort des Teilchens und die Funktionen $f(x_j)$ und $f(y_j)$ sind durch die Parametrisierung (4.6) gegeben.

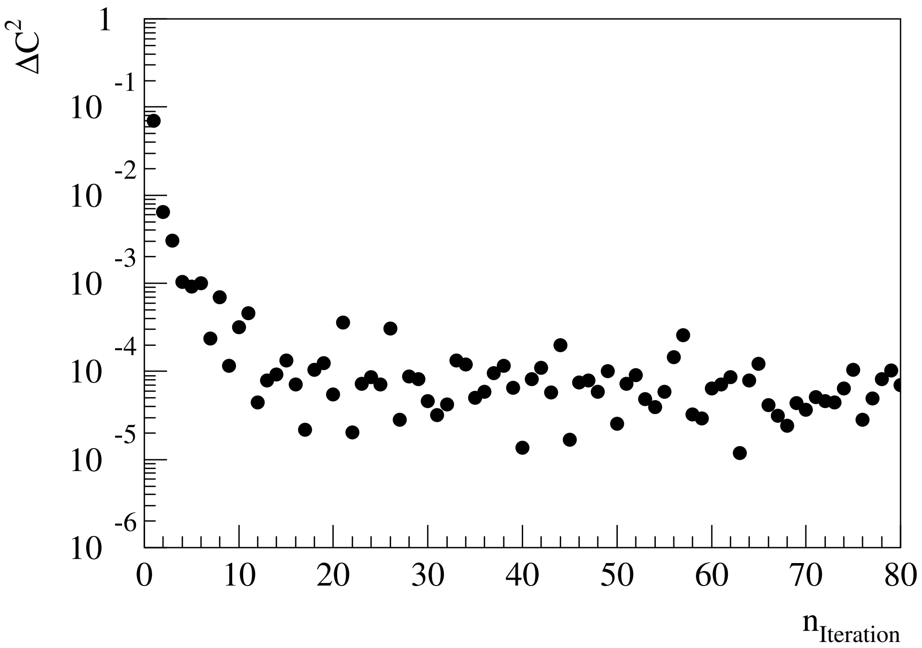

Abbildung 5.10: ΔC^2 in Abhängigkeit vom Iterationsschritt $n_{\mathrm{Iteration}}$.

Jede Iteration besteht aus einer festen Anzahl N_{E} von Ereignissen. Am Ende jeder Iteration wird jedem Kalorimeterkanal eine neue Kalibrationskonstante c_i zugewiesen, die sich aus dem gewichteten Mittel der Koeffizienten c_{ij} ergibt:

$$c_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_{\mathrm{E}}} w_{ij}\, c_{ij}}{\sum_{j=1}^{N_{\mathrm{E}}} w_{ij}} \;. \tag{5.6}$$

Allerdings muß die Summe der Gewichte w_{ij} größer als ein vordefinierter Minimalwert w_{min} sein:

$$\sum_{j=1}^{N_{\mathrm{E}}} w_{ij} > w_{\mathrm{min}} \;. \tag{5.7}$$

Für das linke Kalorimeter sind in Abb. 5.9 für die Kanäle 5, 6, 8 und 9 (vgl. Abb. 4.2) die Kalibrationskonstanten in Abhängigkeit vom Iterationsschritt aufgetragen. Um nicht auf falsche Startwerte sensitiv zu sein, werden im ersten Iterationsschritt weichere Schnitte zur Selektion der Ereignisse gewählt. Man erkennt, daß die Kalibrationskonstanten schon nach wenigen Iterationsschritten konvergieren. Da mehr Teilchen auf die dem Strahlrohr zugewandten Kanäle 6 und 9 auftreffen als auf die zentralen Kanäle 5 und 8, konvergieren diese schneller. Am langsamsten konvergieren die Kalibrationskonstanten für die Kanäle 3 und 12. Für die Kalorimeterkanäle 1, 2, 4, 7, 10 und 11 konnten keine neuen Kalibrationskonstanten erhalten werden, da zu wenig Energie in diesen Kanälen deponiert wird und das Kriterium (5.7) nicht erfüllt wird. Hier werden die Kalibrationskonstanten aus

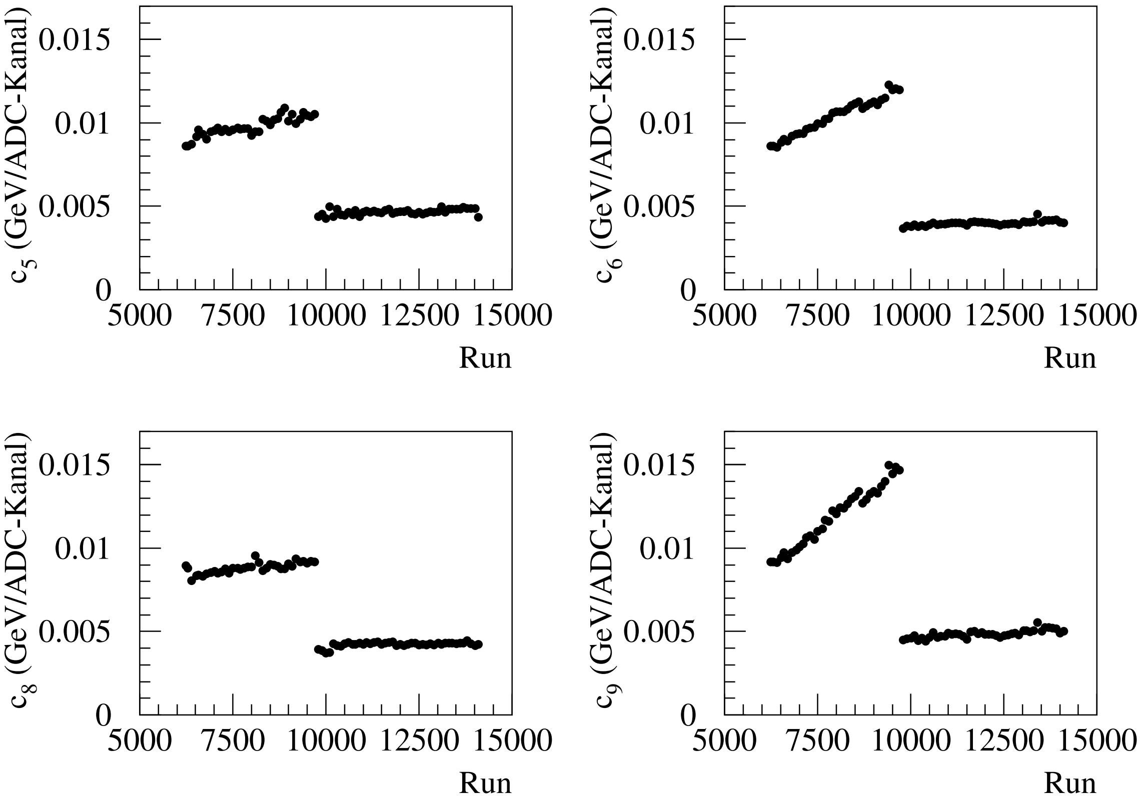

Abbildung 5.11: Zeitabhängigkeit der Kalibrationskonstanten für die Kalorimeterkanäle 5, 6, 8 und 9 im Datennahmejahr 1996.

den Teststrahlmessungen verwendet. Für das rechte Kalorimeter erhält man die analogen Ergebnisse.

Als geeignetes Konvergenzkriterium zum Beenden des Kalibrationsverfahrens dient die Größe

$$\Delta C^2 = \sum_{i=1}^{N_\mathrm{K}} \left(\frac{\Delta c_i}{c_i} \right)^2 \, . \tag{5.8}$$

Dabei gibt Δc_i die Änderung der Kalibrationskonstanten des Kanals i zum vorangegangenen Iterationsschritt an. Abb. 5.10 zeigt ΔC^2 in Abhängigkeit vom Iterationsschritt $n_\mathrm{Iteration}$. Nach ca. 80 Iterationsschritten liegt ΔC^2 im Bereich von $1 \cdot 10^{-4}$, d.h. die Änderung der Kalibrationskonstanten ist kleiner als 0.5 %.

Für das Datennahmejahr 1996 sind die Kalibrationskonstanten der Kalorimeterkanäle 5, 6, 8 und 9 in Abhängigkeit von der Run–Nummer in Abb. 5.11 aufgetragen. Da in der ersten Hälfte der Datennahmeperiode die Verstärkung der Photomultiplier kontinuierlich abnahm (vgl. Abschnitt 4.3.3), steigen die Kalibrationskonstanten mit der Zeit an. Dieser Anstieg ist in den dem Strahlrohr zugewandten Kanälen 6 und 9 besonders groß. Der starke Sprung der Kalibrationskonstanten bei Run 9730/9731 hängt mit der Installation der Verstärker zusammen, die den Betrieb der Photomultiplier bei niedrigeren Hochspannungen ermöglichten. In der zweiten Hälfte der Datennahmeperiode 1996 zeigen die Kalibrationskonstanten nur eine schwache Zeitabhängigkeit, d.h. daß die Verstärkung der Photomultiplier relativ stabil war. Im Datennahmejahr 1995 ist der Anstieg der Kalibrationskonstanten mit dem in der ersten Hälfte von 1996 vergleichbar. Nachdem in der Winterpause 1996/97 die geschädigten Photomultiplier weitgehend ausgetauscht wurden, blieben im Datennahmejahr 1997 die Photomultiplierverstärkungen und damit die Kalibrationskonstanten zeitlich stabil.

5.6 Korrektur der Ereignisraten

Für die Perioden, in denen die Verstärkung der Photomultiplier abnahm, mußten die gemessenen Bhabha– und Photonpaarraten korrigiert werden [Ben 97]. Bei festgehaltenen Triggerschwellen führt nämlich die Abnahme der Photomultiplierverstärkung zu einer Abnahme der Ereignisraten. Die Korrektur der gemessenen Koinzidenzraten R_0 erfolgt dabei durch eine zeitabhängige Korrekturfunktion f_R:

$$R = f_R \cdot R_0 \ . \tag{5.9}$$

Die Bestimmung der Korrekturfunktion für das Datennahmejahr 1996 wird im Folgenden näher erläutert. Aufgrund der Installation der Verstärker zwischen Run 9730 und 9731 wurden die Daten des Jahres 1996 in zwei Perioden unterteilt. Als Referenz dient dabei jeweils das Energiespektrum eines Runs am Beginn einer Periode. Abb. 5.12.(a) zeigt für den Referenzrun der ersten Periode die deponierte Energie im linken Kalorimeter in Abhängigkeit von der deponierten Energie im rechten Kalorimeter für koinzidente Ereignisse über den Triggerschwellen. Die Energie E_j eines Ereignisses j erhält man gemäß (5.2) aus den nullpunktskorrigierten ADC–Signalhöhen A_{ij} durch

$$E_j = \sum_{i=1}^{N_\mathrm{K}} c_i^0 \, A_{ij} \ . \tag{5.10}$$

Aus den Kalibrationskonstanten c_i^0 des Referenzruns kann für jeden weiteren Run der Periode mit den Kalibrationskonstanten c_i die relative Änderung der Verstärkung des Kalorimeterkanals i bestimmt werden:

$$g_i = \frac{c_i^0}{c_i} \ . \tag{5.11}$$

Die Abnahme der Photomultiplierverstärkung kann dann im Referenzspektrum simuliert werden, indem man bei der Berechnung der Energien die Kalibrationskonstanten c_i^0 durch

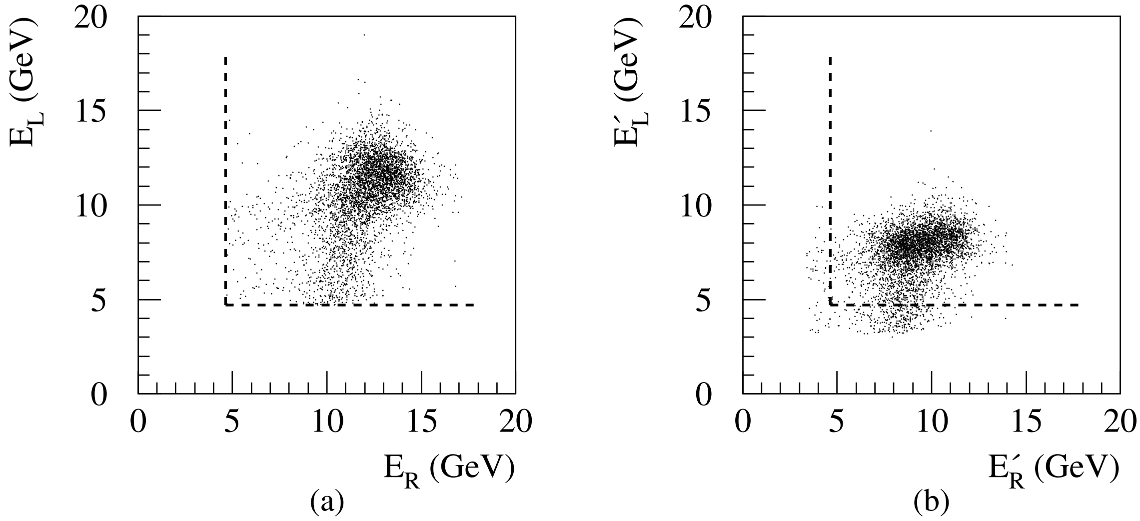

Abbildung 5.12: Simulation der Abnahme der Photomultiplierverstärkung in den Energiespektren. (a) Deponierte Energie im linken Kalorimeter in Abhängigkeit von der deponierten Energie im rechten Kalorimeter für koinzidente Ereignisse über den Triggerschwellen. (b) enthält dieselben Ereignisse mit simulierter Abnahme der Photomultiplierverstärkung.

$g_i\, c_i^0$ ersetzt:

$$E'_j = \sum_{i=1}^{N_{\mathrm{K}}} g_i\, c_i^0\, A_{ij}\ . \tag{5.12}$$

Abb. 5.12.(b) enthält die koinzidenten Ereignisse des Referenzruns mit simulierter Abnahme der Photomultiplierverstärkung. Man erkennt, daß einige Ereignisse unter die gestrichelt eingezeichneten Triggerschwellen fallen. Die Korrekturfunktion f_R ist nun durch das Verhältnis aller Ereignisse zu denen oberhalb der Triggerschwellen in Abb. 5.12.(b) gegeben. Abb. 5.13 zeigt die Korrekturfunktion f_R in Abhängigkeit von der Run–Nummer. Entsprechend dem Verhalten der Kalibrationskonstanten in Abb. 5.11 ist die Korrektur der Koinzidenzraten am Ende der ersten Periode maximal und beträgt 9.6 %. Da nach der Installation der Verstärker die Photomultiplierverstärkungen zeitlich stabiler waren, beträgt die Korrektur am Ende der zweiten Periode nur 2.3 %. Wendet man die Korrektur auf alle Bhabha– und Photonpaarereignisse des Jahres 1996 an, so erhöht sich die integrale Anzahl der Ereignisse um 2.3 %. Der relative systematische Fehler der Korrekturmethode liegt dabei bei 10 %.

