

Die Kalibration des
elektromagnetischen CsI(Tl)-Kalorimeters
des *BABAR*-Detektors
mit Ereignissen der Bhabha-Streuung

Von der Fakultät
Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

DISSERTATION

von
Diplom-Physiker Ralph Müller-Pfefferkorn
aus Rodewisch / Vogtland

Dresden
November 2001

Gutachter : Prof. Dr. B. Spaan
: Prof. Dr. K. R. Schubert
: Dr. H. Marsiske

Tag des Einreichens der Arbeit : 19.06.2001

Tag der mündlichen Prüfung : 20.11.2001

Kurzfassung

Für das CsI(Tl)-Kalorimeter des *BABAR*-Detektors wurde ein Verfahren zur Kalibration entwickelt und implementiert. Es ist in der Lage, für alle 6580 Kristalle absolute Kalibrationskonstanten zu bestimmen und die zeitliche Änderung der Kristalleigenschaften zu monitorieren.

Der Algorithmus basiert auf dem Vergleich von gemessener Energie E_{meas} und erwarteter deponierter Energie E_{dep} von Teilchen aus Ereignissen der Bhabha-Streuung. Die gemessene Energie wird aus einem *Cluster* von getroffenen Kristallen bestimmt, wobei die Kalibrierung der Einzelkristallenergien ε_i durch Multiplikation mit einer Kalibrationskonstante c_i erfolgt: $E_{meas} = \sum_i c_i \varepsilon_i$. Die erwartete Energie wird aus einer Monte-Carlo-Simulation extrahiert. Die Minimierung des χ^2 -Terms

$$\chi^2 = \sum_{\text{Cluster } k} \left(\frac{\sum_i c_i \varepsilon_i^k - E_{dep}^k(\theta, \phi)}{\sigma^k} \right)^2$$

bezüglich der Kalibrationskonstanten c_i führt zu einem linearen Gleichungssystem mit einer 6580×6580 -Matrix, die numerisch invertiert werden kann.

Die Methode kalibriert die Kristalle im Energiebereich von 2,5 bis 8 GeV. Bei einer Luminosität von $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erlaubt die hohe Rate an Bhabha-Ereignissen am PEP-II-Beschleuniger eine Kalibration mit einer statistischen Genauigkeit von 0,32 % innerhalb von 12 Stunden. Der Einfluß systematischer Unsicherheiten wurde untersucht und zu $\begin{matrix} +0,81 \% \\ -0,72 \% \end{matrix}$ abgeschätzt.

Durch die Kalibration konnten Energieauflösungen σ_E/E von 1,8 % bei Elektronen mit einer Energie von 7,5 GeV erreicht werden. Im Jahr 2000 wurde von Mitte Mai bis Ende Oktober ein Absinken der Lichtausbeute der Kristalle der Endkappe von etwa 2,8 % beobachtet.

Abstract

A technique to calibrate the CsI(Tl) calorimeter of the *BABAR* experiment was developed and implemented. The method allows a calculation of absolute calibration constants for all 6580 crystals. With these constants, a monitoring of the change of the light yield of the crystals is possible.

The algorithm is based on the comparison of the measured energy E_{meas} and the expected deposited energy E_{dep} of particles in Bhabha scattering events. The measured energy is calculated from a cluster of hit crystals. The individual crystal energies ε_i are calibrated by a multiplication with a calibration constant c_i yielding a measured cluster energy $E_{meas} = \sum_i c_i \varepsilon_i$. The expected energy is extracted from a Monte-Carlo-Simulation. Minimizing

$$\chi^2 = \sum_k \left(\frac{\sum_i c_i \varepsilon_i^k - E_{dep}^k(\theta, \phi)}{\sigma^k} \right)^2$$

with respect to the constants c_i yields a system of linear equations with a 6580×6580 matrix, that can be inverted numerically.

The crystals are calibrated in an energy range of 2.5 to 8 GeV. The large rate of Bhabha scattering events at the PEP-II accelerator allows a calibration with a statistical precision

of 0.32 % within 12 hours of data taking at a luminosity of $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The influence of systematic uncertainties was studied and estimated to be $+0.81 \%$ -0.72% . Due to the calibration an energy resolution σ_E/E of 1.8 % could be obtained for electrons with an energy of 7.5 GeV. With the calibration constants a decrease in the lightyield of the endcap crystals of 2.8 % could be observed between May and October 2000.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Die Verletzung der CP-Symmetrie	3
1.1 Ist unsere Welt symmetrisch ?	3
1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung	4
1.3 Quarkmischung und CKM-Matrix	5
1.4 Die Teilchen-Antiteilchen-Oszillation	6
1.5 CP-Verletzung bei neutralen B-Mesonen	8
1.6 Anforderungen an ein Experiment zur Bestimmung der CP-Verletzung . .	10
2 Das BABAR-Experiment	13
2.1 Der PEP-II-Beschleuniger	13
2.2 Der BABAR-Detektor	15
2.2.1 Der Silizium-Vertex-Detektor	16
2.2.2 Die Driftkammer	17
2.2.3 Das Teilchen-Identifizierungssystem	19
2.2.4 Der Magnet und das Instrumentierte Rückflußjoch	20
2.2.5 Die Datenauslese und das Triggersystem	20
2.2.6 Die Rekonstruktion der Ereignisse	24
2.2.7 Die Speicherung der Daten	25
3 Das Elektromagnetische Kalorimeter	27
3.1 Anforderungen	27
3.2 Der Aufbau der Kalorimeters	28
3.2.1 Die CsI(Tl)-Kristalle	28
3.2.2 Der geometrische Aufbau des Kalorimeters	30
3.2.3 Die elektronische Auslese des Kalorimeters	32
3.3 Die Rekonstruktion der Kalorimeterinformation	34
3.3.1 Auswertung der digitalisierten Signale	34
3.3.2 Selektion und Kalibration der Einzelkristallinformationen	35
3.3.3 Rekonstruktion von Clustern und Bumps	36
3.3.4 Korrektur der Cluster auf Energieverluste	37
3.4 Die Kalibration des Kalorimeters	39
3.4.1 Die Kalibration der Elektronik	39
3.4.2 Die Kalibration mit Hilfe der radioaktiven Quelle	41
3.4.3 Cluster-Korrekturen	42

3.4.4	Der Lichtpulser	43
3.4.5	Zeitraumen der Kalibrationen und Korrekturen	44
4	Die Kalibration mit Bhabha-Ereignissen	47
4.1	Der Kalibrations-Algorithmus	47
4.1.1	Die Methode	47
4.1.2	Ablauf der Kalibration	49
4.2	Die Bhabha-Streuung	50
4.2.1	QED und Wirkungsquerschnitt	50
4.2.2	Die Topologie der Ereignisse	52
4.3	Die Monte-Carlo Simulation	54
4.3.1	Der Bhabha-Ereignis-Generator bhwide	54
4.3.2	Die Detektor-Simulation	55
4.3.3	Die Simulation der Detektorauslese und Berücksichtigung des Untergrundes	55
5	Selektion und Extraktion	57
5.1	Die Selektion der Bhabha-Ereignisse	57
5.1.1	Die Auswahl von Bhabha-Ereignissen im Level-1-Trigger	58
5.1.2	Die Selektion im Level-3-Trigger	59
5.1.3	Die Vorselektion mit L3-Informationen	61
5.1.4	Die Vertex-Korrektur	63
5.1.5	Die Selektion mit Kalorimeter-Informationen	64
5.1.6	Untergrund und Effizienz der Selektion	67
5.1.7	Untersuchungen von Monte-Carlo-Ereignissen und Daten	69
5.2	Extraktion der deponierten Energien aus der Monte-Carlo-Simulation	71
6	Implementation und Matrixinversion	75
6.1	Die Bhabha-Kalibration und das OPR	75
6.2	Die Matrix-Inversion	77
7	Tests der Kalibration und Fehlerstudien	79
7.1	Tests mit MC-Ereignissen	79
7.2	Der statistische Fehler der Kalibration	81
7.3	Studien zu systematischen Fehlern	82
7.3.1	Systematische Unsicherheiten der erwarteten Energien	82
7.3.2	Systematische Unsicherheiten bei der Kalibration	84
7.4	Zusammenfassung der statistischen und systematischen Unsicherheiten	88
7.5	Die Auswirkungen ausgefallener Kristalle	89
8	Ergebnisse	91
8.1	Regelmäßige Kalibrationen	91
8.2	Monitorierung der Kristalle	94
8.3	Die Bhabha-Kalibration in der Anfangsphase der Datennahme	97
8.4	Nichtlinearitäten	98
8.5	Energie-Auflösung	100
8.6	Elektronen-Identifizierung	104

9 Zusammenfassung	105
A Die Kalibrations-Software	107
A.1 Das <i>BABAR-Framework</i>	107
A.2 Die Kalibrations-Software	108
A.3 Speicherung der Daten in objektorientierten Datenbanken	111
A.3.1 Die <i>Online</i> -Datenbanken	111
A.3.2 Die <i>Conditions</i> -Datenbank	113
Quellenverzeichnis	115
Danksagung	117

“It says in the brochure,” said Arthur, pulling it out of his pocket and looking at it again, “that I can have a special prayer, individually tailored to me and my special needs.”

“Oh, all right,” said the old man. “Here’s a prayer for you. Got a pencil ?”

“Yes,” said Arthur.

“It goes like this. Let’s see now:

’Protect me from knowing what I don’t need to know. Protect me from even knowing that there are things to know that I don’t know. Protect me from knowing that I decided not to know about the things that I decided not to know about. Amen.’

That’s it. Its what you pray silently inside yourself anyway, so you may as well have it out in the open.”

“Hmmm,” said Arthur. “Well, thank you -”

“There’s another prayer that goes with it that’s very important,” continued the old man, “ so you’d better jot this down, too”

“Okay.”

“It goes, ’Lord, lord, lord ...’ It’s best to put that bit in, just in case. You can never be too shure. ’Lord, lord, lord. Protect me from the consequences of the above prayer. Amen’ And thats it. Most of the trouble people get into in life comes from leaving out that last part.”

“Well, thank you for your help,” said Arthur.

“Don’t mention it,” said the old man on the pole, and vanished.

Douglas Adams, “Mostly harmless”

Einleitung

Im Laufe des 20. Jahrhunderts gelang es der Physik, einen Großteil der unserem Universum zugrunde liegenden Gesetze zu erkennen und zu einem konsistenten Weltbild zusammenzusetzen. Im Bereich der Teilchenphysik etablierte sich das sogenannte Standardmodell, das die Wechselwirkungen und den Aufbau unserer Welt beschreibt. In Präzisionsexperimenten konnte eine Übereinstimmung der Vorhersagen des Standardmodells mit der Wirklichkeit sehr genau gemessen und überprüft werden.

Eines der letzten noch relativ unerforschten Gebiete der Teilchenphysik ist die CP -Symmetriebrechung. Sie führt zu Abweichungen im Verhalten von einigen Teilchen und ihren Antiteilchen in schwachen Wechselwirkungen und ist vermutlich eine Ursache des Verschwindens der Antimaterie während der Entwicklung unseres Kosmos. Im Standardmodell wird die CP -Verletzung in der Quarkmischung mit der CKM -Matrix beschrieben. Zur Messung der Matrixelemente und zum Studium der CP -Verletzung im System der neutralen B -Mesonen wurde deshalb am Stanford Linear Accelerator Center das $BABAR$ -Experiment gebaut.

In den Zerfällen und der Oszillation der neutralen B -Mesonen läßt sich die Asymmetrie durch die CP -Verletzung messen. Da die CP -verletzenden Zerfälle relativ selten sind, ist eine hohe Luminosität des Beschleunigers notwendig. Der zugehörige Detektor muß in der Lage sein, die Zerfälle möglichst effektiv und präzise zu messen. Diesen Erfordernissen wurde der $BABAR$ -Detektor angepaßt.

Das CsI(Tl)-Kalorimeter ist eine seiner Detektorkomponenten. Es dient im wesentlichen zur Bestimmung von Teilchenenergien und der Teilchen-Identifizierung. Dazu ist eine genaue absolute Kalibration des Kalorimeters erforderlich. Durch die hohe Luminosität des Beschleunigers ist der Detektor ständig einer starken Strahlenbelastung ausgesetzt. Das wirkt sich auf die Eigenschaften der CsI-Kristalle aus. Die Kalibration muß deshalb in relativ kurzen Zeiträumen stattfinden, um diese Änderungen zu berücksichtigen.

Im Energiebereich von etwa 2 bis 8 GeV verfolgt die Kalibration mit Ereignissen der Bhabha-Streuung. Die hohe Rate und die genaue Kenntnis der Reaktion im Rahmen der Quantenelektrodynamik machen eine Kalibration innerhalb von etwa 12 Stunden möglich. Die Methode erlaubt durch den Vergleich von gemessenen und erwarteten Energien die Bestimmung von absoluten Kalibrationskonstanten für jeden einzelnen Kristall des Kalorimeters. Mit ihnen kann die Änderung der Lichtausbeute der Kristalle monitort werden.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung, Implementation und Anwendung dieser Kalibration und soll in den folgenden Kapiteln erläutert werden. Im ersten Kapitel werden die Physik der CP -Verletzung und die Anforderungen an eine experimentelle Messung vorgestellt. Kapitel 2 stellt deren Umsetzung im PEP-II-Beschleuniger und dem $BABAR$ -Detektor dar. Der Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters, seine

Kalibration und die Rekonstruktion der Daten werden in Kapitel 3 erläutert. In vierten Kapitel wird die Methode der Bhabha-Kalibration vorgestellt. Die Auswahl der Ereignisse und die Bestimmung der erwarteten Energien wird in Kapitel 5 dargelegt. Kapitel 6 stellt kurz die Implementation im Rahmen der *BABAR*-Software vor. Im siebten Kapitel werden Tests der Methode sowie mögliche Fehlerquellen und Unsicherheiten diskutiert. Schließlich werden die mit dem Kalorimeter erreichten Leistungen im achten Kapitel gezeigt. Am Ende erfolgt noch eine kurze Zusammenfassung der Resultate.

Kapitel 1

Die Verletzung der CP-Symmetrie

1.1 Ist unsere Welt symmetrisch ?

Eine der Grundlagen des Standardmodells der Teilchenphysik zur Beschreibung von Teilchen und deren Wechselwirkungen sind Symmetrien. Bis zum heutigen Zeitpunkt scheint es, daß alle bekannten Wechselwirkungen zwischen Teilchen - die starke Kraft, die schwache Kraft und die elektromagnetische Wechselwirkung - im großen und ganzen einigen grundlegenden Symmetrien gehorchen. Diese sind:

- die Symmetrie bezüglich einer Spiegelung der Orte der Teilchen am Koordinatenursprung, genannt die Parität P . Anschaulich bedeutet dies, daß z.B. bei der Streuung zweier Teilchen aneinander, die Stärke der Wechselwirkung unabhängig davon ist, ob man die Orte und Bahnen der Teilchen vertauscht.
- die Symmetrie bezüglich der Änderung ladungsartiger Eigenschaften der Teilchen wie z.B. der Ladung selbst - die Ladungskonjugation C . Beim Beispiel der Streuung bedeutet dies die Unabhängigkeit der Wechselwirkung von einer Vertauschung der ladungsartigen Quantenzahlen der beiden Teilchen.
- die Symmetrie bezüglich der Umkehrung des Zeitablaufs in einer Reaktion zwischen Teilchen - die Zeitumkehr T .

Die einzige Wechselwirkung, die sich teilweise einigen dieser Symmetrien entzieht, ist die schwache Wechselwirkung.

Die frühere Annahme, daß alle Wechselwirkungen jeder einzelnen dieser Symmetrietransformationen unterliegen, wurde schon 1957 im berühmten Experiment von Wu et al. [1] widerlegt. Die schwache Kraft ist nicht symmetrisch bezüglich der Parität. Im Gegenteil, die Parität ist hier maximal verletzt, da nur bestimmte Zustände von Teilchen - linkshändige Teilchen und rechthändige Antiteilchen - schwach wechselwirken.

Auch die daraufhin postulierte Symmetrie der Aufeinanderfolge von Parität und Ladungskonjugation CP hielt dem Experiment nicht stand: 1964 gelang es Christenson, Cronin und Fitch nachzuweisen, daß bei Zerfällen von neutralen K -Mesonen auch CP -verletzende Anteile auftreten [2]. Ob dies auch im System der neutralen B -Mesonen auftritt, wird sich, unter anderen auch im $BABAR$ -Experiment, zeigen.

Als letztes noch existierendes allgemeines Symmetrieprinzip gilt das *CPT*-Theorem, das die Invarianz aller Prozesse unter der Folge der Operationen *C*, *P* und *T* unabhängig von deren Reihenfolge postuliert. Der beste experimentelle Beweis stammt aus dem Vergleich der Massen von K^0 und \bar{K}^0 , die bei *CPT*-Erhaltung gleich sein müssen. Ihre relative Massendifferenz wurde zu kleiner als 10^{-18} [3] bestimmt. Er ist allerdings sehr wichtig, da die *CPT*-Invarianz eine der wesentlichsten Grundlagen der Quantenmechanik und damit der heutigen Formulierung des Standardmodells ist.

1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Eine der grundlegendsten Leistungen in der theoretischen Beschreibung der Teilchenphysik im Standardmodell war die Zusammenführung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung auf eine gemeinsame Grundlage. Sie gelang Glashow, Salam and Weinberg in den 60er Jahren des 20. Jahrhunderts. Danach sind die elektromagnetische und die schwache Kraft Manifestationen ein und derselben Wechselwirkung. Die Teilchen, die diese Kraft vermitteln sind die Photonen bei der elektromagnetischen sowie die geladenen *W*- und die neutralen *Z*-Bosonen bei der schwachen Wechselwirkung. Laut der zugehörigen Eichfeldtheorie müßten eigentlich alle Bosonen masselos sein. Die große Masse der *W*- und *Z*-Bosonen, die experimentell gefunden wurde, läßt sich nur erklären, wenn man ein weiteres Feld einführt an das sie koppeln, wodurch sie ihre Masse erhalten. Dies ist das sogenannte Higgs-Feld, nach dem zur Zeit intensiv experimentell gesucht wird.

Die Lagrangedichte-Funktion beschreibt in ihren einzelnen Termen die verschiedenen Beiträge zur elektroschwachen Wechselwirkung:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \sum_i \bar{\Psi}_i (i\partial_\mu - m_i - \frac{gm_i H}{2m_W}) \Psi_i \\
& - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \Psi_i \\
& - e \sum_i q_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu \Psi_i A_\mu \\
& - \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \Psi_i Z_\mu
\end{aligned} \tag{1.1}$$

Die physikalischen Fermionenfelder Ψ_i (Quarks und Leptonen) koppeln in verschiedene Formen der elektroschwachen Wechselwirkung:

Der erste Summand beschreibt die freie Energie der Teilchen und ihre Kopplung an das skalare Higgs-Feld, was zur Erzeugung der Fermionenmassen führt. (g ... Kopplungskonstante, H ... Higgs-Skalar, m_W ... Masse der *W*-Bosonen)

Der zweite Term steht für die Kopplung der Teilchen an die geladenen *W*-Bosonen in der schwachen Kraft. ($W^{+/-}$... physikalische geladene Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, die über den Weinbergwinkel θ_W mit den theoretischen Eichfeldern verknüpft sind, $T^{+/-}$... Auf- und Absteigeoperatoren des schwachen Isospins)

Der dritte Term beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch eines Photons. (e ... Elementarladung, q_i ... Ladung der wechselwirkenden Teilchen in Einheiten von e , A_μ ... Feld des Eichbosons der elektromagnetischen Wechselwirkung)

Der letzte Summand schließlich steht für den neutralen schwachen Strom - die Kopplung an die ungeladenen Z -Bosonen. ($g_V^i, g_A^i \dots$ Faktoren der Vektor- und Axialvektorkopplung des schwachen Isospins, $Z_\mu \dots$ physikalisches neutrales Eichboson der schwachen Wechselwirkung)

1.3 Quarkmischung und CKM-Matrix

Im Gegensatz zu allen anderen Wechselwirkungen wurde bei der schwachen festgestellt, daß die Kopplung eines Quarks an die W - und Z -Bosonen abhängig von seinem Flavour ist. Während bei den Leptonen die Eigenzustände der Wechselwirkung gleich den physikalischen Fermionenfeldern, also den Massen-Eigenzuständen sind, koppeln die Quarks nicht direkt mit ihren Massen-Eigenzuständen an die Eichfelder. Die schwachen Quark-Eigenzustände sind mit den Massen-Eigenzuständen über eine Matrix gekoppelt. Die übliche Konvention ist, daß die Quarks u , c und t über die Einheitsmatrix und d , s und b über die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix [4] [5] miteinander verbunden sind:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} V_{\text{CKM}} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0.9742 \dots 0.9757 & 0.219 \dots 0.226 & 0.002 \dots 0.005 \\ 0.219 \dots 0.225 & 0.9734 \dots 0.9749 & 0.037 \dots 0.044 \\ 0.004 \dots 0.014 & 0.035 \dots 0.043 & 0.9990 \dots 0.9993 \end{pmatrix} [3] \quad (1.3) \end{aligned}$$

Die möglichen 9 komplexen Parameter der Matrix können durch die Tatsache, daß die Matrix unitär ist und daß sie 5 unbeobachtbare globale und relative Phasen besitzt, auf 4 reelle Parameter reduziert werden. Im Standardmodell werden keine Aussagen über die Parameter getroffen, so daß sie frei wählbar sind. Meist werden sie als drei reelle Parameter und eine komplexe Phase gewählt.

Die Standard-Parametrisierung nutzt drei Winkel und eine Phase [6] :

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

mit $c_{ij} = \cos \theta_{ij}, s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Hier ist die Mischung als eine Drehung interpretierbar. Sie verschwindet zwischen zwei Quark-Generationen, wenn der Dreh-Winkel θ_{ij} zwischen ihnen gleich Null wird.

Aus der Unitarität der CKM-Matrix ($\mathbf{V}^+ \mathbf{V} = \mathbf{1}$) lassen sich einige Eigenschaften der einzelnen Matrixelemente untereinander ableiten. Für die Beschreibung der CP -Verletzung auf die im weiteren noch eingegangen wird, ergibt sich z.B. die folgende Beziehung:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.5)$$

Diese Gleichung sagt aus, daß die Summe dreier komplexer Größen verschwindet, was geometrisch einem Dreieck in der komplexen Ebene entspricht (Abbildung 1.1a). Wenn

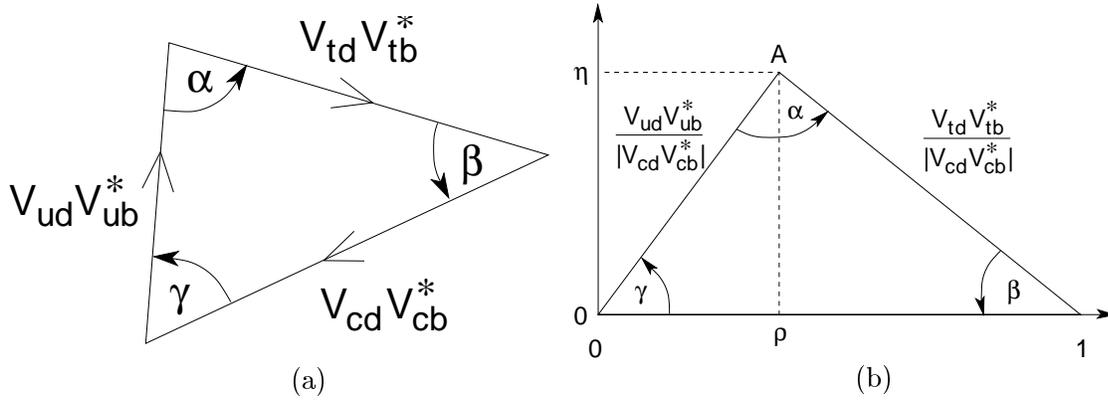


Abbildung 1.1: Das Unitaritätsdreieck (a) original (b) mit $|V_{cd}V_{cb}^*|$ skaliert

man die Seiten des Dreiecks mit $|V_{cd}V_{cb}^*|$ dividiert, so fällt eine Seite mit der reellen Achse zusammen und hat eine Länge von 1 (Abbildung 1.1b). Außerdem ist ein Punkt des Dreiecks im Ursprung fixiert, ohne daß sich die Form ändert. Der verbleibende Punkt kann schließlich durch seine 2 Koordinaten (ρ, η) beschrieben werden. Die drei Winkel des Unitaritätsdreiecks ergeben sich zu:

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \quad \beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \quad \gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right)$$

Sie sind physikalisch zugängliche Größen und können, wie später noch dargestellt wird, in Zerfällen von B -Mesonen gemessen werden. Gilt die CP -Symmetrie, so ist die komplexe Phase der CKM-Matrix gleich Null und das Dreieck fällt zu einer Strecke auf der reellen Achse zusammen.

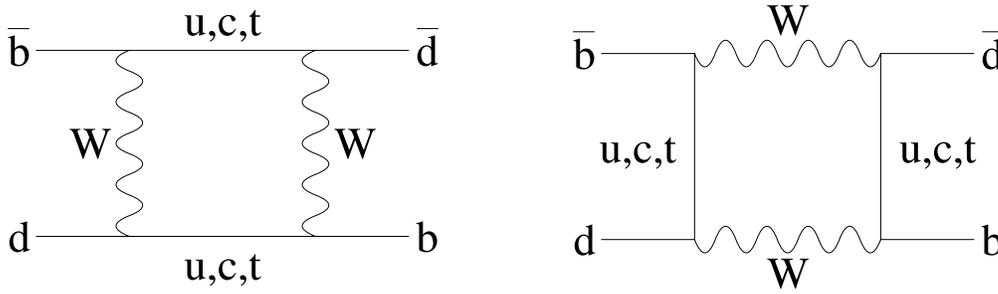
Benutzt man statt der Standardparametrisierung die Parametrisierung der CKM-Matrix nach L. Wolfenstein [7], so fallen ρ und η mit zwei CKM-Matrix-Parametern zusammen. Wie man aus den experimentell ermittelten Werten entnehmen kann (Gleichung 1.2, [3]), sind Übergänge innerhalb einer Familie (Diagonalelemente) bevorzugt (z.B. $t \leftrightarrow b$: $V_{tb} \simeq 1$). Kopplungen an Quarks anderer Familien werden stark unterdrückt (z.B. $b \leftrightarrow u$: $V_{ub} \simeq \mathcal{O}(0.001)$). Diese Eigenschaft nutzte Wolfenstein, um die einzelnen Elemente nach dem Parameter λ als Abweichung von der Einheitsmatrix zu entwickeln. Die Entwicklung bis zu $\mathcal{O}(\lambda^3)$ führt zu

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

η repräsentiert die komplexe Phase. Sie tritt in niedrigster Ordnung in den Übergängen von der dritten in die erste Quarkfamilie auf (z.B. $b \rightarrow u$).

1.4 Die Teilchen-Antiteilchen-Oszillation

Unter B -Mesonen versteht man alle Mesonen, die ein *bottom*-Quark beinhalten. Auftretende Quark(flavour)-Eigenzustände sind die geladenen B -Mesonen, wie das $B^+ = \bar{b}u$ sowie die neutralen B -Mesonen $B^0 = \bar{b}d$ und $B_s^0 = \bar{b}s$. Die dazugehörigen Antiteilchen sind B^- , \bar{B}^0 und \bar{B}_s^0 .

Abbildung 1.2: Boxgraphen der B^0 / \bar{B}^0 - Oszillation

Eine interessante Eigenschaft der neutralen B -Mesonen ist deren Oszillation. Teilchen und Antiteilchen können durch schwache Wechselwirkung zweiter Ordnung ineinander übergehen (Abbildung 1.2).

Phänomenologisch kann man diesen Prozess quantenmechanisch und modellunabhängig beschreiben. Jedoch muß man dabei immer beachten, in welchem physikalischen Zustand sich die neutralen B -Mesonen gerade befinden, da diese je nach physikalischem Prozeß unterschiedlich beschrieben werden. Produziert werden die Mesonen immer im Flavour-Eigenzustand (z.B. $B^0 = \bar{b}d$), d.h. dem Zustand mit definiertem Quarkinhalt. Er ist nicht identisch mit dem Eigenzustand bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Letzterer identifiziert die Massen und Lebensdauern und deren Entwicklung in Raum und Zeit.

Um das Ganze noch zu verwirren, könnten noch Eigenzustände der B -Mesonen bezüglich der CP -Transformation existieren. Wäre CP in der schwachen Kraft erhalten, würden die Masseneigenzustände gleich den CP -Eigenzuständen sein. Eine CP -Spiegelung würde die Masseneigenzustände mit einem definierten Eigenwert ± 1 ineinander überführen. Ist CP verletzt, unterscheiden sich Massen- und CP -Eigenzustände.

Bei der quantenmechanischen Beschreibung der Oszillation geht man von den Flavour-Eigenzuständen aus. Die Zeitentwicklung einer beliebigen Linearkombination $a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle$ wird durch die Schrödingergleichung beschrieben:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathbf{H} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Der Hamiltonian ist eine Matrix, die die verschiedenen Übergänge zwischen den neutralen Zuständen beschreibt.

$$\mathbf{H} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \right) = \begin{pmatrix} m_{11} - \frac{i}{2} \Gamma_{11} & m_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \\ m_{21} - \frac{i}{2} \Gamma_{21} & m_{22} - \frac{i}{2} \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

M und Γ sind 2×2 Matrizen. Die Gültigkeit der CPT -Invarianz impliziert eine Gleichheit der Diagonalelemente $m_{11} = m_{22} = m$, $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$. $m_{12,21}$ bewirken virtuelle B^0 - \bar{B}^0 -Übergänge, $\Gamma_{12,21}$ reelle Übergänge durch Zerfälle in gemeinsame Endzustände.

Die Lösung der Eigenwertgleichung $|\mathbf{H} - \lambda \cdot \mathbf{1}| = 0$ führt zu den beiden Massen-Eigenzuständen

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \\ |B_H\rangle &= p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.9)$$

Normierung: $|q|^2 + |p|^2 = 1$

Die Bezeichnungen L für “light” (leicht) und H für “heavy” (schwer) kommen von der Tatsache, daß der Unterschied in der Lebensdauer der beiden Zustände vernachlässigbar klein ist ($\Delta\Gamma/\Gamma = \mathcal{O}(10^{-2})$) und nur die Massendifferenz sie unterscheidet. (Dies gilt allerdings nur für die B_d^0 -Mesonen, im B_s^0 -System könnte die Differenz der Lebensdauern signifikant sein.)

Aus der Berechnung der Eigenwerte ergibt sich für die Massendifferenz:

$$\Delta m = m_H - m_L = 2\mathcal{R}e\sqrt{\left(m_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(m_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \quad (1.10)$$

Dieser Wert wurde bereits experimentell bestimmt als $x = \Delta m_{B^0}/\Gamma_{B^0} = 0.723 \pm 0.032$. Löst man die Schrödinger-Gleichung mit einem solchen Hamiltonian, so ergibt sich für einen Anfangszustand

$$|B_{phys}^0(0)\rangle = a_0|B^0\rangle + b_0|\bar{B}^0\rangle \quad (1.11)$$

eine Entwicklung im Zeitverlauf von

$$\begin{aligned} |B_{phys}^0(t)\rangle &= \left[(a_0|B^0\rangle + b_0|\bar{B}^0\rangle) \cos \Delta m t/2 \right. \\ &\quad \left. + \left(a_0\eta|\bar{B}^0\rangle + \frac{b_0}{\eta}|B^0\rangle \right) i \sin \Delta m t/2 \right] e^{-i(m - \frac{i}{2}\Gamma)t} \quad (1.12) \\ \text{mit } m &= 0.5(m_H + m_L) \quad \text{und} \quad \eta = q/p \end{aligned}$$

Neben einem exponentiellen Term, der die Abnahme des Ausgangszustandes durch Zerfälle der Mesonen beschreibt, existieren Oszillationsterme, die die Übergänge ineinander charakterisieren. So gibt es z.B. selbst bei einem reinen B^0 -Ausgangszustand zu jedem späteren Zeitpunkt auch Anteile von \bar{B}^0 -Mesonen, da B^0 nach \bar{B}^0 übergeht (und umgekehrt).

In den B -Fabriken werden die B -Mesonen durch Kollisionen von Elektronen und Positronen produziert. Es entsteht der angeregte $b\bar{b}$ -Zustand $\Upsilon(4S)$, der wiederum in B^0 und \bar{B}^0 zerfällt. Der $\Upsilon(4S)$ -Zustand hat den Gesamtdrehimpuls 1 und damit $C = P = -1$, was in einem antisymmetrischen Anfangszustand

$$\Psi(0) = |B_{phys}^0(1)\bar{B}_{phys}^0(2)\rangle - |B_{phys}^0(2)\bar{B}_{phys}^0(1)\rangle \quad (1.13)$$

der beiden B resultiert. Die Zeitentwicklung der Oszillation (Gleichung 1.12) wird dann zu

$$\Psi(t) = e^{-i(m - \frac{i}{2}\Gamma)t} [|B_{phys}^0(1)\bar{B}_{phys}^0(2)\rangle - |B_{phys}^0(2)\bar{B}_{phys}^0(1)\rangle] \quad (1.14)$$

Dies bedeutet, daß die beiden B -Mesonen sich zwar wie einzelne Teilchen in der Zeit entwickeln, aber sie tun dies in Phase, so daß zu jedem Zeitpunkt immer genau ein B^0 und ein \bar{B}^0 existieren. Wenn eines der beiden in einen Nicht-CP-Eigenzustand zerfällt, oszilliert das andere weiter, und es ist unbestimmt, ob es als Teilchen oder Antiteilchen zerfällt.

1.5 CP-Verletzung bei neutralen B-Mesonen

Der Effekt der CP-Verletzung wird im Standardmodell der Teilchenphysik mit einem einzigen Parameter beschrieben - der komplexen Phase δ der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Matrix (Gleichung 1.4). Diese Phase erklärt allerdings nicht die Ursache für das Auftreten der *CP*-Verletzung an sich, sie liefert lediglich eine quantitative Beschreibung.

In der schwachen Wechselwirkung der Quarks mit den geladenen *W*-Bosonen

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \Psi_i \quad (1.15)$$

(zweiter Term Gleichung 1.1) koppeln die Eigenzustände der Wechselwirkung Ψ_i an die Eichfelder W_μ^\pm . Die Transformation dieser Eigenzustände auf die Flavour-Eigenzustände führt zur Einführung der *CKM*-Matrix (Gleichung 1.2) und damit zu

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{i,j} (V_{ij} \bar{u}_i \gamma^\mu W_\mu^+ (1 - \gamma^5) d_j + V_{ij}^* \bar{d}_j \gamma^\mu W_\mu^- (1 - \gamma^5) u_i) \quad (1.16)$$

wobei *u* die *up*-Typ-Quarks und *d* die *down*-Typ-Quarks darstellt. Mit den aus der Lagrangedichte gewonnenen Feynman-Regeln ist es möglich, die Matrixelemente für Prozesse wie Streuungen und Zerfälle zu berechnen. Die Übergangsamplitude ist dabei immer proportional zum Quadrat der Matrixelemente und ist im allgemeinen eine komplexe Größe.

Für einen einzelnen Übergang ist die Amplitude *A* und ihr *CP*-konjugiertes Äquivalent \bar{A} gleich groß.

$$A = \langle f | H | B^0 \rangle \quad \bar{A} = \langle \bar{f} | H | \bar{B}^0 \rangle \quad (1.17)$$

Überlagern sich jedoch zwei oder mehr Prozesse bei einem Übergang, so treten unterschiedliche *CKM*-Matrixelemente je Prozeß auf, was zu Mischungstermen in der Interferenz der beiden Amplituden führt. Durch die komplexe Phase in der *CKM*-Matrix können sich diese beim betrachteten Übergang und seinem *CP*-konjugierten Äquivalent unterscheiden.

Im System der neutralen *B*-Mesonen kann *CP*-Verletzung in drei Arten auftreten:

1. direkte *CP*-Verletzung: Dies bedeutet, daß sich die Zerfallsraten von B^0 und \bar{B}^0 in den gleichen Endzustand unterscheiden - $\Gamma(B^0 \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f})$
Dies kommt zustande, da sich z.B. Pinguin- und Baumgraphen der Zerfälle der B^0/\bar{B}^0 überlagern.
2. Indirekte *CP*-Verletzung in der Oszillation: Die Wahrscheinlichkeit der Oszillation in eine Richtung ist nicht gleich der in die entgegengesetzte Richtung - $P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) \neq P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)$.
Sie tritt auf, wenn für die Masseneigenzustände gilt: $|q/p| \neq 1$
3. *CP*-Verletzung in der Interferenz von Oszillation und Zerfall in einen gemeinsamen Endzustand: Die Zerfallsraten von B^0 und \bar{B}^0 in einen gemeinsamen Endzustand unterscheiden sich, wenn sich die beiden in einem oszillierenden Zustand befinden - $\Gamma(B^0 \rightarrow f) \neq \Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f)$

Der letztere Fall ist der für ein Experiment, z.B. das *BABAR*-Experiment, interessanteste Prozeß, da hier der größte Effekt erwartet wird. Wenn die Endzustände sogar *CP*-Eigenzustände sind wie z.B. $J/\psi K_S^0$, wobei das K_S^0 weiter in *CP*-Eigenzustände zerfällt,

so ergeben sich aus Zerfall und Oszillation (Gleichung 1.12) die zeitabhängigen Raten zu

$$\begin{aligned}\#(B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) &\sim e^{-\Gamma t}(1 + a_0 \sin x\Gamma t) \\ \#(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) &\sim e^{-\Gamma t}(1 - a_0 \sin x\Gamma t) \\ a_0 &= -\sin 2\beta\end{aligned}\quad (1.18)$$

β ist hier ein Winkel des Unitaritätsdreiecks (Bild 1.1).

Über die experimentelle Messung der CP -Asymmetrie

$$A(t) = \frac{\#(B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) - \#(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)}{\#(B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) + \#(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)} = a_0 \sin x\Gamma t \quad (1.19)$$

kann man direkt auf den Winkel β zugreifen und den Effekt der CP -Verletzung quantitativ bestimmen. Weitere Zerfallsmodi, die zur Bestimmung von β beitragen können, sind $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$, $J/\psi K^{*0}$, $D^{*+}D^{*-}$.

Da beim *BABAR*-Experiment die B -Mesonen in einem kohärenten Anfangszustand erzeugt werden (Gleichung 1.13), ist das zeitliche Verhalten durch die Differenz der Zerfälle der beiden Mesonen gegeben. Zerfällt eines der B -Mesonen in einen CP -Eigenzustand ($B_{CP} \rightarrow f$) und das andere zerfällt so, daß sein Flavour bestimmt werden kann (B_{tag}), so bestimmt sich die zeitabhängige CP -Asymmetrie zu

$$A(\Delta t) = \frac{\#(B_{tag}^0 + f) - \#(\bar{B}_{tag}^0 + f)}{\#(B_{tag}^0 + f) + \#(\bar{B}_{tag}^0 + f)} \Big|_{\Delta t} = a_0 \sin x\Delta t/\tau \quad (1.20)$$

Die Bestimmung der Differenz der Zerfallszeiten der beiden B -Mesonen Δt erfolgt über die Messung ihrer Zerfallsvertices.

$$\Delta t = t_{CP} - t_{tag} \approx \frac{z_{CP} - z_{tag}}{(\beta\gamma)_{\Upsilon(4S)}c} \quad (1.21)$$

Ein Fit an die Verteilung der Asymmetrie über der Zeitdifferenz (Gleichung 1.20) liefert schließlich den Winkel β des Unitaritätsdreiecks. Die erste Messung mit dem *BABAR*-Detektor [8] ergab einen Wert von

$$\sin(2\beta) = 0,34 \pm 0,20(stat.) \pm 0,05(syst.) \quad (1.22)$$

Doch auch weitere Winkel des Unitaritätsdreiecks können mit dieser Methode gemessen werden, so z.B. der Winkel α aus den Zerfällen $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\rho^\pm\pi^\mp$.

1.6 Anforderungen an ein Experiment zur Bestimmung der CP -Verletzung

Die Messung der CP -Verletzung im System der neutralen B -Mesonen stellt hohe Anforderungen an den experimentellen Aufbau, sowohl an einen Beschleuniger zur Produktion der B -Mesonen als auch an einen Detektor zur Messung der Zerfälle.

Zur Bestimmung der zeitabhängigen CP -Asymmetrie (Gleichung (1.20)) mit einem Fehler von $\leq 10\%$ genügen einige hundert Ereignisse. Da jedoch die zu betrachtenden Zerfallskanäle wie $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ nur Verzweungsverhältnisse von 10^{-5} haben, muß eine

ausreichende Anzahl von B^0/\bar{B}^0 Ereignissen ($> 10^7$) erzeugt werden. Die beste Methode, um ein klares Signal mit einem möglichst geringen Untergrund zu erhalten, ist die Kollision von Elektronen und Positronen auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz: $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$. Weiterhin muß es möglich sein, die Vertices beider B -Mesonen zu messen, um die Zerfälle zeitlich aufzulösen. Zur Messung der relativen Vertexpositionen der beiden Mesonen ist dazu ein Boost nötig. Unter diesen Gesichtspunkten wurde der asymmetrische PEP-II-Speicherring entworfen und gebaut, der in Abschnitt 2.1 beschrieben wird.

Die folgenden Punkte listen die Anforderungen an einen Detektor und ihre Umsetzung beim *BABAR*-Experiment auf. Sie ergeben sich zum einen aus den Charakteristika der exklusiven Zerfälle bei der Untersuchung der Symmetriebrechung als auch durch die mittleren Parameter von B -Zerfällen.

- größtmögliche Akzeptanz im Schwerpunktsystem des $\Upsilon(4S)$
→ asymmetrischer Aufbau des Detektors bedingt durch Boost in Vorwärtsrichtung
- exzellente Vertexauflösung
→ Silizium-Vertex-Detektor
- Spurerkennung im Impulsbereich $60 \text{ MeV} \leq p_t \leq 4 \text{ GeV}$
→ Driftkammer
- Teilchenidentifikation über einen großen kinematischen Bereich
→ Driftkammer, DIRC (Cherenkov-Detektor)
- Messung von Photonen und neutralen Pionen über einen weiten Energiebereich, Identifizierung von Elektronen
→ Elektromagnetisches Kalorimeter
- Identifizierung von neutralen Hadronen und Myonen
→ Instrumentiertes Eisenjoch

In einer Kollaboration von 10 Ländern wurde der *BABAR*-Detektor dafür entworfen und optimiert. Er wird in Abschnitt 2.2 erläutert.

Kapitel 2

Das *BABAR*-Experiment

Das Hauptziel des *BABAR*-Experiments ist die systematische Untersuchung der *CP*-Verletzung im System der neutralen *B*-Mesonen. Weiterhin wird es jedoch auch möglich sein, sensitive Messungen von weiteren Parametern des Standardmodells der Teilchenphysik wie z.B. dem CKM-Matrix-Element V_{ub} oder Zerfallsparametern seltener *B*-Zerfälle durchzuführen.

Auch auf anderen Gebieten der Teilchenphysik wie der “charm”-Physik, dem Zerfall von τ -Leptonen und in der $\gamma\gamma$ -Physik kann *BABAR* wertvolle Beiträge leisten, die letztendlich zu einem weiteren und tieferen Verständnis unserer Natur und ihrer Gesetze führen werden.

2.1 Der PEP-II-Beschleuniger

Im Oktober 1998 ging nach mehrjähriger Bauzeit der Speicherring PEP-II am *Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)* in Betrieb. Er ist ein Gemeinschaftsprojekt des SLAC, des Lawrence Berkeley National Laboratory und des Lawrence Livermore National Laboratory [9]. Im Gegensatz zu den bis dahin “herkömmlichen” Elektron-Positron-Beschleunigern ist er ein asymmetrischer Collider, das heißt, die Energien der Elektronen und Positronen sind verschieden.

Parameter	HER	LER
Schwerpunktsenergie	10,58 GeV	
Luminosität	$3,3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
mittlere Luminositätslebensdauer	ca. 1 1/2 Stunden	
Integrierte Luminosität (Spitzenwert)	170 pb ⁻¹ /Tag	
Gesamte integrierte Luminosität	ca. 35 fb ⁻¹	
Anzahl der Pakete (Spitzenwert)	1658	
Umfang	2,219 km	
Energie	9,0 GeV	3,109 GeV
Strahlstrom (Spitzenwerte)	0,92 A	2,14 A
Lebensdauer	11 h bei 0,9 A	4 h bei 2 A
Strahlradius (horizontal \times vertikal)	190 μm \times 6 μm	

Tabelle 2.1: PEP-II Luminositäts- und Leistungsparameter (Stand Juni 2001)

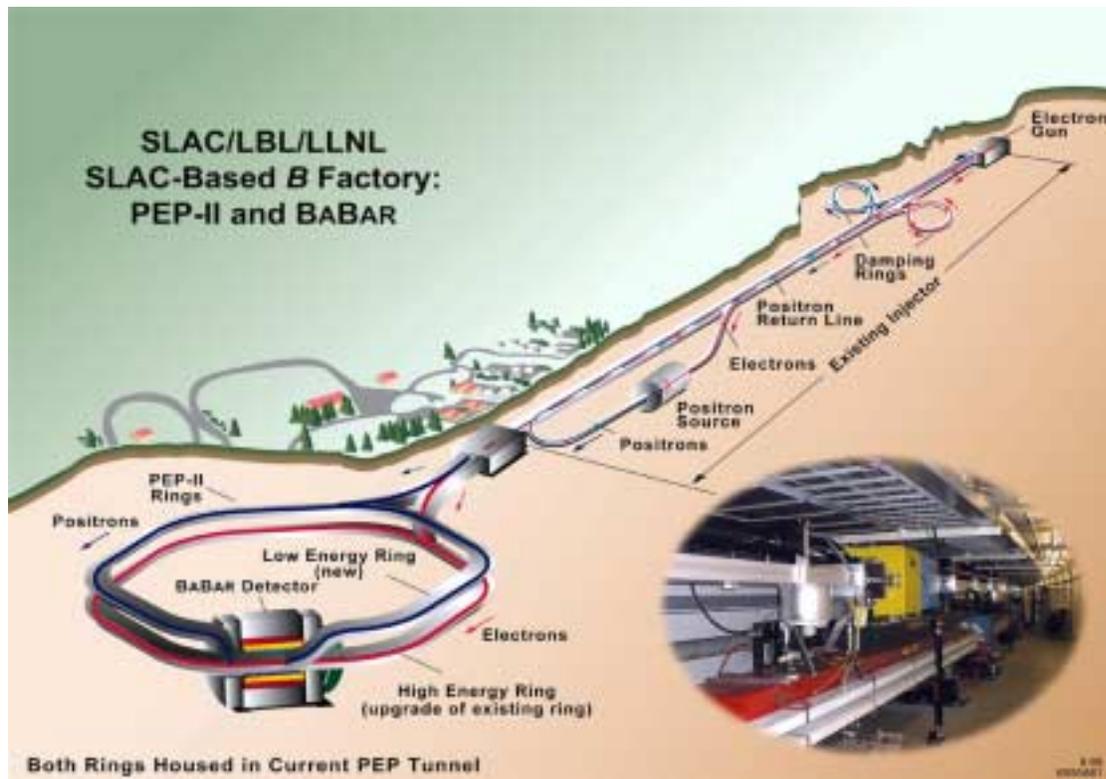


Abbildung 2.1: PEP II Speicherring und Linearbeschleuniger

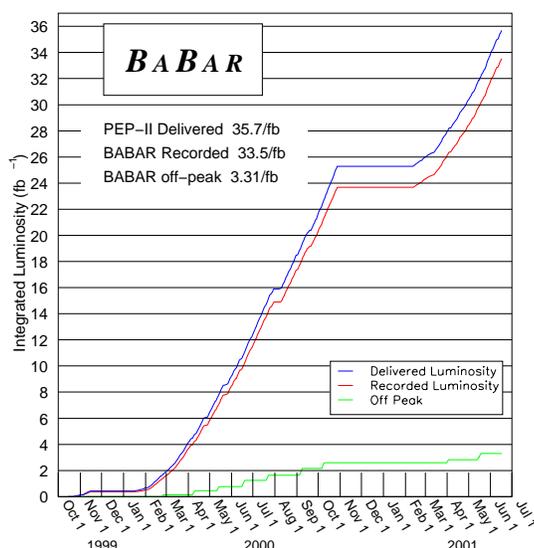


Abbildung 2.2: Akkumulierte integrierte Luminosität der B -Fabrik (schwarz: von PEP II erzeugte, grau: von $BABAR$ aufgezeichnete Luminosität)

Er besteht aus zwei getrennten Ringen. Im Hochenergie-Ring (HER - *High Energy Ring*) werden Elektronen mit einer Energie von 9,0 GeV und im Niederenergie-Ring (LER - *Low Energy Ring*) Positronen mit einer Energie von 3,1 GeV gespeichert. Beide Ringe befinden sich innerhalb des 2,2 km langen Tunnels des ursprünglichen PEP-Speicherrings. LER wurde vollkommen neu entworfen, während der Hochenergie-Ring Teile des alten PEP-Rings benutzt.

Die eigentliche Erzeugung und Beschleunigung der Teilchen auf die Kollisionsenergie erfolgt mit dem Linear-Beschleuniger des SLAC, aus dem die Teilchen in die Speicherringe injiziert werden. Die in den Ringen kreisenden Pakete beinhalten jeder ca. $2,1 \cdot 10^{10}$ Elektronen (HER) und ca. $5,9 \cdot 10^{10}$ Positronen (LER). In einer gemeinsamen Vakuumkammer werden sie frontal kollidiert. Die Schwerpunktsenergie liegt etwa bei der Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bei 10,58 GeV. Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zerfällt zu über 96 % in $B\bar{B}$ -Paare, wobei etwa die Hälfte neutrale Paare $B^0\bar{B}^0$ sind. Der Schwerpunkt bewegt sich mit einem Boost von $\beta\gamma = 0,56$, was notwendig ist, um die zeitabhängige CP -Verletzung zu messen. Die dadurch erreichte räumliche Auftrennung der beiden B -Vertices beträgt im Mittel $250 \mu\text{m}$.

Schon vom Anfang der Datennahme im Jahre 1999 an lieferte der Beschleuniger einen stabilen Strahl. Die Luminosität wurde im Verlauf der ersten Datennahmepériode bis Ende 2000 auf die anvisierten $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ gesteigert, so daß insgesamt eine integrierte Luminosität von 35 fb^{-1} bis Juni 2001 aufgezeichnet werden konnte. Die bisher mit PEP-II erreichten Leistungen sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

2.2 Der $BABAR$ -Detektor

Die in Abschnitt 1.6 erläuterten Anforderungen an den Aufbau eines Detektors zur Bestimmung der CP -Verletzung führten zum Design des $BABAR$ -Detektors. 1995 wurde der Bau genehmigt und 1998 der Detektor fertiggestellt. Anfang 1999 in den PEP-II-Ring

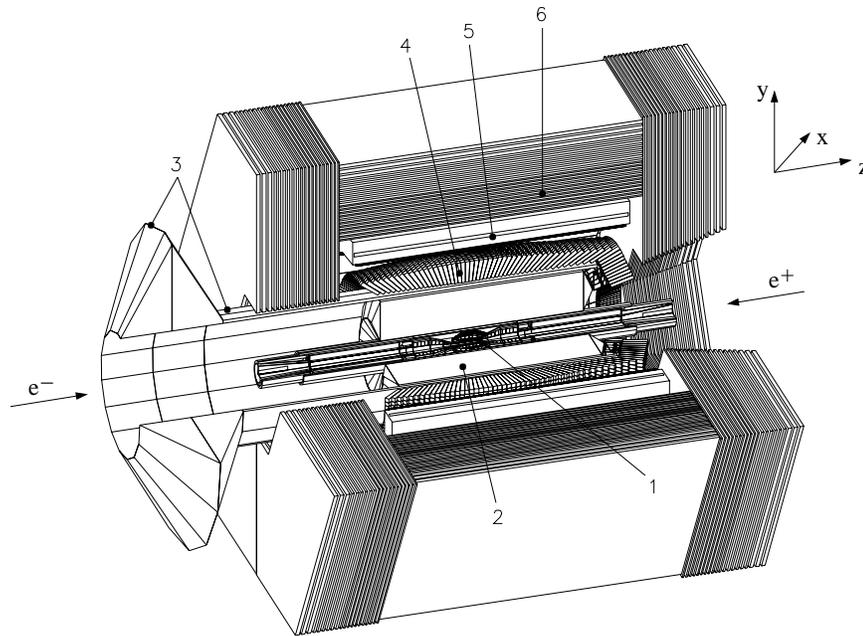


Abbildung 2.3: Der BABAR-Detektor 1. Silizium-Vertex-Detektor 2. Driftkammer 3. Cherenkov-Detektor (DIRC) 4. Elektromagnetisches Kalorimeter 5. Magnet 6. Instrumentiertes Eisenjoch

eingebaut, lieferte er schon im Mai 1999 erste Daten.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Detektorkomponenten und die mit ihnen erreichten Leistungen vorgestellt. Das elektromagnetische Kalorimeter, auf das sich diese Arbeit bezieht, wird anschließend in Kapitel 3 im Detail erläutert.

2.2.1 Der Silizium-Vertex-Detektor

Die innerste, d.h. die sich am nächsten zum Wechselwirkungspunkt befindliche Detektorkomponente, ist die Vertexkammer (SVT - *Silicon Vertex Tracker*). Sie dient dazu, aus den rekonstruierten Spuren der geladenen Teilchen eines Ereignisses deren Ursprungspunkt(e), den Vertex (Vertices) zu bestimmen. Im unteren Impulsbereich ($p_T < 0.12 \text{ GeV}/c$) ist sie sogar die einzige Komponente zur Spurmessung, da die Teilchen

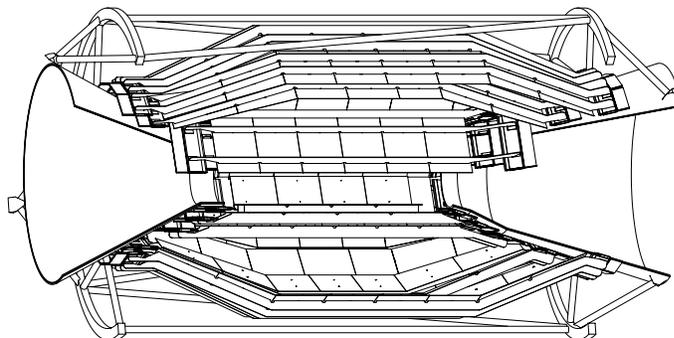


Abbildung 2.4: Der Silizium-Vertex-Detektor

im Magnetfeld eine zu große Krümmung besitzen, um andere Detektorkomponenten zu erreichen. Mit ihr ist es außerdem möglich, geladene Teilchen zu identifizieren. Da sie unmittelbar am Strahlrohr liegt, wurde sie entworfen, um hoher Strahlung zu widerstehen und dabei möglichst wenig Masse zu besitzen, um die Vielfachstreuung für die nachfolgenden Detektorkomponenten zu minimieren. Sie ist die einzige Komponente, die sich innerhalb der Vakuumröhre des Speicherrings befindet und hat eine radiale Ausdehnung von 32 bis 144 mm.

Die Vertexkammer besteht aus 5 radialen Schichten (Abbildung 2.4). Jede Schicht wiederum besteht aus 2 Siliziumstreifen-Detektoren, wobei die Streifen auf einer Seite parallel (ϕ -Streifen) und auf der anderen senkrecht (z -Streifen) zur Strahlachse angeordnet sind. Die Streifen sind in Sperrichtung geschaltete p-n-Übergänge. Fliegt ein Teilchen hindurch, so erzeugt es Elektronen-Loch-Paare, die durch die angelegte Spannung gesammelt werden und ein Signal ergeben. Aus den Durchstoßpunkten in den 5 Schichten kann eine Spur ermittelt werden. Die drei innersten Schichten sind zylindrisch um das Strahlrohr gruppiert und bestehen aus jeweils 6 Modulen. Die beiden äußeren Schichten besitzen zusätzlich zum zentralen faßförmigen Bereich noch keilförmige Endbereiche, um den Eintrittswinkel der Teilchen zu verringern, was eine Verbesserung der Auflösung nach sich zieht. Sie bestehen aus 16 bzw. 18 Modulen. Die Ausleseelektronik für die 150 000 Kanäle befindet sich vollständig außerhalb des aktiven Volumens.

Abbildung 2.5 zeigt, daß die Design-Ziele für die Auflösung der Spuren in der Vertexkammer erreicht wurden. Die Effizienz zum Finden der einzelnen Treffer beträgt im Mittel über 98%.

2.2.2 Die Driftkammer

Die Driftkammer (DCH - *Drift Chamber*) ist die erste Detektorkomponente außerhalb des Stützrohres des Beschleunigers. Mit ihr ist es möglich, Spuren geladener Teilchen und deren Impulse zu messen. Zusätzlich kann man durch die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes die Teilchen identifizieren.

Dazu besteht die Driftkammer aus einer 280 cm langen zylindrischen Röhre, die symmetrisch um die Strahlachse angeordnet ist und sich radial von 23,6 cm bis 80,9 cm erstreckt. Um die Asymmetrie des Beschleunigers zu berücksichtigen, ist die gesamte Kammer in z -Richtung verschoben. In ihr sind parallel zur Strahlachse circa 50000 Drähte gespannt. Diese sind in 10 Superlagen zu je 4 Lagen angeordnet. Alternierend sind diese Schichten als Axial- oder Stereoschichten angelegt. In den Stereoschichten sind die Drähte um einen Winkel zur Strahlachse verdreht, um auch Positionen in z bestimmen zu können. Innerhalb einer Schicht gruppieren sich jeweils 6 Felddrähte um einen Signaldraht zu

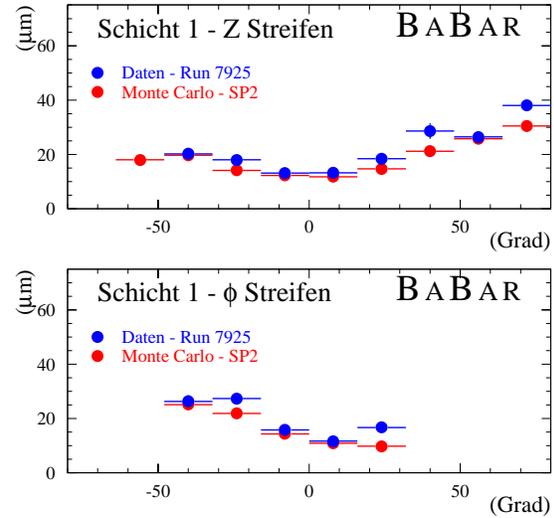


Abbildung 2.5: SVT-Einzelpunkt-Auflösung als Funktion des Eintrittswinkels der Teilchen für die innerste Schicht

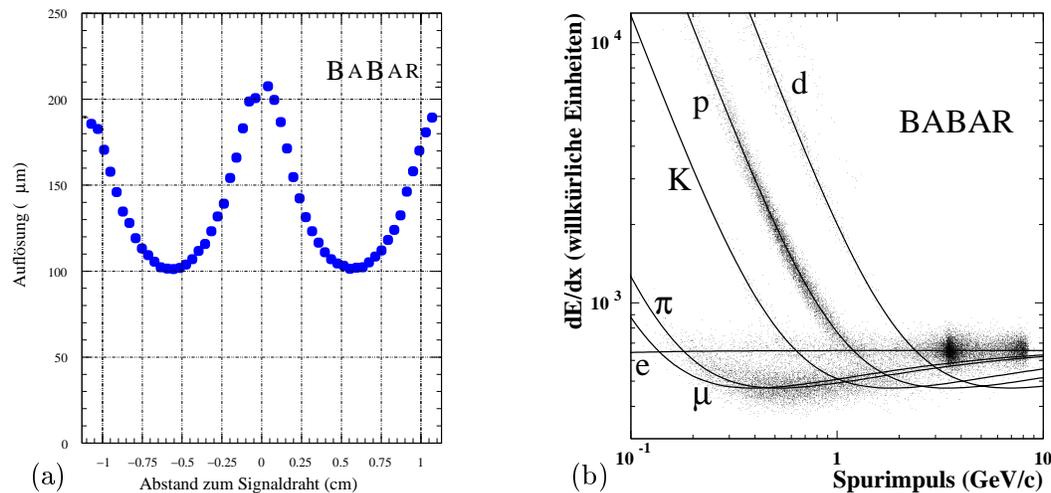


Abbildung 2.6: (a) Ortsauflösung der DCH-Zellen als Funktion des Abstandes zum Signaldraht (b) gemessenes dE/dx als Funktion des Impulses

einer Zelle.

Gefüllt ist die Driftkammer mit einem Gasgemisch aus 80% Helium und 20% Isobutan. Durch das äußere Magnetfeld (Abschnitt 2.2.4) wird die Bahn der Teilchen gekrümmt, woraus sich der Impuls der Teilchen bestimmen läßt. Aus den Orts- und Impulsmessungen kann schließlich der gesamte Impulsvektor rekonstruiert werden. Mit Hilfe dieser Information und dem Wissen um den in der Driftkammer zurückgelegten Weg des Teilchens kann der spezifische Energieverlust dE/dx berechnet werden, der eine teilchenspezifische Eigenschaft ist und somit eine Identifizierung erlaubt.

Die Auflösung des Abstandes der Spur zum Signaldraht für eine einzelne Zelle ist in Abbildung 2.6(a) in Abhängigkeit vom Abstand zum Signaldraht dargestellt. Die gewichtete mittlere Auflösung beträgt $125 \mu m$ (Design: $140 \mu m$).

Abbildung 2.6(b) illustriert die Fähigkeit der Driftkammer, mit der Information über den spezifischen Energieverlust einzelne Teilchen zu identifizieren. Die erreichte Auflösung von dE/dx z.B. bei Elektronen aus der Bhabha-Streuung beträgt 7.5 %.

Die Spurrekonstruktion basiert auf den Daten von SVT und DCH. Sie erfolgt mit Hilfe eines Kalman-Filters, der Detektormaterial und Magnetfeld mit in Betracht zieht. Die Effizienz der Spurfindung bei einer Driftkammerspannung von 1960 V beträgt $98 \pm 1\%$ pro Spur mit einem Impuls größer als 200 MeV/c und $\theta > 500$ mrad. Die Auflösung der Ortsparameter der Spur liegen im Mikrometerbereich. Die Impulsauflösung hängt linear mit dem Transversalimpuls zusammen:

$$\sigma_{p_t}/p_t = (0,13 \pm 0,001)\% \cdot p_t + (0,45 \pm 0,003)\%$$

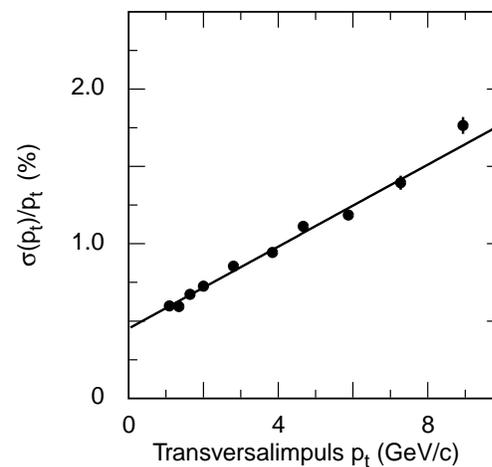


Abbildung 2.7: Transversalimpulsauflösung der Spurrekonstruktion

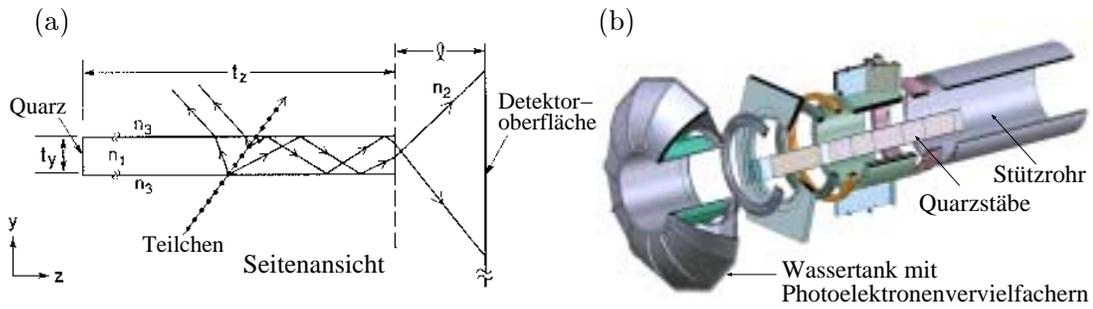


Abbildung 2.8: (a) schematische Darstellung des Funktionsprinzips des DIRC und (b) dreidimensionaler Aufbau des DIRC

2.2.3 Das Teilchen-Identifizierungssystem

Der DIRC (*Detector of Internally Reflected Cherenkov light* - Detektor für intern reflektiertes Cherenkov-Licht) ist ein bei *BABAR* entwickelter und erstmalig eingesetzter neuer Typ eines Cherenkov-Zählers. Er dient zur Teilchenidentifizierung, insbesondere zur Unterscheidung von geladenen Kaonen und Pionen. Die Trennung kann dabei bis zu einem Impuls von $4 \text{ GeV}/c$ erfolgen, wie sie z.B. in seltenen B-Zerfällen oder in Zweikörperzerfällen $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K^+ \pi^-$ auftreten. Der DIRC besteht aus 144 4,9 m langen Quarzstäben, die konzentrisch in einem 12-seitigen Polygon um die Strahlachse angeordnet sind. Durchquert ein Teilchen mit Überlichtgeschwindigkeit ($n_{\text{Quarz}} = 1,47$) die $1,7 \times 3,4 \text{ cm}^2$ großen Stäbe, so emittiert es Cherenkov-Licht. Dieses wird unter Beibehaltung des Öffnungswinkels innerhalb der Quarzstäbe totalreflektiert, bis es am hinteren Ende austritt und sich in einem Wassertank ausbreitet. Dort wird es von einem Feld von 11000 Photoelektronenvervielfachern ausgelesen und der Öffnungswinkel gemessen (Abbildung 2.8). Daraus und aus dem in der Drifkammer gemessenen Impuls kann schließlich die Masse des Teilchens bestimmt werden.

Die Auflösung der Messung des Cherenkov-Winkels beträgt 10 mrad für einzelne Photonen (Abbildung 2.9). Mit im Mittel 30 Photonen pro Teilchen wird damit eine Auflösung von $2,8 \text{ mrad}$ erreicht, was einer Trennung von geladenen Kaonen und Pionen bei einem Impuls von $3 \text{ GeV}/c$ von etwa drei Standardabweichungen entspricht.

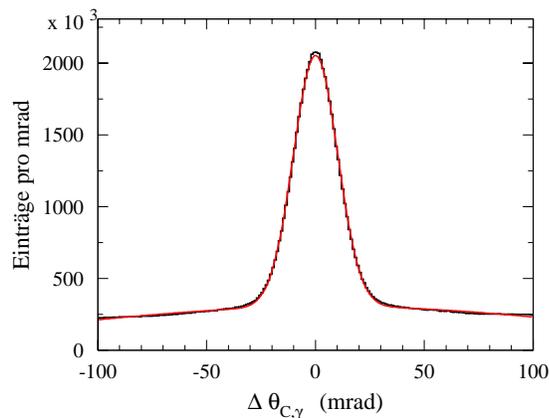


Abbildung 2.9: Cherenkov-Winkel-Auflösung für Einzelphotonen: $\sigma_\theta = 10,2 \text{ mrad}$

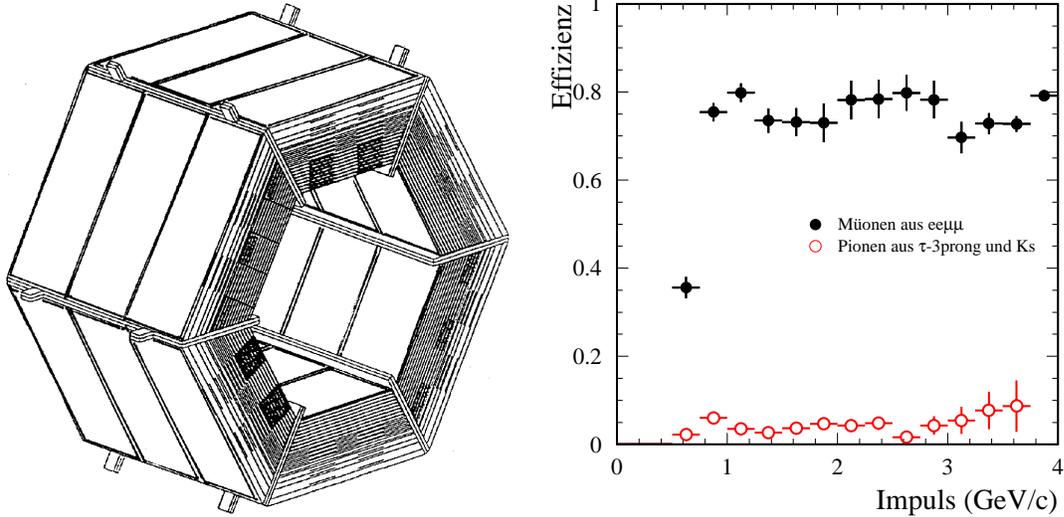


Abbildung 2.10: Der Zentralteil des IFR (links) und die Effizienz der Myonenidentifizierung und Pionen-Fehlidentifizierung des IFR als Funktion des Impulses (rechts)

2.2.4 Der Magnet und das Instrumentierte Rückflußjoch

Die äußersten Komponenten des BABAR-Detektors sind der Magnet und das instrumentierte Rückflußjoch (IFR - *Instrumented Flux Return*). Der Magnet aus einer supraleitenden Spule erzeugt ein 1,5 Tesla starkes Feld. Es ist parallel zur Strahlachse. Das Rückflußjoch besteht aus segmentierten Eisenplatten, die radial von innen nach außen dicker werden (2–10 cm). Zwischen den Eisenplatten befinden sich 3,2 cm große *Resistive Plate Chambers* (RPC) - Funkenkammern mit isolierten Elektroden. Sie dienen der Identifikation von Myonen und neutralen Hadronen (insbesondere K_L^0). Ein Teilchen löst beim Durchgang durch die mit hoher Spannung betriebenen Kammern einen Funken Schlag aus, was zu einem Signal auf den Ausleseelektroden führt. Um räumliche Informationen zu erhalten, sind zwei verschiedene Sammelelektroden orthogonal zueinander angebracht. Das unter atmosphärischem Druck verwendete Gas besteht aus einem Gemisch von Argon, Freon und Isobutan.

Beim Design des IFR war es nötig, einen Kompromiß zwischen zwei entgegengesetzten Anforderungen zu schließen. Einerseits sollte es möglich sein, Pionen und Myonen gut zu trennen, was eine größere Menge Eisen zur Absorption der Pionen erfordert. Andererseits will man mittels des IFR zur Untersuchung der CP -Verletzung im Kanal $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ beitragen, was nach wenig Eisen und vielen RPC verlangt. Wie sich herausstellte, war der getroffene Kompromiß weder für die eine noch die andere Seite befriedigend. Ein umfangreiches Test- und Entwicklungsprogramm soll helfen, dieses Problem zu lösen.

2.2.5 Die Datenauslese und das Triggersystem

Das Triggersystem des BABAR-Detektors besteht aus einem Level-1-Hardware-Trigger und einem Level-3-Software-Trigger. Die Auslese der Daten aller Detektorkomponenten wird zunächst verzögert, bis eine Entscheidung des Level-1-Triggers vorliegt. Im *Online Data Flow* (ODF) werden die Daten der einzelnen Detektorkomponenten ausgelesen und gesammelt. Anschließend werden sie im *Online-Event-Processing* (OEP) zu einem Ereignis

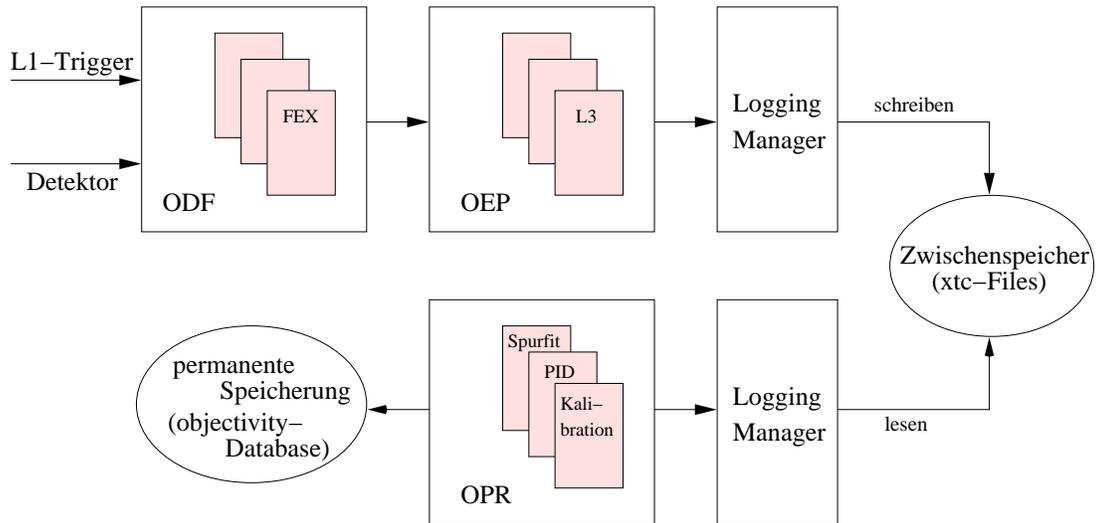


Abbildung 2.11: Der Fluß der Daten vom Detektor bis zur Rekonstruktion (Erläuterung im Text)

nis zusammengefaßt, teilweise rekonstruiert und der Level-3-Trigger selektiert Ereignisse zur permanenten Abspeicherung (Abbildung 2.11).

Der Level-1 Trigger (L1)

Der Level-1 Hardware Trigger besteht aus dem Driftkammer-Spur-Trigger (DCT), dem Kalorimeter-Energie-Trigger (EMT), dem IFR-Myonen- und Kosmischen Trigger (IFT) und dem Globalen Trigger (GLT). Die Logik-Einheiten sind auf 41 Platinen implementiert, die in 9 VME-Crates stecken.

Der Driftkammer-Trigger besteht aus 3 Komponenten. Der Spursegment-Finder (TSF -

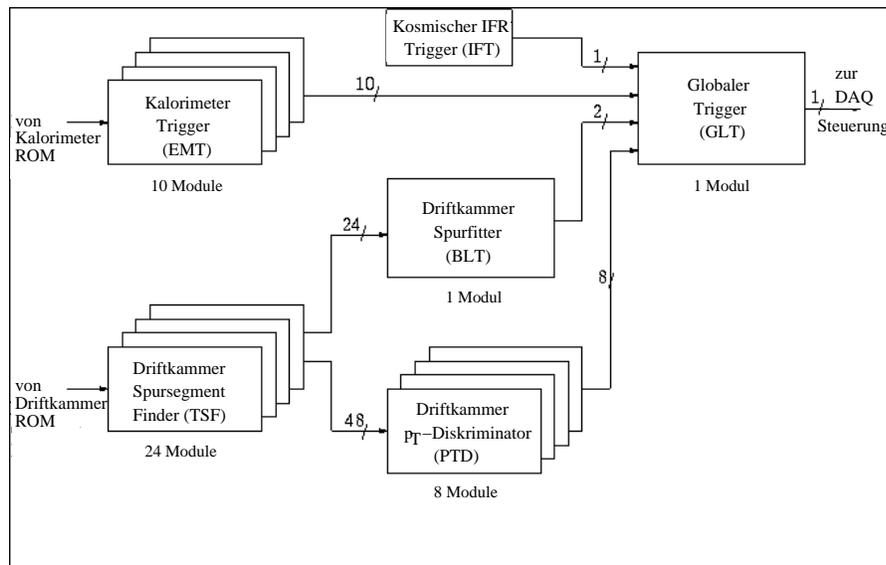


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des Level-1 Hardware Triggers

track segment finder) liest die 10 Superlagen der Driftkammer aus und sucht nach zusammengehörigen Spursegmenten. Die Spurrekonstruktion (BLT - *binary link tracker*) fügt die Spursegmente zu groben Spuren zusammen. Sie unterscheidet kurze (maximal 5 Superlagen getroffen, $p_T > 120$ MeV) und lange Spuren (mindestens 5 Superlagen). Gleichzeitig werden mit dem Transversalimpuls-Diskriminator (PTD - *transverse momentum discriminator*) Spuren oberhalb eines vorgegebenen Transversalimpulses identifiziert.

Der Kalorimeter-Trigger unterteilt das Kalorimeter (siehe Abschnitt 3) in Gruppen von Kristallen, sogenannte Türme (*tower*) zu 3×8 Kristallen in ϕ und θ . In ϕ entspricht diese Strukturierung den Modulen (Abschnitt 3.2.2). Für jeden Turm werden die Energien aller Kristalle über einem Schwellwert von 20 MeV summiert. Die Energien der ϕ -Streifen werden aufsummiert, mit benachbarten Streifen kombiniert und mit Schwellwerten verglichen. Daraus werden sogenannte Trigger-Objekte erstellt, die nach ihrer Energie und Position geordnet sind. Weitere Erläuterungen zu den L1-Objekten werden im Rahmen der Selektion der Bhabha-Ereignisse in Abschnitt 5.1.1 gegeben.

Die Informationen der einzelnen Triggerkomponenten werden vom Globalen Trigger gesammelt. Er vergleicht die Winkelinformationen der EMT-Objekte und Driftkammer Spuren. Aus diesen Informationen generiert er 24 verschiedene Triggerentscheidungen, die an das Detektorauslese-Kontrollsystem (FCTS) weitergegeben werden. Wenn mindestens eine dieser Triggerentscheidungen positiv ist, wird ein *L1Accept*-Signal an alle Detektorkomponenten zur Auslese des Ereignisses geschickt. Außerdem werden die Daten aller L1-Objekte an den L3-Trigger übertragen, da dieser sie als Ausgangsbasis für weitere Selektionen benutzt.

Die Verzögerung durch die Triggerauslese und -entscheidung beträgt etwa $12 \mu\text{s}$. Bei einer Luminosität von $2,0 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ wird die Eingangsrate von mehreren Kilohertz durch den L1-Trigger auf unter 1 kHz reduziert. Die maximale Ausgaberate beträgt 2 kHz. Die Effizienz für $B\bar{B}$ -Ereignisse ist größer als 99,9 %.

Die Datenauslese (ODF)

Das Datenauslesesystem - *Online Data Flow* - besteht aus einer Anzahl von standardisierten Auslesemodulen (ROM - *Read Out Module*) für jede Detektorkomponente. Sie sind über ein optisches 1 Gbps-Kabel mit der Elektronik am Detektor verbunden. Bei Erhalt eines Level-1 Triggersignals werden alle Daten eingelesen. Lediglich das Kalorimeter liest seine Daten ungetriggert ein und sortiert die zu einem Level-1 Trigger gehörigen Daten in der Software. Ein Master-ROM jeder Detektorkomponente faßt die Daten zu einem Teilereignis, einem sogenannten *Tagged Container* (Markierte Container) zusammen. Dieser enthält z.B. für das Kalorimeter die Energien und Positionen der einzelnen Kristalle sowie deren Zeitstempel. Diese *Tagged Container* werden dann über Ethernet zur Weiterverarbeitung an das *Online Event Processing* (OEP) geschickt.