Im Datennahmejahr 1995 hat die Korrekturfunktion den gleichen Verlauf wie in der ersten Periode des Jahres 1996, wobei die maximale Korrektur einen Wert von 11.0 % erreichte. Die integrale Anzahl der Ereignisse erhöhte sich um 4.4 %. Im Datennahmejahr

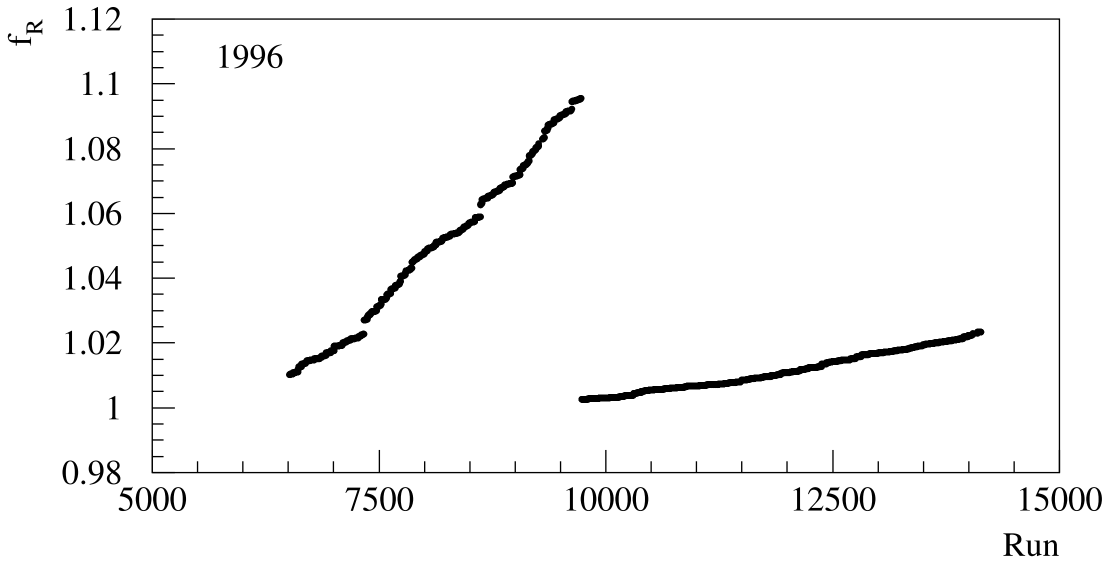

Abbildung 5.13: Korrekturfunktion f_R in Abhängigkeit von der Run–Nummer für das Datennahmejahr 1996. Die Ursache für den Sprung zwischen Run 9730 und 9731 liegt in der Installation von Verstärkern.

1997 waren die Photomultiplierverstärkungen stabil, so daß keine Korrektur der Koinzidenzraten nötig war.

6 Luminositätsmessung

Prinzipiell ist für die Bestimmung der spinabhängigen Strukturfunktionen g_1 und g_2 nur die Kenntnis der relativen Luminosität für die verschiedenen Spinzustände des Targets notwendig. Da die Targetpolarisation außerdem innerhalb kurzer Zeiträume geändert wird, verschwinden kleine Schwankungen in der Strahlintensität oder der Targetdichte in den gemessenen Asymmetrien. Für die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen muß die absolute Luminosität aber bekannt sein. Außerdem ist die absolute Luminosität wichtig für das Verständnis systematischer Unsicherheiten in den Messungen, wie z.B. Untergrundraten.

6.1 Meßprinzip

Die Streurate R eines physikalischen Prozesses, d.h. die Anzahl der gestreuten Teilchen pro Zeiteinheit, hängt von dessen Wirkungsquerschnitt σ und der Luminosität L ab:

$$R = L\,\sigma\,. \tag{6.1}$$

Die Luminosität ist eine für den Beschleuniger und das Experiment charakteristische Größe und wird in der Einheit

$$[L] = \text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1} \tag{6.2}$$

ausgedrückt. Meistens wird die über einen bestimmten Zeitraum integrierte Luminosität

$$L_{\text{int}} = \int L\,dt \tag{6.3}$$

angegeben, die ein Maß für die genommene Datenmenge darstellt. Als Einheit wird üblicherweise

$$[L_{\text{int}}] = 1\ \text{cm}^{-2} = 10^{-36}\ \text{pb}^{-1} \tag{6.4}$$

gewählt. Im HERMES–Experiment ergibt sich die Luminosität aus dem Strahlstrom I und der Targetflächendichte ρ:

$$L = \frac{I\,\rho}{e}\,. \tag{6.5}$$

Dabei ist e die Elementarladung. Für die einfache Form von (6.5) ist von Bedeutung, daß die transversale Größe des Strahles kleiner als die des Targets ist. Die Targetflächendichte ρ erhält man durch Integration der Targetdichte $\rho_{\mathrm{T}}(z)$ (vgl. Abb. 2.2) über die Targetlänge:

$$\rho \; = \int\limits_{\mathrm{Targetlänge}} \rho_{\mathrm{T}}(z)\; dz \; . \tag{6.6}$$

Während der Strahlstrom I sehr genau gemessen werden kann, ist eine Bestimmung der Targetflächendichte ρ mit hinreichender Genauigkeit nicht möglich. Deshalb wird die Luminosität im HERMES–Experiment mit Hilfe einer Eichreaktion bestimmt. Wird der Speicherring wie in den Jahren 1995 bis 1997 mit Positronen betrieben, so verwendet man als Eichreaktion die Bhabha–Streuung ($e^+e^- \to e^+e^-$) und die Paarvernichtung in Photonen ($e^+e^- \to \gamma\gamma$). Im Falle eines Betriebes mit Elektronen bietet sich die Møller–Streuung ($e^-e^- \to e^-e^-$) an [Ben 94, Fuc 93, Ste 92, Dür 90]. Aus der Messung der Ereignisrate R_{Eich} der Eichreaktion mit theoretisch genau bekanntem Wirkungsquerschnitt σ_{Eich} bestimmt man die Luminosität dann durch

$$L \; = \; \frac{R_{\mathrm{Eich}}}{\sigma_{\mathrm{Eich}}} \; = \; \frac{R_{\mathrm{Eich}}}{\int_{\Delta\Omega} \varepsilon \, (d\sigma_{\mathrm{Eich}}/d\Omega)\, d\Omega} \; . \tag{6.7}$$

Die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma_{\mathrm{Eich}}/d\Omega$ erfolgt dabei über den Akzeptanzbereich $\Delta\Omega$ des Detektors. Außerdem muß die Effizienz ε des Detektors berücksichtigt werden. Da dieses Problem analytisch schwer zu lösen ist, bestimmt man den integrierten Wirkungsquerschnitt σ_{Eich} mit Hilfe einer Monte–Carlo–Simulation, in der auch die Eigenschaften des Detektors gut beschrieben werden können. Die über den Akzeptanzbereich des Detektors integrierten Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \to e^+e^-$ und $e^+e^- \to \gamma\gamma$ sind mit Strahlungskorrekturen in Tab. 3.1 zusammengefaßt.

6.2 Systematische Studien

6.2.1 Vergleich der Koinzidenzraten mit Strahlstrom und Targetdichte

In diesem Abschnitt soll die zeitliche Stabilität der Luminositätsmessung näher untersucht werden. Da für das ^{3}He–Target im Datennahmejahr 1995 Informationen über die Targetdichte zugänglich waren, können die gemessenen Koinzidenzraten mit dem Produkt aus Positronenstrahlstrom und Targetflächendichte verglichen werden. Für eine typische Füllung des HERA–Positronenspeicherrings im Jahre 1995 zeigt Abb. 6.1.(a) die Zeitabhängigkeit des Strahlstromes. Nach der Injektion betrug der Strahlstrom ca. 29 mA und sank bis zum Ende der Füllung auf ca. 12 mA ab. Die Abnahme erfolgte dabei exponentiell und entsprach einer Strahllebensdauer von ca. 10 h. Die Targetflächendichte lag

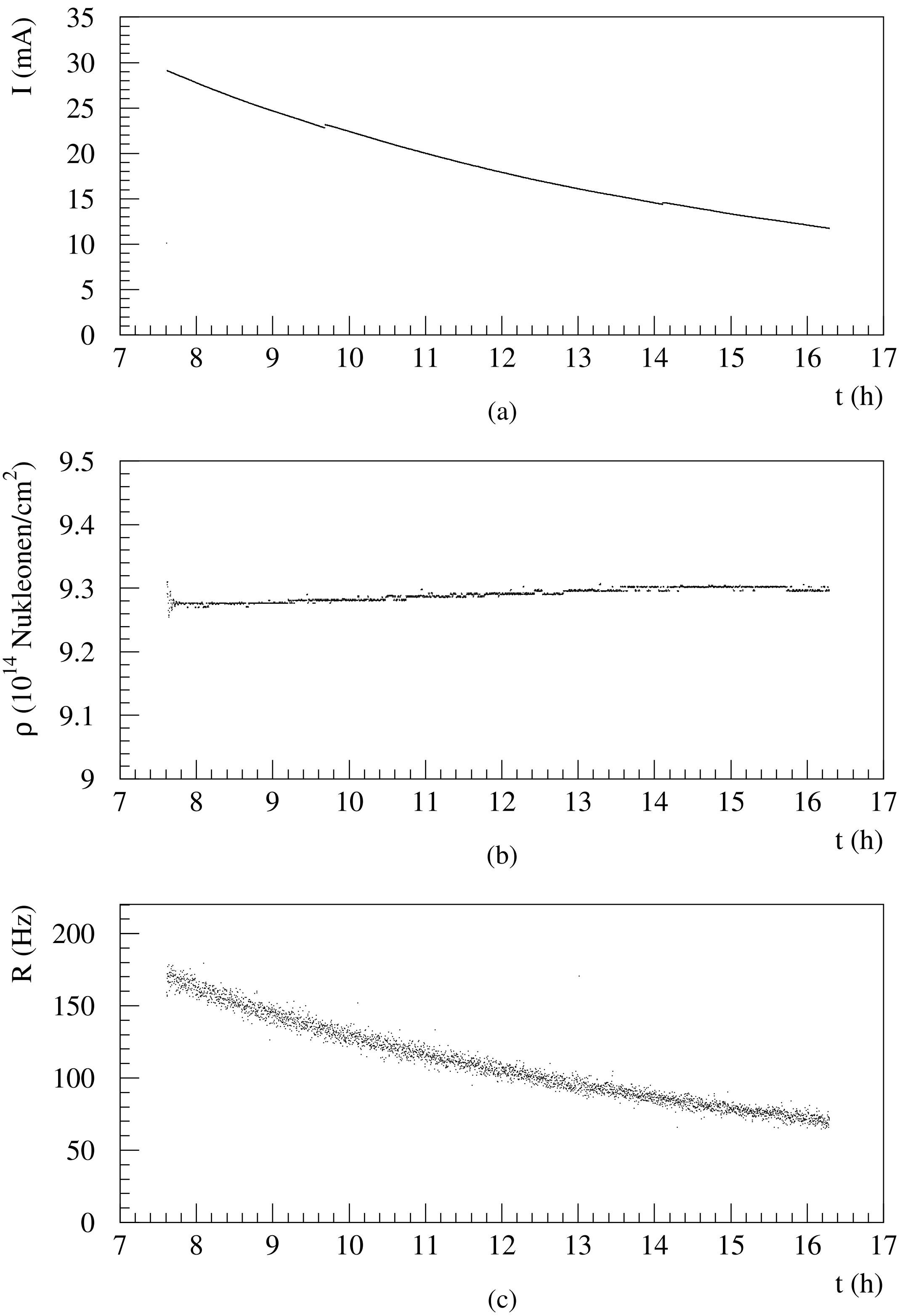

Abbildung 6.1: (a) Zeitabhängigkeit des Strahlstromes I, (b) der Targetflächendichte ρ und (c) der Koinzidenzrate R für eine Füllung des Speicherrings im Datennahmejahr 1995.

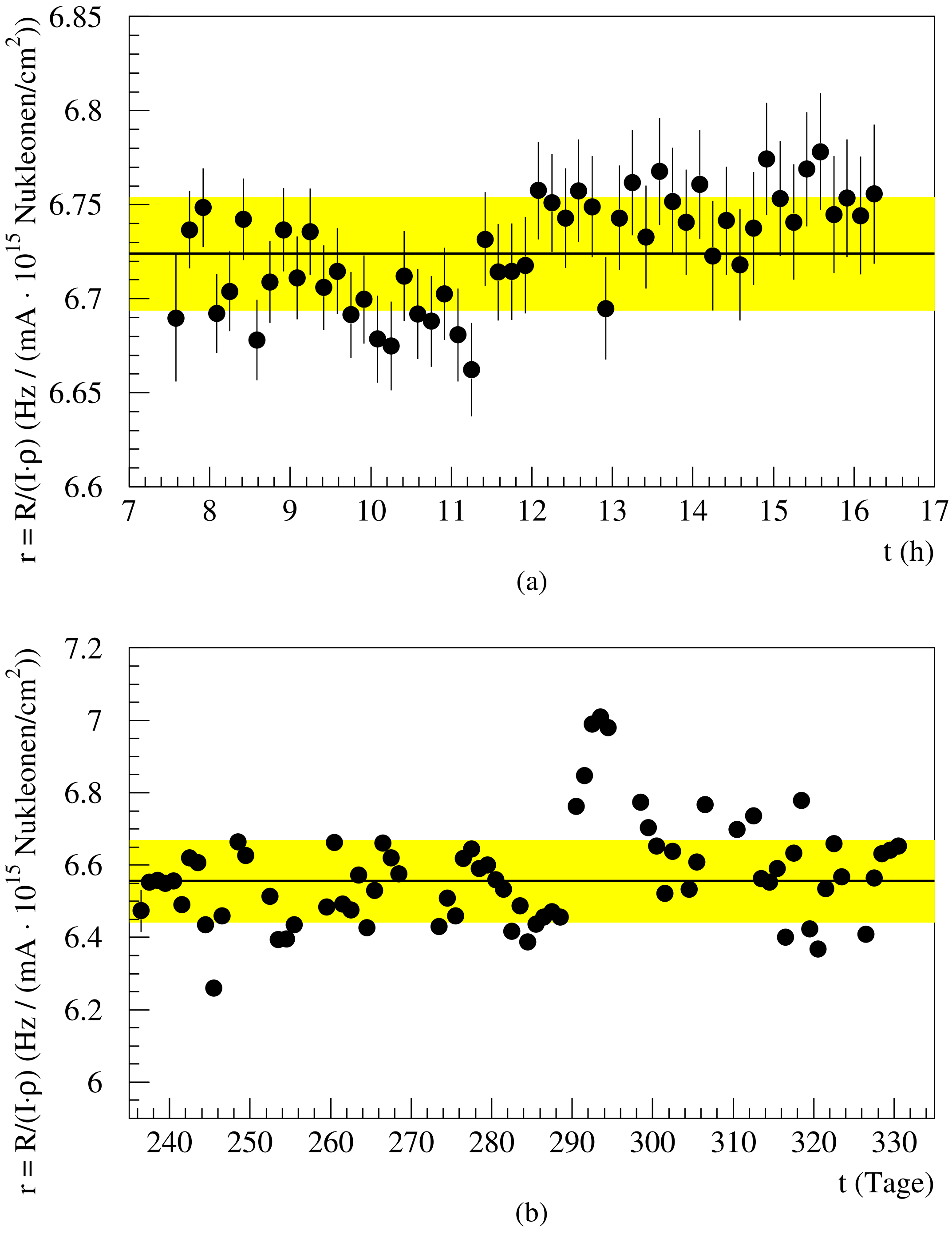

Abbildung 6.2: Verhältnis r aus gemessener Koinzidenzrate und dem Produkt aus Strahlstrom und Targetflächendichte für (a) eine Füllung des Speicherrings und (b) das gesamte Datennahmejahr 1995.