Das OEP ist ein unter Lastverteilung auf einer Computerfarm arbeitendes Programm. Die Rechnerfarm besteht aus 32 Sun Ultra-5 Maschinen auf denen UNIX läuft. Hier werden die einzelnen Teilereignisse zu einem Ereignis zusammengefaßt. Der augenblicklich am geringsten belastete Computer liest das Ereignis ein und bearbeitet es weiter. Passiert das Ereignis den im OEP laufenden Level-3 Trigger, wird es zu einem weiteren Rechner gesandt. Auf diesem läuft der *Logging Manager*, der das Ereignis für die weitere Verarbeitung in Dateien (*xtc-file = extended tagged container file*) auf Festplatte zwischenspeichert. Bei einer maximalen Größe von 10 GByte beinhaltet eine *xtc*-Datei

mehrere Hunderttausend Ereignisse. Solch ein Ereignis-Sample wird als *Run* bezeichnet. Eine weitere Aufgabe des OEP ist die Monitorierung der Daten. Histogramme zur Qualitätssicherung werden aufgenommen und automatisch mit Referenzen verglichen bzw. zur manuellen Kontrolle auf Festplatte geschrieben.

Der Level-3 Trigger (L3)

Der Level-3 Trigger ist die erste Komponente der Auslese, die vollständige Ereignisse sieht. Er soll vor allem den Untergrund aus Strahl-Gas-Ereignissen unterdrücken und die Rate auf maximal 120 Hz reduzieren. Pro Ereignis stehen ihm dafür eine Zeit von maximal 10 ms zur Verfügung.

Die Selektion der Ereignisse basiert auf zwei Algorithmen - einem Spurfit der Driftkammerinformationen und einer *Cluster*-Rekonstruktion des Kalorimeters.

Der Spurfundungsalgorithmus nutzt als Ausgangsbasis die L1-Spursegmente. Durch den Vergleich mit Tabellen, die mit Hilfe von Spuren aus Monte-Carlo-Ereignissen generiert wurden, werden die zu einer Spur gehörigen L1-Spursegmente bestimmt. An die Hits dieser Segmente werden dreidimensionale Spuren gefittet. Der Fit wird unter Hinzunahme von weiteren benachbarten Spursegmenten iteriert. Anhand der Residuen wird die Zugehörigkeit der einzelnen Hits zur Spur überprüft. Die Auflösung der Spurparameter beträgt [31]:

$$\begin{aligned}\sigma_{d0} &= 0,8 \text{ mm} \\ \sigma_{z0} &= 6,1 \text{ mm} \\ \frac{\sigma_{p_t}}{p_t} &= 0,019 \cdot p_t [\text{GeV}]\end{aligned}$$

$d0$ ist der Abstand der Spur am Punkt ihrer kleinsten Annäherung zum Koordinatenursprung in der x - y -Ebene, $z0$ ist die z -Koordinate dieses Punktes und p_t ist der Transversalimpuls der Spur. Die Ereigniszeit wird aus den Driftzeiten auf 4 ns genau bestimmt. Die *Cluster*-Rekonstruktion liest die Signale aller Kristalle des Kalorimeters ein. Um Untergrund zu unterdrücken, werden Kristalle mit weniger als 20 MeV und einer Signalzeit außerhalb eines Fensters von 1,3 μ s um die mittlere Ereigniszeit ausselektiert. Ein schneller Clustering-Algorithmus findet in einer einmaligen Iteration *Cluster* oberhalb einer Energieschwelle von 100 MeV. Die Information über die Nachbarn von Kristallen werden aus Tabellen entnommen. Die Position der *Cluster* wird aus dem energiegewichteten Schwerpunkt berechnet (siehe Abschnitt 3.3.3).

Eine einfache geometrische Extrapolation der gefundenen Spuren (Helices im Raum) zur Kalorimeteroberfläche erlaubt es, anhand des *Cluster*-Spur-Abstandes zu prüfen, ob ein *Cluster* und eine Spur von einem einzigen Teilchen erzeugt wurden.

All diese Informationen werden von Filteralgorithmen verwendet, um verschiedene Ereignistopologien zu klassifizieren. Neben den interessierenden physikalischen Klassen (Multihadronische Ereignisse, Ereignisse mit Spuren vom Wechselwirkungspunkt), die immer selektiert werden (Effizienz für B -Physik $> 99\%$), gibt es Ereignisklassen, die selektiert und zusätzlich noch skaliert werden, um ihre Ausgangsrate zu verringern. Dazu gehören z.B. radiative und nichtradiative Ereignisse der Bhabha-Streuung. Warum diese Skalierung nötig ist, zeigt Tabelle 2.2. Der Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung überwiegt deutlich die der interessierenden Prozesse. Da aber Bhabha-Ereignisse für

$e^+e^- \longrightarrow$	nb
$b\bar{b}$	1,05
$u\bar{u}$	1,39
$d\bar{d}$	0,35
$s\bar{s}$	0,35
$c\bar{c}$	1,30
$\tau^+\tau^-$	0,94
$\mu^+\mu^-$	1,16
e^+e^-	~ 53

Tabelle 2.2: Wirkungsquerschnitte für e^+e^- -Prozesse bei PEP-II. Der Wirkungsquerschnitt für e^+e^- bezieht sich auf Ereignisse im Akzeptanzbereich des Kalorimeters

Kalibrationen und die Luminositätsbestimmung notwendig sind, wird ein kleiner Teil weiterverwendet. Deren Selektion wird im Detail in Abschnitt 5.1.2 erläutert.

Für jede mögliche Ereignisklasse wird in jedem Ereignis ein Bit gesetzt (die sogenannten *filterlines*). Zusammen mit allen anderen im Level-3 erhaltenen Informationen (Spuren, *Cluster*) werden sie in die vom OEP erzeugten xtc-Dateien geschrieben.

2.2.6 Die Rekonstruktion der Ereignisse

Der letzte Schritt in der Ausleseketten ist die vollständige Rekonstruktion der Ereignisse. Um sie sobald als möglich zur Analyse zur Verfügung zu stellen, verarbeitet die *Online Prompt Reconstruction* (OPR) die angefallenen Daten innerhalb weniger Stunden nach der Aufzeichnung. Sie läuft rund um die Uhr vollautomatisch auf einer Farm von zur Zeit etwa 150 UNIX-Prozessoren. Die typische Verzögerung zwischen Datennahme und prozessierten Daten beträgt etwa 8 bis 32 Stunden.

Das OPR ist ein BABAR-Framework-Programm, in dem ein Prozessor jeweils ein Ereignis verarbeitet. Ein *Logging Manager* liest zunächst die vom OEP geschriebenen xtc-Dateien wieder ein und verteilt die Ereignisse auf die zur Verfügung stehenden Rechner. Dort werden unter anderem die Teilchenspuren detailliert aus den Hits von Driftkammer und Silizium-Vertex-Detektor rekonstruiert, *Cluster* gesucht, die Spuren zu Vertices gefittet und Teilchen identifiziert. Die gesamten Informationen werden anschließend in einer Datenbank abgelegt (Abbildung 2.11).

Eine weitere Aufgabe des OPR sind die *Rolling Calibrations*, die kontinuierlich durchgeführten Kalibrationen. Das bedeutet, daß parallel zur Rekonstruktion neue Kalibrationskonstanten erzeugt und in eine Datenbank geschrieben werden. Diese neuen und aktuellen Konstanten können dann im weiteren Verlauf von der Rekonstruktion benutzt werden. Auch die Kalibration des Kalorimeters mit Bhabha-Ereignissen läuft als *Rolling Calibration*. Der Betrieb innerhalb des OPR wird in Kapitel 6 näher erläutert.

Die Qualität der rekonstruierten Daten wird im OPR durch die ständige und detaillierte Monitorierung gewährleistet. Dazu werden Histogramme der wichtigsten Verteilungen aufgenommen und sowohl automatisch als auch manuell kontrolliert.

Eine zweite, identische Rechnerfarm existiert, um die Daten parallel noch einmal rekonstruieren zu können. Diese wird z.B. genutzt, um alte Daten mit neuerem Code oder verbesserten Kalibrationen zu prozessieren.

2.2.7 Die Speicherung der Daten

Die mit dem Detektor gewonnenen Daten werden in zwei verschiedenen Systemen auf unterschiedlichen Levels dauerhaft gespeichert.

Die bereits erwähnten *xtc*-Dateien des OEP beinhalten nur die gemessenen Rohdaten der einzelnen Detektorkomponenten und die im Level-3-Trigger rekonstruierten Ereignisinformationen. Sie werden auf Bänder geschrieben und sind jederzeit wieder abrufbar. Das primäre Speichersystem des *BABAR*-Experiments ist eine objektorientierte Datenbank, die auf dem proprietären Datenbanksystem *objectivity* [10] basiert. Eine sogenannte *federated database* ist aufgeteilt in getrennte Datenbanken. Bei *BABAR* besteht sie im wesentlichen aus drei Teilen:

1. *configuration database* - Dieser Teil speichert die zeitabhängigen Einstellungen der Detektorkonfiguration wie Hochspannungen etc. ab.
2. *conditions database* - Die zeitabhängigen Zustände des Detektors wie Kalibrationskonstanten, Korrekturen und anderes werden hier abgelegt.
3. *event database* - Sie beinhaltet die vollständigen Ereignisse.

Nach der Art der gespeicherten Ereignisinformation teilt sich die "event database" noch einmal:

- *raw database* - Rohdaten der Detektorkomponenten
- *reco database* - rekonstruierte Detektordaten
- *tag database* - Charakterisierung der einzelnen Ereignistypen mit einzelnen Bits
- *micro database* - Zusammenfassung der wichtigsten rekonstruierten Daten zur Benutzung in einer Analyse

Neben den Datenbanken zur permanenten Abspeicherung der Daten gibt es noch die Möglichkeit, Zwischenergebnisse für Kalibrationen, die im *Online Event Processing* oder in der *Online Prompt Reconstruction* laufen, temporär abzulegen. Da während des OEP oder OPR die einzelnen Prozesse auf einer Rechnerfarm verteilt ablaufen, können die akkumulierten Daten zunächst einmal pro Rechner in einer *spatial database* abgelegt werden. In regelmäßigen Abständen werden sie von den verschiedenen Rechnern gesammelt, zusammengeführt und in einer *temporal database* gespeichert. Dort können sie, bis genügend Daten akkumuliert wurden, über einen kurzen Zeitraum gespeichert werden. Da während der Datennahme Probleme mit der Geschwindigkeit und Skalierbarkeit des *objectivity*-System auftraten, wurde als kurz- und mittelfristige Alternative das ebenfalls objektorientierte freie Datenbank- und Datenverarbeitungssystem ROOT des CERN [11] eingeführt. Allerdings werden mit ihm nur die *conditions database* und die *micro database* gespeichert.

Kapitel 3

Das Elektromagnetische Kalorimeter

3.1 Anforderungen

Die Hauptaufgabe des elektromagnetischen Kalorimeters ist die Messung der Energien und Positionen neutraler und geladener Teilchen. Dabei handelt es sich hauptsächlich um Photonen und Elektronen, aber z.B. auch um K_L^0 .

In generischen B^0 -Zerfällen treten im Mittel 5,5 Photonen auf. Sie stammen im wesentlichen aus dem Zerfall neutraler Pionen. Diese überstreichen ein großes Energiespektrum, das von geringen Energien (MeV-Bereich) bis zu mehreren GeV (z.B. im Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$) reicht. Letzterer Zerfall ist bedeutsam für die Bestimmung des Winkels α des Unitaritätsdreiecks. Das korrespondierende Photonenenergiespektrum (Abb. 3.1) reicht von circa 20 MeV bis 5 GeV, wobei die Hälfte aller Energien unterhalb von 200 MeV liegen. Da die Auflösung der B^0 -Masse in Zerfällen mit neutralen Pionen unter anderem von der Energieauflösung der Photonen bestimmt wird, ist eine hohe Energieauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen über einen weiten Energiebereich notwendig.

Zur Bestimmung des Flavours des zweiten, nicht in einen CP -Eigenzustand zerfallenden B -Mesons, liefern Elektronen aus semileptonischen Zerfällen wertvolle Informationen. Sie können mit Hilfe von Energie- und Impulsmessungen sowie Informationen aus Schauerformen im Kalorimeter identifiziert werden.

Für alle diese Aufgaben wird ein mit Thallium dotiertes Cäsiumjodid-Kalorimeter eingesetzt. Es zeichnet sich durch eine große Lichtausbeute und eine hohe Strahlenhärte

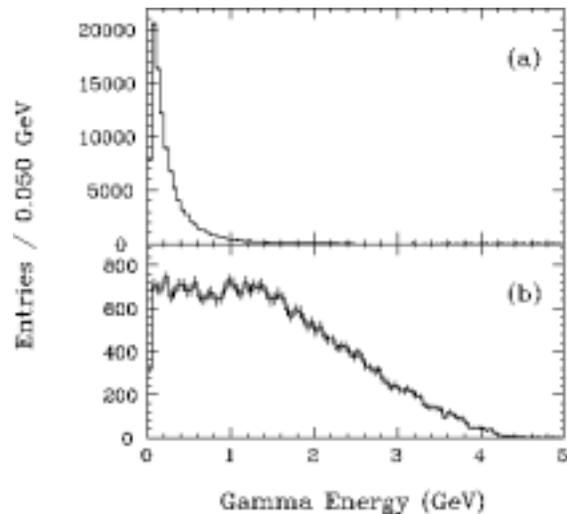


Abbildung 3.1: Das erwartete Photonen-Energiespektrum (a) in generischen B -Zerfällen und (b) in $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ Ereignissen

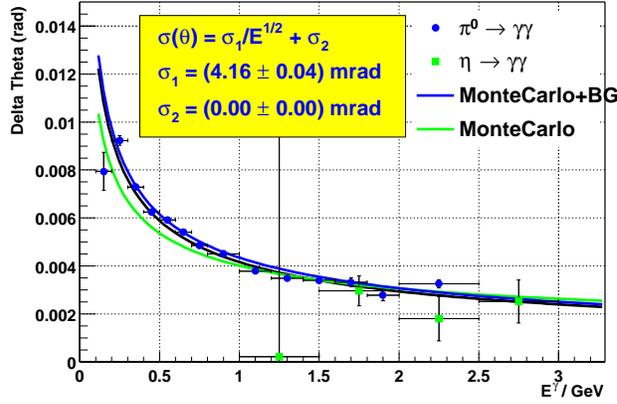


Abbildung 3.2: Winkelaufösung des Kalorimeters in Abhängigkeit von der Energie, ermittelt aus Daten des Jahres 2001 [13]

aus.

Die angestrebte Energieaufösung des EMC [12] beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1\%}{\sqrt[4]{E[\text{GeV}]}} \oplus 1,2\% \quad (3.1)$$

Der konstante Term beinhaltet 0,5% Unsicherheiten aufgrund der Nichtuniformität der Lichtausbeute, 0,25% Unsicherheiten in der Kalibration und einen 1%igen Fehleranteil aus Strahlungsverlusten vor und hinter den Kristallen. Durch einen hohen Untergrund und daraus resultierende härtere Schnitte auf die erlaubten Kristallenergien sowie Probleme in der Elektronik der Ausleseketten ist die bisher erreichte Auflösung schlechter als erwartet. In Kapitel 8 werden die Ergebnisse ausführlicher diskutiert.

Die Winkelaufösung des Kalorimeters [13] wird im wesentlichen durch die transversale Größe der Kristalle und den Abstand zum Wechselwirkungspunkt beeinflusst.

$$\sigma_{\theta,\phi} = \frac{4,16 \text{ mrad}}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (3.2)$$

Erwartete und gemessene Werte stimmen hier sehr gut überein. Durch eine Verbesserung der Methode zur Berechnung der Position eines Schauers wurde die ursprüngliche Erwartung sogar etwas übertroffen.

3.2 Der Aufbau der Kalorimeters

3.2.1 Die CsI(Tl)-Kristalle

Tritt ein Teilchen in einen CsI(Tl)-Kristall ein, so wird in einer Vielfalt von Prozessen wie Ionisationen, Bremsstrahlung, Compton-Streuung und Paar-Erzeugung ein elektromagnetischer Schauer von Sekundärteilchen erzeugt. Dieser breitet sich in alle Richtungen aus, hauptsächlich jedoch in Richtung des ursprünglichen Impulses. Die die Schauerausbreitung charakterisierenden Größen eines Materials sind die Strahlungslänge X_0 , die die longitudinale Abschwächung charakterisiert, und der Molière-Radius, der die transversale Ausbreitung beschreibt.

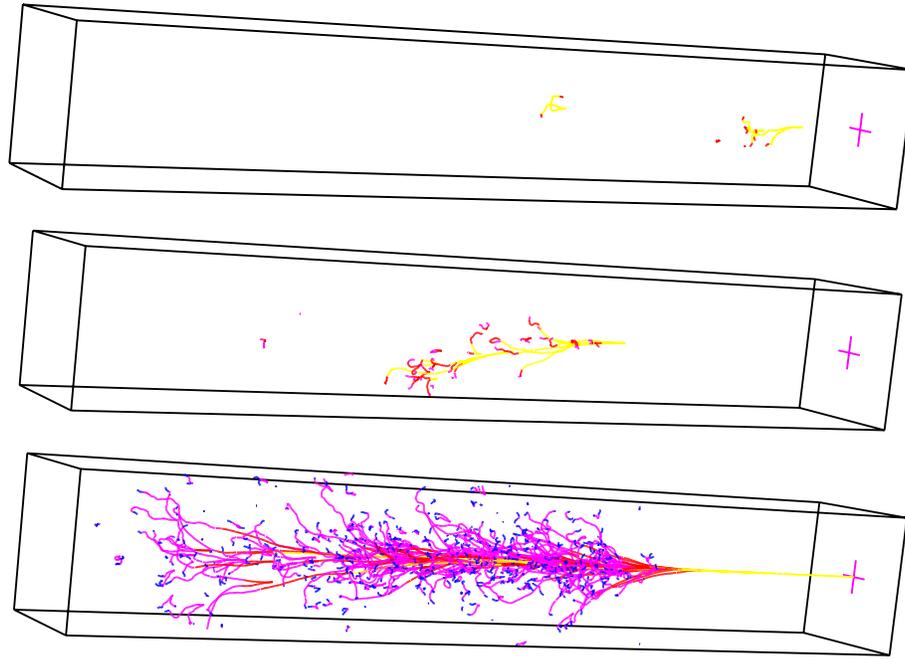


Abbildung 3.3: Monte-Carlo-Simulation der Schauerausbildung in einem CsI(Tl)-Kristall für verschiedene Energien (oben: 0,1 GeV Mitte: 0,5 GeV unten: 8 GeV). Dargestellt sind die Spuren der Sekundärteilchen (Elektronen, Photonen ...)

Das Kalorimeter besteht aus 6580 CsI(Tl)-Kristallen. Eine Strahlungslänge X_0 beträgt 1,85 cm, der Molière-Radius 3,6 cm. Die Kristalle sind zwischen $16 X_0$ im hinteren Detektor-Bereich und $17,5 X_0$ im Vorwärtsbereich lang. Ihre zur Strahlachse zeigende Grundfläche beträgt durchschnittlich $4,8 \times 4,7 \text{ cm}^2$, die rückseitige Fläche $6,1 \times 6,0 \text{ cm}^2$. Die Position des Maximums des Schauers entlang der Ausbreitungsrichtung ist abhängig vom Logarithmus der Energie des Inzidentteilchens. Je größer die Energie, um so tiefer liegt das Maximum (Abb. 3.3). Die Sekundärteilchen (Elektronen und Photonen) lösen im Kristall atomare Anregungsprozesse aus. Die entstehenden Elektronen-Loch-Paare diffundieren zu Aktivierungszentren (Thallium-Atome) im Material, wo sie ihre Energie an die Aktivatoren abgeben. Diese gehen durch Emission von Photonen im sichtbaren Lichtbereich wieder in den Grundzustand zurück. Die mittlere Abklingzeit des Szintillationslichtes beträgt etwa $1,5 \mu\text{s}$ [14]. Die Lichtintensität ist direkt proportional zur Energie des Inzidentteilchens und beträgt circa 5000 Photonen pro MeV. Die Gleichmäßigkeit der Lichtausbeute entlang der Kristalle wurde in Messungen vor dem Einbau überprüft. Abweichungen wurden durch Aufrauen oder Polieren der Oberflächen auf $\pm 2 \%$ in der vorderen Hälfte und $\pm 5 \%$ im hinteren Teil ausgeglichen.

Das Szintillationslicht breitet sich im Kristall isotrop aus. An den Kristalloberflächen (Übergang CsI-Luft, Brechungsindex $n_{\text{CsI}} = 1,79$) wird es größtenteils totalreflektiert. Zur Maximierung der Reflexionsfähigkeit ist jeder Kristall mit einer weißen Kunststoffolie aus Tyvek umwickelt. Um diese befinden sich noch eine Schicht $25 \mu\text{m}$ -Aluminiumfolie zur elektrischen Abschirmung und eine Kunststoffolie (Mylar), die zur elektrischen Isolation des Aluminiums von der mechanischen Haltestruktur dient (Abb. 3.4).

Die Auslese des Szintillationslichtes zur Energiemessung erfolgt am hinteren Ende der Kristalle, um eine hohe Nachweiseffizienz für Photonen durch ein Minimum an Mate-

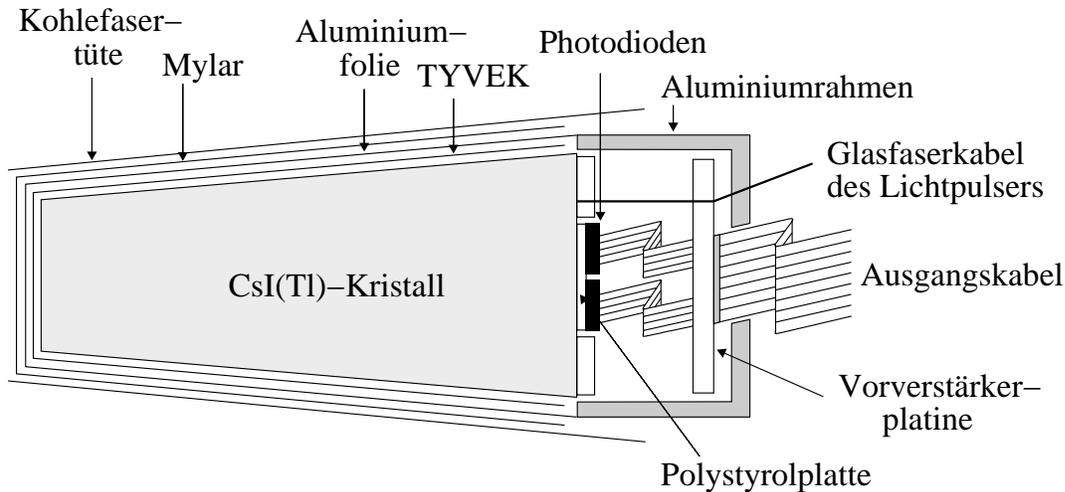


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Ausleseeinheit auf einem Kristall

rial vor den Kristallen zu gewährleisten. Zwei 2 cm^2 große Silizium-Photodioden sind auf eine durchsichtige, gleichgroße Polystyrol-Platte und diese direkt auf den Kristall geklebt. Der restliche Platz der Stirnseite ist mit einer weiß gestrichenen Plastikplatte bedeckt. Ein 3 mm starkes Loch läßt den Glasfasern des Lichtpulsersystems (Abschnitt 3.4.4) Zugang zum Kristall. Die Photodioden sind direkt mit einem Paar Vorverstärker verbunden. Die gesamte Konstruktion befindet sich in einem Aluminiumrahmen und ist zur elektrischen Isolation mit der Aluminiumfolie der Kristalle verbunden. Der Kristall wird zur mechanischen Stabilisierung in eine sich nach unten verjüngende Kohlefasertüte geschoben, an die auch der Aluminiumrahmen der Elektronik geklebt wird. Insgesamt befindet sich damit zwischen den Kristallen Material einer Dicke von etwa $0,7 \text{ mm}$. Die Energieverluste eines Schauers sind deshalb vom Auftreffort und -winkel eines Teilchen auf dem Kalorimeter abhängig.

Da die CsI(Tl)-Kristalle hygroskopisch sind, befindet sich das gesamte Kalorimeter in einer trockenen, auf gleichmäßiger Temperatur gehaltenen Stickstoff-Atmosphäre.

3.2.2 Der geometrische Aufbau des Kalorimeters

Das Kalorimeter unterteilt sich in zwei Bereiche - den zylindrischen Bereich (*Barrel*) und die Endkappe (*Endcap*). Im Barrel sind 5760 Kristalle zylindrisch um die Strahlachse des PEP-II-Ringes angeordnet. Der radiale Abstand vom Strahl zur Frontfläche der Kristalle beträgt 92 cm . In z -Richtung überdeckt das Kalorimeter einen Bereich von $180,9 \text{ cm}$ in Vorwärts- und $112,7 \text{ cm}$ in Rückwärtsrichtung. Das entspricht einer Akzeptanz von $-0,775 \leq \cos \theta \leq 0,892$ im Laborsystem und $-0,916 \leq \cos \theta \leq 0,715$ im Schwerpunktsystem des $\Upsilon(4S)$. Entlang des Polarwinkels θ ist das *Barrel* in 48 Kristalle segmentiert (Abb. 3.5), entlang des Azimutwinkels ϕ in 120 Kristalle. Jeweils 3×7 Kristalle ($\theta \times \phi$) befinden sich in einem Modul (Abb. 3.6), das von einer Kohlenfasertüte mit einer Dicke von $300 \mu\text{m}$ und einem Aluminiumrahmen gebildet wird (außer hinterstes Modul - nur 3×6 Kristalle). Die Ränder der Module sind verstärkt, so daß sich zwischen zwei Kristallen verschiedener Module im Mittel $1,3 \text{ mm}$ Material befindet. Die 280 Module sind

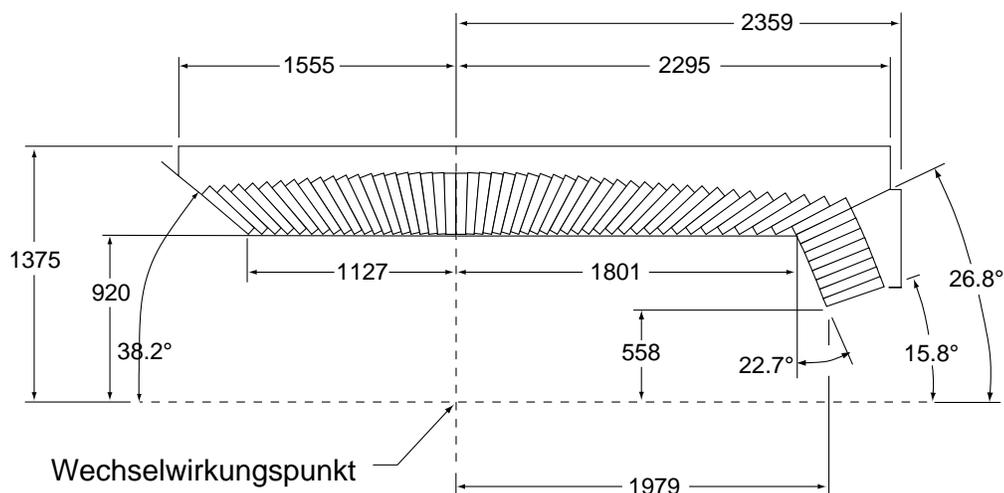


Abbildung 3.5: Schnitt durch das Kalorimeter in der y-z-Ebene

an einem Aluminiumzylinder montiert, der wiederum am Rückflußjoch des Magneten befestigt ist (Abb. 3.6).

Die Endkappe schließt sich in Vorwärtsrichtung an das Barrel an. Sie besteht aus 820 Kristallen, die kegelförmig um den Strahl angeordnet sind. Ihre acht Ringe im Polarwinkel (Abb. 3.5) beinhalten jeweils 80 Kristalle (innerste 2 Ringe), 100 Kristalle (mittlere 3 Ringe) und 120 Kristalle (äußere 3 Ringe) im Azimuthwinkel. Der innerste Ring befindet sich 55,3 cm von der Strahlachse entfernt. Im Polarwinkel überdeckt sie einen Bereich von $0,893 \leq \cos \theta \leq 0,962$ im Laborsystem und von $0,718 \leq \cos \theta \leq 0,895$ im Schwerpunktsystem des $\Upsilon(4S)$. In der Endkappe sind jeweils 41 Kristalle in einer gemeinsamen

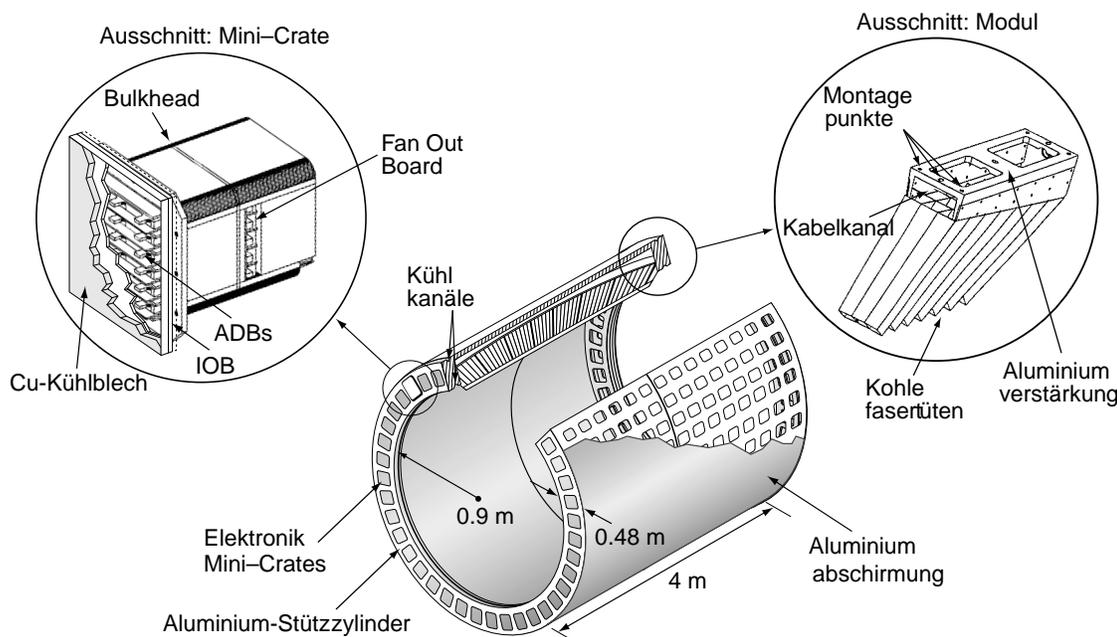


Abbildung 3.6: Der zylindrische Kalorimeterbereich mit Ausschnitten eines Moduls und eines *Mini-Crates*

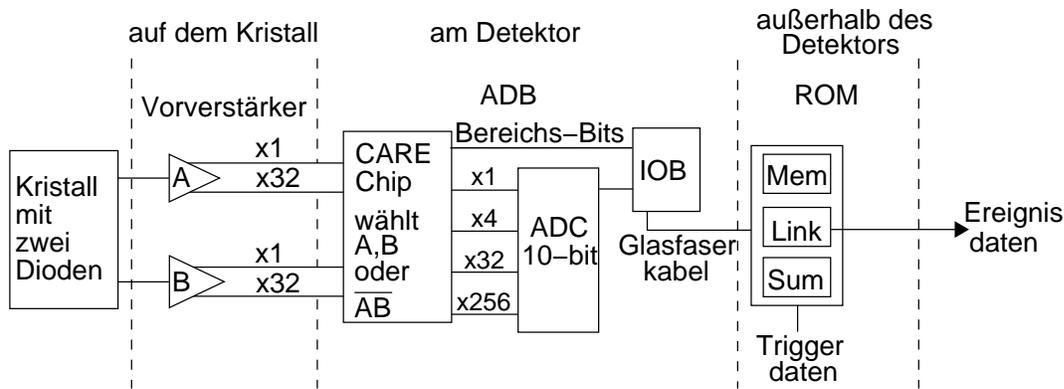


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Ausleseelektronik des Kalorimeters

Kohlefasertüte zu einem Modul zusammengefaßt.

Die Kristalle zeigen mit ihren Frontflächen zum Wechselwirkungspunkt hin. Um Energieverluste zwischen den Kristallen zu minimieren, gibt es jedoch eine leichte Abweichung der projektiven Geometrie im Polarwinkel. Sie wird durch eine Drehung der Kristalle um durchschnittlich $0,014$ rad erreicht.

Zur Identifizierung werden die Kristalle nummeriert, wobei die Zählung jeweils beim kleinsten Polar- und Azimuthwinkel beginnt:

$$1 \leq \theta_{Index} \leq 56 \quad \text{und} \\ 0 \leq \phi_{Index} \leq 79/99/119 \quad \text{je nach } \theta - \text{Ring}$$

3.2.3 Die elektronische Auslese des Kalorimeters

In Abbildung 3.7 ist die Auslesekette schematisch dargestellt. Das in den Kristallen entstandene Szintillationslicht wird von den zwei Photodioden ausgelesen. Sie sind bei einer Spannung von 50 V in Sperrrichtung geschaltet. Ihre Signale werden direkt an je einen ladungsempfindlichen Vorverstärker mit zwei hintereinander geschalteten Signalformern (Differentiation und Integration) mit Zeitkonstanten von $0,8\mu\text{s}$ und 250 ns weitergegeben. Diese Zeitkonstanten entsprechen zwar nicht der optimalen Shaping-Zeit (= Abklingzeit des Szintillationslichtes) von etwa $2\mu\text{s}$, wurden aber gewählt, um die Wahrscheinlichkeit einer Überlagerung mit Untergrundphotonen zu minimieren.

Die sich aus der Lichtausbeute der Kristalle und der Integrationszeit der Verstärker ergebende mittlere Ausbeute beträgt 3500 Elektronen-Loch-Paare pro MeV der deponierten Energie. Sie schwankt je nach Qualität der Kristalle um einen Faktor zwei.

Von den Vorverstärkern gibt es im Kalorimeter verschiedene Typen:

- Durch die Asymmetrie des Beschleunigers erfahren die Teilchen in Vorwärtsrichtung einen Boost, der das Energiespektrum weiter nach oben schiebt. Deshalb ist die Verstärkung im Vorwärtsbereich geringer. Die rückwärtigen Vorverstärker (ab $\theta_{Index} 30$) besitzen einen um $1,6$ höheren Verstärkungsfaktor.
- Die Vorverstärker wurden in drei verschiedenen Chargen gefertigt. Zwar sind die Eigenschaften innerhalb einer Charge uniform, aber die Signalformungszeiten zwi-

Verstärkung	256/32	32/4	4/1
hoch	40 MeV	320 MeV	2,5 GeV
niedrig	64 MeV	500 MeV	4 GeV

Tabelle 3.1: Umschaltenergien zwischen den verschiedenen Verstärkungsbereichen des CARE-Chips

schen den Chargen unterscheiden sich um bis zu 20 %. Deshalb wurden die Verstärker mit den höchsten Formungszeiten (Charge 1) in einem in θ durchgehenden Block eingebaut ($39 \leq \phi_{Index} \leq 68$). Charge 2 wurde für den Rest des Zylinders, Charge 3 für den Rest der Endkappe verwendet.

Der Vorverstärker gibt die Signale in zwei, sich um einen Faktor 32 unterscheidenden Verstärkungen aus. Sie werden durch Flachbandkabel zum Rand des Detektors geleitet. In den dortigen *Mini-Crates* werden die Signale auf eine Analog-Digital-Wandler-Karte (ADB¹) eingespeist. In einem am SLAC entwickelten CARE²-Chip werden sie noch einmal verstärkt. Er sucht sich anhand des größten, sich noch nicht in der Sättigung befindlichen, Signals automatisch einen von vier möglichen Verstärkungsbereichen aus (*Auto-Ranging*). Das Verhältnis dieser Verstärkungsbereiche beträgt 256:32:4:1. Die Umschaltunkte zwischen den Bereichen sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Im CARE-Chip können die Signale der beiden Dioden wahlweise einzeln oder analog gemittelt selektiert werden. Normalerweise wird zur Minimierung des Rauschens der gemittelte Wert verwendet. Die einzelne Auslese einer Diode wird genutzt, wenn z.B. ein Kanal nicht funktioniert oder ein zu hohes Rauschen aufweist.

Das Ausgangssignal des CARE-Chip wird an einen 10-bit-ADC weitergeleitet, der es mit einer Rate von 3,7 MHz digitalisiert. Zusammen mit den vier CARE-Bereichen ergibt dies einen dynamischen Bereich des Signals von 18 bit. Die digitalisierte Signalinformation wird gemeinsam mit einer 2-bit-Codierung des Verstärkungsbereiches an eine Eingabe-Ausgabe-Karte (IOB³) weitergegeben. Diese sendet die Daten von sechs ADC-Karten über Glasfaserkabel an die Auslesemodule (ROM⁴), die sich in der Elektronikhütte außerhalb des Detektors befinden. Die ROM sind in 8 *crates* für den Zylinder und 3 *crates* für die Endkappe untergebracht. In den Auslesemodulen werden die Signale mit Hilfe von Tabellen (LUT⁵), die aus der Elektronikkalibration (siehe Abschnitt 3.4.1) gewonnen wurden, in benutzervorgegebene Werte umgewandelt. Hier erfolgt auch die Auswertung des digitalisierten Signales (siehe Abschnitt 3.3).

Da das Kalorimeter mit zum Triggersystem des BABAR-Detektors gehört, wird der LUT-Wert auch an die Hardware des Level-1-Triggers weitergegeben. Bei der Selektion eines Ereignisses durch den Trigger, werden die Kalorimetermeßwerte zusammen mit ihrem Zeitstempel zur Weiterverarbeitung an das *Online Event Processing* (OEP) geleitet.

¹Analog Digital Board

²Custom Auto RangeEncoding

³Input Output Board

⁴Read Out Module

⁵Look Up Table

3.3 Die Rekonstruktion der Kalorimeterinformation

Die Umsetzung der gemessenen digitalen Signale der einzelnen Kristalle in die Energie des Teilchens, das den Schauer hervorgerufen hat, erfolgt in vier Schritten:

1. Auswertung der digitalisierten Signale
2. Selektion und Kalibration der Einzelkristallinformationen
3. Rekonstruktion von *Clustern* und *Bumps*
4. Korrektur der *Bumps* auf Energieverluste

Die dabei angewandten Kalibrationen und Korrekturen werden im nachfolgenden Abschnitt erläutert.

3.3.1 Auswertung der digitalisierten Signale

In einem Auslesem modul werden die Daten von jeweils 72 Kristallen im Zylinder oder 41 Kristallen in der Endkappe verarbeitet. Die ankommenden Signale werden alle 270 ns abgetastet. Jeder Abtastwert wird mit Hilfe der LUT-Tabelle in eine Rohenergie (LUT-Wert) umgewandelt. Dadurch wird der lineare Zusammenhang zwischen der in der Diode gemessenen Ladung und dem LUT-Wert hergestellt und der Nullpunkt der Gerade angepaßt (siehe Abschnitt 3.4.1). Danach werden alle LUT-Werte mit einem Skalierungsfaktor multipliziert, der die Lichtausbeute des Kristalles grob widerspiegelt. Diese Faktoren wurden mit der Quellenkalibration (Abschnitt 3.4.2) bestimmt. Sie sind nötig, da sonst wegen der stark schwankenden Lichtausbeute der einzelnen Kristalle ein Verlust in der Auflösung auftreten würde. Da der LUT-Wert außerdem im Level-1-Trigger verwendet wird, ist eine möglichst gute Energieabschätzung anzustreben. Der Skalenfaktor und die LUT-Tabelle werden nur nach größeren Eingriffen in das Kalorimetersystem geändert.

Wird ein Ereignis vom Trigger angenommen, so werden acht aufeinanderfolgende Abtastwerte, die in einem bestimmten Abstand zum Zeitsignal des Triggers stehen, als die Signalwerte bestimmt. Falls ein Kristall in diesem Ereignis getroffen wurde, so befindet sich der größte Teil seines Signales in diesen Werten. Sie müssen nun in ein der Energie proportionales Signal umgesetzt werden (*Feature Extraction* - Signalgewinnung). Im Prinzip ist jeder einzelne Wert proportional der deponierten Energie, jedoch werden durch elektronisches Rauschen und Untergrundphotonen aus dem Beschleuniger Fehler eingeführt. In der bisherigen Datennahme (bis Ende 2000) wurde ein parabolischer Fit an den Bin mit dem höchsten Energieeintrag und seine zwei Nachbarn durchgeführt. Sie eignen sich am besten, da sie das geringste Signal-zu-Rausch-Verhältnis besitzen.

Eine andere Methode wurde bereits in der Quellenkalibration angewandt und wird ab 2001 auch für die Physik-Datennahme benutzt. Bei der Methode des digitalen Filters werden mehr als acht Abtastwerte zur Bestimmung der Energie herangezogen. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern, werden die einzelnen Bins nach ihrem Rauschverhalten gewichtet und anschließend das Maximum mit einem Polynom-Fit ermittelt. Die Gewichte werden durch eine Fourier-Analyse von Signalen aus Kollisionsdaten und Strahluntergrund bestimmt. Da durch die Benutzung einer größeren Anzahl von Bins die Wahrscheinlichkeit steigt, daß ein Untergrundphoton zur Auswertung mitgenommen wird, sind zur Zeit Untersuchungen zur Optimierung der Methode (besonders

der Verkleinerung des benutzten Zeitfensters und der besseren Abschätzung des Untergrundes) im Gange.

Das gefundene Signalmaximum und seine zeitliche Lage werden in eine 32-bit-Zahl konvertiert. Diese enthält die gesamte Information über das gemessene Signal eines Kristalles und wird *Digi* genannt. Die *Digis* werden nun von den Auslesemodulen an das OEP gesendet, wo ihre Zusammenfassung mit den Informationen der anderen Detektorkomponenten zu einem Ereignis erfolgt. Zur Verringerung des Untergrundes wird ein Schnitt auf die Energie der *Digis* angewendet: Nur *Digis* mit Energien oberhalb von 1 MeV (ab 2001 oberhalb von 0,75 MeV) werden verwendet. Im OEP werden die Ereignisse im Level-3-Trigger analysiert und, wenn sie selektiert wurden, auf Festplatten zwischengespeichert.

3.3.2 Selektion und Kalibration der Einzelkristallinformationen

Das OPR liest die Ereignisse wieder ein und führt die endgültige Rekonstruktion der Daten durch.

Im ersten Schritt werden aus den Kalorimeterdaten *Digis* entfernt, die problematisches Verhalten zeigen und deswegen die Daten verfälschen würden. Die Information darüber stammt aus einem Programm, das kontinuierlich die aufgezeichneten Daten monitoriert und analysiert. Drei Problemfälle werden unterschieden:

1. "tote" Kanäle
2. "rauschende" Kanäle
3. "flackernde" Kanäle

Der erste Fall tritt ein, wenn z.B. beide Vorverstärker nicht mehr funktionieren oder so stark rauschen, daß sie für die Datennahme ausmaskiert, d.h. nicht mehr verwendet werden können.

Ein Kristall gilt als "rauschend" (*noisy*), wenn er in 50% aller Ereignisse Energien oberhalb 10 MeV aufweist. Rauschende Kristalle treten vereinzelt auf, z.B. wenn ein Vorverstärker ein erhöhtes Rauschlevel (z.B. durch Alterung) aufweist. Durch die Verwendung von zwei redundanten Auslesemodulen (2 Dioden + 2 Vorverstärker) pro Kristall kann der Kristall mittels Umschalten auf die andere Diode trotzdem weiterverwendet werden.

Ein Kanal gilt als "flackernd" (*flickering*), wenn er zu einem ROM gehört, in dem mindestens 50% aller Kristalle Einträge über 1 MeV haben. Diese Definition wurde in der Anfangszeit der Datennahme eingeführt. Durch ein hohes Rauschen in den Stromversorgungen der Auslesemodule wurden oftmals in einem ROM viele angesprochene Kristalle vorgetauscht. Mit der Installation von Filtern in den Stromversorgungen verschwanden diese "flackernden" Kristalle weitgehend.

Energieeinträge, die von Untergrundphotonen stammen, sind gleichmäßig in der Zeit verteilt. Um ihren Anteil zu verringern, wird ein Schnitt auf die Zeitkoordinate der *Digis* angewandt. Das Zeitfenster um die mittlere Ereigniszeit betrug in der Datennahmeperiode 2000 1 μ s und wird für die neue Datennahmeperiode (2001) noch optimiert. Die mittlere Ereigniszeit T_0 wird durch Wichtung der Zeitkoordinaten der einzelnen *Digis*

Schwellwert (MeV)	2000	2001
digiECut	1	0,75
seedECut	10	5
neighborECut	3	1,5
clusterECut	20	20

Tabelle 3.2: Schwellwerte der *Cluster*-Rekonstruktion für die beiden Datennahmeperioden

mit ihrer Energie bestimmt:

$$T_0 = \frac{\sum_{i=1}^N E_i t_i}{\sum_{i=1}^N E_i} \quad E_i \dots \text{Digi-Energie} \quad t_i \dots \text{Digi-Zeit} \quad (3.3)$$

Im nächsten Schritt werden die verbleibenden *Digis* kalibriert. Zunächst wird eine Korrektur von Nichtlinearitäten durchgeführt. Diese wurde notwendig, da wegen Problemen der Elektronik die Linearität der Auslese durch die Elektronik-Kalibration (Abschnitt 3.4.1) nicht gewährleistet war. Die eigentliche Kalibration der *Digis* erfolgt mittels einer linearen Interpolation in Abhängigkeit vom Logarithmus der Energie zwischen den Konstanten, die aus der Kalibration mit der radioaktiven Quelle und der Bhabha-Kalibration ermittelt wurden (*Line Calibrator*). Während die Energie der Quellenkalibration fest bei 6,13 MeV liegt, wird der Energiepunkt der Bhabha-Kalibration positionsabhängig berechnet.

3.3.3 Rekonstruktion von Clustern und Bumps

Bei der *Cluster*-Rekonstruktion werden die einzelnen *Digis* zu *Clustern* zusammengefügt. Ausgehend vom höchstenergetischsten Kristall des Ereignisses (mit einer Mindestenergie von 10 MeV - *seedECut*), werden dessen Nachbarkristalle als mögliche Kandidaten eines *Clusters* zu einer Liste addiert. Besitzt ein Kristall eine bestimmte Mindestenergie (*neighborECut*= 3 MeV), so werden auch alle seine Nachbarn mit zur Liste hinzugefügt und deren Nachbarn wiederum untersucht. Dies wird so lange fortgesetzt, bis kein weiterer Nachbarkristall mit einem Energieeintrag gefunden wird.

Anschließend werden alle Kristalle aus der Liste entfernt, deren Energie nicht über einem weiteren Energieschwellwert (*digiECut*) liegt. Ein so gefundener *Cluster* wird akzeptiert, wenn er eine bestimmte Mindestenergie (*clusterEcut*= 20 MeV) besitzt. Tabelle 3.2 listet die Schnittparameter für die verschiedenen Datennahmeperioden auf.

Die zusammenhängende Region eines *Clusters* von Kristallen kann natürlich auch durch die Überlagerung der Energiedepositionen mehrerer Teilchen hervorgerufen sein. Deshalb wird im nächsten Schritt versucht, die *Cluster* in einzelne Regionen aufzuteilen, die nur ein einziges lokales Maximum enthalten (*Cluster-Splitting*). Solche lokalen Maxima werden als *Bumps* bezeichnet. Dazu werden die *Cluster* nach lokalen Maxima durchsucht. Als ein lokales Energie-Maximum werden Kristalle definiert, die einen Energieeintrag $E_{LocalMax}$ besitzen, der höher ist als der ihrer Nachbarn und folgende Beziehung erfüllt:

$$0,5(N - 2,5) > E_{NMax}/E_{LocalMax}$$

E_{NMax} ist die höchste Energie eines der N benachbarten Kristalle über einem Schwellwert von 2 MeV.

Die Aufteilung der Kristallenergien auf die einzelnen *Bumps* erfolgt mittels eines iterativen Algorithmus. Jeder Kristall erhält eine Wichtung w_i mit der die *Bump*-Energie definiert wird als $E_{bump} = \sum_i w_i E_i$, wobei die Summation über alle Kristalle des *Clusters* erfolgt. Für einen *Cluster* mit nur einem lokalen Energie-Maximum sind die Wichtungen identisch 1. Wird mehr als ein lokales Maximum gefunden, so wird die Energie folgendermaßen unter den Maxima aufgeteilt:

$$w_i = E_i \frac{e^{-2,5r_i/r_M}}{\sum_j E_j e^{-2,5r_j/r_M}} \quad (3.4)$$

r_M ist der Molière-Radius und r_i der Abstand des i -ten Kristalles von der Position des *Clusters*. Der Index j läuft über alle Kristalle im *Cluster*. Die Berechnung der Wichtungen wird wiederholt, wobei die Ermittlung der Position des *Clusters* die Gewichte der vorherigen Iteration benutzt. Das erfolgt so lange, bis die Änderung der *Bump*-Position kleiner als 1 mm ist.

Die Position eines *Clusters/Bumps* wird mittels einer Schwerpunktmethode (*center of gravity*) bestimmt.

$$\vec{r} = \frac{\sum_i W_i E_i \vec{r}_i}{\sum_i W_i E_i} \quad (3.5)$$

\vec{r}_i ist die Position des i -ten Kristalles, und zwar der Mittelpunkt der zum Strahl zeigenden Stirnfläche. Die Gewichte W_i sind logarithmisch: $W_i = 4,0 + \ln E_i / E_{bump}$, wobei nur Kristalle mit positiver Wichtung (d.h. $E_i > 0,0184 E_{bump}$) zur Berechnung beitragen. Dies betont den Einfluß niederenergetischer Kristalle, verhindert aber Fehler durch Fluktuationen am Rand eines *Clusters/Bumps*. Der berechnete *Cluster*-Schwerpunkt wird anschließend auf die Stirnfläche des ihm nächsten Kristalles projiziert. Die resultierenden Vektoren beziehen sich alle auf den Koordinatenursprung.

Die Zuordnung eines *Bumps* zu einem geladenen Teilchen erfolgt durch die Projektion der gemessenen Driftkammer-Spuren auf die innere Oberfläche des Kalorimeters. Der Abstand zwischen dem Schwerpunkt des *Bumps* und dem Auftreffpunkt einer Spur auf dem Kalorimeter wird berechnet. Ist er konsistent mit Winkel und Impuls der Spur, so wird der *Bump* mit der Spur des geladenen Teilchens assoziiert. Läßt sich einem *Bump* keine Spur zuordnen, so wird er als von einem neutralen Teilchen hervorgerufen betrachtet.

3.3.4 Korrektur der Cluster auf Energieverluste

Im letzten Schritt der Kalorimeterrekonstruktion werden die *Cluster*-Energien korrigiert. Dazu werden ihre Energiewerte orts- und energieabhängig mit einer kleinen Korrektur versehen. Diese Korrektur ist in der Größenordnung einiger Prozent und widerspiegelt die Energieverluste, die das Teilchen vor und im Kalorimeter erfahren hat. Sie werden aus Ereignissen mit neutralen Pionen oder radiativen Bhabhas ermittelt (siehe Abschnitt 3.4.3). Als Endergebnis erhält man sogenannte *EMC-Kandidaten*, die die vollständige Information über ein Teilchen aus der Messung mit dem Kalorimeter repräsentieren und zur Analyse der Daten verwendet werden können.

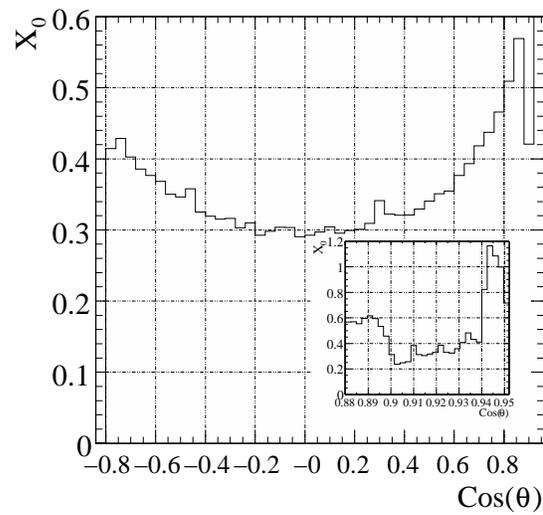


Abbildung 3.8: Energieverluste vor dem Kalorimeter: Strahlungslänge in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ

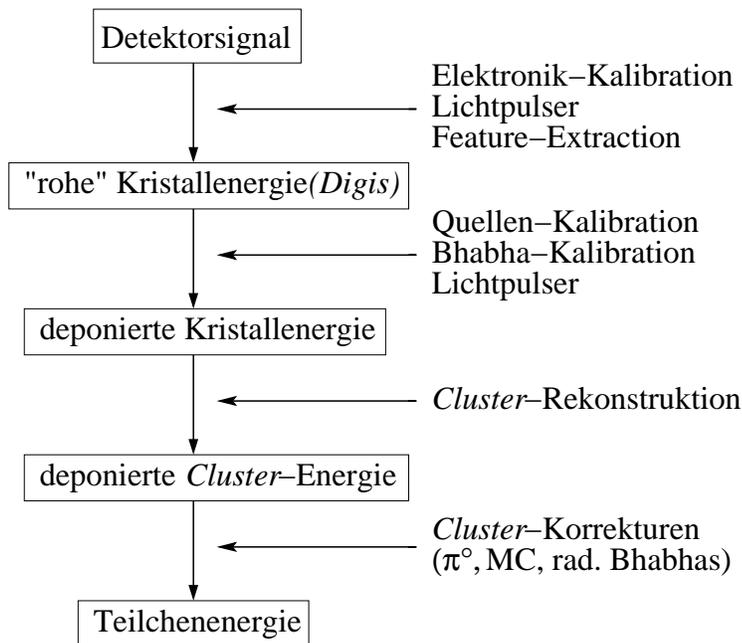


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Kalorimeterrekonstruktion und der Kalibrationen

3.4 Die Kalibration des Kalorimeters

Die wahre Energie eines, mit dem Kalorimeter erfaßten Teilchens setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$\text{Teilchenenergie} = \text{deponierte Energie} + \text{Energieverluste}$$

Die deponierte Energie ist die von einem Teilchen beim Durchqueren des Kalorimeters als Schauer im Kristall "hinterlassene" Energie. Alle **Kalibrationen** des Kalorimeters dienen im wesentlichen dazu, das gemessene Signal auf die deponierte Energie abzubilden. Die Elektronik-Kalibration korrigiert die nichtlinearen Kennlinien der Vorverstärker, die Verstärkungsbereiche des CARE-Chip und Nullpunktschwankungen.

Durch die hohe Luminosität des PEP-II-Rings ist das Kalorimeter einer hohen Strahlendosis ausgesetzt. Diese besteht hauptsächlich aus Photonen aus Wechselwirkungen des Strahles mit dem Restgas im Strahlrohr und aus gestreuten Strahlteilchen. Durch diese Strahlenbelastung ändern sich im Laufe der Zeit die optischen Eigenschaften der Kristalle. Dies führt sowohl zu einer Veränderung der Gesamlichtausbeute als auch der differentiellen Lichtausbeute entlang der Strahlachsen - die Antwort des Kristalls auf Energiedeposition ändert sich für verschiedene Eindringtiefen des Schauers (was unterschiedlichen Energien entspricht, siehe Abbildung 3.3) auch zeitlich. Deshalb werden die einzelnen Kristalle des Kalorimeters bei verschiedenen Energien (Quellen-Kalibration, Bhabha-Kalibration) so häufig wie möglich kalibriert. Zusätzlich ist es möglich mit einem Lichtpulsersystem, die relativen Änderungen der Kristallantworten zu monitorieren. Beim Durchqueren des Detektors erleidet ein Teilchen Energieverlust im Material der vor dem Kalorimeter liegenden Detektorkomponenten wie dem DIRC. Sie sind sowohl orts- (Abbildung 3.8) als auch energieabhängig und betragen bei einem Polarwinkel von 90° etwa 0,3 Strahlungslängen.

Aber auch im Kalorimeter geht Energie verloren:

- im Material zwischen den Einzelkristallen
- im zusätzlichen Material zwischen den Modulen
- bei hohen Teilchenenergien an den vorderen und hinteren Stirnflächen der Kristalle
- durch die Versetzung der Kristalle im zylindrischen Bereich an den Seitenflächen des zum Strahlrohr zeigenden Teils der Kristalle

Korrekturen dienen deshalb zum Ausgleich der Energieverluste der Schauer.

Abbildung 3.9 illustriert den Datenfluß bei der Rekonstruktion und die Stellen, an denen die verschiedenen Kalibrationen und Korrekturen ansetzen. Sie sollen - bis auf die Bhabha-Kalibration, die das Thema der vorliegenden Arbeit ist und deswegen im weiteren detaillierter behandelt wird - im folgenden erläutert werden.

3.4.1 Die Kalibration der Elektronik

Die Elektronik-Kalibration besteht aus zwei Teilen:

1. Nullpunkt-Kalibration
2. Korrektur der Nichtlinearitäten der Auslekette

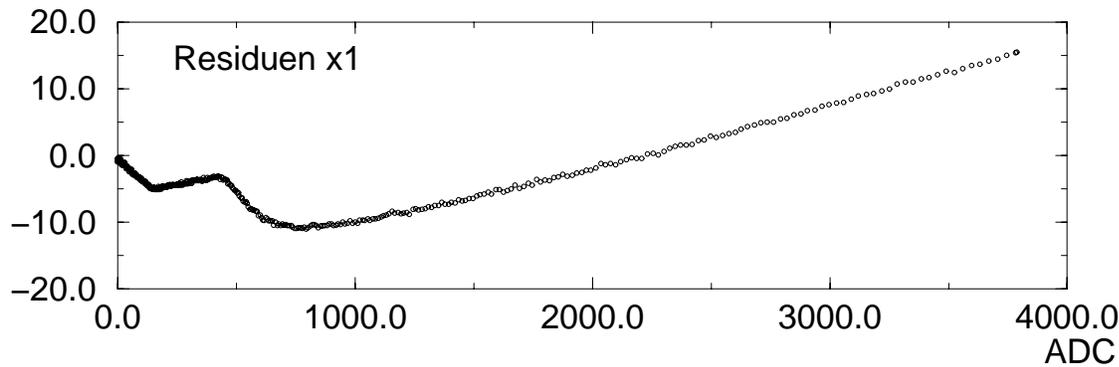


Abbildung 3.10: Residuen in Abhängigkeit vom gemessenen ADC-Wert für den Verstärkungsbereich x1 des Vorverstärkers, aufgenommen mit einem 12-bit-ADC [15]

Bei der Nullpunkt-Kalibration werden für jeden Kristall zwanzigmal 64 aufeinanderfolgende digitalisierte Werte zu beliebigen Zeiten aufgenommen. Das geschieht ohne Strahl im Beschleuniger oder andere anliegende Signale. Der Mittelwert der Verteilungen entspricht dem Nullpunkt und wird bei der wahren Datennahme jeweils von den gemessenen (ADC-)Werten wieder abgezogen. Die Breite der Verteilungen charakterisiert das Rauschen der Kristalle. Sie beträgt im Mittel 420 keV.

Um die Nichtlinearitäten der Ausleseketten zu korrigieren, ist es möglich, mit der Kalorimerelektronik Ladungen direkt in die Elektronik zu injizieren. Auf der Vorverstärkerplatine jedes Kristalles (Abbildung 3.4) befinden sich zwei Kondensatoren. Im Normalbetrieb werden sie mit einer Gleichspannung aufgeladen. Für die Kalibration werden die Verbindungen getrennt und die Kondensatoren können sich über einen Widerstand auf einen Eingang des Vorverstärkers entladen. Die an den Kondensatoren anliegende Spannung und damit die im Vorverstärker akkumulierte Ladung ist über einen 16-bit-Digital-Analog-Konverter (DAC) variierbar. Die Abklingkonstante des Kondensator-Widerstand-Gliedes entspricht in etwa der Abklingzeit der Kristalle. Das Verhältnis der Ladungen der beiden Kondensatoren ist etwa 1:35. Mit dem kleinen Kondensator wird eine bessere Auflösung der Kalibration in den beideren unteren Verstärkungsbereichen (x32, x256) erreicht, der große Kondensator wird für die Bereiche x1 und x4 eingesetzt.

Zur Kalibration werden mit dem DAC bei etwa 100 verschiedenen Spannungen in jedem der vier Verstärkungsbereiche jeweils 100 Ladungen injiziert. Die Antwort der Elektronik erhält man beim großen Kondensator wie bei der Datennahme aus einem Parabelfit an die ADC-Signalverteilung, beim kleinen Kondensator nimmt man wegen eines auftretenden Störpulses den digitalisierten Wert in einem festen Zeitabstand zum Kalibrationsimpuls. Als Resultat erhält man Histogramme der Elektronikantwort (mittlerer Wert aus den 100 Injektionen) in Abhängigkeit von der eingespeisten Ladung (DAC-Wert). Während der Verstärkungsbereich x32 keine Nichtlinearitäten aufweist und deshalb einfach eine Gerade angefitet werden kann, müssen für die anderen Bereiche Korrekturen zum geradlinigen Verlauf ermittelt werden. Da das Verstärkungsverhältnis der verschiedenen Bereiche als stabil angenommen wird, werden Residuen zum geradlinigen Verlauf in Bezug auf den Bereich x32 für die anderen Verstärkungsbereiche berechnet. Somit erhält man Korrekturwerte in Abhängigkeit vom gemessenen ADC-Wert, die den Abstand zur theoretischen Gerade darstellen (Abbildung 3.10).

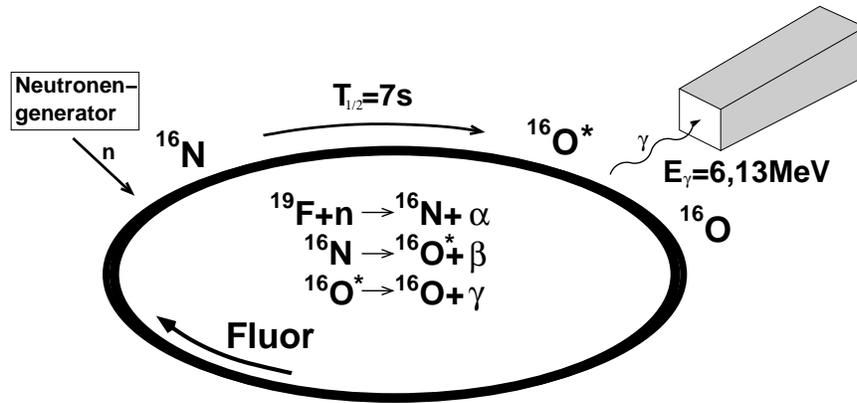


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung der Kalibration mit der radioaktiven Quelle

3.4.2 Die Kalibration mit Hilfe der radioaktiven Quelle

Am unteren Ende des Energiespektrums erfolgt die Kalibration des Kalorimeters mit einer flüssigen radioaktiven Quelle.

Unmittelbar vor dem Kalorimeter befindet sich im Detektor ein System von dünnen Röhren, die an den inneren Stirnseiten aller Kristalle entlang führen. Dieses System wurde für *BABAR* entwickelt und erstmals eingesetzt.

Durch die Röhren wird zur Kalibration eine fluorhaltige Flüssigkeit (Fluorinert) gepumpt. Außerhalb des Detektors wird das Fluorinert mittels eines Neutronengenerators, in dem in einer Deuterium-Tritium-Reaktion Neutronen erzeugt werden, aktiviert. Das Fluor reagiert mit den Neutronen zu ^{16}N , welches wiederum durch einen β -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 7 s in angeregten Sauerstoff übergeht. Unter Aussendung eines Photons der Energie 6,13 MeV regt sich der Sauerstoff ab (siehe Abbildung 3.11). Dieses Photon erreicht die Kristalle und deponiert dort vollständig seine Energie. Das Energiespektrum wird aus den Rohdaten mit Hilfe des Digitalen Filterns (siehe Abschnitt 3.3.1) gewonnen. In einem Zeitraum von etwa einer Viertelstunde sieht jeder einzelne Kristall genügend Photonen, um mit einem Fit des Energiespektrums (Abbildung 3.12) erwartete und gemessene Energie vergleichen zu können. Daraus erhält man für jeden Kristall eine Kalibrationskonstante. Die statistische Genauigkeit des Verfahrens liegt bei 0,35%, der systematische Fehler wird mit 0,1% angegeben [16].

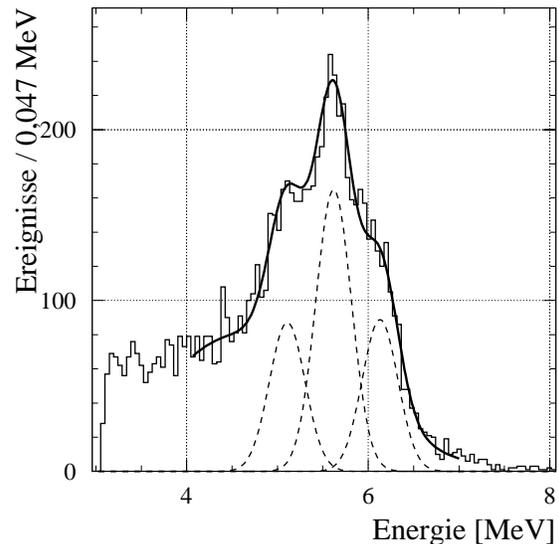


Abbildung 3.12: gemessenes und gefittetes Energiespektrum der radioaktiven Quelle - die gestrichelten Linien markieren den Primärpeak bei 6,13 MeV (rechts) und die zwei Escape-Peaks

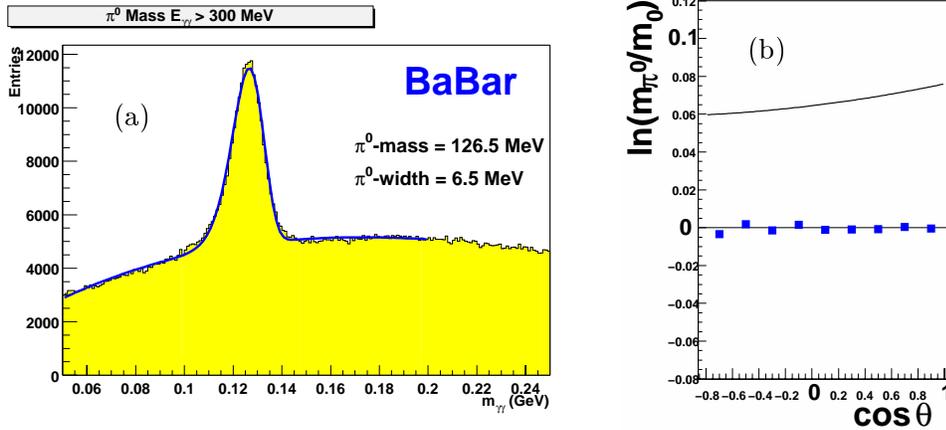


Abbildung 3.13: (a) Zwei-Photonen-Massen-Verteilung für unkorrigierte Photonen: Die gefittete Funktion besteht aus einer logarithmischen Normalverteilung für die Pionen und einem Polynom dritten Grades für den Untergrund. Der Peakwert liegt deutlich unterhalb der wahren Pionenmasse von 135 MeV (b) Logarithmus des Verhältnisses wahre Pionenmasse zu Zwei-Photonen-Masse in Abhängigkeit vom Polarwinkel: Linie - unkorrigiert, Punkte - nach Anwendung der gefundenen Korrektur

3.4.3 Cluster-Korrekturen

Die π^0 -Korrektur

Die Ermittlung der Schauerkorrektur mit neutralen Pionen beruht auf dem Vergleich der bekannten Masse der Pionen mit ihrer gemessenen [17].

Neutrale Pionen zerfallen zu fast 99% in zwei Photonen. Durch die Kombination jeweils zweier neutraler *Cluster* eines Ereignisses erhält man eine Reihe von Pionen-Kandidaten. Die invariante Masse der zwei Photonen bestimmt sich aus

$$m_{\pi^0} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \theta)} \quad (3.6)$$

wobei E_1 und E_2 die Energien der beiden Photonen und θ der Öffnungswinkel zwischen ihnen ist. Die berechneten Massen werden in Abhängigkeit von der Energie der Photonen in Histogramme für verschiedene Energieintervalle eingetragen (zwei Einträge pro Pionen-Kandidat). Gleichzeitig wird sie auch in Abhängigkeit des mittleren Polarwinkels der Photonen histogrammiert. Aus den verschiedenen Histogrammen (16 Energieintervalle, 9 Polarwinkelintervalle) werden durch den Fit einer logarithmischen Normalverteilung über einem polynomialen Untergrund die Pionenmassen (Peakmassen) bestimmt (Abbildung 3.13). Das Verhältnis der Peakmassen zur wahren Pionenmasse ergibt eine Korrektur der *Cluster*, die mit einem Polynom in Abhängigkeit vom Logarithmus der Energie und dem Kosinus des Polarwinkels angepaßt wird. Nach Anwendung dieser Korrektur auf die Photonen-*Cluster* wird der Algorithmus in weiteren Iterationsschritten durchlaufen, bis sich die Korrekturen nicht mehr oder nur noch geringfügig ändern.

Die gewonnenen Korrekturen werden bis zu Energien von 1 GeV in der Rekonstruktion angewandt.

Die MC-Korrektur und Korrekturen aus radiativen Bhabha-Ereignissen

Für Energien oberhalb 1 GeV werden zur Zeit Korrekturen angewandt, die aus Monte-Carlo-Simulationen ermittelt wurden [18]. Dazu wurden in verschiedenen Polarwinkel- und Energieintervallen Photonen simuliert und im Kalorimeter rekonstruiert. Die Abweichung der gemessenen zur simulierten Energie wurde orts- und energieabhängig gefittet. Eine weitere Methode für Schauerkorrekturen befindet sich zur Zeit in der Entwicklung [19]. Sie basiert auf radiativen Bhabha-Ereignissen mit einzelnen Photonen. Die Photonen decken einen weiten Orts- und Energiebereich ab. Aus der Spur-Rekonstruktion der beiden gestreuten Leptonen, dem Wissen um die ursprünglichen Strahlenergien sowie der gemessenen Position des neutralen *Clusters* im Kalorimeter kann in einem kinematischen Fit die erwartete Energie des Photons ermittelt werden. Ein Vergleich mit der gemessenen *Cluster*-Energie liefert eine Schauerkorrektur. Sie wird für verschiedene Winkel- und Energieintervalle bestimmt.

3.4.4 Der Lichtpulser

Das Lichtpulsersystem hat im wesentlichen zwei Aufgaben:

- Monitorierung der Änderung der optischen Eigenschaften der Kristalle
- Überprüfung der Linearität der Elektronik-Kalibration

Dazu wird das Licht zweier Xenon-Blitzlampen (eine für den Zylinder, eine für die Endkappe) über Glasfasern in jeden einzelnen Kristall geleitet. Das Licht wird spektral gefiltert, damit es im Spektrum dem Szintillationslicht der CsI(Tl)-Kristalle entspricht. Mit

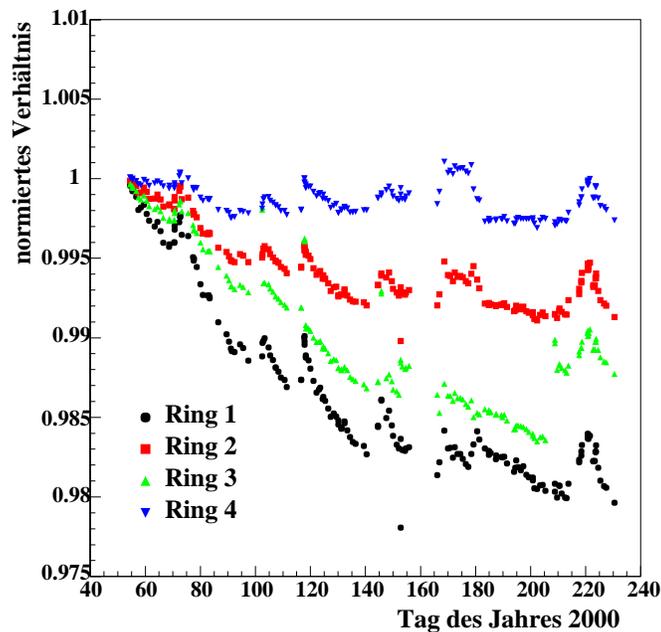


Abbildung 3.14: Relative Änderung der Lichtpulserkonstanten der innersten Endkappenringe im Jahr 2000. Die Sprünge stammen von bekannten Eingriffen in das System. Deutlich ist die Verringerung der Lichtausbeute durch Strahlenschäden zu erkennen.

Graufiltern kann die Intensität des Lichtes um bis zu einen Faktor 2000 variiert werden. Über Lichtmischer wird das Licht der anfänglich 40 Bündel a 7 Fasern für den Zylinder und 2 Bündel a 10 Fasern für die Endkappe auf die 6580 Kristalle des gesamten Kalorimeters aufgeteilt. Die Fasern enden etwa 1 mm über der Oberfläche des Kristalls (siehe Abbildung 3.4).

Zusätzlich gehen Fasern zu einem externen Referenzsystem. Dieses besteht aus einem CsI(Tl)-Kristall, der von einer Photodiode und einem Photoelektronenvervielfacher (PEV) ausgelesen wird. Die Signale werden mit einem Vorverstärker und einem Hauptverstärker verstärkt und mit einem 8-Kanal-12-bit-ADC digitalisiert. Das PEV-Signal wird außerdem zur Triggerung der Lichtpulser-Datennahme im Detektor verwendet. Das Referenzsystem dient als absolutes Lichtnormal und soll sowohl langfristige Intensitätsschwankungen als auch Puls-zu-Puls-Änderungen herauskalibrieren. Am Referenz-Kristall ist eine kombinierte ^{241}Am - ^{128}Gd -Quelle montiert, die α -Teilchen mit Energien von 5,48 MeV und 3,18 MeV emittiert. Sie dient zur Überprüfung der Stabilität des Referenzsystems. Die Stabilität des gesamten Lichtpulsersystems wird mit 0,15% innerhalb einer Woche angegeben [20].

Zur Monitorierung der optischen Eigenschaften der Kristalle werden in den Kristallen eine Anzahl von Lichtblitzen injiziert. Diese werden mit der Elektronik ausgelesen und Puls für Puls auf das gleichzeitig genommene Signal des Referenzsystems normiert. Dadurch werden Schwankungen der Lichtintensität der Lampen ausgeglichen. Aus dem Mittelwert dieses Verhältnisses über alle Einzelimpulse ergibt sich eine Kalibrationskonstante für jeden Kristall. Diese Kalibration wird täglich durchgeführt und gibt Auskunft über relative Änderungen der Kristalleigenschaften (Beispiel in Abbildung 3.14).

Zur Kontrolle der Linearität der Elektronik-Kalibration werden mit dem Lichtpulsersystem Lichtimpulse verschiedener Intensität eingekoppelt, um die verschiedenen Verstärkungsbereiche der Elektronik anzusprechen. Da dadurch ein großer Bereich der Lichtintensitäten abgedeckt wird, existiert für den Lichtpulser ein zweites Referenzsystem, das Linearitätssystem. Dieses ist im wesentlichen baugleich zum Referenzsystem, jedoch können die eingekoppelten Intensitäten durch verschiedene Graufilter unterschiedlich abgeschwächt werden. Auch gibt es zusätzliche Hauptverstärker, um den dynamischen Bereich komplementär zur Kalorimeterauslese auf 18 bit zu erweitern.

Die Veränderung der Lichtintensität wird durch Veränderung der Spannungen der Blitzlampen und durch die Filter erreicht. Die Energieäquivalente reichen dabei von etwa 10 MeV bis 10 GeV. Die einzelnen Pulse werden gegen die Signale des Linearitätssystems aufgetragen und sollten im Idealfall einer linearen Elektronik eine Gerade ergeben. In der Anfangsphase der Datennahme half diese Überprüfung Nichtlinearitäten in der Elektronik-Kalibration sowie elektronische Probleme mit den ADC-Karten zu diagnostizieren.

3.4.5 Zeitrahmen der Kalibrationen und Korrekturen

Tabelle 3.3 gibt einen Überblick über Zeitrahmen und Energiebereiche der einzelnen Kalibrationen und Korrekturen des Kalorimeters und ob sie eine absolute Kalibration/Korrektur liefern.

Kalibration/Korrektur	Energie	Zeitraum	Dauer	Absolut
Elektronik	0-13 GeV	selten	15 Minuten	nein
Lichtpulser	30 MeV- 13 GeV	täglich	3 Minuten	nein
Quelle	6,13 MeV	wöchentlich	15 Minuten	ja
Bhabha	3 - 9 GeV	kontinuierlich	12 Stunden	ja
π^0	30 MeV- 1 GeV	kontinuierlich	2 Stunden	ja
rad. Bhabhas	0,3 - 9 GeV	kontinuierlich	einige Tage	ja

Tabelle 3.3: Überblick über die Kalibrationen und Korrekturen des Kalorimeters

Kapitel 4

Die Kalibration mit Bhabha-Ereignissen

Die Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters des *BABAR*-Experimentes mit Ereignissen der Bhabha-Streuung erfüllt folgende Aufgaben:

- absolute Kalibration der einzelnen Kristalle im Hochenergiebereich
- Monitorierung der zeitlichen Änderung der Kristalleigenschaften

Weiterhin ist es mit der Bhabha-Kalibration möglich, die Funktionsfähigkeit der einzelnen Kristalle mit physikalischen Ereignissen zu überprüfen und einen Beitrag zur Diagnose von Problemen in der Ausleseketten zu liefern. Das letztere ermöglicht im Zusammenspiel mit dem Lichtpulser, der Online-Monitorierung und der Quellenkalibration eine Diagnostik von Problemen beim Kalorimeter. Dieses umfaßt sowohl Probleme einzelner Kristalle als auch durch bestimmte Gemeinsamkeiten verbundene Gruppen von Kristallen (z.B. Kristalle, die über eine gemeinsame ADC-Karte ausgelesen werden).

4.1 Der Kalibrations-Algorithmus

4.1.1 Die Methode

Alle Kalibrationen des Kalorimeters basieren auf folgender Aussage:

Die im Kalorimeter gemessene Energie entspricht der von Teilchen deponierten Energie, der Schauerenergie.

Mathematisch ausgedrückt heißt das für ein Teilchen:

$$\sum_i E_i \equiv E_{deponiert} \quad (4.1)$$

wobei die gemessene Energie die Summe der Energien E_i einer Anzahl von Kristallen (*Cluster*) ist.