im Bereich von $9.3 \cdot 10^{14}$ Nukleonen/cm^2 und blieb während der ganzen Füllung nahezu konstant (vgl. Abb. 6.1.(b)). Die gemessenen Koinzidenzraten im Luminositätsmonitor folgen daher dem zeitlichen Verlauf des Strahlstromes und fallen ebenfalls exponentiell ab (vgl. Abb. 6.1.(c)). In Abb. 6.2.(a) ist das Verhältnis

$$r = \frac{R}{I\,\rho} \tag{6.8}$$

aus gemessener Koinzidenzrate R und dem Produkt aus Strahlstrom I und Targetflächendichte ρ in Abhängigkeit von der Zeit für die in Abb. 6.1 gezeigte Füllung aufgetragen. Jeder Datenpunkt stellt dabei den Mittelwert für einen Zeitraum von 10 min. dar. Bei den Fehlerbalken handelt es sich um die rein statistischen Fehler aus der Koinzidenzmessung. Man erkennt, daß das Verhältnis r während einer Füllung zeitlich stabil ist und die Schwankungen der Datenpunkte im statistischen Bereich liegen. Systematische Effekte können während einer Füllung nicht beobachtet werden. Trägt man die Datenpunkte in Abb. 6.2.(a) in ein Histogramm ein und fittet die Verteilung mit einer Gaußfunktion, so erhält man den durch die durchgezogene Linie gekennzeichneten Mittelwert. Das schattierte Band entspricht der Standardabweichung des Gaußfits, die bei 0.5 % liegt. Abb. 6.2.(b) zeigt das Verhältnis r für das gesamte Datennahmejahr 1995. Ein Datenpunkt entspricht dabei dem Mittelwert für einen Zeitraum von 24 h. Aufgrund der hohen Statistik sind die Fehlerbalken kleiner als die Punktgröße. Die durchgezogene Linie und das schattierte Band entsprechen wieder dem Mittelwert und der Standardabweichung eines Gaußfits der Datenpunkte. Die Schwankungen liegen im Bereich von 1.7 % und haben systematische Ursachen. Eine Ursache ist die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Targetflächendichte, die im gesamten Datennahmejahr 1995 größeren Schwankungen unterlag. Desweiteren hängen die gemessenen Koinzidenzraten von der horizontalen Strahlposition ab, die während des Datennahmejahres stark variierte (vgl. Abschnitt 6.2.2).

6.2.2 Abhängigkeit der Koinzidenzraten von der Strahlposition

Ein wichtiger Aspekt in der Systematik der Luminositätsmessung ist die Abhängigkeit der gemessenen Koinzidenzraten von der Position des Positronenstrahls. Speziell für das HERMES–Experiment mußten während einer Füllung die Untergrundraten minimiert und die Polarisation des Positronenstrahls optimiert werden. Dies war mit Variationen der Strahlposition am HERMES–Wechselwirkungspunkt verbunden. Die Position x_{IP} und die Neigung α_{IP} des Positronenstrahls am Wechselwirkungspunkt erhält man aus Strahlpositionsmessungen bei $z = +10$ m und $z = -10$ m:

$$x_{\mathrm{IP}} = \frac{1}{2}\left(x_{+10\,\mathrm{m}} + x_{-10\,\mathrm{m}}\right), \tag{6.9}$$

$$\alpha_{\mathrm{IP}} = \arctan\frac{x_{+10\,\mathrm{m}} - x_{-10\,\mathrm{m}}}{20\,\mathrm{m}}. \tag{6.10}$$

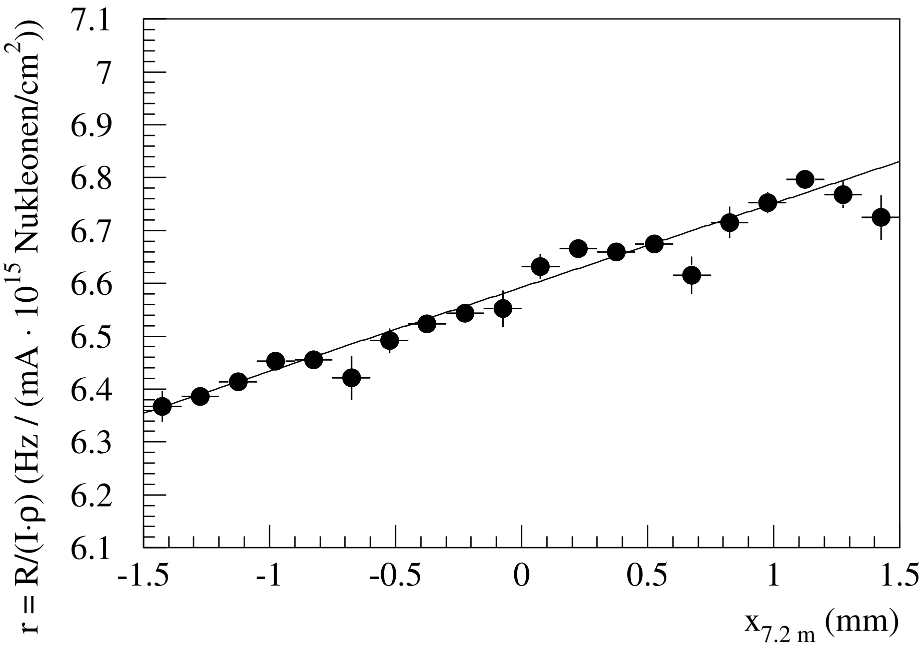

Abbildung 6.3: Normierte Koinzidenzrate in Abhängigkeit von der horizontalen Strahlposition im Datennahmejahr 1995.

Für die Luminositätsmessung ist die Abhängigkeit der Koinzidenzraten von der Strahlposition bei $z = +7.2$ m von Bedeutung:

$$x_{7.2\,\mathrm{m}} = x_{\mathrm{IP}} + 7.2\,\mathrm{m} \cdot \tan\alpha_{\mathrm{IP}} \ . \tag{6.11}$$

In Abb. 6.3 ist die auf den Strahlstrom und die Targetflächendichte normierte Koinzidenzrate (6.8) in Abhängigkeit von der horizontalen Strahlposition bei $z = +7.2$ m aufgetragen. Dabei wurden die Daten von drei Füllungen des Datennahmejahres 1995 verwendet, bei denen die Strahlposition besonders stark variierte. Man erkennt einen näherungsweisen linearen Zusammenhang zwischen der normierten Koinzidenzrate und der horizontalen Strahlposition. Im Jahre 1995 lag die mittlere Strahlposition bei $x_{7.2\,\mathrm{m}} = +0.15$ mm und die mittleren Schwankungen bei 0.48 mm. Damit ergeben sich für die normierte Koinzidenzrate Schwankungen im Bereich von 1.2 %. In den Datennahmejahren 1996 und 1997 lagen die Schwankungen im Bereich von 1.1 % und 0.6 %. Die Abhängigkeit der normierten Koinzidenzrate von der vertikalen Strahlposition ist sehr schwach und kann vernachlässigt werden.

6.2.3 Abhängigkeit der Koinzidenzraten von der Triggerschwelle

Der Trigger hat die Aufgabe, die Bhabha– und Photonpaarereignisse von Untergrundereignissen zu trennen. Dabei ist die Wahl der Triggerschwelle für die beiden Kalorimeter von großer Bedeutung. Man betrachte dazu Abb. 5.1 in Abschnitt 5.1. Liegt die Triggerschwelle zu tief, so erfaßt man zwar alle Bhabha– und Photonpaarereignisse, allerdings wird die Anzahl der Untergrundereignisse zu groß. Ist die Triggerschwelle zu hoch, so ist der Untergrund gering, aber zu viele Bhabha– und Photonpaarereignisse werden nicht erfaßt. Abb. 6.4 zeigt dazu die auf den Strahlstrom normierte Koinzidenzrate in Abhängigkeit von der Triggerschwelle. Nähere Informationen über die Targetdichte waren während dieser Messung nicht zugänglich, die Targetdichte kann aber näherungsweise als konstant angenommen werden. Man erkennt deutlich, daß die gemessene Koinzidenzrate mit steigender Triggerschwelle abnimmt. Der schwache Abfall der Koinzidenzraten für hohe Triggerschwellen ist auf das Abschneiden der Bhabha– und Photonpaarereignisse zurückzuführen. Für niedrige Triggerschwellen wachsen die Koinzidenzraten aufgrund des hohen Untergrundes rapide an. Für den regulären Datennahmebetrieb wurde eine Triggerschwelle von 4.5 GeV gewählt. In diesem Bereich hat die Kurve in Abb. 6.4 einen relativ flachen Verlauf und die gemessenen Koinzidenzraten sind damit weitgehend unempfindlich gegenüber Schwankungen in der Triggerelektronik und der Verstärkung der Photomultiplier.

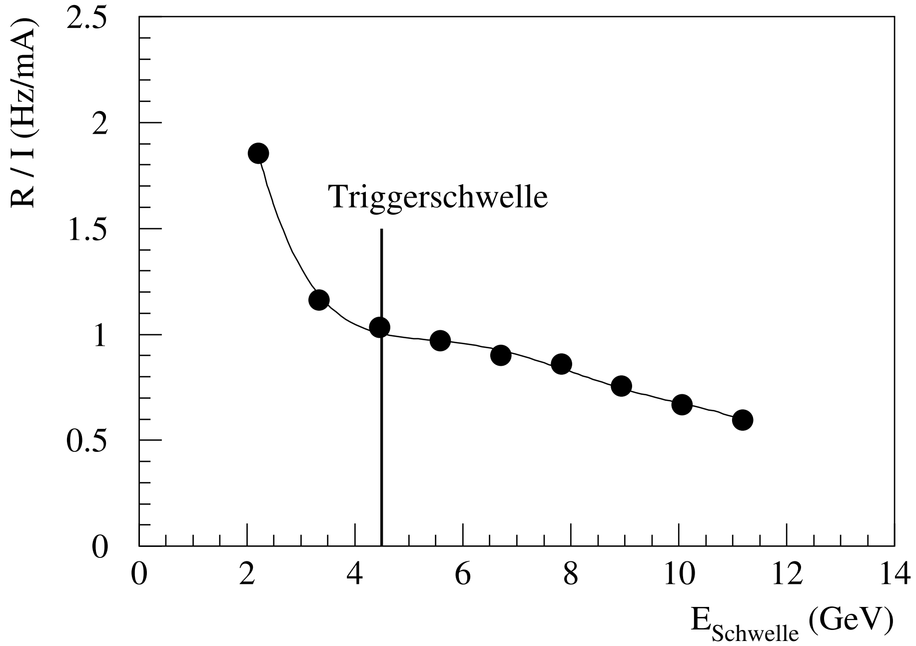

Abbildung 6.4: Normierte Koinzidenzrate in Abhängigkeit von der Triggerschwelle.

6.3 Untergrund

Da die gestreuten Elektron–Positron– bzw. Photonpaare in Koinzidenz nachgewiesen werden, ist die Luminositätsmessung mit einem relativ geringen Untergrund behaftet. Für das Verständnis der systematischen Unsicherheiten ist aber eine genaue Kenntnis der Untergrundraten von großer Bedeutung. Als Untergrundprozesse dominieren hier Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen am Restgas sowie Bremsstrahlung am Target und Restgas. Außerdem müssen Zufallskoinzidenzen mitberücksichtigt werden.

6.3.1 Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen am Restgas

Die Strahlpositronen streuen nicht nur an den Hüllenelektronen des Targets, sondern auch an den Hüllenelektronen des Restgases. Das Restgas im HERA–Positronenstrahlrohr setzt sich dabei aus 90 % H_2 und 10 % CO_2 zusammen und der Restgasdruck liegt bei ca. $1 \cdot 10^{-9}$ mbar. Im Bereich des HERMES–Experimentes führt aber aus der Speicherzelle herausdiffundierendes Targetgas, welches durch die Vakuumpumpen PS1 bis PS5 abgepumpt wird, zu einer signifikanten Erhöhung des Restgasdruckes. Da an den Positionen der Vakuumpumpen der Restgasdruck gemessen wird, ist die Druckverteilung im Strahlrohr näherungsweise bekannt. Experimentell ist es aber nicht möglich,

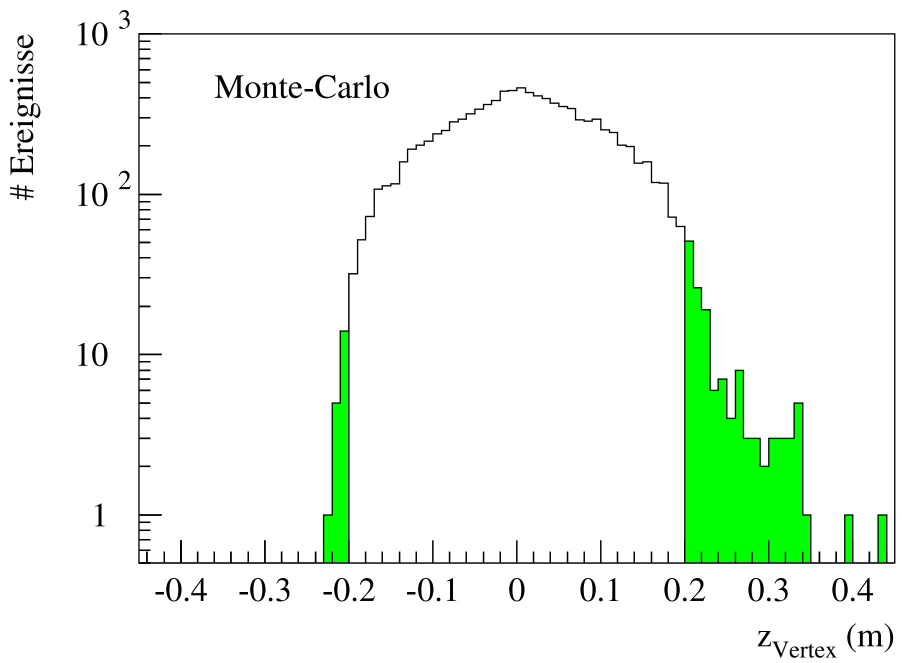

Abbildung 6.5: Vertexverteilung für Bhabha– und Photonpaarereignisse (Monte–Carlo–Simulation).

die Bhabha– und Photonpaarereignisse zu selektieren, deren Vertex außerhalb der Speicherzelle, also bei $z < -0.2$ m bzw. $z > +0.2$ m liegt. Deshalb kann der Untergrund durch Streuung am Restgas nur mit Hilfe von Monte–Carlo–Simulationen ermittelt werden. Abb. 6.5 zeigt dazu die aus der Monte–Carlo–Simulation erhaltene Vertexverteilung für die Bhabha– und Photonpaarereignisse, die auf die Kalorimeter treffen und einen Trigger auslösen. Zur besseren Veranschaulichung des Untergrundes wurde eine logarithmische Darstellung gewählt. Der Großteil der Ereignisse liegt innerhalb der Speicherzelle ($-0.2\,\mathrm{m} \leq z \leq +0.2\,\mathrm{m}$). Bei den schattierten Ereignissen außerhalb der Speicherzelle handelt es sich um Untergrundereignisse. Ihr Anteil an den gesamten Ereignissen liegt bei 1.6 %.