Basierend auf einem Algorithmus, der für das CLEO-Experiment entwickelt wurde [21], ergibt sich daraus die Möglichkeit einer Kalibration der einzelnen Kristalle. Durch den Vergleich von gemessener Energie und erwarteter deponierter Energie eines *Clusters* kann

man für jeden Kristall eine Kalibrationskonstante ermitteln. Der Vergleich erfolgt durch einen χ^2 -Fit:

$$\chi^2 = \sum_k \left(\frac{\sum_i c_i \varepsilon_i^k - E_{dep}^k(\theta, \phi)}{\sigma^k} \right)^2 \quad (4.2)$$

Summiert wird dabei über eine Vielzahl von gemessenen *Clustern* k . Die gemessene *Cluster*-Energie $\sum_i c_i \varepsilon_i^k$ setzt sich aus einer Summe von Einzelkristallenergien ε_i^k zusammen, die mit einer Kalibrationskonstante c_i multipliziert sind. Die erwartete deponierte Energie eines *Clusters* k hängt von der Position des *Clusters* im Kalorimeter ab - $E_k^{dep}(\theta, \phi)$. Bezogen wird die Differenz von gemessener und erwarteter deponierter Energie auf die Fehler der beiden Größen. Als Fehler der gemessenen Energie müßte eigentlich der Fehler auf die Einzelkristallenergien verwendet werden. Da aber die Schauerfluktuationen eines Kristalles innerhalb eines *Clusters* größer sind als der Fehler der Messung an sich, kann dieser Fehler nicht bestimmt werden. Deshalb wird der Fehler auf die *Cluster*-Energie-Bestimmung verwendet. Als dieser anfänglich noch nicht bekannt war, wurde die erwartete Energieauflösung benutzt (Gleichung 3.1), später die aus den gemessenen Daten bestimmte (Abschnitt 8.5). Der Fehler auf die erwartete Energie wird bei der Extraktion der deponierten Energien bestimmt (Abschnitt 5.2).

Die Kalibrationskonstanten können durch eine Minimierung des χ^2 -Termes bestimmt werden:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial c_j} = \frac{\partial}{\partial c_j} \sum_k \left(\frac{\sum_i c_i \varepsilon_i^k - E_{dep}^k(\theta, \phi)}{\sigma^k} \right)^2 = 0 \quad (4.3)$$

Das führt zu einem linearen Gleichungssystem

$$\sum_i c_i \underbrace{\sum_k \frac{\varepsilon_i^k \varepsilon_j^k}{(\sigma^k)^2}}_{M_{ij}} = \underbrace{\sum_k \frac{\varepsilon_j^k E_{dep}^k}{(\sigma^k)^2}}_{R_j} \quad (4.4)$$

$$\mathbf{M} \vec{c} = \vec{R}$$

$$\Rightarrow \vec{c} = \mathbf{M}^{-1} \vec{R}$$

mit 6580 Unbekannten, welches numerisch lösbar ist. Die Matrix \mathbf{M} ist eine symmetrische 6580×6580 Matrix, die jedoch nicht vollständig gefüllt ist. Nur Kristalle, die miteinander einen *Cluster* bilden können ($\varepsilon_i^k \varepsilon_j^k$), haben von Null verschiedene Matrixelemente M_{ij} . Wie aus Gleichung 4.4 ersichtlich ist, erfolgt das Füllen der Matrix und des Vektors für einzelne *Cluster* eines Ereignisses, was die praktische Anwendung erleichtert.

Zur Inversion der Matrix wird das Programmpaket SLAP (*Sparse Linear Algebra Package*) benutzt (Abschnitt 6.2).

Die erwartete deponierte Energie wird aus Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Voraussetzung dabei ist, daß die Monte-Carlo-Simulation die Reaktion und den Detektor richtig beschreiben und daß sowohl die wirklichen Daten als auch die Monte-Carlo-Ereignisse denselben Rekonstruktionszyklus und dieselbe Selektion durchlaufen.

Es gibt jedoch auch eine Reihe von Problemen der Kalibration auf die jetzt schon einmal hingewiesen werden soll:

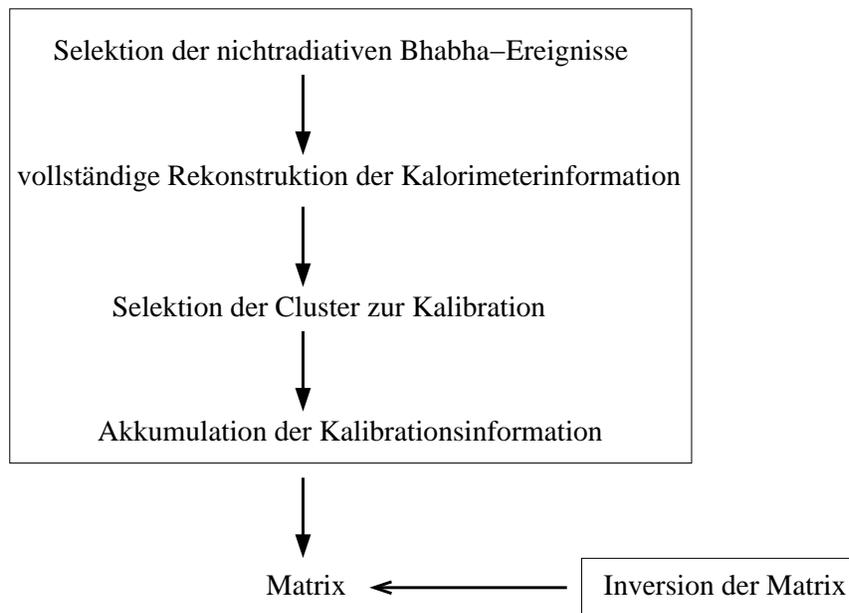


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Ablaufs der Bhabha-Kalibration

- Wenn während der Datennahme ein Kristall ausfällt, so wird die fehlende gemessene Energie durch den Algorithmus ausgeglichen, indem die Kalibrationskonstanten der benachbarten Kristalle erhöht werden.
- Der Algorithmus liefert eine einzige “mittlere” Konstante aus einer Energieverteilung. Intrinsische Nichtlinearitäten werden während der Kalibration nicht berücksichtigt. Die (nichtlineare) Abhängigkeit der Schauerentwicklung von der Energie wird z.B. erst bei der Anwendung der Kalibration in der Rekonstruktion mit dem *Line Calibrator* (Abschnitt 3.3.2) in Betracht gezogen.
- Durch die Verwendung des gesamten *Clusters* zur Kalibration ergibt sich eine Abhängigkeit der Kalibration von der Treffer-Rate. Betrachtet man einen Kristall, so liefern nicht nur *Cluster*, die ihn direkt treffen, Beiträge zur Kalibration, sondern auch *Cluster*, deren Schwerpunkt in den Nachbarkristallen liegt. Der Energiebeitrag des Kristalls zum *Cluster* hängt von der Position des *Cluster*-Schwerpunkts ab. Verschiedene Energien ergeben aber verschiedene Kalibrierungsergebnisse. Ein starker Gradient in der Rate würde deshalb den Einfluß des Energiebeitrages mit der höheren Rate überbewerten.

4.1.2 Ablauf der Kalibration

Der Ablauf der Kalibration ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Die Vorselektion der Ereignisse (Abschnitt 5) basiert auf den im Level-3-Trigger rekonstruierten Daten. Wird ein Ereignis selektiert, erfolgt eine vollständige Rekonstruktion der Kalorimeterdaten (Abschnitt 3.3). Aus den rekonstruierten Daten werden die *Cluster* für die Bhabha-Kalibration ausgewählt. Aus den *Cluster*-Positionen wird die erwartete Energie bestimmt. Gemessene Kristallenergien und erwartete Energien werden benutzt, um die

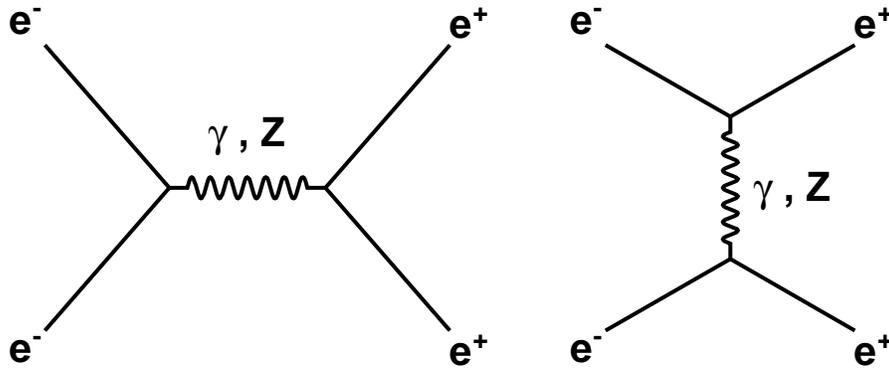


Abbildung 4.2: Bhabha-Streuung (Born-Niveau): Streu- und Annihilationsgraph

Kalibrationsmatrix und -vektor zu füllen. Nach einer Akkumulation von Daten vieler *Cluster* wird schließlich das lineare Gleichungssystem durch Inversion der Matrix gelöst. Da die verwendeten *Cluster* in der Rekonstruktion bereits kalibriert wurden, sind die erhaltenen Kalibrationskonstanten immer *relativ* zu den in der Rekonstruktion verwendeten Konstanten. Aus diesen relativen Konstanten werden durch Multiplikation mit dem in der Rekonstruktion verwendeten Konstantensatz die neuen *absoluten* Kalibrationskonstanten, die dann in der weiteren Rekonstruktion verwendet werden.

4.2 Die Bhabha-Streuung

Die Nutzung der Bhabha-Streuung zur Kalibration des Kalorimeters hat folgende Vorteile:

- hohe Rate
- hohe Energien
- präzise vorhersagbare QED-Reaktion
- bekannte Topologie und Kinematik

Bhabha-Streuung tritt am PEP-II-Beschleuniger neben den zu untersuchenden Physikereignissen ($e^+e^- \rightarrow b\bar{b}, q\bar{q}, \tau\bar{\tau} \dots$) auf. Bei einer Design-Luminosität des Beschleunigers von $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einem Wirkungsquerschnitt von etwa 50 nb für Bhabha-Streuung im Akzeptanzbereich des Kalorimeters beträgt die erwartete Rate 150 Ereignisse pro Sekunde. Das ist um einen Faktor 10 größer als die erwartete Rate an Physikereignissen (siehe Tabelle 2.2). Diese hohe Rate ermöglicht eine Kalibration des Kalorimeters mit einer Genauigkeit von kleiner 1% innerhalb eines Zeitraumes von nur wenigen Stunden, was bei anderen Experimenten bisher nicht möglich war.

4.2.1 QED und Wirkungsquerschnitt

Die Streuung von Elektronen und Positronen aneinander wurde erstmals im Jahre 1935 von H. Bhabha theoretisch beschrieben [24] und ist deshalb nach ihm benannt.

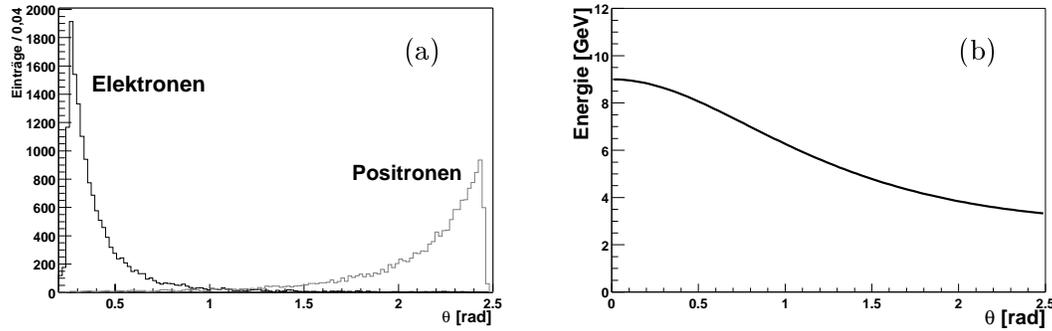


Abbildung 4.3: (a) Polarwinkelverteilung und (b) Energie als Funktion des Polarwinkels

In heutiger Zeit ist es mit Hilfe der Quantenelektrodynamik möglich, die elektromagnetische Wechselwirkung sehr genau zu berechnen. Die Genauigkeit kann - je nach Prozeß und technischem Aufwand - bis zu 11 signifikante Ziffern betragen. Für eine Präzision der Bhabha-Kalibration im Bereich von 10^{-3} liefert sie deshalb selbst bei einfachem Aufwand ausreichend präzise Ergebnisse.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch den Austausch eines Photons zwischen geladenen Teilchen beschrieben. Die störungstheoretische Behandlung der QED entwickelt die Wechselwirkung nach der Kopplungskonstante der QED, der Feinstrukturkonstante α ($\sim 1/137$). Die Genauigkeit der Berechnung hängt dabei von der Einbeziehung von Störungen höherer Ordnung ab. Auf dem Born-Niveau, d.h. ohne den Einfluß von Störungen (0te Ordnung), tragen zur Bhabha-Streuung zwei Graphen, der Streukanal (t-Kanal) und der Annihilationskanal (s-Kanal) bei (Abbildung 4.2).

Der in den Diagrammen angedeutete zusätzlich mögliche Austausch eines neutralen Z-Bosons in einer schwachen Wechselwirkung ist wegen des geringen Verhältnisses von Schwerpunktsenergie bei PEP-II (10,58 GeV) und Z-Masse (91,18 GeV) sehr klein.

Der Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem (CM - *Center of Mass*) der beiden sich kohärent überlagernden Diagramme hängt lediglich von der Schwerpunktsenergie E_{CM} und vom Streuwinkel θ ab. Im für *BABAR* geltenden relativistischen Bereich ($\frac{m_e}{E_{CM}} \ll 1$)

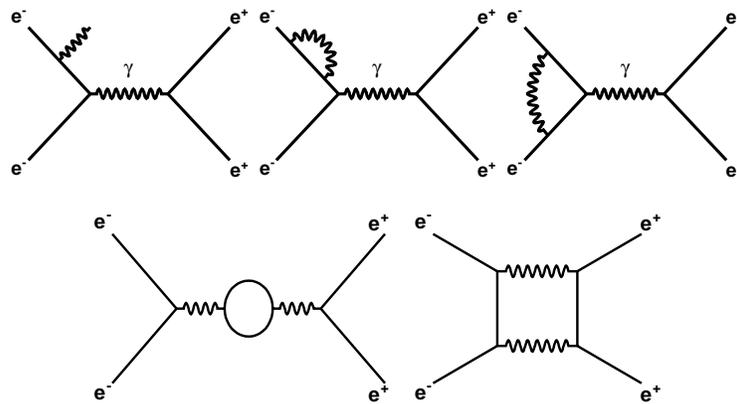


Abbildung 4.4: Beispiele für Korrekturen höherer Ordnung zur Bhabha-Streuung: Bremsstrahlung, Selbstenergie, Vertexkorrektur, Vakuumpolarisation, Boxdiagramm (von links oben nach rechts unten)

und für unpolarisierte Elektronen und Positronen ergibt er sich zu [25]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} = \frac{\alpha^2}{4E_{CM}^2} \left(\frac{3 + \cos^2 \theta_{CM}}{1 - \cos \theta_{CM}} \right)^2 \quad (4.5)$$

Durch den asymmetrischen PEP-II-Speicherring wird die symmetrische Verteilung im Laborsystem nach vorn (in Flugrichtung des hochenergetischen Elektronenstrahls) geboostet. Die Polarwinkelverteilung zeigt deshalb einen stärkeren Anstieg zu kleineren Polarwinkeln (Abbildung 4.3a). Zusätzlich wird durch den Boost eine Korrelation zwischen dem Streuwinkel der Elektronen und Positronen und ihrer Energie eingeführt (Abbildung 4.3b):

$$E(\theta) = \frac{E_{total}^2 - \vec{P}_{total}^2}{2(E_{total} - |\vec{P}_{total}| \cos \theta_{Lab})} \quad (4.6)$$

wobei E_{total} und \vec{P}_{total} die Summe der Energien bzw. Impulse des Hoch- und Niederenergiestrahles im Laborsystem sind ($c = 1$).

Für die Kalibration bedeutet das, daß jeder Punkt des Detektors mit einem festen Energiewert verbunden ist.

Zusätzlich zum Born-Niveau treten Störungen höherer Ordnung auf. Die in Abbildung 4.4 dargestellten Störungen sind jeweils nur ein Beispiel und müssen für alle ein- und auslaufenden Teilchen bzw. Teilchenpaare erweitert werden. Desweiteren gelten die Korrekturen nicht nur für den dargestellten Streukanal, sondern auch für den Annihilationsgraph. Die Emission eines Photons durch Bremsstrahlung kann in zwei Kategorien eingeteilt werden: weiche Bremsstrahlung (kleine Photonenenergien) und harte Bremsstrahlung (höhere Photonenenergien). Lediglich die harte Bremsstrahlung führt zu einer meßbaren Änderung der Topologie des Ereignisses.

Die Korrekturen erster Ordnung sind noch berechenbar. Störungen höherer Ordnung werden meist nur approximiert (Abschnitt 4.3).

4.2.2 Die Topologie der Ereignisse

Ein typisches Bhabha-Ereignis im Schwerpunktsystem kann folgendermaßen charakterisiert werden:

Es treten zwei hochenergetische entgegengesetzt geladene Spuren mit dazugehörigen *Clustern* auf. Die Spuren stammen vom primären Wechselwirkungspunkt und besitzen etwa den gleichem Impuls aber mit entgegengesetzter Richtung. Wurden ein oder mehrere Photonen abgestrahlt, so können diese als *Cluster* ohne dazugehörige Spur im Kalorimeter detektiert werden. Die Spuren der Leptonen erscheinen dann nicht mehr um 180° entgegengesetzt.

Im Laborsystem des PEP-II-Speicherrings ändert sich diese Definition durch die Asymmetrie der Strahlenergien. Die Spuren am primären Wechselwirkungspunkt in nicht-radiativen Ereignissen verlaufen nur noch im Azimutwinkel ϕ gegensätzlich und haben unterschiedliche Energien. Durch die Krümmung im Magnetfeld bedingt, liegen die *Cluster* im Kalorimeter nicht direkt in ϕ gegenüber, sondern sind versetzt. Abbildung 4.5a zeigt ein nicht-radiatives Bhabha-Ereignis in der x-y-Ebene mit den im L3-Trigger gefundenen

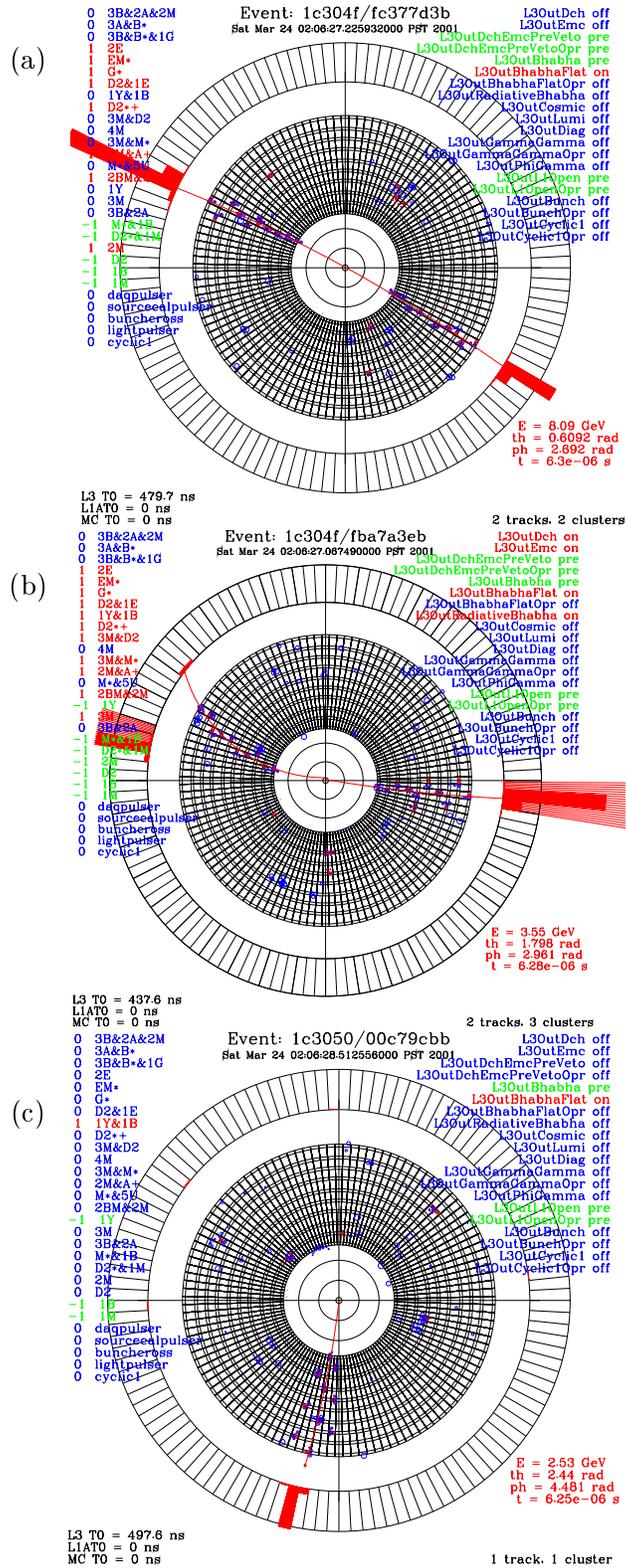


Abbildung 4.5: L3-Display eines (a) *Two-Prong*-Ereignisses, (b) eines radiativen *Two-Prong*-Ereignisses (c) und eines *One-Prong*-Ereignisses

Spuren und *Clustern*. Ein radiatives Ereignis mit der Emission eines hochenergetischen Photons ist in Abbildung 4.5b dargestellt. Durch den Energieverlust der Abstrahlung hat die Spur des einen Leptons eine stärkere Krümmung im Magnetfeld. Das Photon wird als *Cluster* ohne dazugehörige Spur identifiziert.

Die geometrischen Eigenschaften des Kalorimeters sowie der anderen Detektorkomponenten und des Beschleunigers bedingen eine Aufspaltung der Topologie in zwei Bereiche:

1. Ereignisse mit nur einem hochenergetischen *Cluster* im Kalorimeter (*One-Prong-Ereignisse*):
Wenn das in Vorwärtsrichtung fliegende Elektron außerhalb der Vorwärtsakzeptanz des Kalorimeters ($\theta < 0,275 \text{ rad}$) liegt, so erreicht das Positron dennoch den rückwärtigen Teil des Zylinders. Die letzten Reihen des Kalorimeters ($\theta \geq 2,3 \text{ rad}$) können deswegen nur durch Ereignisse mit einzelnen Positronen kalibriert werden. Abbildung 4.5c zeigt ein solches Ereignis mit den rekonstruierten L3-Spuren und L3-*Clustern*.
2. Ereignisse mit zwei *Clustern* im Kalorimeter (*Two-Prong-Ereignisse*): Im größten Teil des Kalorimeters ($0,35 \text{ rad} < \theta < 2,3 \text{ rad}$) werden Ereignisse mit zwei gemessenen *Clustern* zur Kalibration verwendet.

Bei den *Two-Prong-Ereignissen* ist der extreme Vorwärtsbereich ein besonderer Fall. Die innersten 3 Ringe der Endkappe ($0,275 \text{ rad} < \theta < 0,35 \text{ rad}$) sehen keine oder nur sehr wenige direkte Treffer von Elektronen oder Positronen. Der dem Wechselwirkungspunkt nächste, die Strahlen fokussierende Dipolmagnet bewirkt ein Aufschauern der unter kleinem Winkel gestreuten Teilchen. Deshalb werden im Kalorimeter entweder mehrere *Cluster* registriert, die jedoch von einem Teilchen stammen oder das Teilchen erleidet einen starken Energieverlust, wenn es das Material durchquert.

4.3 Die Monte-Carlo Simulation

Die erwartete Energie der Elektronen und Positronen in der Bhabha-Streuung wurde für die Kalibration aus einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Sie umfaßt drei Teile:

1. Ereignis-Generator
2. Detektor-Simulation
3. Simulation der Auslese und von Maschinen-Untergrund

4.3.1 Der Bhabha-Ereignis-Generator *bhwide*

Zur Erzeugung der Ereignisse der Bhabha-Streuung unter großen Winkeln wurde das Programm *bhwide* verwendet. Es wurde von Jadach, Placzek und Ward für LEP entwickelt [26]. Generiert werden können Ereignisse der Form

$$e^+ + e^- \longrightarrow e^+ + e^- + (n)\gamma$$

wobei die Anzahl der Photonen n von Ereignis zu Ereignis beliebig ist.

bhwide basiert auf der Methode der exklusiven Yennie-Frautschi-Suura (YFS) Potenzierung [27], die eine Aufsummierung aller Infrarot-Singularitäten ermöglicht. Der Wirkungsquerschnitt wird dabei in einen exponentiellen Term - den Yennie-Frautschi-Suura-Formfaktor - und eine Summe zerlegt.

$$d\sigma = e^{2\alpha \mathcal{R}\epsilon B + 2\alpha \tilde{B}} \sum_{n=0}^{\infty} m_n$$

B und \tilde{B} sind die virtuellen und reellen Infrarot-Funktionen, die die Integration über die Infrarot-Singularitäten aller Ordnungen enthalten. Die Summe über m_n beschreibt den Fall der Emission von n reellen Photonen. Sie umfaßt Funktionen zur Beschreibung der reellen harten (hochenergetischen) Photonen und die aus störungstheoretischer Behandlung gewonnenen Matrixelemente.

In *bhwide* sind sowohl elektromagnetische und schwache virtuelle Korrekturen als auch die reelle Abstrahlung von Photonen bis zur $\mathcal{O}(\alpha)$ exakt berechnet und implementiert. Höhere Ordnungen werden mittels der YFS Potenzierung aufsummiert, wodurch man differentielle Multi-Photon-Verteilungen erhält. Die Generierung einer willkürlichen Anzahl von Photonen von Ereignis zu Ereignis erfolgt durch eine Monte-Carlo-Methode aus diesen Verteilungen [28] [29].

Für *BABAR* wurden zum Generator noch zwei Eigenschaften addiert. Um die Generation von Ereignissen effektiver zu gestalten, wurde das Programm noch um die Möglichkeit erweitert, zusätzliche Schnitte anzuwenden z.B. auf die Anzahl der generierten Photonen, auf die Polarwinkel oder auf minimale Energien der gestreuten Teilchen. Weiterhin wurde eine Verschmierung der Schwerpunktsenergie mit einer Gaußfunktion mit frei wählbaren Parametern implementiert. Der ursprüngliche Code ließ nur eine Generation von Ereignissen bei einer festen Energie zu, was nicht der Realität am PEP-II-Beschleuniger entspricht.

4.3.2 Die Detektor-Simulation

Zur Simulation des *BABAR*-Detektors wurde das Programm *bbsim* benutzt. Es basiert auf dem Programmpaket GEANT 3.21 [30]. Die gesamte Geometrie des Detektors und des Beschleunigers in der Wechselwirkungszone wird damit erfaßt, Material und aktive Detektorelemente werden nachgebildet. Die mit dem Ereignis-Generator erzeugten Teilchen werden Schritt für Schritt auf ihrem Weg durch den Detektor verfolgt, ihre Reaktionen und Wechselwirkungen simuliert. Die gesamte Information darüber wird in Dateien (xdr-Dateien) abgelegt.

4.3.3 Die Simulation der Detektorauslese und Berücksichtigung des Untergrundes

Die im vorherigen Schritt erzeugten Dateien werden vom Programm *SimApp* eingelesen. *SimApp* ist ein C++-Programm, das auf dem *BABAR*-Framework (Abschnitt A.1) basiert. Die GEANT-Informationen werden in die *BABAR*-Standard-Datenstrukturen, wie sie auch für die wirkliche Datennahme verwendet werden (z.B. Kalorimeter-*Digits*), umgesetzt. Dabei erfolgt eine Simulation der Auslese.

Im Kalorimeter wird z.B. die gesamte Auslekette vom Kristall bis zum *Digi* nachgebildet. Das beinhaltet die Lichtausbeute des Kristalls und seine Abklingzeit, die Wellenformung im Vorverstärker und die Digitalisierung. Die Wellenformen werden mit elektronischem Rauschen, sowohl kohärentem als auch inkohärentem, verschmiert. Schließlich wird die *Feature Extraction*, die Signalgewinnung, angewandt. Komplementär zur Datennahme kann das ein einfacher Maximum-Fit oder das Digitale Filtern sein.

Innerhalb von *SimApp* erfolgt auch das Einmischen von Untergrund in die MC-Ereignisse. Der Untergrund besteht aus wahren Ereignissen, die mit einem Zufallstrigger am Detektor gewonnen wurden. Mit einer Rate von etwa einem Ereignis pro Sekunde werden kontinuierlich zeitlich zufällige Ereignisse aufgezeichnet und rekonstruiert. Der Trigger erfordert keine Aktivität im Detektor und ist deshalb eine wahre Beschreibung des Detektors und seines Untergrundrauschens. Die Daten eines Monats werden jeweils zusammengefaßt und in die Datenbank geschrieben. Der Untergrund beinhaltet z.B. Synchrotronstrahlung, Strahl-Restgas-Ereignisse und Streuung von verlorenen Strahlteilchen an Beschleuniger-Elementen. Diese Ereignisse führen hauptsächlich zu Schauern aus niederenergetische Photonen. Die Beimischung zu den MC-Ereignissen erfolgt durch die Überlagerung und Aufsummation der Untergrund- und MC-*Digis*.

Kapitel 5

Selektion und Extraktion

5.1 Die Selektion der Bhabha-Ereignisse

Das Ziel der Selektion ist es, für die Kalibration des Kalorimeters eine möglichst reine Auswahl an nichtradiativen Bhabha-Ereignissen zu erhalten. Dazu erfolgt die Auswahl der Ereignisse in mehreren Schritten:

1. Level-1-Trigger
2. Level-3-Trigger
3. Selektion der Bhabha-Ereignisse mit L3-Informationen
4. Selektion mit der vollständigen Kalorimeter-Information

Die beiden Trigger-Selektionen erfolgen direkt während der Datennahme. Der L1-Trigger markiert Bhabha-Ereignisse in einer groben Selektion. Der L3-Trigger verfeinert die Selektion, indem eine bessere Rekonstruktion erfolgt. Da wegen ihrer großen Rate nicht alle selektierten Bhabha-Ereignisse dauerhaft gespeichert werden können, werden sie vorher skaliert, so daß die maximal aufgezeichnete Rate 30 Ereignisse pro Sekunde beträgt. Für die endgültige Abspeicherung in der Datenbank (vgl. Abschnitt 2.2.7) werden die Bhabha-Ereignisse noch einmal global mit einem Faktor 15 skaliert.

Die weitere Auswertung der Kalibrationsdaten erfolgt in der *Online-Prompt-Reconstruction* (siehe Abschnitt 6). Da die aufgezeichnete Bhabha-Rate immer noch sehr groß ist, kann wegen des beschränkten zeitlichen Budgets für Kalibrationsaufgaben keine vollständige Rekonstruktion (besonders Spurrekonstruktion) aller Bhabha-Daten durchgeführt werden. Deshalb basiert auch die Vorselektion der nichtradiativen Ereignisse auf L3-Informationen. Für die Unterdrückung von Untergrund aus e^+e^- -Reaktionen (wie z.B. $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) ist sie deshalb schon die Hauptselektion.

Nach der Vorselektion wird eine vollständige Rekonstruktion der Kalorimeter-Daten durchgeführt, mit denen die endgültige Selektion der Ereignisse und die Auswahl der *Cluster* zur Kalibration erfolgt.

Der Untergrund zur nichtradiativen Bhabha-Streuung besteht aus drei Arten von Ereignissen.

1. e^+e^- -Reaktionen wie $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $\tau\bar{\tau}$ können sowohl *Two-Prong*- als auch *One-Prong*-Ereignisse vortäuschen.

2. *Strahl-Untergrund*, wie z.B. in den Detektor gestreute Strahlteilchen können besonders mit *One-Prong*-Ereignissen verwechselt werden.
3. *Bhabha-Ereignisse mit abgestrahlten Photonen*

Im folgenden sollen die einzelnen Selektionen und anschließend der Einfluß von Untergrund sowie die Effizienz der Selektion erläutert werden.

5.1.1 Die Auswahl von Bhabha-Ereignissen im Level-1-Trigger

Die Auswahl der Bhabha-Ereignisse im Level-1-Trigger basiert auf den aus den Driftkammer-Superlagen rekonstruierten Spuren und den Kalorimeter-Türmen (siehe Abschnitt 2.2.5). Bhabha-Ereignisse werden nicht explizit selektiert, sondern es gibt eine Reihe von parallelen Selektionsentscheidungen (*Triggerlines*), die Bhabha-Ereignisse enthalten, markieren und die alle von der nachfolgenden Selektion im L3-Trigger benutzt werden. Da viele *Triggerlines* Untermengen anderer *Triggerlines* sind (z.B. nur mit anderen Energieschnitten), sollen hier nur die wichtigsten aufgeführt werden. Die Entscheidungen basieren jeweils auf folgenden Triggerobjekten:

- *A* - lange Spur (erreicht DCH-Superschicht 10) mit $p_T > 150$ MeV
- *A'* - hochenergetische Spur mit $p_T > 800$ MeV
- *B* - kurze Spur (erreicht nur DCH-Superschicht 5) mit $p_T > 120$ MeV
- *M* - *Cluster* mit einer Energie größer als 100 MeV
- *E* - *Cluster* mit einer Energie größer als 700 MeV
- *Y* - *Cluster* mit einer Energie größer als 1 GeV im hinteren Bereich des Kalorimeters
- * - zwei sich in ϕ gegenüberliegende *Cluster* oder Spuren

Als mögliche Bhabha-Ereignisse werden unter anderem diese Kombinationen selektiert:

- $E \geq 1 \ \& \ B \geq 2 \ \& \ A \geq 1$
- $M^* \geq 1 \ \& \ A \geq 1 \ \& \ A' \geq 1$
- $(EM)^* \geq 1$
- $A \geq 1 \ \& \ B^* \geq 1 \ \& \ A' \geq 1$
- $Y \geq 1$
- $Y \geq 1 \ \& \ B \geq 1$

Die Effizienz für (nichtradiative und radiative) Bhabha-Ereignisse für alle *Triggerlines* ist größer als 99,9%. Bei einer Luminosität von $2,2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einer L1-Ausgaberate von etwa 1000 Ereignissen pro Sekunde beträgt der Anteil an Bhabha-Ereignissen etwa 10% [31].

5.1.2 Die Selektion im Level-3-Trigger

Im Level-3-Trigger werden Bhabha-Ereignisse explizit selektiert. Es existieren mehrere sogenannte Bhabha-Filter (Selektionen), die sich durch ihre Zielsetzungen unterscheiden. Für Kalibrationen und die Bestimmung der Luminosität wurde der *Bhabha-Accept-Filter* entwickelt [31]. Er dient zur Bereitstellung von Bhabha-Ereignissen mit einer hohen Effizienz (fast 100%) in einem Bereich, der für die anvisierten Anwendungen von Interesse ist. Natürlich wird auch eine hohe Reinheit angestrebt, jedoch ohne die Forderung nach Effizienz zu beeinträchtigen.

Der *Bhabha-Accept-Filter* basiert primär auf L3-Spuren, L3-Cluster werden zur weiteren Unterstützung verwendet. Zusätzliche Spuren - selbst vom Wechselwirkungspunkt - werden nicht beachtet. Auch werden keine Schnitte zur Abtrennung von radiativen Ereignissen gemacht - die Selektion ergibt eine Mischung aus radiativen und nichtradiativen Ereignissen. Sie werden durch ein sogenanntes Trigger-Bit gekennzeichnet - *L3OutBhabha*. Der Filter unterscheidet vier Ereignis-Topologien:

1. zwei Spuren mit mindestens einem zugehörigem *Cluster*, die Schnitte auf ihre Impulse, den Gesamtimpuls sowie ihre Akollinearität erfüllen
2. eine Spur im hinteren Polarwinkelbereich und ein Vorwärts-*Cluster*
3. ein *Cluster* im hinteren Polarwinkelbereich und eine Vorwärtsspur
4. eine Spur mit $2,0 \text{ rad} < \theta < 2,5 \text{ rad}$

	Schnitt	Schnittwert
Spurkriterien:	Maximum-Vertex $d0$	1,5 cm
	Maximum-Vertex $ z0 $	10,0 cm
	Minimum p_{CM}	2,0 GeV
Clusterkriterien:	Minimum E_{CM}	2,5 GeV
Spur-Cluster-Matching:	Maximum $\Delta\phi = \phi_{Spur} - \phi_{Cluster} $	0,1 rad
	Maximum $\Delta\theta = \theta_{Spur} - \theta_{Cluster} $	0,1 rad
Ereigniskriterien:	Minimum- θ für rückwärtiges Teilchen	0,9 rad
	Maximum- θ für rückwärtiges Teilchen	2,5 rad
Zwei-Spur-Ereignisse	Minimum $\sum p_{CM}$	7,0 GeV
	Maximale θ -Akollinearität ($ \theta_1 + \theta_2 - \pi $)	0,5 rad
	Maximale ϕ -Akollinearität (Akoplanarität)	0,3 rad
Spur hinten - Cluster vorn	Minimum $p_{CM} + E_{CM}$	6,0 GeV
	Maximale θ -Akollinearität ($ \theta_1 + \theta_2 - \pi $)	0,2 rad
	Maximale ϕ -Akollinearität (Akoplanarität)	0,3 rad
Cluster hinten - Spur vorn	Minimum $E_{CM} + p_{CM}$	6,0 GeV
	Maximale θ -Akollinearität ($ \theta_1 + \theta_2 - \pi $)	0,2 rad
	Maximale ϕ -Akollinearität (Akoplanarität)	0,3 rad
Spur hinten	Minimum p_{CM}	3,0 GeV
	Minimales θ	2,0 rad

Tabelle 5.1: Schnitte des *Bhabha-Accept-Filters* (CM - Schwerpunktsystem)

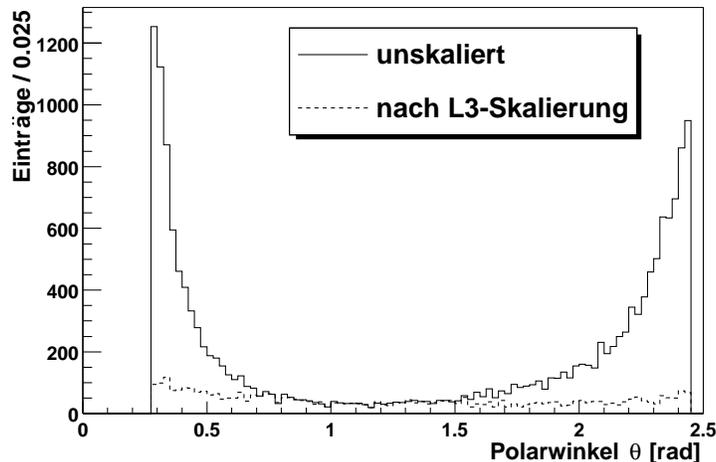


Abbildung 5.1: Polarwinkelverteilung für Bhabha-Ereignisse vor und nach der Skalierung

Diese Kategorien werden noch weiter unterteilt, je nachdem ob eine zum Kalorimeter extrapolierte Spur mit einem *L3-Cluster* zusammenpaßt. Die angewandten Schnitte auf Spuren, *Cluster* und Ereignistopologien sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die verwendeten Variablen sind:

Spurvariablen: Die Teilchenspuren werden in einem Magnetfeld durch 5 Parameter am Punkt des kürzesten Abstandes zum Koordinatenursprung in der x - y -Ebene charakterisiert.

p ... Spurimpuls

θ ... Polarwinkel

ϕ ... Azimutwinkel

$d0$... kleinster Abstand der Spur zum Ursprung in der x - y -Ebene

$z0$... z -Koordinate des Punktes mit dem kleinsten Abstand zum Ursprung in der x - y -Ebene

Cluster-Variablen: E ... Energie

θ ... Polarwinkel

ϕ ... Azimutwinkel

Bei einer Rate von mehr als 100 Bhabha-Ereignissen pro Sekunde ist es nicht möglich, alle Ereignisse dauerhaft abzuspeichern. Deswegen werden sie im L3-Trigger skaliert und nur ein Teil für die Aufzeichnung gekennzeichnet (Trigger-Bit *L3OutBhabhaFlat*). Da die Polarwinkelverteilung der Bhabha-Ereignisse stark asymmetrisch ist, erfolgt die Skalierung in 6 Polarwinkelbereichen. Dadurch erhält man eine grob "flache" Winkelverteilung (Abbildung 5.1). Verwendet wird dazu der Polarwinkel der rückwärtigen Spur oder des

Winkel	0,9	1,543	1,724	1,905	2,087	2,268	2,5
Faktor	1	2	3	4	7	13	

Tabelle 5.2: Skalierungsbereiche und -faktoren des *Bhabha-Accept-Filters*: Die Werte der ersten Zeile geben die Grenzen der Polarwinkelbereiche der rückwärtigen Spur oder des rückwärtigen *Clusters* an.

rückwärtigen *Clusters*. Die Skalierung erfolgt durch ein einfaches Abzählen der Ereignisse in jedem der 6 Skalierungsintervalle (Tabelle 5.2), wobei z.B. nur jedes siebente Ereignis im Winkelbereich $2,087 < \theta \leq 2,268$ akzeptiert wird. Insgesamt ergibt dies eine Reduktion um einen Faktor 4,5. Da die Rate an Bhabha-Ereignissen von der Luminosität abhängt und das Budget für die dauerhafte Speicherung von Kalibrationsereignissen maximal 30 Ereignisse pro Sekunde beträgt, müssen die Skalierungsfaktoren den jeweiligen Bedingungen angepaßt werden.

5.1.3 Die Vorselektion mit L3-Informationen

Die eigentliche Selektion für die Bhabha-Kalibration erfolgt im OPR. Zunächst müssen die Ereignisse durch die Bedingungen einer Vorselektion akzeptiert werden. Sie zielt darauf, möglichst allen physikalischen Untergrund wie $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma, \tau\bar{\tau} \dots$ zu eliminieren, da im weiteren keine besseren Informationen speziell über Spuren zur Verfügung stehen. Sie erfolgt deshalb auf Basis der L3-Spuren und L3-*Cluster*.

Zuerst wird eine Liste mit Spuren und möglichen zugehörigen *Clustern* erstellt und anschließend auf topologische Merkmale geschnitten.

Schnitte auf Cluster und Spuren

Spuren werden als gut anerkannt, wenn sie einen hohen Impuls aufweisen und vom Vertex stammen:

$$\text{Vertex: } |d0| < 1 \text{ cm, } |z0| < 7,5 \text{ cm}$$

$$\text{Impuls: } p > 2,0 \text{ GeV}$$

Die Auflösung der Spurrekonstruktion im L3 wird mit $\sigma_{d0} = 0,8 \text{ mm}$ und $\sigma_{z0} = 6,1 \text{ mm}$ angegeben [31].

Für die Kombination der Spuren mit *Clustern* werden die Spuren zur Kalorimeteroberfläche extrapoliert. Dazu wird das Kalorimeter als einfacher Zylinder (zylindrischer Teil) bzw. als Kegel (Endkappe) genähert und deren Kreuzung mit der Spur-Helix berechnet. Hochenergetische *Cluster* ($E > 2 \text{ GeV}$) werden als zur Spur gehörig betrachtet, wenn die Differenzen der Polar- und Azimutwinkel von Spur und *Cluster* jeweils kleiner als 0,1 rad sind.

Die gefundenen Spur-*Cluster*-Paare werden als Elektronen oder Positronen identifiziert, wenn das Verhältnis von Energie und Impuls E/p zwischen 0,6 und 1,3 liegt.

Schnitte auf Ereignisvariablen

Zunächst werden *Two-Prong*- und *One-Prong*-Ereignisse unterschieden.

Dazu werden die gefundenen Spur-*Cluster*-Paare ins Schwerpunktsystem der Elektronen und Positronen transformiert. Dort müssen die Spuren aus nicht-radiativen Bhabha-Ereignissen gegenüberliegen, ihr Öffnungswinkel also etwa 180° betragen.

- Wurden zwei Spur-*Cluster*-Paare gefunden, so werden sie kombiniert und ein Schnitt auf die Akollinearität der beiden Spuren \vec{p}_1 und \vec{p}_2 angewandt:

$$|\pi - \angle(\vec{p}_1, \vec{p}_2)| < 0,03 \text{ rad}$$

- Wurde nur ein Spur-*Cluster*-Paar gefunden, so wird es mit Spuren ohne zugehörigen *Cluster* kombiniert und auf die Akollinearität der beiden Spuren wie im vorhergehenden Fall geschnitten.

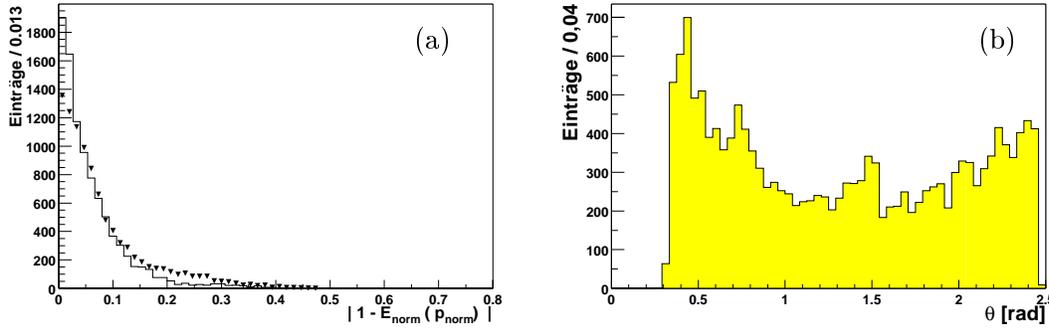


Abbildung 5.2: (a) $|1 - E_{norm}|$ (Histogramm) und $|1 - p_{norm}|$ (Dreiecke) und (b) die Polarwinkelverteilung der Spuren in Bhabha-Ereignisse für Daten nach allen Schnitten

- Wurde nur ein Spur-*Cluster*-Paar und keine weiteren Spuren gefunden, so wird das Ereignis als *One-Prong*-Ereignis akzeptiert, wenn sich die Spur im hinteren Teil des Detektors befindet:

$$2,1 \text{ rad} < \theta_{Spur} < 2,5 \text{ rad}$$

Auf alle Arten von gefundenen Ereignissen werden zur Unterdrückung von Untergrund noch die folgenden Schnitte angewandt:

- Die gemessenen *Cluster*-Energien müssen den in einem Bhabha-Ereignis erwarteten Energien entsprechen (Abbildung 5.2a):

$$|1 - E_{norm}| = |1 - \sum_n \frac{E_{L3-Cluster}}{E_{erwartet}}| < 0,5$$

- Die gemessenen Spur-Impulse müssen den in einem Bhabha-Ereignis erwarteten Impulsen entsprechen (Abbildung 5.2a):

$$|1 - p_{norm}| = |1 - \sum_m \frac{p_{Spur}}{p_{erwartet}}| < 0,5$$

- Zur Unterdrückung von Ereignissen mit Teilchen, die nach der Driftkammer aufgeschauert sind oder Bremsstrahlung emittiert haben, wird gefordert:
Im Schwerpunktsystem darf sich innerhalb eines Winkels von 0,3 rad um die selektierten *Cluster* kein weiterer *Cluster* mit einer Energie größer als 0,2 GeV befinden.

n und m sind die Anzahl der selektierten *Cluster* und Spuren. Die erwartete Energie $E_{erwartet}$ bzw. Impuls $p_{erwartet}$ werden aus Gleichung (4.6) bestimmt. Abbildung 5.2b zeigt die Polarwinkel-Verteilung der selektierten L3-Spuren nach der Selektion für Daten. Deutlich ist die Skalierung im L3-Trigger zu erkennen. Während die hinteren Skalierungsbereiche etwa gleich breit sind, bewirkt der Boost in Vorwärtsrichtung eine Stauchung und damit eine größere Anzahl von Einträgen pro Winkelintervall. Innerhalb eines Bereiches ist der natürliche Verlauf der Winkelverteilung (siehe auch Abbildung 5.1) zu sehen.

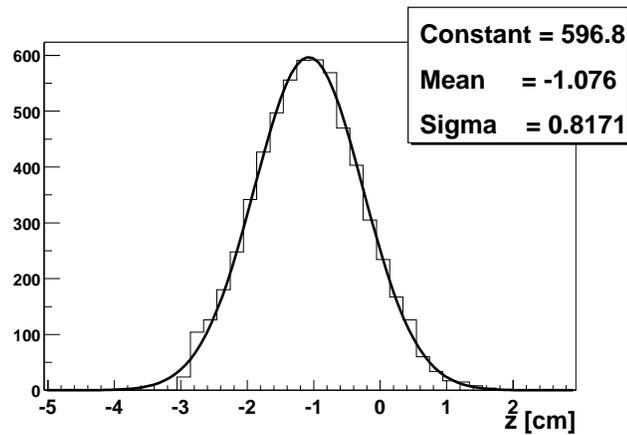


Abbildung 5.3: Aus Zwei-Spur-Ereignissen gefittete Position des Wechselwirkungspunktes in z bei Daten vom April 2000

5.1.4 Die Vertex-Korrektur

Der Wechselwirkungspunkt des PEP-II-Beschleunigers weist eine Verschiebung bezüglich des Koordinatenursprungs des *BABAR*-Detektors auf. Die Verschiebung ist, wie rekonstruierte Vertices zeigen, mit etwa einem Zentimeter in z -Richtung am größten (Abbildung 5.3).

Alle Messungen von Positionen im Kalorimeter beziehen sich aber auf den Koordinatenursprung. Dadurch erhalten die gemessenen Polarwinkel eine systematische Verschiebung (Abbildung 5.5b, Kreise) und die Auflösung ist nicht optimal. Mit den Informationen der L3-Spuren ist es möglich, den Ursprungsvortex abzuschätzen und damit eine Verbesserung der Winkelauflösung zu erreichen. In *Two-Prong*-Ereignissen wird der z -Vertex als der Mittelwert der z -Koordinaten der beiden selektierten Spuren berechnet:

$$z_{Vertex} = \frac{z_0^1 + z_0^2}{2} \quad (5.1)$$

Wird ein *One-Prong*-Ereignis selektiert, so liefert selbst die z -Koordinate der einzel-

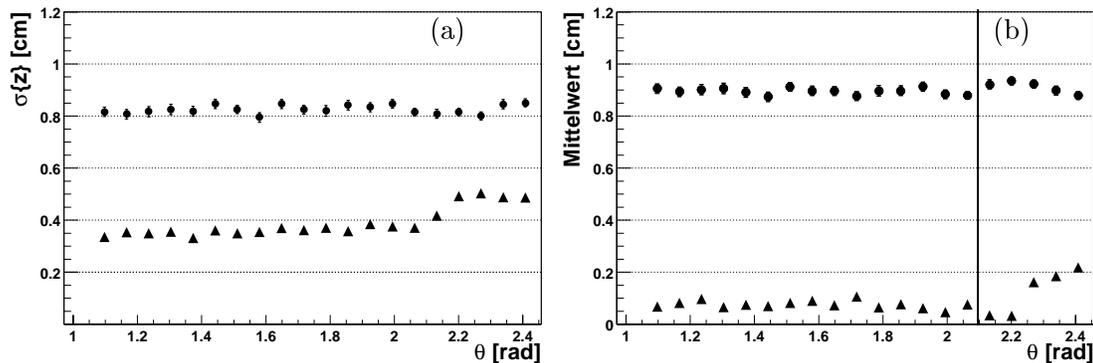


Abbildung 5.4: (a) z -Vertextauflösung und (b) z -Mittelwert als Funktion des Polarwinkels der Spur mit dem größten Polarwinkel mit (Dreiecke) und ohne (Kreise) Vertex-Korrektur für MC-Ereignisse. Die Linie trennt *One-Prong*- und *Two-Prong*-Ereignisse.

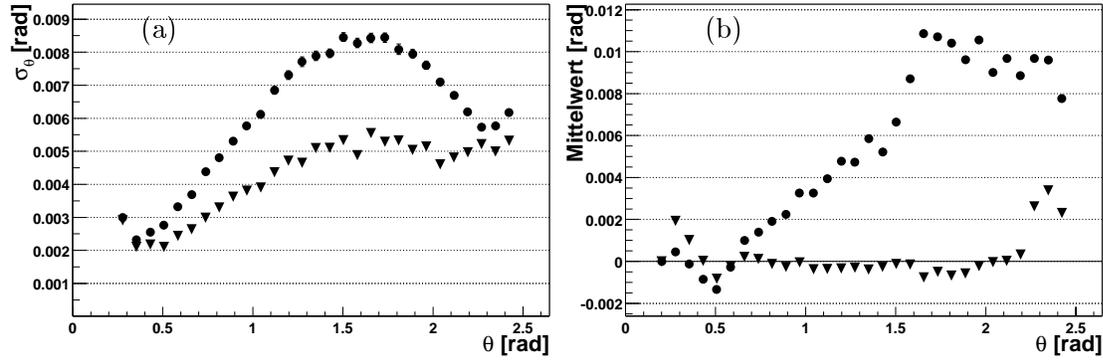


Abbildung 5.5: (a) Polarwinkelauflösung und (b) -Mittelwert als Funktion des Polarwinkels für *Cluster* mit (Dreiecke) und ohne (Kreise) Vertex-Korrektur für MC-Ereignisse

nen Spur eine bessere Vertexabschätzung als der Koordinatenursprung (Abbildung 5.4, $\theta > 2,1$ rad). Im Mittel verbessert sich die Auflösung z.B. bei einem z -Vertex der MC-Ereignisse von 0,85 cm mit einer Breite von 0,9 cm von 0,83 cm (Mittelwert 0,9 cm) auf 0,39 cm (Mittelwert 0,09 cm) (Abbildung 5.4).

Wird der Polarwinkel bezüglich des neuen Vertex berechnet, so wird die Breite der Verteilung ($\theta_{gemessen} - \theta_{wahr}$) um bis zu 60% kleiner (Abbildung 5.5a). Auch die systematische Verschiebung des Mittelwertes wird drastisch verringert (Abbildung 5.5b). Tabelle 5.3 zeigt die Verbesserung der Auflösung für *One-Prong*- und *Two-Prong*-Ereignisse. Im Azimutwinkel ist die Auflösung bereits ohne Anwendung von Korrekturen in derselben Größenordnung ($\sigma_\phi = 0,0043 \pm 0,0001$).

		σ_θ [rad]	Mittelwert [rad]
<i>Two-Prong</i>	ohne Vertex-Korrektur	$0,0059 \pm 0,0001$	$0,0048 \pm 0,0001$
	mit Vertex-Korrektur	$0,0036 \pm 0,0001$	$-0,00005 \pm 0,00001$
<i>One-Prong</i>	ohne Vertex-Korrektur	$0,0056 \pm 0,00004$	$0,0064 \pm 0,00005$
	mit Vertex-Korrektur	$0,0047 \pm 0,00005$	$0,0006 \pm 0,00005$

Tabelle 5.3: Polarwinkelauflösung aus ($\theta_{gemessen} - \theta_{wahr}$) von MC-Ereignissen mit und ohne Vertex-Korrektur

5.1.5 Die Selektion mit Kalorimeter-Informationen

Wenn anhand der Ereignisselektion mit L3-Information ein Bhabha-Ereignis erkannt wurde, so wird im letzten Schritt mit den vollständig rekonstruierten Kalorimeterdaten weiterer Untergrund besonders aus radiativen Bhabha-Ereignissen reduziert und die *Cluster* zur Kalibration ausgewählt.

Auch hier wird ähnlich wie in der Vorselektion zunächst eine Liste mit “guten” *Clustern* erstellt und dann auf Ereigniskriterien geschnitten.

Schnitte auf Cluster

An *Cluster*, die zur Ereignisselektion verwendet werden sollen, werden folgende Anforderungen gestellt:

- Sie müssen hochenergetisch sein: $E > 2$ GeV. Da bereits kalibrierte Daten benutzt werden, (damit werden die Ergebnisse der Bhabha-Kalibration relativ zu den augenblicklich benutzten Konstanten) ist dieser Schnitt auf absolute Energien möglich.
- Da die Online-Monitorierung nicht alle Ereignisse eines Runs verwendet, um problematische Kristalle zu finden (vgl. Abschnitt 3.3.2) und deshalb rauschende Kristalle “übersehen” kann (was besonders in der Anfangszeit der Datennahme vorkam), soll mit einem Schnitt auf die Anzahl der Kristalle eines *Clusters* Rauschen unterdrückt werden.

$$10 < N_{\text{Kristall}} < 70$$

Eine Forderung nach einer Mindestanzahl von Kristallen im *Cluster* unterbindet einzelne stark rauschende Kanäle. Eine maximale Anzahl soll viele gering rauschende Kanäle im *Cluster* verhindern. So beträgt z.B. die Anzahl der Kristalle mit einer Energie über 1 MeV pro Ereignis allein durch das elektronische Rauschen rund 650 [32].

- Innerhalb eines Winkels von 0,3 rad darf sich im Schwerpunktsystem kein anderer *Cluster* mit einer Energie größer als 20 MeV befinden.

$$\angle(\vec{X}_1, \vec{X}_2(E > 20 \text{ MeV})) < 0,3 \text{ rad}$$

Diese Forderung soll vor allem radiative Bhabha-Ereignisse und Bremsstrahlung der Teilchen auf dem Weg zum Kalorimeter unterdrücken. Für *Cluster* in den ersten drei Kristallreihen in θ wird auf diese Forderung jedoch verzichtet, da die Energieverluste durch Material vor dem Kalorimeter (besonders im innersten Dipolmagneten des Beschleunigers) stark ansteigen (siehe Abbildung 3.8). Durch das Aufschauern werden deshalb in einem Großteil der Ereignisse nah zum hochenergetischen *Cluster* liegende *Cluster* beobachtet.

- Zur Identifikation von Leptonen wird ein Schnitt auf die laterale Verteilung der Kristalle im *Cluster* angewandt [33].

$$LAT = \frac{\sum_{i=3}^n E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^n E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2} < 0,8$$

E_i sind die nach ihrer Größe geordneten Kristallenergien ($i = 0$ - Kristall mit der größten Energie). r_i ist der Abstand des Kristalls zum Schauerschwerpunkt des *Clusters*. Der *LAT*-Parameter beschreibt die energiegewichtete radiale Verteilung der Kristalle um die *Cluster*-Position. Für die radial symmetrischen elektromagnetischen Schauer ist er klein ($\sim 0,3$), für die radial asymmetrischen hadronischen Schauer groß. Auch radiative Bhabha-Ereignisse oder Ereignisse mit Bremsstrahlung durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial, bei denen die *Cluster* von Elektron/Positron und Photon nicht separiert werden konnten und die deshalb asymmetrisch sind, können dadurch unterdrückt werden.

Zusätzlich werden die *Cluster* auf ihre Benutzbarkeit zur Kalibration kontrolliert. Das bedeutet, es wird geprüft, ob sie tote, rauschende oder flackernde Kanäle enthalten. Dazu werden die von der Online-Monitorierung erstellten Listen (siehe Abschnitt 3.3.2) benutzt. Ein *Cluster*, der einen problematischen Kristall enthält, wird markiert. Er wird zur Selektion, jedoch nicht zur Kalibration verwendet.

Schnitte auf Ereignisvariablen

Mit der Liste der “guten” *Cluster* werden die Ereignisse selektiert. Die *Cluster* werden ins Schwerpunktsystem transformiert und in einer Iteration jeweils zwei *Cluster* betrachtet. Ein Schnitt auf die Akollinearität der beiden ist nicht möglich, da die Spuren der geladenen Teilchen durch das Magnetfeld gekrümmt sind und sich deshalb im Azimutwinkel nicht mehr gegenüberliegen. Deshalb wird nur ein sich Gegenüberliegen im Polarwinkel gefordert:

$$|\theta_1 + \theta_2 - \pi| < 0,04 \text{ rad}$$

Im Azimutwinkel wird, da das Magnetfeld und die Impulse der Teilchen bekannt sind, auf einen Bereich der Winkeldifferenz der beiden *Cluster* geschnitten:

$$0,05 \text{ rad} < |\phi_1 - \phi_2 - \pi| < 0,2 \text{ rad}$$

Wird kein Paar von *Clustern* selektiert, so werden die Ereignisse als *One-Prong*-Ereignisse erkannt, wenn:

- das Ereignis in der Vorselektion als *One-Prong* klassifiziert wurde
- wenn sich der *Cluster* im hinteren Kalorimeter-Bereich befindet: $\theta > 2,3 \text{ rad}$

Die unterschiedlichen Schnitte für *One-Prong*-Ereignisse in der Vorselektion ($\theta > 2,1 \text{ rad}$) und in der Kalorimeter-Selektion liegen in der L3-Spurrekonstruktion begründet. Sie fordert mindestens 5 getroffene Superlagen in der Driftkammer, um eine Spur zu rekonstruieren. Dadurch vermindert sich die Akzeptanz der DCH im Vorwärtsbereich im Vergleich zum Kalorimeter. Es werden weniger *Two-Prong*-Ereignisse mit beiden rekonstruierten L3-Spuren gefunden als mit beiden rekonstruierten *Clustern*.

Sowohl auf *Two-Prong*- als auch auf *One-Prong*-Ereignisse werden weitere Schnitte angewandt, um sie vom Untergrund zu unterscheiden:

- Die Gesamtzahl der rekonstruierten *Cluster* muß klein sein, um sie z.B. von hadronischen Ereignissen zu trennen:

$$n_{Cluster}(E > 0,02 \text{ GeV}) < 20$$

Auch in Bhabha-Ereignissen ist die Anzahl der *Cluster* durch Rauschen und durch Aufschauern der Teilchen im Material größer als zwei.

- Die gemessene Energie der hochenergetischen *Cluster* im Ereignis muß mit der erwarteten Energie übereinstimmen:

$$|1 - E_{norm}| = |1 - \sum_n \frac{E_{Cluster}}{E_{erwartet}}| < 0,5$$

n ist die Anzahl der hochenergetischen *Cluster* (1 oder 2). Die erwartete Energie $E_{erwartet}$ wird aus Gleichung (4.6) bestimmt. Da die Selektion für eine Energiekalibration erfolgt, kann kein härterer Schnitt im Bezug auf gemessene und erwartete Energien erfolgen.

Reaktion	Selektions- effizienz [%]	Wirkungs- querschnitt [nb]	skalierte Effizienz [%]
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	0,26	2,8	0,014
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	< 0,011	≈ 43	< 0,009
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	0,01	1,16	0,0002
$e^+e^- \rightarrow \tau\bar{\tau}$	0,03	0,94	0,0005
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(udsc)$	< 0,01	3,39	< 0,0006
$e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$	< 0,01	1,05	< 0,0002
Strahl-Untergrund	< 0,003		

Tabelle 5.4: Wahrscheinlichkeiten der Fehlidentifizierung von e^+e^- -Reaktion

5.1.6 Untergrund und Effizienz der Selektion

e^+e^- -Reaktionen und Strahl-Untergrund

Es gibt eine Reihe von e^+e^- -Reaktionen, die Bhabha-Ereignisse vortäuschen können. Tabelle 5.4 listet diese Reaktionen auf. Spalte 2 gibt den Anteil der selektierten Ereignisse eines reinen Samples des jeweiligen Prozesses an. Dazu wurde die Selektion auf Monte-Carlo-Ereignisse der verschiedenen Reaktionen angewandt.

Den größten Anteil an nicht erkannten Untergrundereignissen liefern $\gamma\gamma$ -Ereignisse. Sie sollten eigentlich durch die Forderung nach Spuren in der Driftkammer unterdrückt werden. Durch Paar-Produktion der Photonen im Detektormaterial entstehen jedoch besonders im Vorwärtsbereich - geladene Teilchen, die bei den hohen Photon-Impulsen in die ursprüngliche Photonenrichtung emittiert werden und so Bhabha-Ereignisse vortäuschen. Da jedoch meist nur ein Photon konvertiert, werden sie im *Two-Prong*-Bereich durch die Forderung nach zwei gegenüberliegenden Spuren erkannt.

$e^+e^-e^+e^-$ -Ereignisse, die durch die Wechselwirkung zweier radiativer Photonen der Ausgangsteilchen entstehen, sind im allgemeinen durch geringere Energien als die Teilchen in Bhabha-Ereignissen charakterisiert. Obwohl die Reaktion einen großen Wirkungsquerschnitt besitzt, ist ihre Topologie zu verschieden, so daß schon der L3-Trigger nahezu alle Ereignisse herausfiltert.

$\tau\bar{\tau}$ -Ereignisse, bei denen unter anderem Elektronen und Positronen in der weiteren Zerfallskette auftreten, werden sehr gut herausgefiltert. Die Gründe dafür sind unter anderem die geringeren Energien und Impulse der Sekundärteilchen (Schnitte auf E_{Norm} und p_{Norm}). Auch die mehr sphärische Topologie der Ereignisse erfüllt nicht die Anforderungen (z.B. gegenüberliegende Spuren).

$\mu^+\mu^-$ -Ereignisse können trotz ähnlicher Kinematik relativ einfach von Bhabha-Ereignissen unterschieden werden. Als minimal ionisierende Teilchen deponieren sie nur einen kleinen Teil ihrer Energie (im Mittel 200 MeV) im Kalorimeter.

Letztendlich wurden auch hadronische Ereignisse untersucht, obwohl deren Topologie sich sehr von Bhabha-Ereignissen unterscheidet. Die Wahrscheinlichkeit ihrer Selektion ist deshalb sehr gering.

Allen genannten Prozessen ist gemein, daß ihr Wirkungsquerschnitt nur einige Prozent des Bhabha-Wirkungsquerschnittes beträgt. Eine Skalierung der Selektionswahrscheinlichkeiten mit dem Verhältnis von Reaktionswirkungsquerschnitt (Tabelle 5.4 Spalte 3) zu Bhabha-Wirkungsquerschnitt (53 nb im Akzeptanzbereich des Kalorimeters) zeigt,

daß die Wahrscheinlichkeit, eines dieser Ereignisse als Bhabha-Ereignis zu identifizieren, vernachlässigbar klein ist (Tabelle 5.4 Spalte 4).

Für die Überprüfung der Selektion an Strahl-Untergrund wurden Daten, die mit dem Zufallstrigger aufgezeichnet wurden, verwendet. Als Strahl-Untergrund wird hier hauptsächlich die Wechselwirkung von Strahlteilchen mit Restgas oder Beschleuniger- und Detektorelementen bezeichnet. Besonders im *One-Prong*-Bereich kann Strahl-Untergrund z.B. aus in den Detektor gestreuten Strahlteilchen als Bhabha-Ereignis fehlinterpretiert werden. Im *Two-Prong*-Bereich sollten sie durch die Akollinearitätsschnitte herausgefiltert werden. Der Anteil an Strahl-Untergrund in der Bhabha-Selektion wurde als kleiner als 0,003% bestimmt (Tabelle 5.4).

Bhabha-Ereignisse mit abgestrahlten Photonen

Bhabha-Ereignisse mit abgestrahlten Photonen umfassen radiative Ereignisse, wobei die Abstrahlung vor und nach der Streuung auftreten kann. Aber auch Ereignisse, bei denen durch Wechselwirkung mit dem durchquerten Detektormaterial Bremsstrahlung emittiert wurde, gehören dazu.

Bhabha-Ereignisse mit abgestrahlten Photonen lassen sich in mehrere Fälle von Ereignissen unterteilen:

1. Photonen- und Lepton-Schauer sind räumlich in zwei *Cluster* getrennt
2. Photonen- und Lepton-Schauer verschmelzen in einem *Cluster*
3. Abgestrahlte Photonen werden nicht gemessen.

Das Spektrum der Photonen überstreicht Energien von einigen MeV bis zu mehreren GeV.

Im ersten Fall wird durch den Rekonstruktionsalgorithmus eine Untergrenze der identifizierbaren Abstrahlungen definiert: Da die minimale *Cluster*-Energie 20 MeV beträgt, können keine Ereignisse mit kleineren Abstrahlungen erkannt werden. Bei Leptonenenergien von mehreren GeV ist der Energiefehler durch solche nicht erkannten Ereignisse jedoch sehr klein ($< 1\%$). Wie Abbildung 5.6a zeigt, sind außerdem abgestrahlte Energie und Öffnungswinkel korreliert - bevorzugt werden kleine Energien unter kleinen Öffnungswinkeln abgestrahlt. Ereignisse mit hochenergetischen Photonen sind relativ einfach zu erkennen. Da sich die Ereignistopologie stark ändert, sind z.B. Schnitte auf die Akollinearität der beiden Spuren oder auf E_{Norm} sehr effektiv.

Im zweiten Fall mit verschmelzenden Photonen- und Leptonen-*Clustern* ist die Identifizierung schwieriger. In einem Teil der Ereignisse kann das *Cluster-Splitting* (Abschnitt 3.3.3) die lokalen Maxima erkennen, meist ist der Öffnungswinkel allerdings zu klein für eine Trennung. Das führt zwar nicht zu einer Verfälschung der gemessenen Gesamtenergie des *Clusters*, jedoch wird die Energieverteilung im *Cluster* verändert. Dies wirkt sich auf die Kalibration aus, da bei gleicher *Cluster*-Energie die Anzahl der Kristalle im *Cluster* verschieden ist, je nachdem ob ein Photon abgestrahlt wurde oder nicht. Das würde zu unterschiedlichen Kalibrationskonstanten führen.

Der dritte Fall führt zu einer Änderung des Energiespektrums der gestreuten Elektronen und Positronen. Die Energie ist niedriger, was einen Schwanz der Verteilung zu kleinen Energien hin nach sich zieht.

Für die Kalibration sollten die letzten beiden Fälle aber keine Rolle spielen, solange

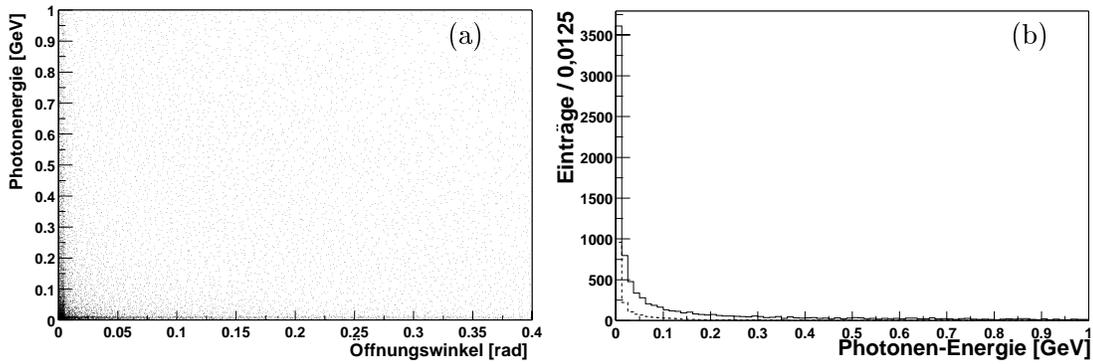


Abbildung 5.6: (a) Energie der abgestrahlten Photonen versus Öffnungswinkel zwischen Leptonen und Photonen für radiative Bhabha-Ereignisse und (b) Energieverteilung der Photonen vor (durchgezogene Linie) und nach der Selektion (getrichelte Linie)

- die Simulation die Daten - die Bhabha-Streuung, die Abstrahlung der Photonen sowie den Detektor - korrekt beschreibt.
- sowohl bei der Extraktion der Monte-Carlo-Energien (Abschnitt 5.2) als auch bei der Datenakkumulation für die Kalibration über eine große Anzahl von *Clustern* gemittelt wird.

Die Effizienz der gesamten Selektion, die aus Monte-Carlo-Ereignissen gewonnen wurde, beträgt $66,3 \pm 0,5\%$ für nichtradiative Ereignisse und $30,7 \pm 1\%$ für radiative Bhabha-Ereignisse. Ein radiatives Ereignis ist dabei durch einen Öffnungswinkel von $0,06$ rad zwischen Lepton und Photon (was im Mittel etwa zwei Kristallbreiten Abstand zwischen den *Clustern* entspricht) und einer Mindestenergie von 20 MeV des Photons definiert. Der Anteil an radiativen Ereignissen beträgt bei dieser Definition $21,4\%$. Die Energieverteilung der Photonen zeigt Abbildung 5.6b.

Die Effizienz der Selektion aller Ereignisse beträgt $58,6 \pm 0,5\%$.

5.1.7 Untersuchungen von Monte-Carlo-Ereignissen und Daten

Die Bhabha-Kalibration nutzt Monte-Carlo-Ereignisse und Simulation zum Vergleich mit den gemessenen Daten. Deshalb ist es wichtig, die Monte-Carlo-Ergebnisse auf ihre Übereinstimmung mit den Daten zu testen. Da die Kalorimeter-Daten aber erst mit der Kalibration nutzbar sind, muß der Vergleich auf davon unabhängigen Ergebnissen basieren. Benutzt wurden deshalb die L3-Spuren von Bhabha-Ereignissen.

Die Abbildungen 5.7a und b zeigen Polarwinkel- und Impulsverteilung der L3-Spuren für Daten und MC. Während beim Polarwinkel die Daten mit der aus MC-Ereignissen erwarteten Verteilung gut übereinstimmen, ist bei der Impulsverteilung eine leichte Diskrepanz zu bemerken. Im Bereich von etwa 4 bis 6 GeV/ c beschreibt das Monte-Carlo die Daten recht gut. Bei sehr kleinen Werten fällt jedoch eine Verschiebung der Daten zu größeren, bei sehr großen Werten zu kleineren Impulsen hin auf. Diese Impulse entsprechen dem Vorwärts- und Rückwärtsbereich, was in der Polarwinkelverteilung auch bei kleinen θ als kleine Diskrepanz zu erkennen ist.

Im Rückwärtsbereich könnte eine Ursache die Selektion der Ereignisse sein: Die *One-Prong*-Ereignisse könnten einen größeren Anteil an Untergrund enthalten, der kleinere

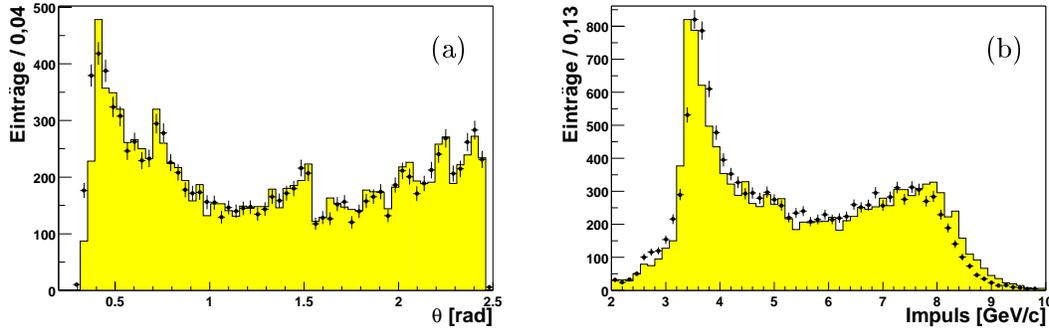


Abbildung 5.7: (a) Polarwinkelverteilung und (b) Impulsverteilung der L3-Spuren für Monte-Carlo (Histogramm) und Daten vom Mai 2000 (Punkte).

Impulse besitzt als Bhabha-Spuren. Eine Möglichkeit dies zu verifizieren, ist die Betrachtung des Übergangsbereiches von *Two-Prong*- zu *One-Prong*-Ereignissen. Die Selektion der *Two-Prong*-Ereignisse unterdrückt Untergrund viel besser, da mit der Akollinearität der beiden Spuren ein gutes Selektionskriterium existiert. Abbildung 5.8 stellt den L3-Impuls in Abhängigkeit vom Polarwinkel für *Two-Prong*- und *One-Prong*-Ereignisse dar. Im statistisch signifikanten Übergangsbereich sind keine Unterschiede des mittleren Impulses zu erkennen und damit auch kein Anzeichen für einen erhöhten Untergrund in den *One-Prong*-Ereignissen.

Da die Polarwinkelverteilung zwischen Daten und MC übereinstimmt, ist eine weitere mögliche Erklärung der Impulsdifferenz die L3-Spurrekonstruktion. Sie basiert auf den vom L1-Trigger gefundenen Spuresegmenten und setzt diese zu Spuren zusammen (vgl. Abschnitt 2.2.5). Untergrund (z.B. durch rückgestreute Teilchen oder zufällige Hits) im Vorwärts- oder Rückwärtsbereich würde im L1 bei hochenergetischen Spuren (mit geringer Krümmung) immer zu einer Überschätzung der Krümmung und damit zu einer Unterschätzung des Impulses führen. Die Selektion der Ereignisse und die Winkelverteilung würden dadurch jedoch kaum beeinflusst.

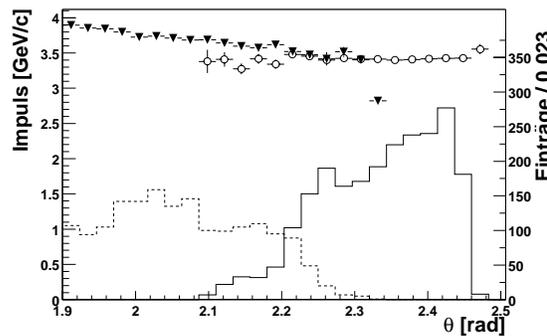


Abbildung 5.8: L3-Impuls in Abhängigkeit von Polarwinkel für *Two-Prong*-Ereignisse (Dreiecke) und *One-Prong*-Ereignisse (Kreise). Die Histogramme stellen die zugehörigen Polarwinkelverteilungen dar. *Two-Prong*-Ereignisse: gestrichelte Linie, *One-Prong*-Ereignisse: durchgezogene Linie

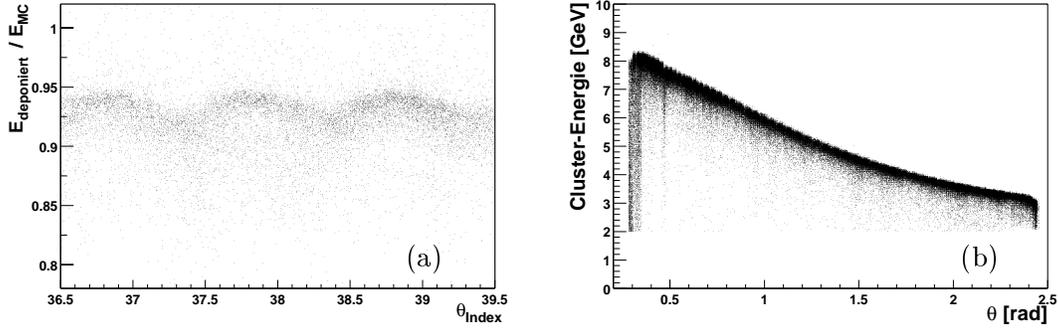


Abbildung 5.9: (a) Das Verhältnis von deponierter Energie zu wahrer Energie in Abhängigkeit des Polarwinkels für drei Kristalle (Kristallmittelpunkte bei 37, 38, 39) und (b) deponierte Energie als Funktion des Polarwinkels für MC-Ereignisse

5.2 Extraktion der deponierten Energien aus der Monte-Carlo-Simulation

Für die Kalibration des Kalorimeters muß die erwartete Energie eines gemessenen Bhabha-*Clusters* in Abhängigkeit von seiner Position bekannt sein. Sie wird aus Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Die simulierten Ereignisse werden mit der Standard-BABAR-Rekonstruktion unter Verwendung derselben Schritte wie bei wirklichen Daten rekonstruiert. Da im Monte-Carlo alle Kristalle die gleichen Eigenschaften besitzen (Kalibrationskonstante gleich 1) wird die rekonstruierte *Cluster*-Energie als die erwartete Energie verwendet.