6.3.2 Bremsstrahlung

Als weiterer Untergrundprozeß tritt Bremsstrahlung am Target und Restgas auf. Dabei handelt es sich um die Reaktion

$$e^+ N \to e^+ N \gamma \,, \tag{6.12}$$

d.h. bei der Streuung eines Positrons an einem Kern wird zusätzlich ein Photon emittiert. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß wurde erstmals von Bethe und Heitler berechnet [Bet 34]. Da die Kernmasse sehr viel größer als die Positronenmasse m ist, kann der Energieübertrag auf den Kern vernachlässigt werden, d.h. das gestreute Positron und das Photon besitzen zusammen die Strahlenergie von $E = 27.5$ GeV. Im extrem relativistischen Grenzfall werden das Positron und das Photon bevorzugt in einen schmalen Kegel um die Impulsrichtung des Strahlpositrons mit einem Öffnungswinkel der Größenordnung $\mathcal{O}(m/E) \approx 0.02$ mrad gestreut. Betrachtet man allerdings den Wirkungsquerschnitt für große Winkel, so tritt auch der Fall auf, daß das gestreute Positron und das emittierte Photon auf die Kalorimeter des Luminositätsmonitors treffen und in Koinzidenz nachgewiesen werden. Da im Experiment die koinzidenten Bremsstrahlungsereignisse nicht von den Bhabha– und Photonpaarereignissen unterschieden werden können, wurden die Untergrundraten durch Monte–Carlo–Simulationen ermittelt. Dabei wurde der Bremsstrahlungsgenerator BREGEN [Ben 94] verwendet. Der Anteil der koinzidenten Bremsstrahlungsereignisse an den gesamten Ereignissen liegt demzufolge für das Targetgas H bei 1.2 % und für ^{3}He bei 2.4 %.

6.3.3 Zufallskoinzidenzen

Die gemessenen Koinzidenzraten enthalten auch sog. zufällige Koinzidenzen. Diese werden durch unkorrelierte Untergrundereignisse im linken und rechten Detektor verursacht, welche durch die Koinzidenzschaltung zeitlich nicht mehr getrennt werden können. Die

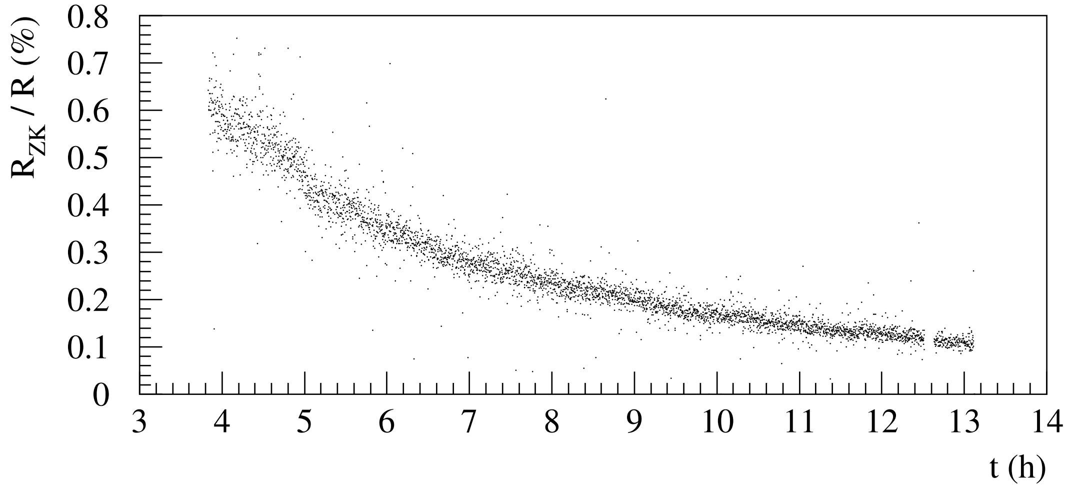

Abbildung 6.6: Anteil der Zufallskoinzidenzen für eine typische Füllung im Datennahmejahr 1997 mit polarisiertem Wasserstoff als Target.

Rate der Zufallskoinzidenzen R_{ZK} hängt dabei von den Einzelzählrten R_{L} und R_{R} im linken und rechten Detektor sowie den Pulsbreiten T_{L} und T_{R} der beiden Signale am Eingang der Koinzidenzeinheit ab [Neu 66]:

$$R_{\mathrm{ZK}} = R_{\mathrm{L}}\, R_{\mathrm{R}}\, (T_{\mathrm{L}} + T_{\mathrm{R}})\,. \tag{6.13}$$

Da im Experiment neben der Koinzidenzrate auch die Einzelzählraten gemessen werden, kann die Anzahl der Zufallskoinzidenzen jederzeit bestimmt werden. Abb. 6.6 zeigt dazu das Verhältnis der Rate der Zufallskoinzidenzen R_{ZK} zur Rate aller Koinzidenzen R für eine typische Füllung im Datennahmejahr 1997 mit polarisiertem Wasserstoff als Target. Man erkennt, daß der Anteil der zufälligen Koinzidenzen von 0.6 % am Beginn der Füllung auf 0.1 % am Ende der Füllung abnimmt. Während im Datennahmejahr 1995 der Anteil der Zufallskoinzidenzen im Mittel bei 0.01 % lag, stieg er 1996 auf 0.1 % an und erreichte 1997 einen mittleren Wert von 0.4 %. Die Zunahme der Zufallskoinzidenzen kann dabei auf einen Anstieg der Untergrundraten zurückgeführt werden. Zwar wurden die Untergrundraten für den HERMES–Detektor durch Variation der Strahlposition und –neigung minimiert, allerdings erhöhte sich dadurch der Untergrund im Luminositätsmonitor.

6.4 Systematischer Fehler

In diesem Abschnitt werden die Beiträge zum systematischen Fehler in der Luminositätsmessung diskutiert. Dabei wird zwischen der relativen Luminosität R und der absoluten

	$\Delta L/L$ (%)			$\Delta R/R$ (%)		
	1995	1996	1997	1995	1996	1997
Bestimmung der Detektorakzeptanz	6.1	6.1	6.1	–	–	–
Theoretischer Wirkungsquerschnitt mit Strahlungskorrekturen	1.1	1.1	1.1	–	–	–
Schwankungen der Strahlposition	1.2	1.1	0.6	1.2	1.1	0.6
Bestimmung der Untergrundraten	0.8	0.6	0.6	0.8	0.6	0.6
Korrektur der Ereignisraten	0.4	0.2	–	0.4	0.2	–
Absolute Energiekalibration	0.2	0.2	0.2	–	–	–
Stabilität der Triggerelektronik	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
Totaler systematischer Fehler	6.4	6.3	6.3	1.5	1.3	0.9

Tabelle 6.1: Beiträge zum systematischen Fehler in der Bestimmung absoluter Luminositäten ($\Delta L/L$) und relativer Luminositäten ($\Delta R/R$) für die Jahre 1995, 1996 und 1997.

Luminosität L unterschieden. Bei der relativen Luminosität handelt es sich im wesentlichen um die korrigierte Ereignisrate, die zur Gewichtung der verschiedenen Spinzustände des Targets bei der Bestimmung der spinabhängigen Strukturfunktionen g_1 und g_2 notwendig ist. Außerdem ist die relative Luminosität für die Bestimmung von Strukturfunktionsverhältnissen, wie z.B. $F_2^{\mathrm{n}}/F_2^{\mathrm{p}}$ wichtig. Die absolute Normierung spielt hier keine Rolle. Für die Messung absoluter Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen muß aber die absolute Luminosität bekannt sein. In Tab. 6.1 sind die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler in der Bestimmung der absoluten und relativen Luminosität für die Jahre 1995, 1996 und 1997 aufgelistet.

Den Hauptbeitrag liefert der Fehler in der Bestimmung der Detektorakzeptanz. Aus den rekonstruierten Einfallsorten kann die geometrische Akzeptanz des Detektors mit einer Genauigkeit von 2.5 mm bestimmt werden (vgl. Abschnitt 5.2). Für den über den Akzeptanzbereich integrierten Wirkungsquerschnitt ergibt sich daraus ein relativer Fehler von 6.1 %.

Desweiteren ist zur Bestimmung der absoluten Luminosität eine genaue Kenntnis des theoretischen Wirkungsquerschnitts für Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen notwendig. Eine große Rolle spielen hierbei die Strahlungskorrekturen, die in dritter Ordnung in α für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ bei $\delta_{\mathrm{T}} = -4.3 \cdot 10^{-2}$ und für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ bei $\delta_{\mathrm{T}} = -0.94 \cdot 10^{-2}$ liegen (vgl. Abschnitt 3.4). Die Strahlungskorrekturen höherer Ordnung sind vernachlässigbar klein. Da die Strahlungskorrekturen durch numerische Integration berechnet wurden und mit dieser Methode nicht alle experimentellen Schnitte berücksichtigt werden konnten, sind die Ergebnisse mit einem relativen Fehler von 30 % behaftet. Für den theoretischen Wirkungsquerschnitt ergibt sich dadurch ein Fehler von 1.1 %.

Einen weiteren Beitrag zum systematischen Fehler stellt die Abhängigkeit der gemessenen Koinzidenzraten von der horizontalen Strahlposition dar (vgl. Abschnitt 6.2.2). Die mittleren Schwankungen der Strahlposition lagen in den Jahren 1995, 1996 und 1997 bei 0.48 mm, 0.46 mm und 0.26 mm. Aus dem linearen Zusammenhang in Abb. 6.3 erhält man damit Beiträge von 1.2 %, 1.1 % und 0.6 %.

Auch die Unsicherheit in den Untergrundraten darf nicht vernachlässigt werden. Während die zufälligen Koinzidenzen direkt gemessen werden können, ist man bei der Bestimmung des Untergrundes durch Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen am Restgas sowie Bremsstrahlung auf Monte–Carlo–Simulationen angewiesen. Die Unsicherheit in der Restgasverteilung im Strahlrohr und die Präzision der Monte–Carlo–Generatoren liefern Beiträge von 0.6 % bis 0.8 % zum systematischen Fehler in der Luminositätsmessung. Da im Datennahmejahr 1995 überwiegend mit polarisiertem ^{3}He als Targetgas gemessen wurde, ist der Bremsstrahlungsuntergrund und damit die systematische Unsicherheit höher als in den Jahren 1996 und 1997.

Da die Verstärkung der Photomultiplier in den Jahren 1995 und 1996 abnahm, mußten die Ereignisraten korrigiert werden (vgl. Abschnitt 5.6). Die integrale Korrektur lag für das Jahr 1995 bei 4.4 % und für das Jahr 1996 bei 2.3 %. Da die Korrekturmethode mit einem relativen Fehler von 10 % behaftet ist, ergeben sich Beiträge zum systematischen Fehler von 0.4 % und 0.2 %.

Desweiteren spielt die absolute Energiekalibration der Kalorimeter eine Rolle. Dabei führt eine Ungenauigkeit der Kalibrationskonstanten von 0.5 % zu einer Änderung der Ereignisraten von 0.2 %.

Nicht zu vernachlässigen ist auch die zeitliche Stabilität der Triggerelektronik, d.h. vor allem der Verstärker, linearen Addierer und Diskriminatoren. Die von der Triggerelektronik verursachten zeitlichen Schwankungen der Ereignisraten werden auf 0.3 % abgeschätzt.

Die quadratische Addition aller Beiträge ergibt einen totalen systematischen Fehler von 6.3 % bis 6.4 % in der Bestimmung absoluter Luminositäten. Der totale systematische Fehler wird dabei durch die Unsicherheit in der Bestimmung der Detektorakzeptanz dominiert. Da für die Bestimmung relativer Luminositäten die absolute Normierung keine Rolle spielt, geht die Unsicherheit des über den Akzeptanzbereich des Detektors integrierten Wirkungsquerschnitts nicht in den systematischen Fehler ein. Der totale systematische Fehler in der Bestimmung relativer Luminositäten ist daher wesentlich niedriger und liegt bei 0.9 % bis 1.5 %.

6.5 Ergebnisse

In Abb. 6.7 ist die integrierte Luminosität pro Tag der Datennahme für die Jahre 1995 bis 1997 dargestellt. Zur Bestimmung der spinabhängigen Strukturfunktion g_1^{n} des Neutrons wurde im Jahre 1995 überwiegend mit polarisiertem ^{3}He als Target gemessen. Außerdem wurden Daten mit unpolarisiertem Wasserstoff und Deuterium genommen. In den Jahren 1996 und 1997 wurde zur Bestimmung der spinabhängigen Strukturfunktion g_1^{p} des Protons mit polarisiertem Wasserstoff als Target gemessen. Die maximale Luminosität wird dabei im wesentlichen durch den maximalen Fluß der Atomstrahlquelle von $6.4 \cdot 10^{16}$ Atomen/s [Gol 96] begrenzt. Desweiteren wurden Daten mit unpolarisiertem Wasserstoff, Deuterium, ^{3}He und Stickstoff genommen. Mit den unpolariserten Targets werden um eine Größenordnung höhere Targetdichten erreicht, die im wesentlichen nur durch ihren Einfluß auf die Lebensdauer des HERA–Positronenstrahls limitiert sind.

Abb. 6.8 zeigt die integrierte Luminosität in Abhängigkeit von der Zeit für die Datennahmejahre 1995 bis 1997. Der steile Anstieg der integrierten Luminosität in den Jahren 1996 und 1997 wird jeweils durch die Meßperioden mit den unpolarisierten Targets hervorgerufen. Im Jahre 1995 erreichte man eine integrierte Luminosität von 110.7 Nukleonen $\cdot$ pb^{-1}, im Jahre 1996 von 167.9 Nukleonen $\cdot$ pb^{-1} und im Jahre 1997 von 233.5 Nukleonen $\cdot$ pb^{-1}. Die integrierten Luminositäten für die einzelnen Targets sind in Tab. 6.2 zusammengefaßt. Allerdings ist zu beachten, daß aufgrund von verschiedenen Problemen mit dem Spektrometer und Target nicht alle gezeigten Daten für die physikalische Analyse verwendet werden können. Die integrierten Luminositäten in den einzelnen Analysen sind dementsprechend geringer.