Positionsabhängigkeit

Die *Cluster*-Energie variiert sehr stark mit der Position im Kalorimeter, was aus der Überlagerung mehrerer Faktoren herrührt (siehe Abschnitt 3.4). Die meiste Energie geht im Material zwischen, vor und hinter den einzelnen Kristallen verloren, wie Abbildung 5.9a deutlich macht. Weitere größere Verluste treten an den Rändern des Kalorimeters auf, wo Teile des Schauers nicht gemessen werden oder wo zusätzliches Material vor dem Kalorimeter ein Aufschauern der Teilchen bewirkt. Auch der Spalt am Übergang zwischen Endkappe und Zylinder ($\theta \approx 0,47$ rad) verringert die gemessene deponierte Energie (Abbildung 5.9b). Zusätzlich tritt eine Verschmierung der Energien durch radiative Bhabha-Ereignisse auf.

Die Abhängigkeit der deponierten Energien von der Position wird in Winkelkoordinaten θ und ϕ ausgedrückt. Die Position ist dabei der gemessene Ort des *Clusters* (Abschnitt 3.3.3). Zur einfacheren Handhabung wurden als Ortsparameter die Index-Koordinaten der beiden Winkel verwendet ($0,5 \leq \theta_{\text{Index}} \leq 56,5$; $-0,5 \leq \phi_{\text{Index}} \leq 79,5/99,5/119,5$ je nach θ -Ring). Sie beschreiben die Abweichung der *Cluster*-Position vom Mittelpunkt des getroffenen Kristalls bezogen auf die Dimension der Stirnfläche des Kristalles¹. Im Gegensatz zur Standard-Methode der Kalorimeter-Rekonstruktion wurde aber nicht nur die geometrische Ausdehnung des CsI(Tl)-Kristalles, sondern auch die Breite des Materials zwischen den Kristallen berücksichtigt - die halbe Breite des "Kristalls" ist die

¹Die *Cluster*-Position wird auf der Stirnfläche bestimmt (siehe Abschnitt 3.3.3).

Hälfte des Abstandes zwischen zwei Kristallmittelpunkten. Dadurch ergeben sich kontinuierliche monotone Parameter in beiden Winkeldimensionen.

Nutzung von Symmetrien

Um die Anzahl der zu simulierenden und zu rekonstruierenden Ereignisse möglichst klein zu halten, aber trotzdem eine ausreichende statistische Genauigkeit bei der Bestimmung der mittleren deponierten Energie zu erreichen, wurden geometrische Symmetrien des Detektors zu Hilfe genommen. Die kleinste Symmetrieeinheit des Kalorimeters ist ein Modul aus 3 Kristallen in ϕ und 7 Kristallen in θ , da das Material zwischen den einzelnen Kristallen gleich dick ist. Das bedeutet, man bräuchte nur ein Zwanzigstel des Kalorimeters in ϕ pro θ -Ring zu betrachten. Allerdings stimmt dies nicht mit den Symmetrien der anderen Detektorkomponenten vor dem Kalorimeter überein. Die kleinste gemeinsame Symmetrie ist hier die 12fache Symmetrie des DIRC in ϕ . Da sie aber nicht mit der modularen Symmetrie des Kalorimeters übereinstimmt, kann als kleinste gemeinsame Symmetrie nur ein Viertel des Detektors gewählt werden. Zur Extraktion der deponierten Energien werden deshalb die gemessenen Positionen der *Cluster* pro θ -Ring auf den ersten Quadranten des Kalorimeters im Azimutwinkel (= 20/25/30 Kristalle für die θ -Ringe 1...2/3...5/6...56) projiziert.

Die Zahl der zu simulierenden Ereignisse konnte weiterhin dadurch reduziert werden, daß die Simulation in den 6 Polarwinkel-Bins der L3-Skalierung erfolgte. Die Anzahl der zu simulierenden Ereignisse pro Bin ergibt sich aus dem Verhältnis der Skalierungsfaktoren. Generiert wurden insgesamt $1,5 \times 10^6$ Bhabha-Ereignisse.

Binning der Kristalle

Für die Bestimmung der erwarteten Energie werden die Kristalle in Bins in θ_{Index} und ϕ_{Index} unterteilt, in denen die deponierten Energien akkumuliert werden. Als erwartete deponierte Energie eines Bins wird der Mittelwert der Energie-Verteilung verwendet. Zur weiteren Verbesserung der Auflösung wird zwischen den einzelnen Bins linear interpoliert. Bei einer Anzahl von 6×6 Bins pro Kristall ergibt sich nach der Selektion der Ereignisse eine mittlere Anzahl von etwa 25 Einträgen pro Bin.

Der Fehler auf die mittlere deponierte Energie wird als der Fehler auf das Stichprobenmittel abgeschätzt. Er ergibt sich aus der Varianz der Verteilung:

$$\begin{aligned} \sigma_E &= \sqrt{\frac{\sigma^2}{N}} \\ \text{mit } \sigma^2 &= \left(\sum_N E_{dep}^2 - \left(\sum_N E_{dep} \right)^2 / N \right) / (N - 1) \end{aligned} \quad (5.2)$$

Er wird für jedes Bin (N ...Anzahl der Einträge) berechnet und geht mit in den χ^2 -Fit (Gleichung 4.2) ein.

Korrekturen

Der *BABAR*-Detektor ist in der x-y-Ebene gegenüber der PEP-II-Strahlachse um einen Winkel von etwa 1° verdreht. Die Winkelverteilung und damit auch die Energieverteilung in der Bhabha-Streuung ist deshalb nicht mehr isotrop im Azimutwinkel. Eine

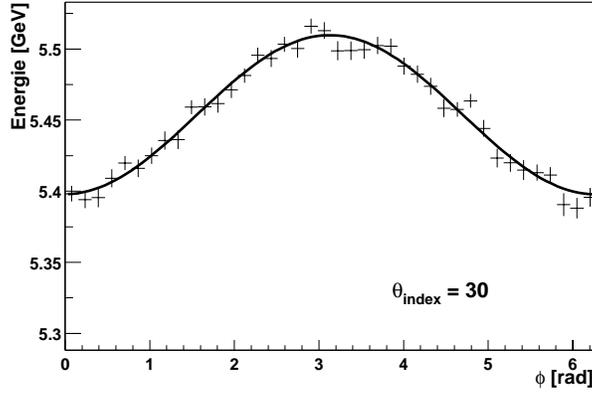


Abbildung 5.10: Energie-Verteilung in ϕ für $\theta_{index} = 30$ infolge der Verdrehung des BABAR-Detektors gegen die PEP-II-Strahlachse (Kreuze ... MC-Energie, Kurve ... Fit von Funktion (5.3))

Projektion auf ein Viertel des Detektors in ϕ würde zu falschen mittleren deponierten Energien führen, da die Energieverteilung dazu nicht symmetrisch ist (Abbildung 5.10). Mit Hilfe der theoretisch erwarteten Energie der Bhabha-Streuung in Abhängigkeit vom Streuwinkel (Gleichung 4.6) kann die Abweichung von der isotropen Verteilung berechnet und korrigiert werden.

$$E = \frac{E_{total}^2 - \vec{P}_{total}^2}{2(E_{total} - |\vec{P}_{total}| \cos \theta_{Lab})}$$

$$E_{Korrektur} = E_{verdreht}(\theta') - E_{isotrop}(\theta) \quad (5.3)$$

E_{total} und P_{total} sind die Gesamtenergie und der Gesamtimpuls des Ereignisses. θ' ist der durch die Verdrehung geänderte Streuwinkel, der sich aus

$$\cos \theta' = \cos \delta \cos \theta - \sin \delta \sin \theta \cos \phi \quad (5.4)$$

ergibt (δ ... Drehwinkel des Detektors gegenüber der PEP-II-Strahlachse). Die Korrektur wird vor dem Füllen der deponierten Energien in die Bins abgezogen und später bei der Kalibration in Abhängigkeit von der Position wieder zur mittleren Energie des Bins addiert.

Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden mit den nominellen Strahlenergien von 3,109 GeV und 9 GeV und den aus den Daten bekannten Breiten dieser Energien simuliert. Mit PEP-II werden jedoch zum Studium von Untergrundreaktionen zu Ereignissen mit B-Mesonen in regelmäßigen Abständen Daten mit Schwerpunktsenergien unterhalb der nominellen Energie genommen. Das wird durch Variieren der Energie des Hochenergieerings erreicht, was eine Änderung des Boostes des Beschleunigers und damit auch eine Änderung der Winkelverteilungen verursacht. Um diese Effekte für die Kalibration zu berücksichtigen, müßte eine neue MC-Simulation mit den veränderten Strahlenergien durchgeführt werden. Da das aber wegen des großen Aufwandes nicht möglich ist, werden die deponierten MC-Energien bei der Kalibration mit dem Verhältnis von momentaner Gesamtenergie zur MC-Gesamtenergie skaliert. In erster Näherung kann diese Skalierung angewandt werden, da die Änderung des Boostes nur etwa 0,4% beträgt.

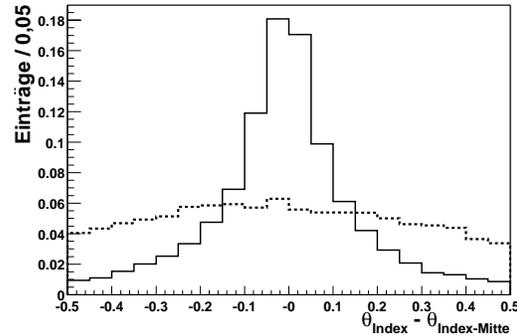


Abbildung 5.11: Position der *Cluster* innerhalb eines Kristalls in θ in Index-Einheiten (Mitte des Kristalls bei Null) für die *center of gravity*-Methode mit linearer (durchgezogene Linie) und mit logarithmischer Wichtung (gestrichelte Linie)

Während der Datennahme im Jahre 1999 wurde in der Kalorimeter-Rekonstruktion die Methode zur Positionsbestimmung der *Cluster* geändert. Anfangs wurde die Schwerpunktmethode mit linearer Wichtung verwendet (Gleichung 3.5: $W_i = E_i/E_{bump}$). Sie führt jedoch zu einer Überbetonung der hochenergetischen Kristalle im *Cluster* und damit zu einer systematischen Verschiebung der Position in Richtung der Kristallmittelpunkte (Abbildung 5.11). In der Kalibration wurde dies berücksichtigt, indem die Breite der Bins der erwarteten deponierten Energien variabel war. Die Bins in der Mitte waren schmaler als an den Rändern (Abbildung 5.12a), was eine bessere Auflösung der deponierten Energien ergab als gleich breite Bins.

Durch die Einführung der logarithmischen Wichtung (Gleichung 3.5) wurde diese systematische Verschiebung stark vermindert (Abbildung 5.11). Die Breite der Bins für die erwarteten deponierten Energien konnte gleich groß gewählt werden (Abbildung 5.12b).

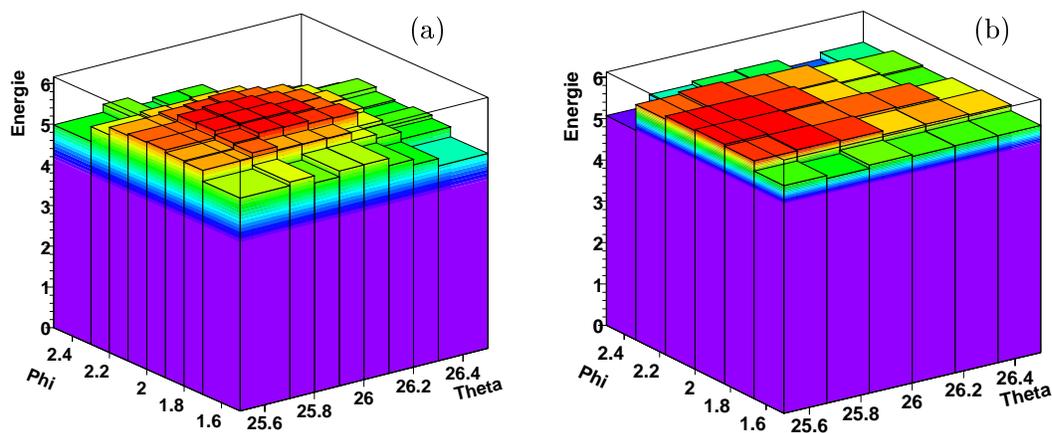


Abbildung 5.12: gebintete deponierte Energie eines Kristalles (a) mit unterschiedlicher Binbreite und (b) mit gleicher Binbreite

Kapitel 6

Implementation und Matrixinversion

Die Bhabha-Kalibration ist ein in Software implementierter Algorithmus. Sie wurde, wie fast alle *BABAR*-Software, in der objektorientierten Programmiersprache C++ programmiert. Lediglich das zur Matrixinversion benutzte Programmpaket SLAP und der Monte-Carlo-Generator *bhwide* basieren auf FORTRAN. In diesem Kapitel soll die Einbindung und der Ablauf des Algorithmus im OPR sowie das Programmpaket SLAP kurz erläutert werden.

6.1 Die Bhabha-Kalibration und das OPR

Die *BABAR*-Software nutzt ein sogenanntes *Framework* ("Rahmen, Gerüst"). Ein *Framework* ist ein Programm, das dem Benutzer eine definierte Schnittstelle zur Verfügung stellt. Solch eine Schnittstelle wird bei *BABAR* Modul genannt. Ein Modul ist ein Objekt, das eine bestimmte Anzahl von Methoden (*transitions*) besitzt, die vom *Framework* in einer definierten Ordnung aufgerufen werden. Die Aufgaben, die dabei vom *Framework* übernommen werden, sind das Einlesen der Ereignisse und das Aufrufen der Schnittstellen der einzelnen Module.

Die Bhabha-Kalibration ist Bestandteil der *Online Prompt Reconstruction* (Abschnitt 2.2.6). Die Software dazu ist schon vollständig implementiert und getestet, wurde aber noch nicht in das OPR aufgenommen (Stand Juni 2001). Auf der Computerfarm des OPR wird auf allen Rechnern je ein *Framework*-Job mit identischen Pfaden ausgeführt. Auf einem Prozessor läuft ein Programm (der *logging manager* - Datenerfassungskontrolle), das die Ereignisse einliest und nach der Lastverteilung der einzelnen Rechner entscheidet, welcher Computer das gelesene Ereignis verarbeiten soll. Dieser Prozeß sendet auch die Signale an alle Rechner, die den Aufruf der Methoden der einzelnen Module auslösen.

Abbildung 6.1 stellt den Ablauf der Bhabha-Kalibration im OPR schematisch dar. In jedem eingelesenen Ereignis werden die Daten selektiert und die Matrix akkumuliert. Da jeder Computer unabhängig arbeitet, wird am Ende eines *Runs* (= Datenblock von ca. 2 Stunden Länge) die Matrix für jeden Rechner getrennt in der Datenbank gespeichert. In einem einzelnen Prozess werden die Matrizen gesammelt, addiert und, wenn genug Daten akkumuliert wurden, schließlich invertiert. Das Entscheidungskriterium für die Matrixinversion ist die Anzahl der selektierten *Cluster*.

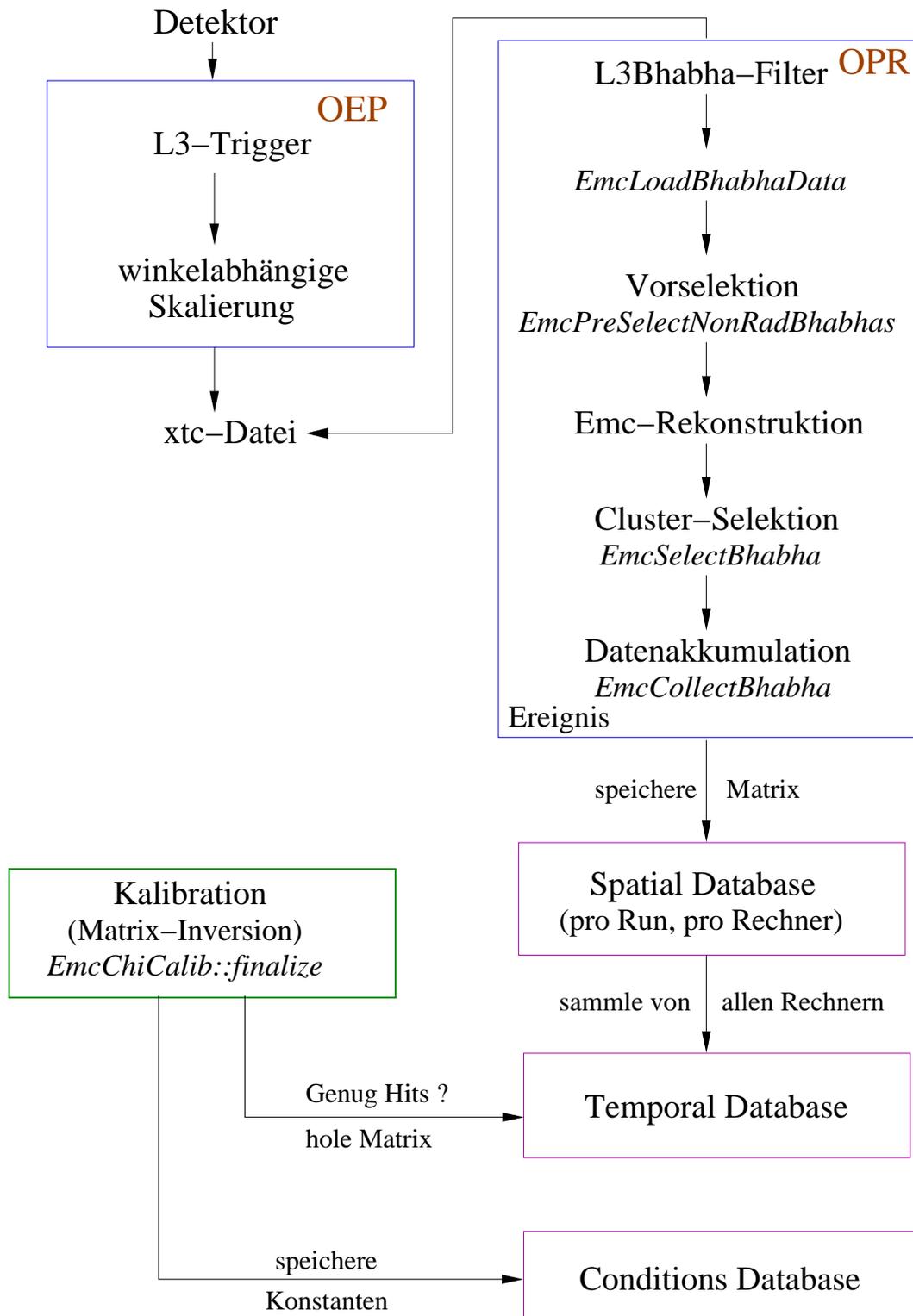


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des Ablaufes der Bhabha-Kalibration im OPR (kurziv: ausführende Module)

Die ermittelten Kalibrationskonstanten werden zur Verwendung in der Rekonstruktion in der Zustandsdatenbank (*conditions database*) gespeichert. Vor der Abspeicherung werden sie, da sie relativ zu den augenblicklich in der Rekonstruktion verwendeten Konstanten sind, noch mit diesen multipliziert und validiert. Dabei wird überprüft, ob die neuen Kalibrationskonstanten mit den alten Daten konsistent sind und ob sie diese ersetzen können. Dazu werden sie mit dem letzten Satz von Konstanten verglichen:

$$\left|1,0 - \frac{c_{neu}}{c_{alt}}\right| < 0,1 \quad 0,0 < c_{neu} < 2,0$$

Erfüllt der Kanal diese Bedingungen, so wird der Kanal gekennzeichnet. Ansonsten wird eine Warnung ausgegeben und der alte Wert anstelle des neuen gespeichert.

Da in der Datennahmeperiode 1999/2000, die Bhabha-Kalibration noch nicht im OPR integriert war, wurden all diese Schritte in externen Programmen implementiert und die Kalibration manuell durchgeführt.

Eine detailliertere Beschreibung der entwickelten Software wird in Anhang A gegeben.

6.2 Die Matrix-Inversion

Zur Inversion der Matrix (4.4) wird das Programmpaket SLAP 2.0 (*Sparse Linear Algebra Package*) [22] [23] verwendet. Es ist in FORTRAN programmiert und stellt eine Reihe verschiedener iterativer Methoden zur Inversion großer Matrizen mit wenigen (*“sparse”*) Einträgen für lineare Probleme der Form $\mathbf{A}\vec{x} = \vec{b}$ zur Verfügung.

Zur Verarbeitung benutzt SLAP ein eigenes Format der Matrix und des Vektors. Es müssen nur die Elemente angegeben werden, die ungleich Null sind. Für symmetrische Matrizen, wie im Fall der Bhabha-Kalibration, benötigt SLAP nur das obere oder untere Dreieck der Matrix inklusive der Diagonalelemente.

Für die Bhabha-Kalibration wurden mehrere Inversions-Methoden getestet. Sie ergaben alle bis auf eine Genauigkeit von 10^{-6} identische Resultate. Die Anzahl der Iterationsschritte und damit ihre Geschwindigkeit differierte jedoch teils erheblich. Als schnellster Algorithmus stellte sich die Methode der konjugierten Gradienten mit Vorkonditionierung heraus, der deshalb für die weitere Verwendung gewählt wurde.

Die Methode der konjugierten Gradienten (*CG - conjugate gradient method*) gehört zu den Linienabstiegsverfahren. Die Minimierung erfolgt entlang einer Linie, wobei die Suchrichtung eines Iterationsschrittes d jeweils so gewählt wird, daß sie zu den vorherigen Suchrichtungen A-konjugiert ist: $d_k^T \mathbf{A} d_{k-1} = 0$. Sie liefert bei exakter Arithmetik die exakte Lösung eines Gleichungssystems mit N Unbekannten nach höchstens N Iterationsschritten.

Die Konvergenzgeschwindigkeit des CG-Verfahrens hängt wesentlich von der Kondition, d.h. vom Eigenwertspektrum der Matrix ab. Die Konvergenzeigenschaften können durch eine sogenannte Vorkonditionierung verbessert werden. Bei der Vorkonditionierung wird das ursprüngliche Problem transformiert. Hierzu wird die Methode der diagonalen Skalierung verwendet. Sie überführt $\mathbf{A}\vec{x} = \vec{b}$ in

$$(\mathbf{S}^{-\frac{1}{2}} \mathbf{A} \mathbf{S}^{-\frac{1}{2}})(\mathbf{S}^{\frac{1}{2}} \vec{x}) = \mathbf{S}^{-\frac{1}{2}} \vec{b}$$

wobei \mathbf{S} die Diagonalmatrix von \mathbf{A} ist. Die iterative Lösung dieses Problems konvergiert schneller als die ursprüngliche Gleichung.

Als Abbruchkriterium für die Iteration wird die Forderung

$$\frac{\|\vec{r}_i\|}{\|\vec{b}\|} < 10^{-6}$$

verwendet. $\|\vec{r}_i\|$ ist die (euklidische) Norm des Residuums des i -ten Iterationsschrittes mit der Lösung \vec{x}_i :

$$\vec{r}_i = \vec{b} - \mathbf{A}\vec{x}_i$$

Die Änderung der Kalibrationskonstanten bei einer weiteren Erniedrigung des Konvergenzkriteriums um eine Größenordnung ist kleiner als 10^{-7} .

Kapitel 7

Tests der Kalibration und Fehlerstudien

Nach der Beschreibung des Algorithmus und der Selektionskriterien soll nun die Genauigkeit und Stabilität der Bhabha-Kalibration diskutiert werden. Anhand von Untersuchungen mit Monte-Carlo-Daten wurde der Algorithmus getestet, auf Fehlerquellen analysiert und deren Einflüsse auf die Kalibration untersucht. Neben dem statistischen Fehler der Kalibration treten mögliche systematische Unsicherheiten auf.

1. systematische Unsicherheiten der erwarteten deponierten Energien
 - systematische Unsicherheit durch die begrenzte Statistik der erwarteten Energien
 - systematische Effekte bei der Extraktion der deponierten Energien
 - Präzision des Monte-Carlo-Generators
2. systematische Unsicherheiten bei der Kalibration
 - Einfluß der Winkelauflösung
 - Einfluß der Energiemessung
 - unbekannte Positionierungsfehler des Detektors (*alignment*)
 - Fehler im Code

Der systematische Fehler, der durch nicht erkannten Untergrund auftritt, kann wegen der geringen Wahrscheinlichkeit der Selektion von Untergrundereignissen (kleiner als 0,03 %) vernachlässigt (siehe Tabelle 5.4) werden.

Schließlich wurden noch die Auswirkungen von Ausfällen von Kristallen während der Kalibration untersucht.

7.1 Tests mit MC-Ereignissen

Nach der Implementation des Algorithmus wurde die Kalibration zunächst einigen Tests mit Monte-Carlo-Daten unterzogen. Wegen der großen Anzahl an Ereignissen, die zu einer Kalibration notwendig sind, wurden aus praktischen Gründen dieselben Ereignisse verwendet wie zur Extraktion der deponierten Energien (Abschnitt 5.2).

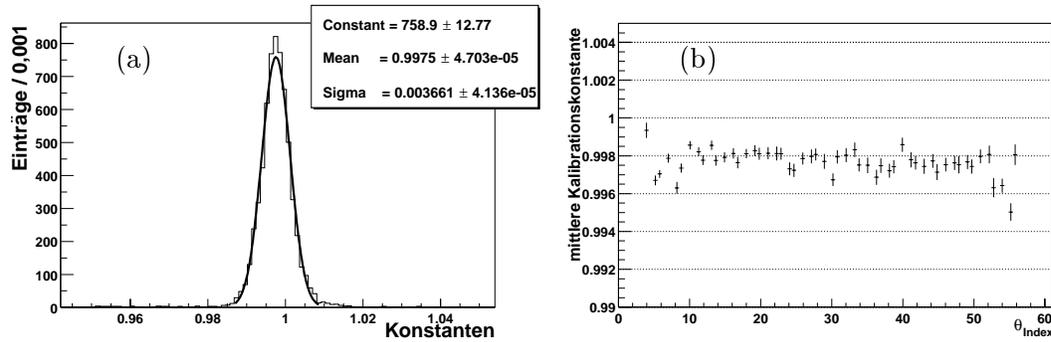


Abbildung 7.1: (a) Verteilung der Konstanten und (b) Konstanten in Abhängigkeit vom Polarwinkel bei der Kalibration mit MC-Ereignissen

Dazu wurden aus den ROOT-Dateien die Bhabha-Ereignisse eingelesen und mit denselben Modulen wie bei der Kalibration mit Detektordaten verarbeitet, d.h. selektiert, die Daten akkumuliert und die Matrix invertiert (vgl. Abschnitt 6.1 und Anhang A).

Da in der Simulation alle Kristalle dieselben Eigenschaften besitzen, sind als Ergebnis Konstanten mit einem Mittelwert von 1 zu erwarten. Eine Streuung tritt durch die begrenzte Statistik sowohl bei der Kalibration als auch bei der Extraktion der deponierten Energien auf. Abbildung 7.1 zeigt die Verteilung der erhaltenen Kalibrationskonstanten.

Eine systematische, polarwinkelabhängige Verschiebung der Konstanten ist deutlich zu erkennen. Sie beträgt im Mittel 0,25%. Trotz umfangreicher Studien konnte die Ursache dieser Verschiebung nicht gefunden werden. Die Studien untersuchten:

- die beim χ^2 -Fit verwendeten Fehler. So wurden verschiedene Möglichkeiten der Abschätzung des Fehlers auf die gemessene Energie verwendet, wie die erwartete Energieauflösung oder die gemessene Energieauflösung. Beim Fehler der deponierten Energien wurde die Asymmetrie der Verteilungen berücksichtigt.
- den Einfluß der angewandten Korrekturen. Die Präzision der Berücksichtigung der Verdrehung des Detektors bezüglich der PEP-II-Strahlachse und der Einfluß der

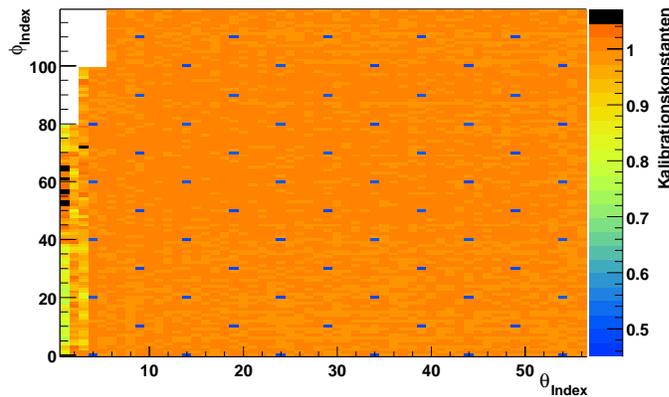


Abbildung 7.2: Verteilung der Konstanten in θ und ϕ für eine MC-Kalibration, bei der für einzelne Kristalle der Energieeintrag jeweils verdoppelt wurde.

Vertex-Korrektur wurden untersucht.

- unterschiedliches Binning der erwarteten Energien.

Da die Ursache der Verschiebung im Algorithmus selbst zu liegen scheint, ist es jedoch möglich, die Kalibrationskonstanten um den Wert der Verschiebung zu korrigieren.

Ein weiteres Problem sind die ersten drei Kristallreihen in θ . Der Mittelwert der Konstanten ist hier um mehrere Prozent zu kleineren Werten ($\theta = 2 \dots 3$: 0,96; $\theta = 1$: 0,91) verschoben und die Breite der Verteilung ist groß ($\theta = 2 \dots 3$: 4%; $\theta = 1$: 10%). Hierfür gibt es zwei Ursachen. Zum einen ist durch die noch zu geringe Statistik des MC die Verteilung der erwarteten deponierten gebinneten Energien (besonders der stark ausgeprägte Abfall zu niederen Energien) und damit der Mittelwert ungenügend beschrieben. Eine Verbesserung der Breite der Verteilungen läßt sich zweitens durch eine Vergrößerung der Anzahl der Bins der erwarteten Energien erreichen, da dadurch die Positionsabhängigkeit der Energieverluste detaillierter berücksichtigt wird.

Nachdem der Algorithmus gezeigt hatte, daß er in der Lage ist, Konstanten gleicher Größe zu ermitteln, wurde überprüft, ob er auch einzelne abweichende Konstanten erkennt. Dazu wurden in einer Kalibration die Energien einzelner Kristalle jeweils mit einem Faktor Zwei multipliziert. In Abbildung 7.2 ist die Verteilung der erhaltenen Konstanten θ und ϕ dargestellt. Die Erhöhung der Energie glich der Algorithmus durch eine Erniedrigung der berechneten Kalibrationskonstanten aus. Die Änderung der Konstanten betrug dabei im Mittel $0,499 \pm 0,002$.

7.2 Der statistische Fehler der Kalibration

Die statistische Präzision der Kalibration wurde aus der Breite der Verteilung der Konstanten bei einer Monte-Carlo-Kalibration abgeschätzt. Die Breite setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$\sigma^2 = \sigma_{stat,kal}^2 + \sigma_{depo}^2$$

$\sigma_{stat,kal}$ ist der eigentliche statistische Fehler der Kalibration, der durch die Verwendung einer endlichen Anzahl von *Clustern* bei der Datenakkumulation entsteht. σ_{depo} ist ein systematischer Fehler, der durch die Verwendung einer endlichen Anzahl von *Clustern* bei der Extraktion der gebinneten deponierten Energien eingeführt wird.

Ermittelt wurden die beiden Fehleranteile folgendermaßen. Zwei MC-Kalibrationen mit unterschiedlicher Anzahl von genutzten *Clustern* pro Kristall (N_1, N_2) wurden durchgeführt und die Breiten der Verteilungen der Konstanten bestimmt (Fit mit einer Gaußfunktion). Der Fehler auf die deponierten Energien ist bei beiden Kalibrationen gleich. Unter der Annahme, daß der statistische Fehler proportional zur Wurzel der Anzahl der verwendeten *Cluster* pro Kristall ist, ändert er sich deshalb von einer Kalibration zur anderen mit dem Verhältnis der genutzten *Cluster* pro Kristall:

$$\begin{aligned} \sigma^2(N_1) &= \sigma_{stat,kal}^2 + \sigma_{depo}^2 \\ \sigma^2(N_2) &= \frac{1}{N_1/N_2} \sigma_{stat,kal}^2 + \sigma_{depo}^2 \end{aligned}$$

Aus diesem Gleichungssystem lassen sich die beiden Fehleranteile bestimmen, was für jeden Ring in θ getan wurde (Abbildungen 7.3a und b). Der statistische Fehler steigt

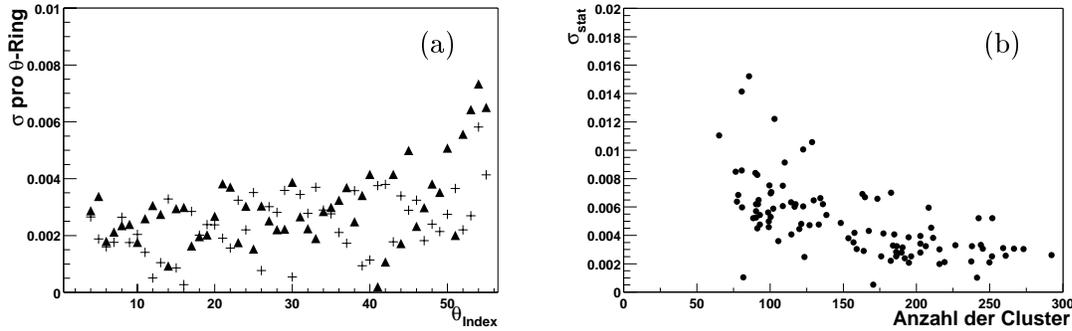


Abbildung 7.3: (a) statistischer Fehler (Dreiecke) und Fehler durch die begrenzte Statistik bei der Extraktion der gebinnten deponierten Energien (Kreuze) in Abhängigkeit vom Polarwinkel und (b) statistischer Fehler versus Anzahl der *Cluster* pro Kristall

deutlich mit Abnahme der mittleren Anzahl der verwendeten *Cluster*. Der mittlere statistische Fehler bei der Verwendung von ungefähr 200 *Clustern* pro Kristall bei der Datenakkumulation beträgt 0,32%.

Durch die Verwendung von 8×8 Bins pro Kristall bei der erwarteten gebinnten deponierten Energie und einer damit verbesserten Auflösung derselben, verringert sich der mittlere statistische Fehler bei 200 verwendeten *Clustern* auf 0,29%. Das setzt allerdings die Verwendung einer größeren Anzahl von MC-Ereignissen bei der Extraktion voraus.

7.3 Studien zu systematischen Fehlern

7.3.1 Systematische Unsicherheiten der erwarteten Energien

Der Fehler auf die Statistik der erwarteten Energien

Wie bereits im letzten Abschnitt erwähnt, wird durch die begrenzte Statistik bei der Extraktion der deponierten Energien ein Fehler eingeführt, der bei der Kalibration als systematischer Fehler auftritt. Die Genauigkeit der mittleren deponierten Energie hängt davon ab, wie gut die Verteilung der deponierten Energie pro Bin dargestellt wird. Von geringer Statistik ist besonders der Schwanz der Verteilung zu niedrigen Energien hin betroffen. Er enthält per se schon weniger Einträge, beeinflusst aber die Mittelwertbildung sehr stark.

Obwohl der Fehler auf einen statistischen Effekt zurückzuführen ist, trägt er zur Kalibration als systematischer Fehler bei, da er bei allen Kalibrationen (unter Verwendung derselben gebinnten deponierten Energien) immer gleich ist. Seine Ermittlung wurde bereits im letzten Abschnitt erörtert. Abbildung 7.3a zeigt seine Verteilung in Abhängigkeit vom Polarwinkel. Er ist nahezu konstant über den gesamten Polarwinkelbereich und beträgt im Mittel 0,17%.

Die Unsicherheiten des MC-Generators

Trotz der möglichen hohen Genauigkeit, die mit der QED bei der Berechnung der Bhabha-Streuung möglich ist, kann der Monte-Carlo-Generator einen systematischen Fehler in die Kalibration einführen. Dies gilt vor allem für Ereignisse mit Abstrahlung

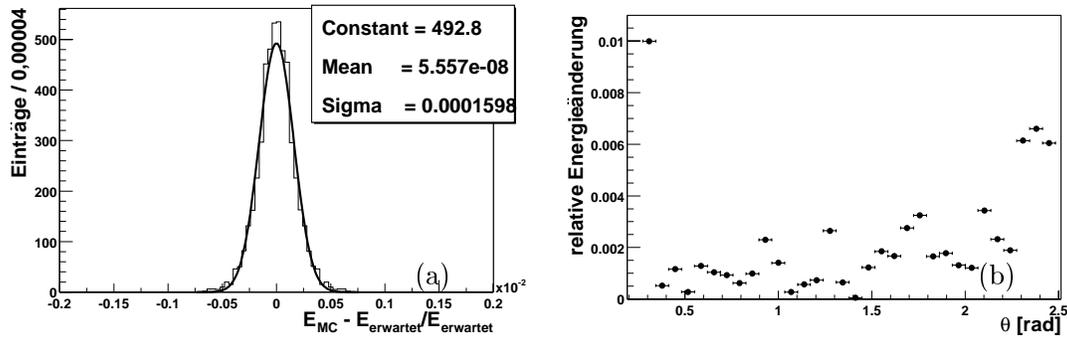


Abbildung 7.4: (a) relative Abweichung der Teilchen-Energien des MC-Generators von den erwarteten Werten und (b) Änderung des Mittelwertes der Energieverteilung zwischen nichtradiativen und Bhabha-Ereignissen maximal 1. Ordnung (= nichtradiative + Emission eines Photons) ($E_{\text{nichtrad.}} - E_{\text{nichtrad.+rad.}}/E_{\text{nichtrad.}}$) versus θ

mehrerer Photonen, da in *bhwide* nur die Korrekturen erster Ordnung exakt implementiert sind und höhere Ordnungen lediglich aufsummiert werden (siehe Abschnitt 4.3.1). Zunächst wurde die Genauigkeit der Simulation von Ereignissen auf Born-Niveau untersucht. Abbildung 7.4a zeigt die relative Abweichung der Energien der generierten Teilchen von den erwarteten Energien nach Gleichung (4.6) für nichtradiative Ereignisse. Die mittlere Abweichung ist vernachlässigbar klein. Die Breite der Verteilung entspricht der Ungenauigkeit der Strahl-Energien des Beschleunigers, die in der MC-Simulation berücksichtigt ist.

Um den Einfluß der Beschreibung der Abstrahlung von mehr als einem Photon im MC-Generator auf die deponierte Energie und damit auf die Kalibration abzuschätzen, wurde folgendermaßen vorgegangen. Zuerst wurde die relative Änderung der mittleren deponierten Energie zwischen Ereignissen mit keinem oder maximal einem abgestrahlten Photon und nichtradiativen Ereignissen bestimmt. Sie ist in Abbildung 7.4b in Abhängigkeit vom Polarwinkel der *Cluster* dargestellt. Wie erwartet, verkleinert sich die mittlere deponierte Energie der selektierten *Cluster* durch die Hinzunahme von radiativen Ereignissen. Man

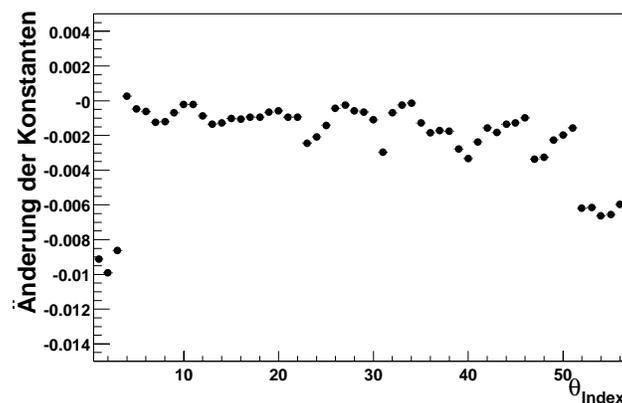


Abbildung 7.5: Änderung der Kalibrationskonstanten $(c_{\text{alt}} - c_{\text{neu}})/c_{\text{alt}}$ als Funktion des Polarwinkels bei Addition der Energieänderungen zu den erwarteten Energien

sieht außerdem, daß besonders im *One-Prong*-Bereich und im extremen Vorwärtsbereich die Selektion radiative Ereignisse schlechter abtrennen kann.