Target	L_{int} (Nukleonen $\cdot$ pb^{-1})		
	1995	1996	1997
$\vec{\mathrm{H}}$	–	29.3	55.6
$^3\vec{\mathrm{He}}$	100.7	–	–
H_2	3.4	40.6	37.4
D_2	6.6	75.9	75.1
^{3}He	–	22.1	–
N_2	–	–	65.4
gesamt	110.7	167.9	233.5

Tabelle 6.2: Integrierte Luminositäten für die einzelnen Targets in den Jahren 1995 bis 1997.

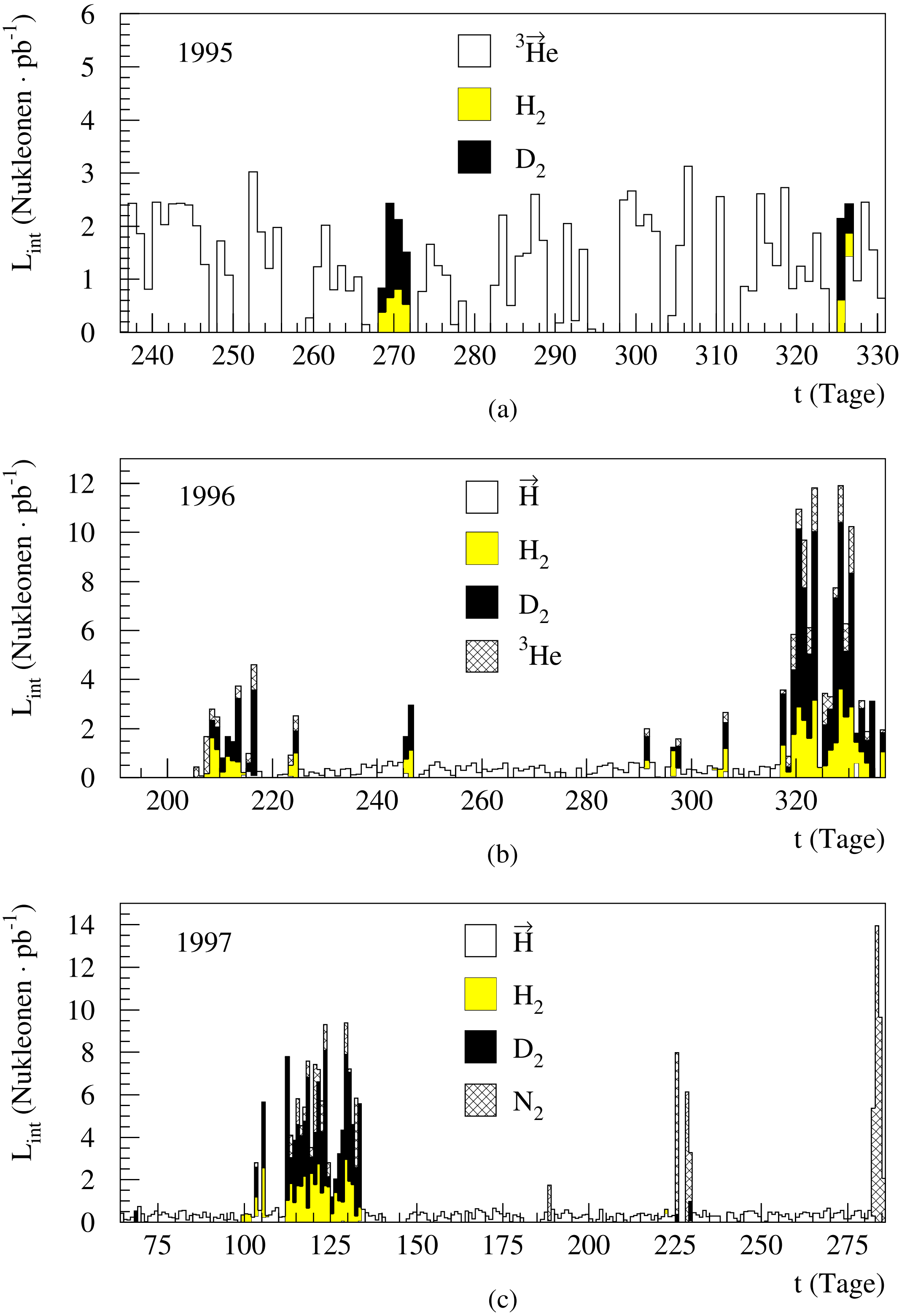

Abbildung 6.7: Integrierte Luminosität pro Tag der Datennahme für die Jahre 1995 bis 1997.

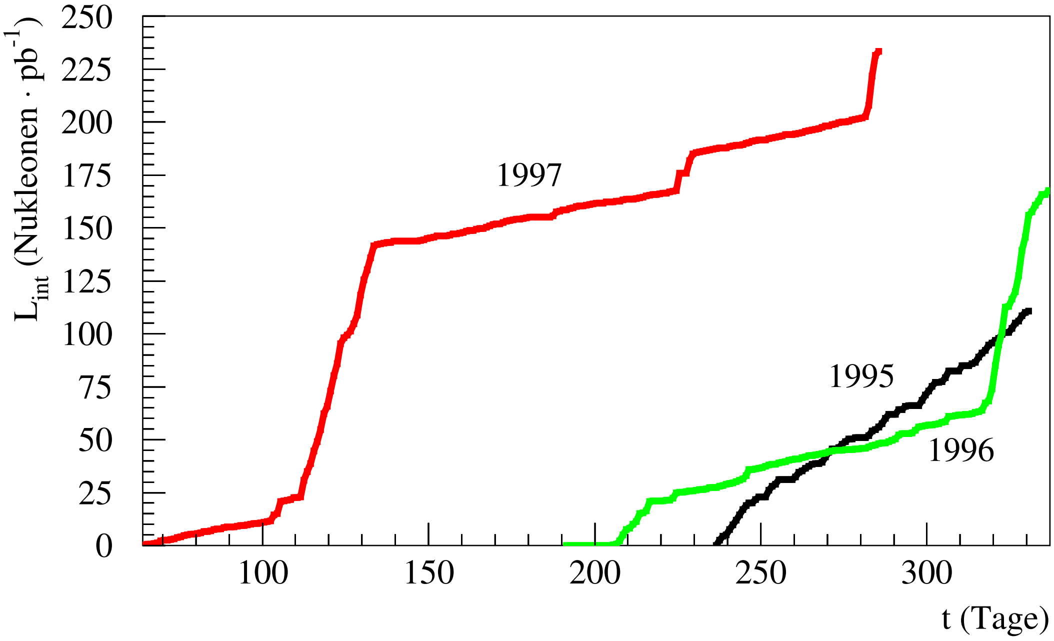

Abbildung 6.8: Integrierte Luminosität in Abhängigkeit von der Zeit für die Datennahmejahre 1995 bis 1997.

7 Asymmetriemessungen

Eine weit verbreitete Methode zur Messung der Polarisation von Elektronenstrahlen ist die Ausnutzung der Polarisationsabhängigkeiten in der Møller–Streuung ($e^- e^- \rightarrow e^- e^-$). Als Target werden bei den Møller–Polarimetern [Ban 97, Bea 95, Kol 94, Arr 92, Wag 90] üblicherweise Legierungen aus Kobalt und Eisen verwendet, die Elektronenpolarisationen von ca. 8 % besitzen. Aufgrund der hohen Bindungsenergie der Targetelektronen tritt aber der sogenannte Levchuk–Effekt auf, der zu größeren Korrekturen in den gemessenen Asymmetrien führt.

Bei HERMES konnte erstmalig die Streuung longitudinal polarisierter Positronen an schwach gebundenen longitudinal polarisierten Elektronen untersucht werden. Im Prinzip kann mit dem Wasserstofftarget eine Polarisation der Wasserstoffatome von bis zu ca. 90 % erreicht werden, in der Praxis wurden bis zu ca. 60 % erzielt. Die erreichte effektive Targetelektronenpolarisation, die den Beitrag der in der Speicherzelle vorhandenen unpolarisierten Wasserstoffmoleküle enthält, lag bei ca. 38 %. Außerdem tritt bei dem verwendeten Wasserstofftarget der Levchuk–Effekt nicht auf.

7.1 Prinzip

Aufgrund der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Polarisationsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen erhält man für die verschiedenen Spinzustände der Targetelektronen unterschiedliche Streuraten im Luminositätsmonitor. Für die aus den Zählraten bestimmbare Asymmetrie A gilt dabei:

$$A = P_{\rm S}\, P_{\rm T}\, f\, \bar{a}_{zz} \; . \tag{7.1}$$

Die experimentelle Asymmetrie A hängt also von der Strahlpolarisation $P_{\rm S}$ und der Polarisation $P_{\rm T}$ der Targetelektronen ab. Der Verdünnungsfaktor f berücksichtigt unpolarisierten Untergrund und ist gegeben durch

$$f = \frac{1}{1 + N_{\rm U}/N_{\rm S}} \; , \tag{7.2}$$

wobei $N_{\rm U}$ die Anzahl an unpolarisierten Untergrundereignissen und $N_{\rm S}$ die Anzahl an Bhabha– und Photonpaarereignissen ist. Als dominante Untergrundprozesse müssen hier

Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen am Restgas, Bremsstrahlung an den Targetprotonen und Zufallskoinzidenzen in Betracht gezogen werden (vgl. Abschnitt 6.3). Unter der Annahme, daß die Untergrundprozesse keine Polarisationsabhängigkeiten besitzen, erhält man für das Jahr 1996 bzw. 1997 einen Verdünnungsfaktor von $f = 0.971$ bzw. $f = 0.968$. Den effektiven Asymmetriekoeffizienten

$$\bar{a}_{zz} = \frac{\int dw\, \mathcal{A}(w)\, \varepsilon(w) \Big[(d\sigma_0^{e^+e^- \to e^+e^-}(w)/dw)\, a_{zz}^{e^+e^-}(w) + (d\sigma_0^{e^+e^- \to \gamma\gamma}(w)/dw)\, a_{zz}^{\gamma\gamma}(w) \Big]}{\int dw\, \mathcal{A}(w)\, \varepsilon(w) \Big[(d\sigma_0^{e^+e^- \to e^+e^-}(w)/dw) + (d\sigma_0^{e^+e^- \to \gamma\gamma}(w)/dw) \Big]} \tag{7.3}$$

erhält man aus den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}(w)$ für Bhabha–Streuung und $a_{zz}^{\gamma\gamma}(w)$ für Paarvernichtung in Photonen durch Gewichtung mit den unpolarisierten Wirkungsquerschnitten. $\mathcal{A}(w)$ und $\varepsilon(w)$ beschreiben dabei die Akzeptanz und Effizienz des Detektors. Die Integration erfolgt über den relativen Energietransfer w. Mit Hilfe von Monte–Carlo–Simulationen, in denen die Eigenschaften des Detektors gut beschrieben werden können, wurde der effektive Asymmetriekoeffizient zu $\bar{a}_{zz} = -0.425$ bestimmt. Dabei sind auch die Strahlungskorrekturen für die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte und den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}(w)$ enthalten.

Als ungünstig erweist sich in diesem Fall, daß die Endzustände e^+e^- und $\gamma\gamma$ nicht unterschieden werden können. Die Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}(w)$ für Bhabha–Streuung und $a_{zz}^{\gamma\gamma}(w)$ für Paarvernichtung in Photonen besitzen nämlich unterschiedliches Vorzeichen (vgl. Abschnitt 3.3). Könnte man die Bhabha–Ereignisse abseparieren, so würde man einen effektiven Asymmetriekoeffizienten von $\bar{a}_{zz}^{e^+e^-} = -0.752$ erhalten, d.h. die Analysierstärke wäre um ca. einen Faktor 2 größer.

Da der Verdünnungsfaktor f und der effektive Asymmetriekoeffizient $\bar{a}_{zz}$ bekannt sind, kann durch Messung der experimentellen Asymmetrie A aus Gleichung (7.1) das Produkt aus Strahl– und Targetpolarisation bestimmt werden. Die ursprüngliche Idee war, damit die absolute Kalibration des transversalen und longitudinalen Strahlpolarimeters zu überprüfen [Sch 96]. Da jedoch die Polarisation der Targetelektronen nicht mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden kann, wurde der umgekehrte Weg eingeschlagen. In Verbindung mit der Strahlpolarisationsmessung dient die Asymmetriemessung in der Praxis zur Bestimmung der Targetelektronenpolarisation.

7.2 Der Levchuk–Effekt

Unter dem Levchuk–Effekt [Lev 94] versteht man den Einfluß der Fermi–Bewegung der gebundenen Hüllenelektronen des Targets auf die gemessene Asymmetrie. Bei dem Møller–Polarimeter am SLAC Linear Collider (SLC), bei dem die Strahlelektronen an magnetisierten Targetfolien aus Vanadium–Permendur (49 % Fe, 49 % Co, 2 % V) gestreut werden, führt der Levchuk–Effekt zu einer Korrektur der gemessenen Strahlpolarisation um -14% [Swa 95]. A. Afanasev et al. zeigten, daß der Levchuk–Effekt stark von der Position der Detektoren abhängt und Korrekturen bis zu 100 % möglich sind [Afa 96]. Betrachtet man die Kinematik des Streuprozesses, so führt die Bewegung der Hüllenelektronen zu einer Verschmierung des Streuwinkels im Laborsystem:

$$\theta = \theta_0 \sqrt{1 - p_z/m} \; . \tag{7.4}$$

Dabei bezeichnet p_z die Komponente des Impulses der Targetelektronen in Strahlrichtung und θ_0 den Streuwinkel ohne Bewegung der Targetelektronen. Da bei den am SLC–Polarimeter verwendeten Targetfolien aus Vanadium–Permendur die Bindungsenergie der Elektronen in den inneren unpolarisierten K– und L–Schalen größer als in den äußeren polarisierten M– und N–Schalen ist, werden die Streuwinkel der Elektronen aus den unpolarisierten Schalen mehr verschmiert als die Streuwinkel der Elektronen aus den polarisierten Schalen. Im Detektor werden deshalb mehr Elektronen aus den polarisierten M– und N–Schalen als aus den unpolarisierten K– und L–Schalen nachgewiesen. Die Bewegung der Hüllenelektronen führt damit zu einer Erhöhung der gemessenen Asymmetrie.

Bei den im HERMES–Experiment durchgeführten Asymmetriemessungen tritt der Levchuk–Effekt aber nicht auf, da jedes Wasserstoffatom nur ein Elektron in der inneren K–Schale besitzt. Die Verschmierung der Streuwinkel ist für die Elektronen der polarisierten und unpolarisierten Wasserstoffatome gleich groß und aufgrund der niedrigen Bindungsenergie im Wasserstoffatom vernachlässigbar klein (0.4 %).

7.3 Injizierte Targetzustände

Der polarisierte Wasserstoffatomstrahl der Atomstrahlquelle wird durch Stern–Gerlach–Spinseparation im inhomogenen Feld von Sechspolmagneten und ein System von Hochfrequenzübergängen erzeugt. Dabei nutzt man die Hyperfeinstrukturaufspaltung von Wasserstoff in einem äußeren Magnetfeld aus. Abb. 7.1 zeigt das entsprechende Breit–Rabi–Diagramm. E_{HFS} ist dabei die Hyperfeinstrukturaufspaltung ohne äußeres Magnetfeld B. Das kritische Magnetfeld wird mit B_{C} bezeichnet. m_I und m_S sind die magnetischen Quantenzahlen von Kern– und Elektronenspin, m_F ist die magnetische Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses F.

Während im inhomogenen Magnetfeld eines Sechspolmagneten die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ auf die Achse des Magneten fokussiert werden, werden die Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ von der Achse des Magneten weggelenkt und aus dem Atomstrahl entfernt. Für die beiden fokussierten Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ ist $m_S = +1/2$, d.h. der Atomstrahl besitzt nach dem

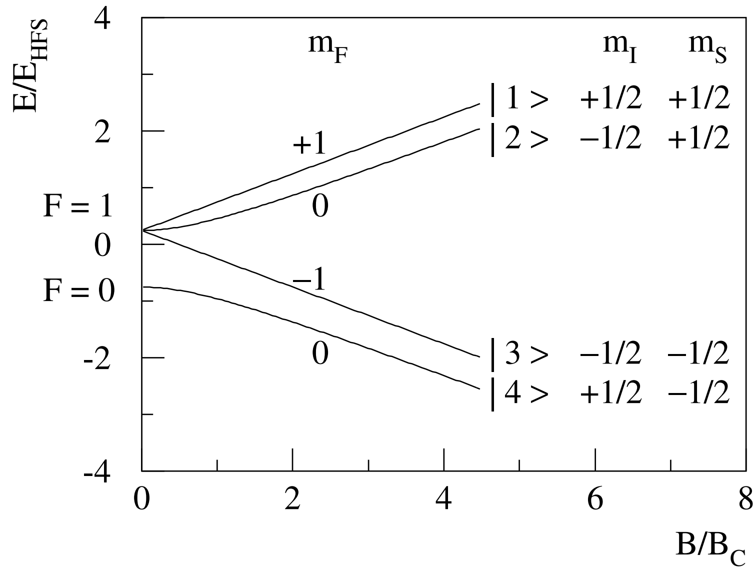

Abbildung 7.1: Breit–Rabi–Diagramm für Wasserstoff nach [Hae 67].

Sechspolmagneten eine hohe Elektronenpolarisation. Mit Hilfe von adiabatischen Hochfrequenzübergängen läßt sich eine nahezu vollständige Umbesetzung innerhalb der Hyperfeinstruktur erreichen. Induziert man einen Übergang vom Zustand $|2\rangle$ in den Zustand $|4\rangle$, so erhält man einen Atomstrahl mit den Zuständen $|1\rangle$ und $|4\rangle$, also positiver Kernpolarisation. Einen Atomstrahl mit negativer Kernpolarisation erzeugt man durch einen Übergang vom Zustand $|1\rangle$ in den Zustand $|3\rangle$.

Bei der Hälfte aller Füllungen für die Asymmetriemessungen wurde das Target im sog. AHX–Modus betrieben und die in Tab. 7.1 aufgeführten Zustände in die Speicherzelle injiziert. Dabei wurde nur ein Zustand mit positiver Elektronenpolarisation injiziert, die beiden anderen Zustände haben keine Elektronenpolarisation. Zwischen den Zuständen wurde ca. alle 60 s geschalten, wobei die Reihenfolge zufällig ausgewählt wurde. Für die andere Hälfte der Füllungen wurde das Target im EHX–Modus betrieben, bei dem zwischen einem Zustand mit positiver und einem Zustand mit negativer Elektronenpolarisati-

Modus	injizierte Zustände	Kernpolarisation	Elektronenpolarisation
AHX	$|1\rangle, |2\rangle$	0	$+$
	$|1\rangle, |4\rangle$	$+$	0
	$|2\rangle, |3\rangle$	$-$	0
EHX	$|2\rangle$	$-$	$+$
	$|4\rangle$	$+$	$-$

Tabelle 7.1: Injizierte Zustände und zugehörige Kern– und Elektronenpolarisation.

on gewechselt wurde. Während im AHX–Modus jeweils zwei Hyperfeinstrukturzustände in die Speicherzelle injiziert werden, wird im EHX–Modus jeweils nur ein Hyperfeinstrukturzustand injiziert. Deshalb ist die Targetdichte im EHX–Modus nur halb so groß wie im AHX–Modus.

7.4 Bestimmung der experimentellen Asymmetrie

Für die Füllungen, in denen das Target im EHX–Modus betrieben wurde (vgl. Abschnitt 7.3), bestimmt man die experimentelle Asymmetrie A aus den integrierten Zählraten N^+ für parallele und N^- für antiparallele Spins von Strahlpositronen und Targetelektronen:

$$A = \frac{N^+L^- - N^-L^+}{N^+L^- + N^-L^+} \; . \tag{7.5}$$

Die integrierten Zählraten werden dabei auf die integrierte Luminosität für die beiden Spinstellungen normiert:

$$L^\pm \;=\; \frac{1}{e}\int_\pm I\,\rho\,dt \; . \tag{7.6}$$

Da für die Atomstrahlquelle keine Informationen über die Targetflächendichte ρ verfügbar sind, wurde zur Normierung nur der Strahlstrom I verwendet. Die Targetflächendichte ρ kann aber in guter Näherung als konstant angenommen werden. Desweiteren wurde die Targetpolarisation ca. alle 60 s gewechselt, so daß kleine Änderungen in der Targetflächendichte in den gemessenen Asymmetrien verschwinden. Der statistische Fehler für die experimentelle Asymmetrie kann mit $\Delta A \approx 1/\sqrt{N}$ abgeschätzt werden, wobei N die Gesamtzahl der Ereignisse für die beiden Spinstellungen ist.

Für die Füllungen, in denen das Target im AHX–Modus betrieben wurde, wird die Asymmetrie A je nach Orientierung der Strahlpolarisation aus den integrierten Zählraten N^+ bzw. N^- für den polarisierten und N^0 für den unpolarisierten Zustand gebildet:

$$A = \frac{N^+L^0 - N^0L^+}{N^0L^+} \tag{7.7}$$

bzw.

$$A = \frac{N^0L^- - N^-L^0}{N^0L^-} \; . \tag{7.8}$$

Für eine Füllung zeigt Abb. 7.2 die zeitliche Abhängigkeit der gemessenen Asymmetrie A.

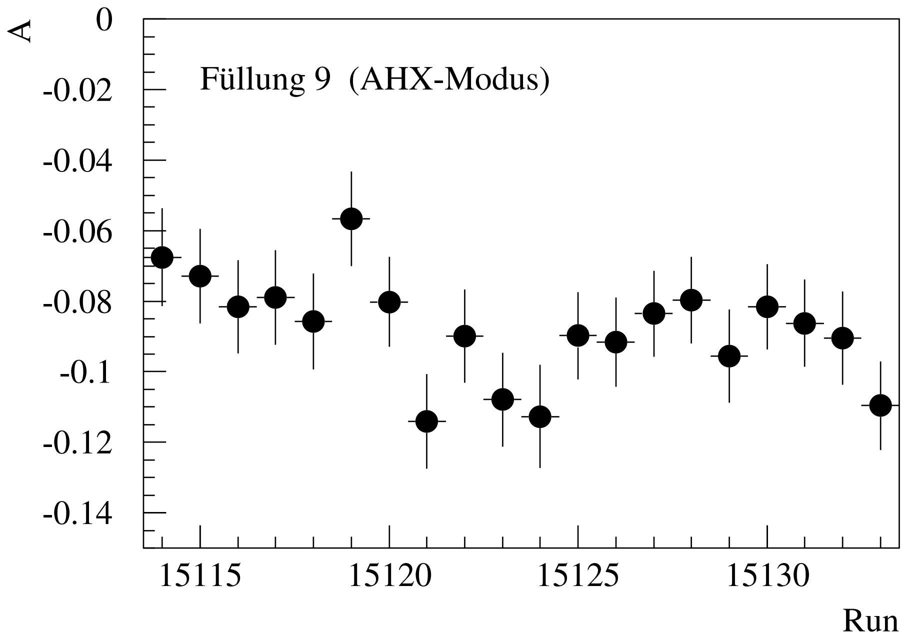

Abbildung 7.2: Zeitliche Abhängigkeit der Asymmetrie A für eine Füllung.

Dabei wurde die Asymmetrie für jeden einzelnen Run bestimmt. Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler aus der Zählratenmessung. Man erkennt, daß die Fluktuationen der Datenpunkte rein statistischer Natur sind. Systematische Effekte konnten nicht beobachtet werden. Die mittlere Asymmetrie für jede Füllung wurde aus den integrierten Zählraten aller der Füllung zugehörigen Runs berechnet. Alternativ wurde die Asymmetrie für jede Füllung auch durch Mittelung der Asymmetrien jedes einzelnen Runs gemäß ihrem statistischen Gewicht bestimmt. Allerdings konnten keine signifikanten Unterschiede in den Ergebnissen festgestellt werden [Wei 98].

Abb. 7.3 zeigt die mittlere Asymmetrie A für alle Füllungen mit Targetelektronenpolarisation in den Jahren 1996 und 1997. Die Fehlerbalken beschreiben den rein statistischen Fehler. Außerdem ist gekennzeichnet, ob das Target im AHX– oder EHX–Modus betrieben wurde. Man erkennt, daß die mittlere Asymmetrie A von Füllung zu Füllung stark variiert. Das hängt damit zusammen, daß im Rahmen von systematischen Studien für das Wasserstofftarget die Polarisation der Targetelektronen gezielt verändert wurde. Dazu wurden verschiedene Targetparameter, wie z.B. der Anteil der Wasserstoffmoleküle und die Speicherzellentemperatur variiert. Außerdem spielen Strahlungsschäden in der Speicherzellenbeschichtung eine Rolle. Für einige Füllungen mit hoher Strahl– und Targetpolarisation wurden Asymmetrien im Bereich von -0.08 bis -0.09 gemessen. In Tab. 7.2 ist für jede Füllung die mittlere Asymmetrie mit statistischem Fehler noch einmal aufgelistet.

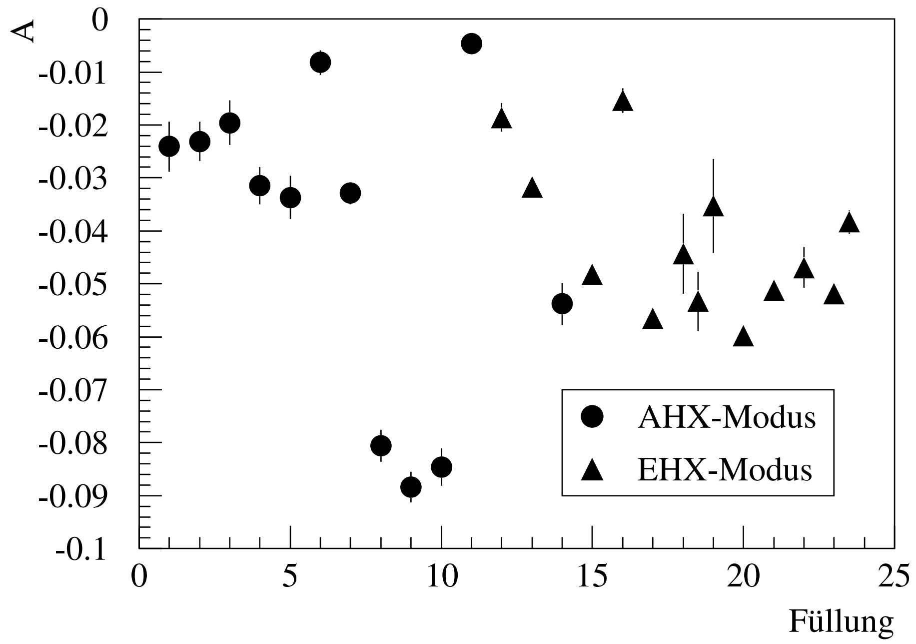

Abbildung 7.3: Mittlere Asymmetrie A für alle Füllungen mit Targetelektronenpolarisation in den Jahren 1996 und 1997.

7.5 Bestimmung der Polarisation der Targetelektronen

Verwendet man die vom transversalen Polarimeter gemessene Strahlpolarisation P_S, so läßt sich aus Gleichung (7.1) die Polarisation P_T der Targetelektronen bestimmen:

$$P_\mathrm{T} = \frac{A}{P_\mathrm{S}\, f\, \bar{a}_{zz}} \; . \tag{7.9}$$

P_T beschreibt dabei die effektive Polarisation der Targetelektronen, d.h. P_T enthält auch den Beitrag der in der Speicherzelle vorhandenen Wasserstoffmoleküle, die durch Rekombination entstehen und keine Hüllenpolarisation besitzen.

Abb. 7.4 zeigt die effektive Polarisation P_T der Targetelektronen für die Füllungen in den Jahren 1996 und 1997. Da für die Füllungen Nr. 8 und 16 das transversale Polarimeter keine zuverlässigen Werte für die Strahlpolarisation lieferte, konnte keine Targetpolarisation bestimmt werden. Die Fehlerbalken geben den rein statistischen Fehler aus der Zählratenmessung wieder. Der statistische Fehler der Strahlpolarisationsmessung konnte vernachlässigt werden. Auf den systematischen Fehler wird in Abschnitt 7.6 näher eingegangen. Man erkennt, daß die Polarisation der Targetelektronen von Füllung zu Füllung gezielt variiert wurde. Die höchste effektive Targetelektronenpolarisation, die erreicht wurde, lag bei ca. 38 %. Alle gemessenen Polarisationswerte sind mit statistischem Fehler

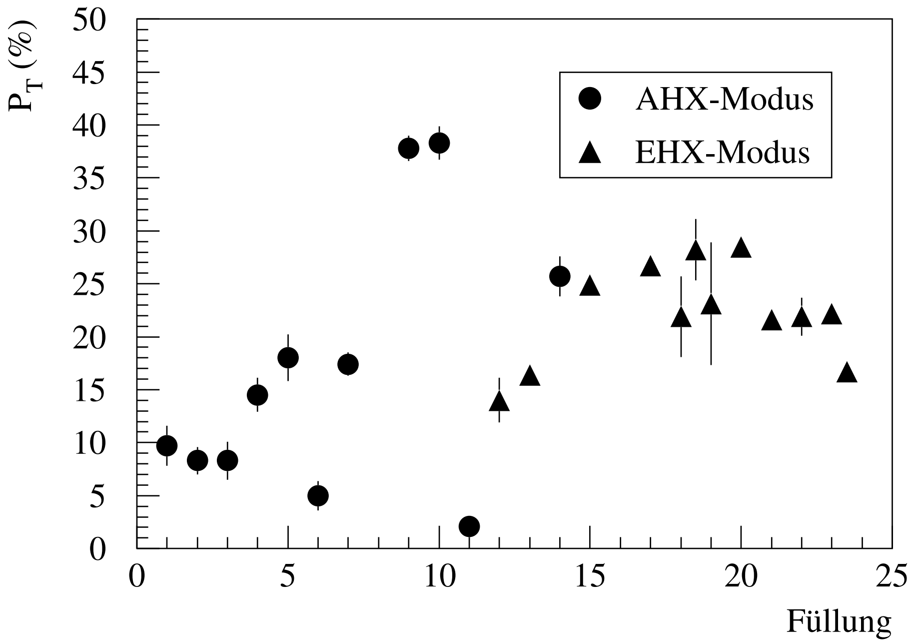

Abbildung 7.4: Effektive Polarisation P_{T} der Targetelektronen.

in Tab. 7.2 zusammengefaßt.

Aus dem Vergleich der hier bestimmten effektiven Targetelektronenpolarisation mit der Polarisationsmessung des Breit–Rabi–Polarimeters können wertvolle Erkenntnisse gewonnen werden, die erheblich zum systematischen Verständnis des Wasserstofftargets beitragen (vgl. Abschnitt 7.7).

7.6 Systematischer Fehler

In diesem Abschnitt sollen die Beiträge zum systematischen Fehler in der Bestimmung der Targetelektronenpolarisation P_{T} diskutiert werden. Nach Gleichung (7.9) gehen in den systematischen Fehler die Unsicherheiten in der Strahlpolarisation P_{S}, dem Verdünnungsfaktor f und dem effektiven Asymmetriekoeffizienten $\bar{a}_{zz}$ ein. Die einzelnen Beiträge sind in Tab. 7.3 aufgeführt.

Der systematische Fehler in der Strahlpolarisationsmessung lag im Jahre 1996 bei 4.1 % und wird im wesentlichen durch die absolute Kalibration des transversalen Polarimeters bestimmt.

Der systematische Fehler des Verdünnungsfaktors f beträgt 0.6 % und ist auf die

Füllung	Jahr	Runs	Modus	A	P_{T} (%)
1	1996	7167 – 7184	AHX	-0.0241 ± 0.0047	9.7 ± 1.9
2	1996	7276 – 7302	AHX	-0.0231 ± 0.0037	8.3 ± 1.3
3	1996	7305 – 7326	AHX	-0.0196 ± 0.0042	8.3 ± 1.8
4	1996	7336 – 7366	AHX	-0.0315 ± 0.0035	14.5 ± 1.6
5	1996	8361 – 8386	AHX	-0.0337 ± 0.0041	18.0 ± 2.2
6	1996	8438 – 8484	AHX	-0.0082 ± 0.0023	5.0 ± 1.4
7	1996	11253 – 11319	AHX	-0.0329 ± 0.0021	17.4 ± 1.1
8	1997	15098 – 15113	AHX	-0.0806 ± 0.0030	–
9	1997	15114 – 15133	AHX	-0.0884 ± 0.0029	37.8 ± 1.2
10	1997	15135 – 15152	AHX	-0.0846 ± 0.0035	38.3 ± 1.6
11	1997	15262 – 15331	AHX	-0.0046 ± 0.0015	2.1 ± 0.7
12	1997	15632 – 15647	EHX	-0.0186 ± 0.0027	14.0 ± 2.1
13	1997	15648 – 15699	EHX	-0.0317 ± 0.0014	16.4 ± 0.7
14	1997	16137 – 16168	AHX	-0.0538 ± 0.0040	25.7 ± 1.9
15	1997	16530 – 16600	EHX	-0.0482 ± 0.0018	24.9 ± 0.9
16	1997	22896 – 22913	EHX	-0.0154 ± 0.0023	–
17	1997	23939 – 23993	EHX	-0.0565 ± 0.0018	26.7 ± 0.9
18a	1997	24146 – 24147	EHX	-0.0443 ± 0.0076	21.9 ± 3.8
18b	1997	24173 – 24175	EHX	-0.0533 ± 0.0056	28.2 ± 2.9
19	1997	24187 – 24189	EHX	-0.0353 ± 0.0089	23.1 ± 5.8
20	1997	24192 – 24250	EHX	-0.0598 ± 0.0017	28.5 ± 0.8
21	1997	27543 – 27580	EHX	-0.0512 ± 0.0014	21.6 ± 0.6
22	1997	27658 – 27666	EHX	-0.0469 ± 0.0039	21.9 ± 1.8
23a	1997	27668 – 27691	EHX	-0.0519 ± 0.0018	22.2 ± 0.8
23b	1997	27692 – 27711	EHX	-0.0383 ± 0.0022	16.7 ± 0.9

Tabelle 7.2: Experimentelle Asymmetrie A und effektive Polarisation P_{T} der Targetelektronen für die Füllungen in den Jahren 1996 und 1997. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich um die rein statistischen Fehler aus der Zählratenmessung.

Unsicherheiten in der Bestimmung des Untergrundes durch Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen am Restgas sowie Bremsstrahlung zurückzuführen.

Der effektive Asymmetriekoeffizient $\bar{a}_{zz}$ hat einen systematischen Fehler von 1.7 %, der sich aus mehreren Beiträgen zusammensetzt. Bei der Bestimmung von $\bar{a}_{zz}$ spielt die genaue Kenntnis der geometrischen Akzeptanz des Detektors eine große Rolle. Die Unsicherheit in der Akzeptanzbestimmung von 2.5 mm führt zu einem Beitrag von 1.5 % zum systematischen Fehler von $\bar{a}_{zz}$. Da die Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}(w)$ und $a_{zz}^{\gamma\gamma}(w)$ in (7.3) mit den unpolarisierten Wirkungsquerschnitten gewichtet werden, dürfen auch die

Beitrag	$\Delta P_{\mathrm{T}}/P_{\mathrm{T}}$ (%)
P_{S}	4.1
f	0.6
$\bar{a}_{zz}$	1.7
gesamt	4.5

Tabelle 7.3: Beiträge zum systematischen Fehler in der Bestimmung der Targetelektronenpolarisation P_{T}.

Beitrag	$\Delta\bar{a}_{zz}/\bar{a}_{zz}$ (%)
Bestimmung der Detektorakzeptanz	1.5
Strahlungskorrekturen für die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte	0.7
Strahlungskorrekturen für den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}(w)$	0.2
gesamt	1.7

Tabelle 7.4: Beiträge zum systematischen Fehler für den effektiven Asymmetriekoeffizienten $\bar{a}_{zz}$.

Unsicherheiten in den Strahlungskorrekturen nicht vernachlässigt werden. Die Unsicherheiten in den Strahlungskorrekturen für die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte liefern einen Beitrag von 0.7 % und die Unsicherheiten in den Strahlungskorrekturen für den Asymmetriekoeffizienten $a_{zz}^{e^+e^-}(w)$ einen Beitrag von 0.2 % zum systematischen Fehler von $\bar{a}_{zz}$. Die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler von $\bar{a}_{zz}$ sind in Tab. 7.4 zusammengefaßt.

Durch quadratische Addition aller Beiträge ergibt sich ein systematischer Fehler von 4.5 % in der Bestimmung der Targetelektronenpolarisation P_{T}. Den dominanten Beitrag liefert dabei die systematische Unsicherheit in der Strahlpolarisationsmessung.

7.7 Vergleich mit der Polarisationsmessung des Breit–Rabi–Polarimeters

Neben Wasserstoffatomen sind in der Targetspeicherzelle auch Wasserstoffmoleküle vorhanden, deren Hüllenpolarisation gleich Null ist. Die effektive Polarisation P_{T} der Targetelektronen ist daher durch

$$P_{\mathrm{T}} = \alpha\, P_{\mathrm{A}} \tag{7.10}$$

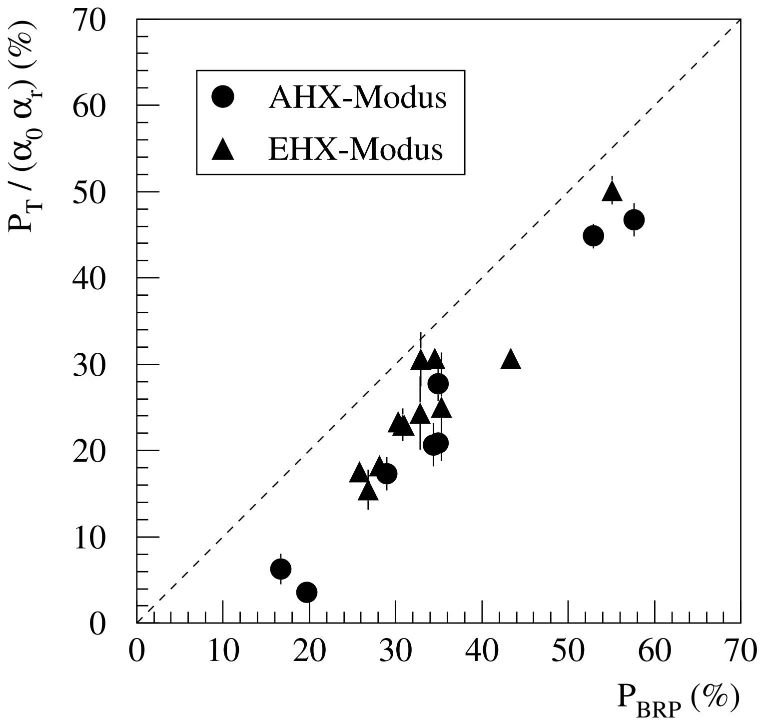

Abbildung 7.5: Vergleich der aus der Asymmetriemessung bestimmten Polarisation der Wasserstoffatome $P_\mathrm{T}/(\alpha_0\alpha_\mathrm{r})$ mit der vom Breit–Rabi–Polarimeter gemessenen Polarisation P_BRP.

gegeben, wobei P_A die Polarisation der Wasserstoffatome ist. α beschreibt den Anteil der Wasserstoffatome in der Speicherzelle und kann zerlegt werden in den atomaren Anteil α_0 des injizierten Wasserstoffs und den Anteil der Wasserstoffatome α_r, die in der Speicherzelle nicht zu Wasserstoffmolekülen rekombinieren:

$$\alpha = \alpha_0\,\alpha_\mathrm{r}\ . \tag{7.11}$$

Da die Größen α_0 und α_r gemessen werden können, kann aus der effektiven Targetpolarisation P_T die Polarisation P_A der Wasserstoffatome in der Speicherzelle bestimmt werden:

$$P_\mathrm{A} = \frac{P_\mathrm{T}}{\alpha_0\,\alpha_\mathrm{r}}\ . \tag{7.12}$$

In Abb. 7.5 ist die aus der Asymmetriemessung bestimmte Polarisation der Wasserstoffatome $P_\mathrm{T}/(\alpha_0\alpha_\mathrm{r})$ gegen die vom Breit–Rabi–Polarimeter gemessene Polarisation P_BRP aufgetragen. Man erkennt, daß die aus der Asymmetriemessung bestimmten Polarisationswerte systematisch niedriger als die vom Breit–Rabi–Polarimeter gemessenen Werte sind. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß vom Breit–Rabi–Polarimeter nur die Polarisation eines Teils der Wasserstoffatome aus der Mitte der Speicherzelle gemessen wird. In der Speicherzelle sind die Wasserstoffatome aber vielfältigen Wechselwirkungen ausgesetzt. Dazu gehören Stöße der Wasserstoffatome untereinander und mit den Wänden der Speicherzelle, Wechselwirkungen der Wasserstoffatome mit den vom HERA–Positronenstrahl erzeugten elektromagnetischen Feldern und die Rekombination der Atome an den Wänden der Speicherzelle. Außerdem muß noch berücksichtigt werden, daß das Wasserstoffgas aus der Speicherzelle über ein Austrittsrohr zum Breit–Rabi–Polarimeter geleitet und analysiert wird. Mit Hilfe der Asymmetriemessungen konnte gezeigt werden, daß alle Effekte in der Speicherzelle und im Austrittsrohr dazu führen, daß die effektive Polarisation der Targetelektronen in der Speicherzelle niedriger als die vom Breit–Rabi–Polarimeter gemessene ist. Dies konnte inzwischen auch in Monte–Carlo–Simulationen bestätigt werden [Bra 98]. Alle Effekte müssen in zusätzlichen Korrekturen für P_{BRP} und α_{r} berücksichtigt werden, die in den Daten in Abb. 7.5 jedoch noch nicht enthalten sind. Die Asymmetriemessungen haben damit einen wesentlichen Beitrag zum systematischen Verständnis des Wasserstofftargets und der in der Speicherzelle auftretenden Effekte geliefert.

8 Zusammenfassung

Im HERMES–Experiment werden die spinabhängigen Strukturfunktionen g_1 und g_2 des Protons und Neutrons gemessen. Aus semi–inklusiven Messungen können die Beiträge der einzelnen Quarksorten zum Nukleonenspin bestimmt werden.

Als Eichreaktion zur Luminositätsbestimmung werden die Bhabha–Streuung der Strahlpositronen an den Hüllenelektronen des Targets ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und die Paarvernichtung in Photonen ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) verwendet. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse sind sehr genau bekannt, die Strahlungskorrekturen liegen für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ bei $\delta_\mathrm{T} = -4.3 \cdot 10^{-2}$ und für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ bei $\delta_\mathrm{T} = -0.94 \cdot 10^{-2}$.

Der Nachweis der Bhabha– und Photonpaarereignisse erfolgt mit zwei direkt am Strahlrohr installierten Kalorimetern aus $\mathrm{NaBi(WO_4)_2}$–Kristallen, deren Strahlungshärte bei $7 \cdot 10^5$ Gy liegt. Die beiden Kalorimeter wurden im Rahmen dieser Arbeit gebaut und im Experiment in Betrieb genommen. In Teststrahlmessungen mit Elektronen im Energiebereich von 1 bis 6 GeV konnte die Energieauflösung einer 3×3–Matrix zu

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(4.3 \pm 0.8)\,\%\ \mathrm{GeV}}{E} \oplus \frac{(9.3 \pm 0.4)\,\%\ \mathrm{GeV}^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{E}} \oplus (0.3 \pm 1.4)\,\% \tag{8.1}$$

bestimmt werden.

Die Bhabha– und Photonpaarereignisse zeichnen sich durch eine hohe Energiedeposition in beiden Kalorimetern aus und können deshalb gut vom Untergrund absepariert werden. Mit einer Triggerschwelle von 4.5 GeV in beiden Kalorimetern liegt der Anteil der Untergrundprozesse je nach Target bei 2.9 % bis 4.0 % und wird durch Bhabha–Streuung und Paarvernichtung in Photonen am Restgas, Bremsstrahlung der Strahlpositronen an den Targetkernen und Zufallskoinzidenzen verursacht.

Der systematische Fehler in der relativen Luminositätsmessung lag in den Jahren 1995 bis 1997 bei 0.9 % bis 1.5 %, wobei die Schwankungen in der horizontalen Strahlposition eine große Rolle spielten. Die absolute Luminosität konnte mit einem systematischen Fehler von 6.3 % bis 6.4 % bestimmt werden, der durch die Unsicherheit in der Bestimmung der geometrischen Akzeptanz des Detektors dominiert wird.

Erstmalig konnte bei HERMES die Streuung longitudinal polarisierter Positronen an schwach gebundenen longitudinal polarisierten Elektronen untersucht werden. Aus den Asymmetriemessungen konnte dabei die effektive Polarisation der Targetelektronen mit einem systematischen Fehler von 4.5 % bestimmt werden. Damit haben die Asymmetriemessungen einen wesentlichen Beitrag zum systematischen Verständnis des Wasserstofftargets und der in der Speicherzelle auftretenden Effekte geliefert.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Abe 95a] K. Abe et al. (E143 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 346.

[Abe 95b] K. Abe et al. (E143 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 25.

[Abe 97] K. Abe et al. (E154 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 26.

[Abt 97] I. Abt et al., Nucl. Instr. Meth. **A386** (1997) 310.

[Ack 97] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), Phys. Lett. **B404** (1997) 383.

[Ada 94] D. Adams et al. (SMC Collaboration), Phys. Lett. **B329** (1994) 399.

[Ada 95] D. Adams et al. (SMC Collaboration), Phys. Lett. **B357** (1995) 248.

[Ada 97a] D. Adams et al. (SMC Collaboration), Phys. Lett. **B396** (1997) 338.

[Ada 97b] D. Adams et al. (SMC Collaboration), Phys. Rev. **D56** (1997) 5330.

[Ade 93] B. Adeva et al. (SMC Collaboration), Phys. Lett. **B302** (1993) 533.

[Afa 96] A. Afanasev and A. Glamazdin: *Atomic Electron Motion for Møller Polarimetry in a Double–Arm Mode.* CEBAF–PR–96–003 (1996).

[Ama 81] U. Amaldi, Physica Scripta **23** (1981) 409.

[And 90] D.F. Anderson et al., Nucl. Instr. Meth. **A290** (1990) 385.

[App 94] R.D. Appuhn et al., Nucl. Instr. Meth. **A350** (1994) 208.

[Ant 93a] P. L. Anthony et al. (E142 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 959.

[Ant 93b] A.V. Antipov et al., Nucl. Instr. Meth. **A327** (1993) 346.

[Ant 96] P. L. Anthony et al. (E142 Collaboration), Phys. Rev. **D54** (1996) 6620.

[Arr 92] J. Arrington et al., Nucl. Instr. Meth. **A311** (1992) 39.

[Ash 89] J. Ashman et al. (EMC Collaboration), Nucl. Phys. **B328** (1989) 1.

[Ban 97] H.R. Band et al., Nucl. Instr. Meth. **A400** (1997) 24.

[Bar 92] V.G. Baryshevsky et al., Nucl. Instr. Meth. **A322** (1992) 231.

[Bar 93] D.P. Barber et al., Nucl. Instr. Meth. **A329** (1993) 79.

[Bar 95] D.P. Barber et al., Phys. Lett. **B343** (1995) 436.

[Bea 95] K.B. Beard et al., Nucl. Instr. Meth. **A361** (1995) 46.

[Bel 86] A.S. Belousov: *Electron Detector for very small Angles.* DESY–H1 10/86–54 (1986).

[Ben 94] Th. Benisch, Diplomarbeit, Universität Erlangen–Nürnberg (1994).

[Ben 97] Th. Benisch: *Correction of the Luminosity Monitor Bhabha Rates for the '96 Data.* DESY–HERMES 97–016 (1997).

[Ber 73] F. A. Berends and R. Gastmans, Nucl. Phys. **B61** (1973) 414.

[Ber 74] F. A. Berends et al., Nucl. Phys. **B68** (1974) 541.

[Ber 78] F.A. Berends and R. Gastmans, in Electromagnetic Interactions of Hadrons, Vol. 2, eds. A. Donnachie and G. Shaw, Plenum (1978) 471.

[Ber 81] F. A. Berends and R. Kleiss, Nucl. Phys. **B186** (1981) 22.

[Ber 82] F. A. Berends et al., Nucl. Phys. **B206** (1982) 61.

[Ber 83] F. A. Berends and R. Kleiss, Nucl. Phys. **B228** (1983) 537.

[Ber 88] F.A. Berends and A. Böhm, in High Energy Electron–Positron Physics, eds. A. Ali and P. Söding, World Scientific Publishing, Singapore (1988) 27.

[Ber 95] S. Bernreuther et al., Nucl. Instr. Meth. **A367** (1995) 96.

[Bet 34] H. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **A146** (1934) 83 .

[Bha 35] H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. (London) **A154** (1935) 195.

[Bin 57] A. M. Bincer, Phys. Rev. **107** (1957) 1434.

[Bjø 66] J. D. Bjørken, Phys. Rev. **148** (1966) 1467;
J. D. Bjørken, Phys. Rev. **D1** (1970) 1376.

[Bra 95] B. Braun, Dissertation, Universität München (1995).

[Bra 98] B. Braun, private Mitteilung (1998).

[Bri 91] G.I. Britvich et al., Nucl. Instr. Meth. **A308** (1991) 509.

[Bri 92] G.I. Britvich et al., Nucl. Instr. Meth. **A321** (1992) 64.

[Bug 93] L. Bugge et al., Nucl. Instr. Meth. **A327** (1993) 296.

[DeR 74] L. L. DeRaad, Jr. and Y. J. Ng, Phys. Rev. **D10** (1974) 3440.

[Dor 76] A. van Doren and L. de Ridder, J. Comput. Appl. Math. **2** (1976) 207.

[Dür 90] M. Düren: *A Luminosity Monitor for the HERMES Experiment.* DESY–HERMES 90–005 (1990).

[Dür 95] M. Düren, Habilitation, Universität Erlangen–Nürnberg, DESY–HERMES 95–002 (1995).

[Ell 74] J. Ellis, R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D9** (1974) 1444.

[Ell 95] J. Ellis, M. Karliner, Phys. Lett. **B341** (1995) 397.

[Fab 87] C. Fabjan: *Calorimetry in High–Energy Physics*; in: T. Ferbel: Experimental Techniques in High Energy Physics, Addison–Wesley (1987).

[Fer 97] M. Ferstl, Dissertation, Universität Erlangen–Nürnberg (1997).

[For 57] G. W. Ford, C. J. Mullin, Phys. Rev. **108** (1957) 477.

[Fuc 93] C. Fuchs, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1993).

[Gen 80] A. C. Genz and A. A. Malik, J. Comput. Appl. Math. **6** (1980) 295.

[Gol 96] A. Golendoukhin: *The HERMES Polarised Proton Target at HERA*. Proceedings of the 12th International Symposium on High–Energy Spin Physics (SPIN 96), Amsterdam, The Netherlands, September 10 – 14, 1996, eds. C.W. de Jager et al., World Scientific (1997) 331.

[Hae 67] W. Haeberli, Ann. Rev. Nucl. Science **17** (1967) 373.

[Ham 94] Testergebnisse Hamamatsu (1994).

[Ham 96] Hamamatsu Katalog (1996).

[HER 90] The HERMES Collaboration: *A Proposal to Measure the Spin–Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HERA.* DESY–PRC 90/01 (1990).

[HER 93] The HERMES Collaboration: *Technical Design Report.* DESY–PRC 93/06, MPIH–V20–1993 (1993).

[Hol 83] W. Hollik, Phys. Lett. **B123** (1983) 259.

[Kal 95] B.N. Kalinin et al., Nucl. Instr. Meth. **A361** (1995) 157.

[Kol 94] H. Kolster, Diplomarbeit, Universität Bonn (1994).

[Kra 95] L.H. Kramer et al., Nucl. Instr. Meth. **A362** (1995) 32.

[Kre 57] A. A. Kresnin, L. N. Rozentsveig, Journ. exp. theor. Phys. **32** (1957) 353, [Soviet Physics JETP **5** (1957) 288].

[Lan 91] L. D. Landau, E. M. Lifschitz: *Lehrbuch der Theoretischen Physik IV: Quantenelektrodynamik*. Berlin (1991).

[Lev 94] L.G. Levchuk, Nucl. Instr. Meth. **A345** (1994) 496.

[Mas 61] W. H. McMaster, Rev. Mod. Phys. **33** (1961) 8.

[Neu 66] H. Neuert: *Kernphysikalische Meßverfahren zum Nachweis für Teilchen und Quanten*. Karlsruhe (1966).

[Ols 68] H. Olsen, Springer Tracts in Modern Physics **44** (1968) 83.

[Pag 57] L. A. Page, Phys. Rev. **106** (1957) 394.

[Sam 92] V. Samsonov, Proc. of the 'Crystal 2000' International Workshop, Chamonix, France, 1992, eds. P. Lecoq et al., Ed. Frontières (1993) 383.

[Sch 96] K.P. Schüler: *Polarimetry at HERA*. Proceedings of the 12th International Symposium on High–Energy Spin Physics (SPIN 96), Amsterdam, The Netherlands, September 10 – 14, 1996, eds. C.W. de Jager et al., World Scientific (1997) 822.

[Sok 64] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, Sov. Phys. Dokt. **8** (1964) 1203.

[Ste 92] A. Steinmetz, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1992).

[Sto 94] F. Stock et al., Nucl. Instr. Meth. **A343** (1994) 334.

[Swa 95] M. Swartz, Nucl. Instr. Meth. **A363** (1995) 526.

[Ter 97] A. Terkulov, private Mitteilung (1997).

[Wag 90] B. Wagner et al., Nucl. Instr. Meth. **A294** (1990) 541.

[Wan 96] W. Wander, Dissertation, Universität Erlangen–Nürnberg (1996).

[Wei 98] Chr. Weiskopf, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Erlangen–Nürnberg (1998).

[Zhu 90] R.–Y. Zhu: *Limits to the Precision of Electromagnetic Calorimeters.* Proceedings of the First International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, October 29 – November 1, 1990, eds. D.F. Anderson et al., World Scientific (1991) 25.

Danksagung

Ich möchte mich bei all denjenigen bedanken, die am Entstehen und Gelingen dieser Arbeit in irgendeiner Art und Weise beteiligt waren.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Klaus Rith für die Betreuung dieser Arbeit bedanken. Durch die mir gewährten Freiheiten konnte ich selbständig arbeiten und in vielen Bereichen wertvolle Erfahrungen sammeln.

Am Erfolg des HERMES–Experiments waren viele Personen beteiligt, denen ich hiermit allen danken möchte. Besonders hervorheben will ich aber diejenigen, mit denen ich eng zusammengearbeitet habe. Als erstes fallen mir da meine russischen Kollegen Eugeni Devitsin, Valentin Kozlov, Sergei Potashov und Adel Terkulov vom Lebedev Physical Institute in Moskau ein, die einen ganz besonderen Eindruck bei mir hinterlassen haben. Meinem Diplomanden Christoph Weiskopf wünsche ich alles Gute für die Zukunft. Stefan Bernreuther danke ich für die Unterstützung in Krisenzeiten.

Peter Schüler und Bernd Braun danke ich für ihr Engagement bei den Asymmetriemessungen. Ohne die DAQ–Experten Walter Brückner und Matthias Kirsch wäre der Detektor wohl nie ausgelesen worden. Yorck Holler konnte bei technischen Fragen immer weiterhelfen. Norbert Meyners sorgte dafür, daß es auch am DESY–Teststrahl klappte. Martin Rohde danke ich für die Hilfe bei der Durchführung der Photomultipliertests und die Benutzung des ZEUS–Teststandes. Herr Zierold und Herr Peters aus dem DESY–Konstruktionsbüro haben wesentlich zum Konzept der Detektorbefestigung mit den linearen Fahreinheiten beigetragen.

Bei Herrn Muhr und Herrn Heimpel aus der mechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts in Erlangen möchte ich mich für die fachkundige Beratung bedanken. Nur durch ihren Einsatz konnten die beiden Kalorimeter aufgrund des engen Zeitplanes noch termingerecht fertiggestellt werden. Nicht zu vergessen ist auch die elektronische Werkstatt des Physikalischen Instituts unter der Leitung von Herrn Merkel.

In der Erlanger Gruppe herrschte immer eine gute Arbeitsatmosphäre. Andreas Gute und Tom Wölfel habe ich nicht nur als angenehme Bürokollegen, sondern auch privat zu schätzen gelernt. Manfred Ferstl war immer sehr hilfsbereit, wenn ich Probleme mit der Software hatte. Prof. Dr. Erhard Steffens danke ich für die Zusammenarbeit während seiner Zeit als technischer Koordinator des Experimentes. Außerdem möchte ich alle übrigen Mitglieder der Erlanger Gruppe erwähnen: Marc Beckmann, Peter Budz, Michael Düren, Klaus Fiedler, Carsten Großhauser, Peter Hanich, Wolfgang Kilian, Norbert Koch, Wolfgang Lachnit, Wolfgang Nagengast (Danke für die Kekse!), Alexander Naß, Frank Neunreither, Bernd Ranzenberger, Hans Russo, Frank Schmidt, Michael Schmitt, Alexander Slavicek, Jörn Stenger, Horst Utz, Wolfgang Wander, Jürgen Wilbert und nicht zu vergessen unsere Sekretärin Frau Löhner.

Bei meinem Hamburger Bürokollegen Sasha Kisselev bedanke ich mich für die angenehme und produktive Arbeitsatmosphäre. Nicht unerwähnt bleiben soll aber auch meine Zeit im Großraumcontainer 17, in dem immer gute Stimmung herrschte.

In privater Hinsicht haben Falk Meissner, Pamela Chumney, Marc–André Funk, Elke–Caroline Aschenauer und Gunar Schnell die Zeit in Hamburg sehr bereichert. Besonders die Nächte im Familien–Eck werden mir in ewiger Erinnerung bleiben.

Bei Manfred Paulini möchte ich mich nicht nur für die jährlichen Weihnachtsbriefe aus Berkeley, sondern vor allem für die amüsanten e–mails und die moralische Unterstützung bedanken.

Explizit möchte ich hier noch einmal meinen Dank an Andreas Gute, Christoph Weiskopf und Bernd Braun für das Korrekturlesen der Arbeit aussprechen.

Frau Prof. Dr. Gisela Anton danke ich für die Mitbegutachtung dieser Arbeit.

Ein Dankeschön für die finanzielle Unterstützung der Forschungsaufenthalte am DESY geht außerdem an das DESY–Direktorium.

Bei meinen Eltern bedanke ich mich, daß sie mich immer unterstützt und mein ganzes Leben lang hinter mir gestanden haben. Mein Vater konnte das Ende dieser Promotion leider nicht miterleben.

Britta danke ich, weil mir in Hamburg nichts Besseres passieren konnte.

Sicherlich habe ich jetzt jemanden vergessen, sorry!

Lebenslauf

Name		Thomas Benisch
Geburtsdatum		27. Dezember 1968
Geburtsort		Fürth
Nationalität		deutsch
Familienstand		ledig
Schulausbildung	09/75 – 07/79	Grundschule Hans–Sachs–Straße Fürth Stadeln
	09/79 – 07/88	Helene–Lange–Gymnasium Fürth
	07/88	Abitur
Studium	10/88 – 05/94	Studium der Physik an der Friedrich–Alexander Universität Erlangen–Nürnberg
	10/90	Vordiplom
	11/92 – 03/94	Diplomarbeit bei Prof. Dr. K. Rith in der HERMES–Kollaboration am DESY, Hamburg
	05/94	Diplom
Promotion	seit 06/94	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen–Nürnberg