Anschließend wurde diese Energieänderung in einer MC-Kalibration zur erwarteten deponierten Energie addiert. Abbildung 7.5 stellt die relative Änderung der Kalibrationskonstanten $(c_{alt} - c_{neu})/c_{alt}$ als Funktion des Polarwinkels durch diese Addition dar. Die Konstanten werden, auch wie erwartet bei einer Erhöhung der deponierten Energien, größer. Im Mittel beträgt die Änderung der Konstanten durch den Einfluß von Ereignissen mit einem Photon 0,21%.

Pro abgestrahltem Photon wird die Wahrscheinlichkeit eines Bhabha-Ereignisses in der QED um einen Faktor $\alpha = 1/137$ unterdrückt. Den größten Beitrag liefern damit neben den einfach radiativen Ereignissen diejenigen mit zwei abgestrahlten Photonen (aber um $1/137$ unterdrückt). Aus Gründen der Kombinatorik treten sie viermal so häufig auf (zwei Photonen und je zwei ein- und auslaufende Teilchen), wie Ereignisse mit nur einem abgestrahlten Photon. Daraus kann man den Fehler auf die Kalibration durch Ereignisse mit zwei Photonen grob abschätzen:

$$\begin{aligned}\sigma(2 \text{ Photonen}) &= \sigma(1 \text{ Photon}) \cdot \alpha \cdot 4 \\ &\approx 0,007\%\end{aligned}$$

Diese Abschätzung ist natürlich sehr grob, da zum einen in *bhwide* die Verteilung der Photonen in Ereignissen mit mehr als einem Photon nicht exakt berechnet, sondern nur aufsummiert wird und zum anderen α nicht der alleinige Unterdrückungsfaktor ist.

7.3.2 Systematische Unsicherheiten bei der Kalibration

Einfluß der Winkelauflösung

Einen bedeutenden Beitrag zum Fehler in der Kalibration liefert die Ortsauflösung der *Cluster*.

Die deponierte *Cluster*-Energie bei der Bhabha-Streuung ist ortsabhängig. Die Ungenauigkeit in der Positionsbestimmung der *Cluster* verursacht deshalb eine Verbreiterung der Verteilung der *Cluster*-Energien und damit eine Verschlechterung der Energieauflösung. Um die Auswirkungen dieses Effektes abzuschätzen, wurde in zwei Monte-Carlo-Kalibrationen die Position der erwarteten deponierten Energien (jeweils einzeln für Po-

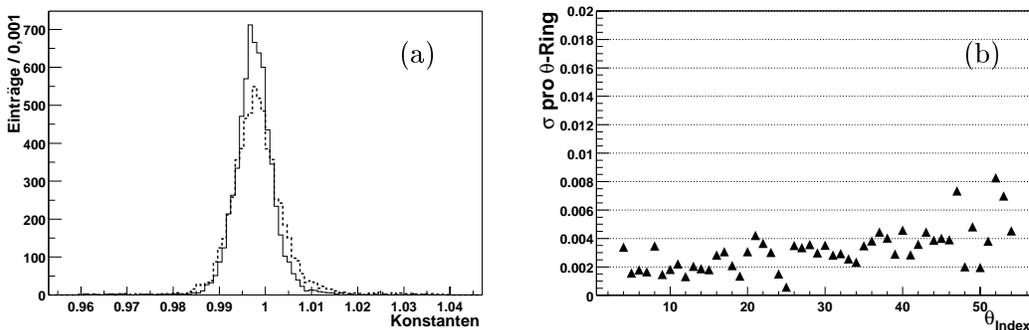


Abbildung 7.6: Änderung der Breite der Verteilung (a) aller Konstanten (gestrichelte Linie: verschmiert, durchgezogene Linie: nicht verschmiert) und (b) in Abhängigkeit vom Polarwinkel bei Verschmierung des Polarwinkels mit der Winkelauflösung

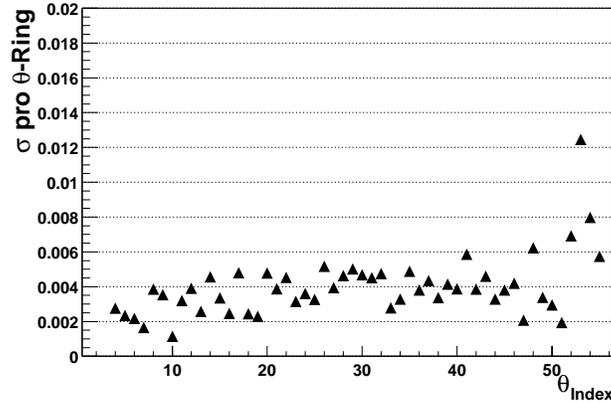


Abbildung 7.7: Änderung der Breite der Konstanten in Abhängigkeit vom Polarwinkel bei Verschmierung des Azimuthwinkels mit der Winkelauflösung

larwinkel und Azimuthwinkel) mit einer Gaußverteilung mit der Breite der (polarwinkelabhängigen) Auflösungen verschmiert. Aufgrund dieser Verschmierung ändern sich die Breiten der Verteilung der Kalibrationskonstanten um den Fehler durch Ortsauflösung.

$$\sigma_{verschmiert}^2 = \sigma_{unverschmiert}^2 + \sigma_{Ort}^2$$

$\sigma_{unverschmiert}$ ist die Breite der Verteilung in Abbildung 7.1a, σ_{Ort} der durch die Verschmierung mit der Ortsauflösung eingeführte Fehler. Daraus kann nun σ_{Ort} bestimmt werden, was für Polar- und Azimuthwinkel jeweils in Abhängigkeit vom Polarwinkel getan wurde (Abbildungen 7.6b und 7.7). Bei beiden sieht man deutlich die direkte Korrelation zwischen Auflösung und Änderung der Breite der Verteilung der Kalibrationskonstanten. Im Bereich der *One-Prong*-Ereignisse ($\theta_{Index} \geq 50$) ist der Fehler größer. Das kommt einerseits durch die schlechtere Vertex-Bestimmung (Abbildung 5.4), andererseits ist die Ortsabhängigkeit hier noch stärker ausgeprägt. Durch das Fehlen von Kristallen bei *Clustern* von Teilchen, die die letzten Reihen treffen, ergibt sich eine systematische Verschiebung der gemessenen Orte zu kleineren Winkeln. Das führt zu einer Überlagerung vollständiger *Cluster* und *Cluster* mit fehlenden Kristallen und damit zu einer Verschmierung und stärkeren Variation der deponierten Energien.

Der mittlere Fehler auf die Kalibrationskonstanten beträgt 0,31% durch die Polarwinkelauflösung und 0,35% durch die Azimuthwinkelauflösung.

Der Einfluß der Energiemessung

Eine weitere Quelle eines möglichen systematischen Fehlers sind die Algorithmen zur Rekonstruktion der *Cluster* und *Bumps*. Die Energien von Kristallen mit sehr niedrigen Werten (MeV) variieren durch das Rauschen der Elektronik und durch Schauerfluktuationen. Wegen der Schnitte auf minimale *Digi*-Energien und benachbarte *Digi*-Energien in der Rekonstruktion (Abschnitt 3.3.3) variieren damit auch die Energie und die Anzahl der Kristalle eines *Clusters*, was wiederum die Kalibration beeinflusst.

Abgeschätzt wurde die Größe dieses Effektes folgendermaßen. In einer MC-Kalibration wurde als Extremfall zu jedem *Digi* eines *Clusters* eine Energie von 0,5 MeV addiert. Diese Energie entspricht dem gemessenen Rauschen der Elektronik. Die Abschätzung

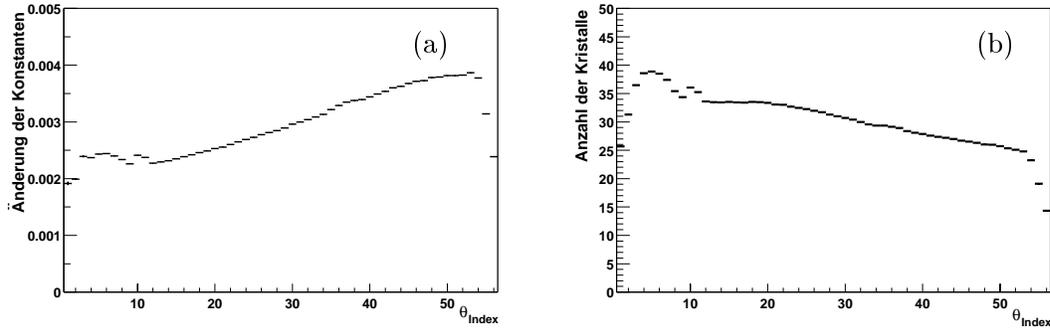


Abbildung 7.8: (a) Änderung der Konstanten $(c_{alt} - c_{neu})/c_{alt}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel bei Addition von 0,5 MeV zur gemessenen Energie und (b) mittlere Anzahl von Kristallen pro *Cluster* als Funktion des Polarwinkels

ist sehr konservativ, da die Energie zu jedem Kristall addiert wurde. Die Änderung der Kalibrationskonstanten hängt dadurch von der Anzahl der Kristalle im *Cluster* ab, was in Abbildung 7.8a und b zu erkennen ist. Die mittlere Änderung der Konstanten beträgt 0,29%.

Abschätzung verbleibender Unsicherheiten

Im folgenden sollen verbleibende bekannte und unbekannte systematische Unsicherheiten abgeschätzt werden.

So wurde z.B. in jüngsten Studien die Genauigkeit der Positionierung des Kalorimeters untersucht [34]. Sie ergaben, daß das Kalorimeter z.B. in x um 2 mm verschoben und um die z -Achse um 2,6 mrad gedreht ist. Die Verschiebungen in die anderen Richtungen und Drehungen um die anderen Achsen sind kleiner.

Andere Unsicherheiten können von Fehlern in der Implementation der Rekonstruktion oder der Kalibration stammen.

Da die Größe der Effekte (bis auf die der Positionierungsfehler unbekannt) ist, wurden sie

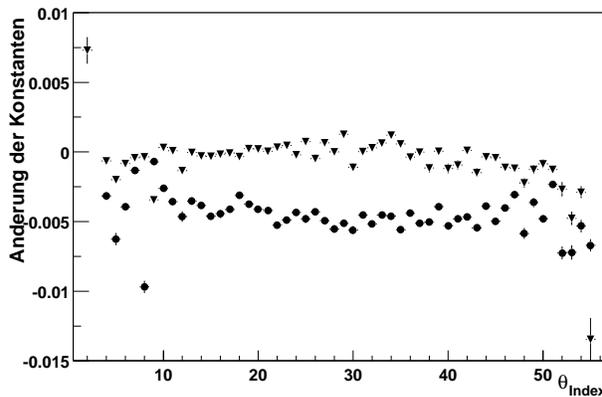


Abbildung 7.9: Änderung der Kalibrationskonstanten $(c_{alt} - c_{neu})/c_{alt}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel bei Addition (Dreiecke) und Subtraktion (Kreise) einer Standardabweichung der Polarwinkelauflösung zum gemessenen Winkel

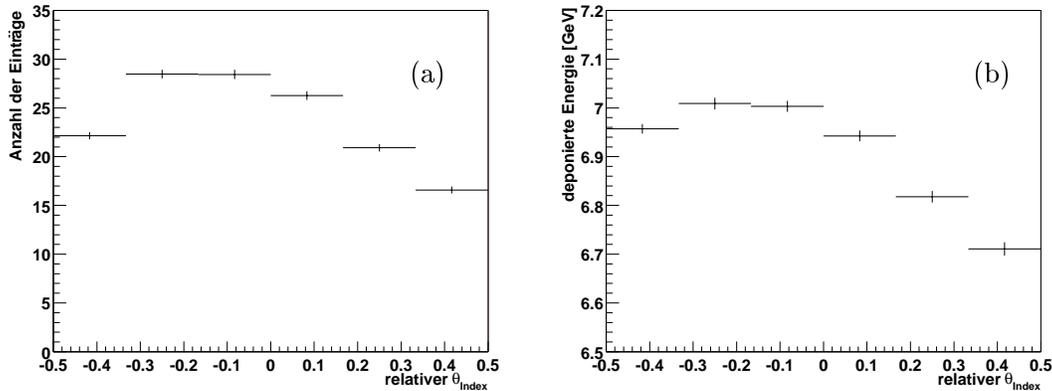


Abbildung 7.10: (a) mittlere Anzahl der Einträge pro Bin und (b) mittlere erwartete deponierte Energie in Abhängigkeit des θ_{Index} (0 = Mitte) der Kristalle mit $\theta_{Index} = 15$

konservativ in der Größenordnung der ermittelten Winkelauflösungen abgeschätzt. Dazu wurde in Monte-Carlo-Kalibrationen die (polarwinkelabhängige) Winkelauflösung zum gemessenen Winkel addiert bzw. subtrahiert, was eine Änderung der erwarteten Energie nach sich zieht. Dies geschah jeweils getrennt für den Polar- und den Azimutwinkel. Die Polarwinkelauflösung wurde bereits im Rahmen der Vertex-Korrektur für die Selektion bestimmt (Abschnitt 5.1.4, Abbildung 5.5a), die Azimutwinkelauflösung ist in Abbildung 7.11a dargestellt.

Die Änderung der Kalibrationskonstanten $(c_{alt} - c_{neu})/c_{alt}$ für Addition bzw. Subtraktion der Auflösung zum Polarwinkel ist in Abbildung 7.9 dargestellt. Erwartet wird für die Addition (Subtraktion) eine Überlagerung aus einer Erniedrigung (Erhöhung) der Energie durch die Physik der Streuung (Gleichung 4.6) und einer Ab- oder Zunahme der Energieverluste. Letzteres hängt hauptsächlich von der Position des *Clusters* innerhalb eines Kristalles ab - am Rand sind die Verluste größer als in der Mitte und bei hohen Energien nahezu symmetrisch um den Mittelpunkt. Bei einer Gleichverteilung der gemessenen Positionen über den Polarwinkel sollten sich die Änderungen der Energieverluste somit herausmitteln. Die Ergebnisse stimmen mit den Erwartungen nicht vollends überein. Während die Subtraktion zu der erwarteten Vergrößerung der Kalibrationskon-

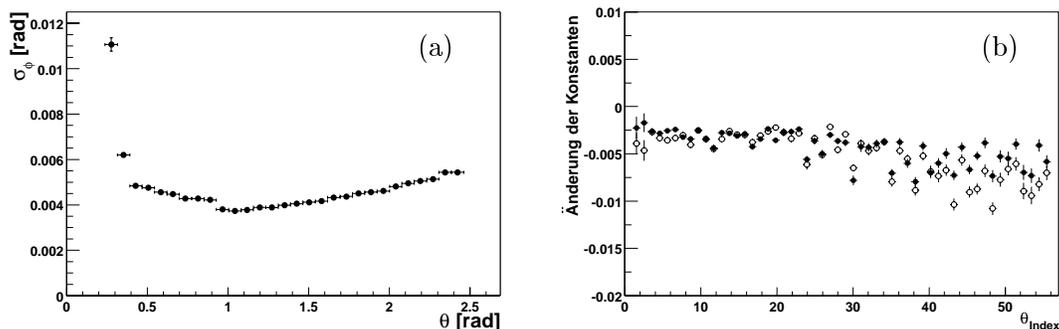


Abbildung 7.11: (a) Azimutwinkelauflösung für Bhabha-Ereignisse in Abhängigkeit vom Polarwinkel und (b) Änderung der Kalibrationskonstanten $(c_{alt} - c_{neu})/c_{alt}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel bei Addition (Dreiecke) und Subtraktion (Kreise) einer Standardabweichung der Azimutwinkelauflösung zum gemessenen Winkel

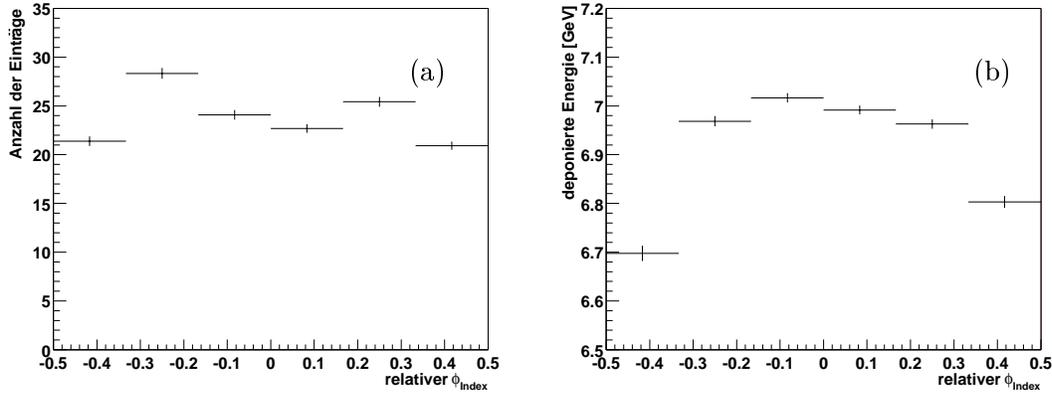


Abbildung 7.12: (a) mittlere Anzahl der Einträge pro Bin und (b) mittlere erwartete deponierte Energie in Abhängigkeit des ϕ_{Index} ($0 = \text{Mitte}$) der gebinnten Kristalle mit $\theta_{Index} = 15$

stanten durch die erhöhte erwartete Energie führt, ist die Änderung bei der Addition nahezu Null.

Eine Erklärung dieses Effektes liefert Abbildung 7.10a. Die Verteilung der Einträge innerhalb eines Kristalles der erwarteten gebinnten deponierten Energien ist nicht flach. Die Winkelbestimmung bevorzugt Positionen in der Mitte. Die Verschiebung vom Mittelpunkt des Kristalles weg kommt durch die nachträgliche Korrektur der Winkel bezüglich des Vertex. Dadurch gleichen sich Energieverluste und Energiezunahme bei der Addition aus (Abbildung 7.10b). Die Ursache für die Häufung scheint im Algorithmus der Positionsberechnung zu liegen, da sie sowohl bei Monte-Carlo-Ereignissen als auch bei wirklichen Daten auftritt.

Auch die Addition und Subtraktion der Auflösung beim Azimutwinkel zeigt einen ähnlichen Effekt. Da die Energieverteilung durch die Physik der Streuung in ϕ isotrop sein sollte (die Anisotropie durch die Verdrehung des Detektors zur PEP-II-Strahlachse wird herauskorrigiert), sollte die mittlere Energieänderung bei einer flachen Verteilung der Positionen der *Cluster* und bei im Mittel symmetrischen Energieverteilungen innerhalb eines Kristalles Null sein.

Beobachtet wird aber sowohl bei der Addition als auch bei der Subtraktion eine Vergrößerung der Konstanten (Abbildung 7.11b). Die Häufigkeitsverteilung der Positionen in ϕ zeigt sogar zwei Maxima innerhalb eines Kristalles, was im Mittel zu einer Erhöhung der erwarteten deponierten Energien führt (Abbildung 7.12a und b).

Die mittleren Fehler auf die deponierten Energien aus Polar- und Azimutwinkelaufösungen ergeben sich damit zu

$$\begin{aligned}\sigma_{\theta} &= +0,36\% - 0,025\% \\ \sigma_{\phi} &= 0,44\%\end{aligned}$$

7.4 Zusammenfassung der statistischen und systematischen Unsicherheiten

Tabelle 7.1 faßt alle untersuchten Unsicherheiten zusammen.

Fehlerbeitrag	Wert [%]
statistischer Fehler	$\pm 0,32$
stat. Fehler der erwarteten Energien	$\pm 0,17$
MC-Generator	$\pm 0,007$
Fehler der erwarteten Energien durch σ_θ	$+0,36 - 0,025$
Fehler der erwarteten Energien durch σ_ϕ	$\pm 0,44$
Fehler der Kalibration durch σ_θ	$\pm 0,31$
Fehler der Kalibration durch σ_ϕ	$\pm 0,35$
Fehler durch die Energiemessung	$\pm 0,29$

Tabelle 7.1: Zusammenfassung des statistischen Fehlers und der systematische Unsicherheiten

Der relative Gesamtfehler, der damit für die Kalibration angegeben werden kann, ergibt sich zu:

$$\sigma = 0,0032(stat.) \quad \begin{matrix} +0,0081 \\ -0,0072 \end{matrix} (syst.)$$

7.5 Die Auswirkungen ausgefallener Kristalle

Ein Problem der augenblicklichen Implementation des Algorithmus ist die Behandlung ausgefallener (“toter”) Kanäle. Enthält ein *Cluster* einen solchen Kristall, so fehlt ihm Energie. In der erwarteten deponierten Energie ist das aber nicht berücksichtigt. Beim Vergleich von gemessener und erwarteter Energie gleicht der Algorithmus die fehlende Energie durch die Erhöhung der Kalibrationskonstanten der anderen Kristalle im *Cluster* aus. Dieser Effekt ist deutlich in Abbildung 7.13 zu erkennen. Sie zeigt die Kalibrationskonstanten in Abhängigkeit von θ und ϕ für eine MC-Kalibration bei der in regelmäßigen Abständen “tote” Kristalle simuliert wurden. Da die Auswirkungen dieses Effektes auch von der Energie des *Clusters* abhängen, wurden sie als Funktion des Polarwinkels betrachtet.

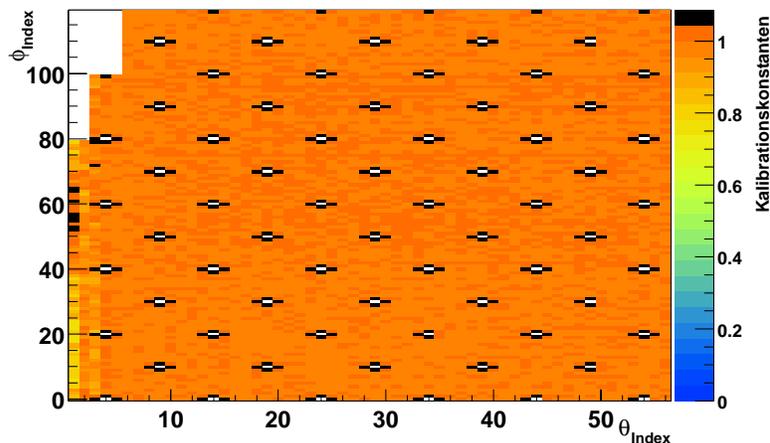


Abbildung 7.13: (a) Konstanten versus θ und ϕ beim Auftreten “toter” Kristalle (weiß: ausgefallene Kristalle)

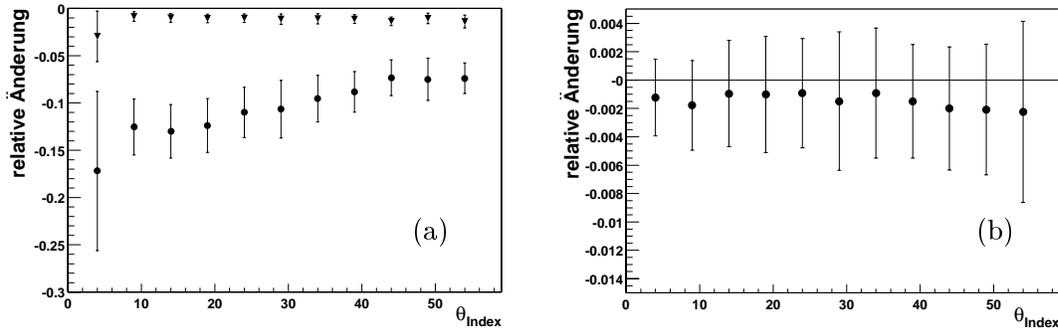


Abbildung 7.14: Änderung der Konstanten $(c_{alt} - c_{neu})/c_{alt}$ der Nachbarn “toter” Kristalle in Abhängigkeit von θ . (a) Kreise: direkte längsseitige Nachbarn, Dreiecke: direkte Nachbarn über Eck (b) übernächste Nachbarn

Am stärksten betroffen sind die vier direkten Nachbarn des “toten” Kristalls, die sich mit ihm eine Seitenfläche teilen. Im Mittel ändern sich ihre Konstanten um $11\% \pm 3\%$. Der Effekt variiert dabei mit der Energie zwischen 17% bei etwa 8 GeV und 7% bei etwa 3 GeV (Abbildung 7.14a).

Für die direkten, aber über Eck liegenden, Nachbarn ist die relative Änderung der Konstanten um eine Größenordnung kleiner, im Mittel $1,3\% \pm 0,7\%$. Im Rahmen der Fehler ist keine Energieabhängigkeit mehr zu erkennen.

Für die Reihe der übernächsten Nachbarn ist der Effekt wiederum eine Größenordnung kleiner. Die mittlere Änderung beträgt $0,001 \pm 0,004$ (Abbildung 7.14b).

Die Abnahme des Effekts läßt sich aus der Geometrie und der Schauerausbreitung verstehen. Die mit den Seitenflächen anliegenden Kristalle geben über die große Grenzfläche viel Energie an den “toten” Kristall ab, die aber nicht in der Messung auftaucht. Von den über Eck liegenden Kristallen sieht der “tote” Kristall viel weniger Schauenergie. Und mit zunehmendem Abstand des *Clusters* vom “toten” Kristall wird dessen Anteil an der *Cluster*-Energie und damit auch der Beitrag zur Bestimmung der Kalibrationskonstante immer geringer.

Zur Zeit wird beim Auftreten von “toten” Kanälen dieser Effekt dahingehend berücksichtigt, daß die ermittelten Kalibrationskonstanten der direkten Nachbarn nicht verwendet werden. Eine bessere Lösung wäre die Extraktion neuer deponierter Energien, die den “toten” Kanal berücksichtigen. Eine einfache Subtraktion einer einzelnen Kristallenergie von den erwarteten *Cluster*-Energien (z.B. den erwarteten Anteil des “toten” Kristalles an der *Cluster*-Energie) ist nicht möglich, da das Fehlen eines Kristalles auch die Positionsbestimmung beeinflusst. Dadurch käme es zu einer Überlagerung verschiedener erwarteter Energien an einer Position aus *Clustern* mit “totem” Kristall und *Clustern* ohne “toten” Kristall.

Kapitel 8

Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen die Anwendung und Ergebnisse der Bhabha-Kalibration beschrieben werden. Es beginnt mit Tests des Algorithmus mit MC-Ereignissen und geht auf den Einsatz der Kalibration in der Anfangsphase der Datennahme des Experiments ein. Regelmäßige Kalibrationen lieferten Informationen über das Verhalten der Kristalle während des Dauerbetriebes.

Schließlich soll noch auf die mit den Kalibrationen erreichten Leistungen des Kalorimeters eingegangen werden. Dazu soll noch einmal auf zwei Dinge hingewiesen werden.

1. Die mit der Bhabha-Kalibration gewonnenen Konstanten sind immer relativ zu den in den ROM angewandten Skalierungsfaktoren (vgl. Abschnitt 3.3.1), die aus der Kalibration mit der radioaktiven Quelle gewonnen wurden. Die Skalierungsfaktoren sind über längere Zeiträume konstant, da sie nur in Ausnahmefällen geändert werden.
2. Bei der Kalibrierung der *Digi*-Energien in Daten wird der *LineCalibrator* verwendet, der zwischen den Konstanten der Quellenkalibration und denen der Bhabha-Kalibration linear über dem Logarithmus der *Digi*-Energie interpoliert (vgl. Abschnitt 3.3.2).

8.1 Regelmäßige Kalibrationen

In der Datennahmeperiode 1999/2000 lief die Bhabha-Kalibration noch nicht im OPR. Stattdessen wurde ein Programm zur Datenakkumulation automatisch (mittels des UNIX-*cron*-Befehls) oder manuell in regelmäßigen Abständen gestartet, das die Matrizen in Dateien speicherte. Die Matrixinversion wurde mit Hilfe eines anderen Programmes manuell durchgeführt.

Der Zeitraum zur Akkumulation einer ausreichenden Anzahl von Ereignissen für eine Kalibration schwankte je nach augenblicklich erreichter Luminosität des Beschleunigers zwischen mehreren Wochen (Sommer 1999) bis einige Tage (Sommer 2000).

Die Ergebnisse der Kalibration wurden standardmäßig in einer Reihe von Diagrammen, wie sie in den Abbildungen 8.2 und 8.1 gezeigt sind, dargestellt. Abbildung 8.1 zeigt Graphiken zur Diagnose der relativen, Abbildung 8.2 zur Diagnose der absoluten Kalibrationskonstanten.

Die Bedeutung der einzelnen Graphiken in Abbildung 8.1 ist die folgende (von links oben nach rechts unten, kursiv: Titel der Graphik):

- *constants vs theta and phi* stellt die relativen Kalibrationskonstanten der Kristalle in θ und ϕ dar. Einzelne Kristalle oder Bereiche, die Abweichungen zur letzten Kalibration zeigen, können hier schnell erkannt werden. Die eingezeichneten horizontalen Linien markieren die ROM, die vertikalen Linien die Fasern (siehe Abschnitt 3.2.3).
Im hier gezeigten Beispiel sind deutlich die Abweichungen der Konstanten im gesamten Polarwinkelbereich für die Kristalle um $\phi_{Index} = 80$ herum zu erkennen. Sie rührten von Modifikationen der Elektronik der ROM unmittelbar vor dieser Kalibration her.
- *map of accepted constants*: Aufgetragen in θ und ϕ sind die Kristalle, deren Konstanten bei der Verifikation akzeptiert (vgl. Abschnitt 6.1) und als “gut” befunden wurden.
- *constants vs theta* und *constants vs phi*: Mittlerer Wert der Konstanten in θ und ϕ . Die Abweichung ganzer Bereiche des Kalorimeters lassen sich mit diesen Abbildungen einfacher erkennen. Im Beispiel sind wieder deutlich die Änderungen aufgrund der Elektronik-Modifikationen (siehe Abschnitt 8.3) um $\phi = 80$ zu erkennen, die in der Größenordnung von 2 bis 5% liegen.
- *number of direct hits vs theta*, *number of direct hits vs phi* und *direct hits vs theta and phi*: Anzahl der direkten Treffer als Funktion von θ, ϕ und als zweidimensionale Karte von θ und ϕ . Mit diesen Diagrammen können mögliche Probleme in der Selektion der Ereignisse und *Cluster* erkannt werden, die eine Änderung der Trefferrate hervorrufen würden. Der Vergleich mit dem benachbarten Diagramm zeigt, daß die fehlenden Einträge um $\theta = 18$ und $\phi = 79$ durch tote Kanäle hervorgerufen wurden. Die Blockstruktur von 4×3 Kristallen deutet auf eine ausgefallene ADC-Karte hin.
- *dead and noisy channels vs theta and phi*: Anzahl der *Runs*, in denen ein Kristall als “tot” oder “rauschend” markiert war. Die Darstellung erlaubt Rückschlüsse, warum Kristalle nur wenige oder keine Treffer erhielten.
- *bhabha calibration constants*: Aus der Verteilung der Kalibrationskonstanten und dem Fit einer Gaußverteilung kann die mittlere Änderung und Breite der Konstanten abgelesen werden.

Wie die Histogramme der relativen Konstanten dienen die in Abbildung 8.2 dargestellten Graphiken der absoluten Konstanten der manuellen Kontrolle der Ergebnisse.

- *constants vs theta and phi*: Absolute Konstanten in Abhängigkeit von θ und ϕ . Die zweidimensionale Übersicht mit eingezeichneten ROM-Grenzen erlaubt die Zuordnung von auffälligen Konstanten zu Einzelkristallen oder Gebieten. Im dargestellten Beispiel sind für $\theta > 32$ und um $\phi = 80$ herum starke Abweichungen zu den übrigen Kristallen zu erkennen. Sie rührten von Modifikationen der Elektronik der ROM dieses Bereiches im Sommer 2000 her.

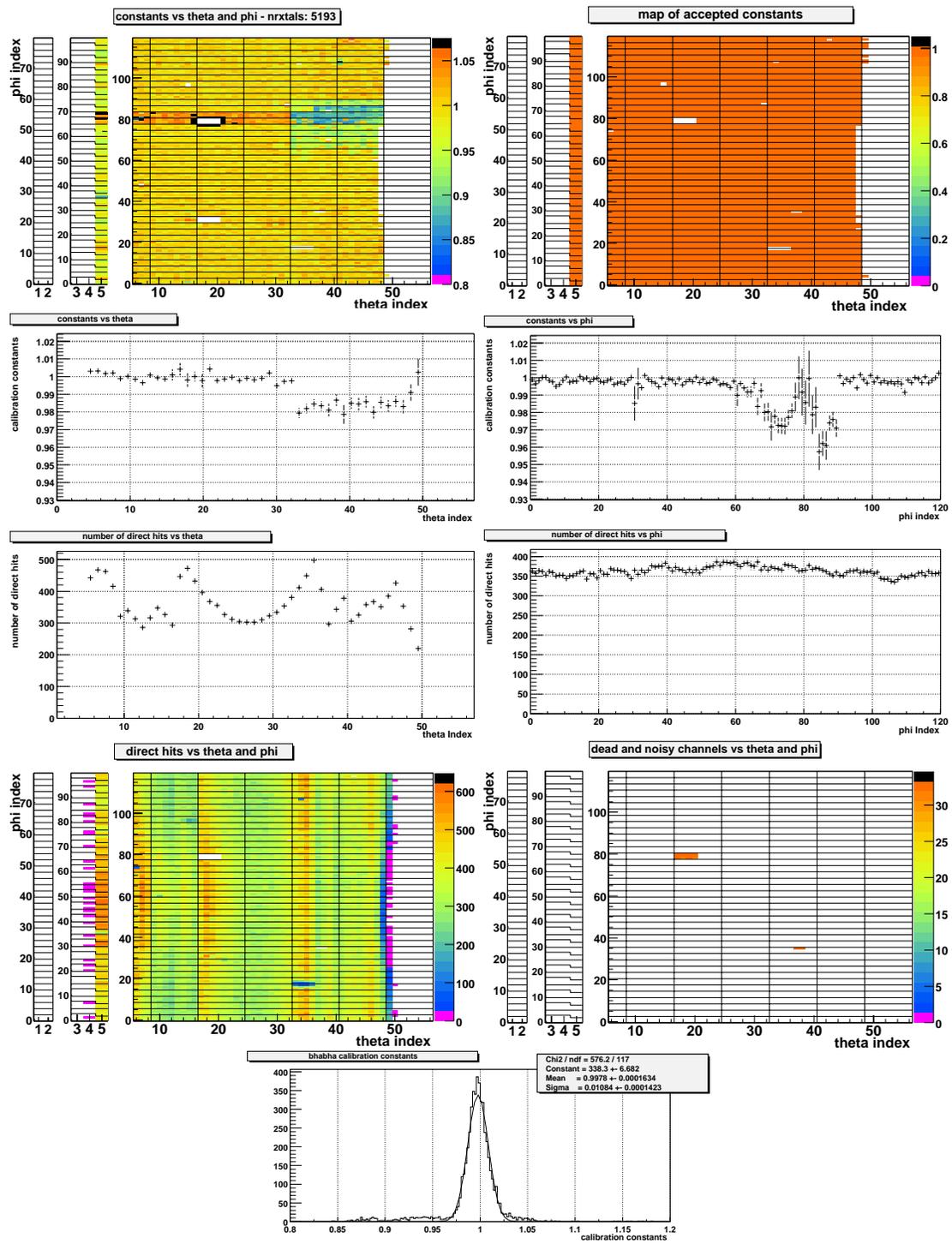


Abbildung 8.1: Standard-Graphiken für die relativen Konstanten (Erläuterungen siehe Text)

- *bhabha calibration constants*: Verteilung der absoluten Konstanten. Aus dem Histogramm und dem Fit einer Gaußverteilung lassen sich der Mittelwert und die Breite der Konstanten ablesen.
- *constants vs theta* und *constants vs phi*: Mittelwerte der absoluten Konstanten als Funktion des θ -Rings bzw. in ϕ

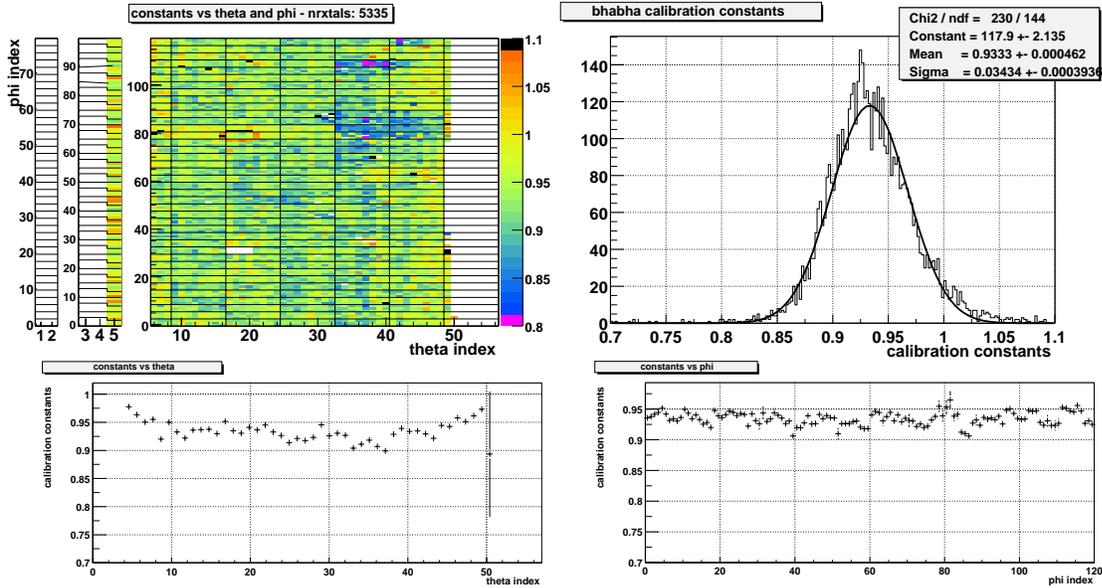


Abbildung 8.2: Standard-Graphiken für die absoluten Konstanten (Erläuterungen siehe Text)

8.2 Monitorierung der Kristalle

Neben der absoluten Kalibration der Kristalle kann mittels der Konstanten aus der Bhabha-Kalibration die zeitliche Änderung der Kristallantwort monitoriert werden. Strahlenschäden verursachen eine Verfärbung des Cäsiumjodid und damit eine Verschlechterung der Transmission im Kristall. Die Ursache dafür sind u.a. Veränderungen der Bindungsverhältnisse im Kristall durch die Bestrahlung, die zur Bildung von Absorptionsbanden führen [14].

Die Monitorierung soll am Beispiel der Daten des Jahres 2000 (Februar bis Oktober) diskutiert werden. Die Anzahl der vorhandenen Datensätze ist allerdings im Vergleich zu anderen Monitorierungssystemen wie der Quellenkalibration oder dem Lichtpulser gering. Das lag zum einen an der anfänglich noch geringen Luminosität des Beschleunigers und zum anderen daran, daß die Bhabha-Kalibration manuell erfolgte.

Im Jahre 2000 erfolgte die Kalibration lediglich mit *Two-Prong*-Ereignissen im Polarwinkelbereich von Reihe 5 bis 50 (d.h. außer den innersten Ringen der Endkappe und den letzten Ringen des Zylinders). Abbildung 8.3a zeigt die Entwicklung der Kalibrationskonstanten. Dargestellt ist der Mittelwert der Änderung der Kristallantwort bezüglich des Datensatzes vom 31. Januar 2000 $(c_{Jan} - c) / c_{Jan}$ für die Endkappe sowie den vorderen und hinteren Teil des Zylinders. Im Laufe des Jahres wurden allerdings sehr viele Änderungen sowohl an der Elektronik als auch an der Rekonstruktion vorgenommen, bzw.

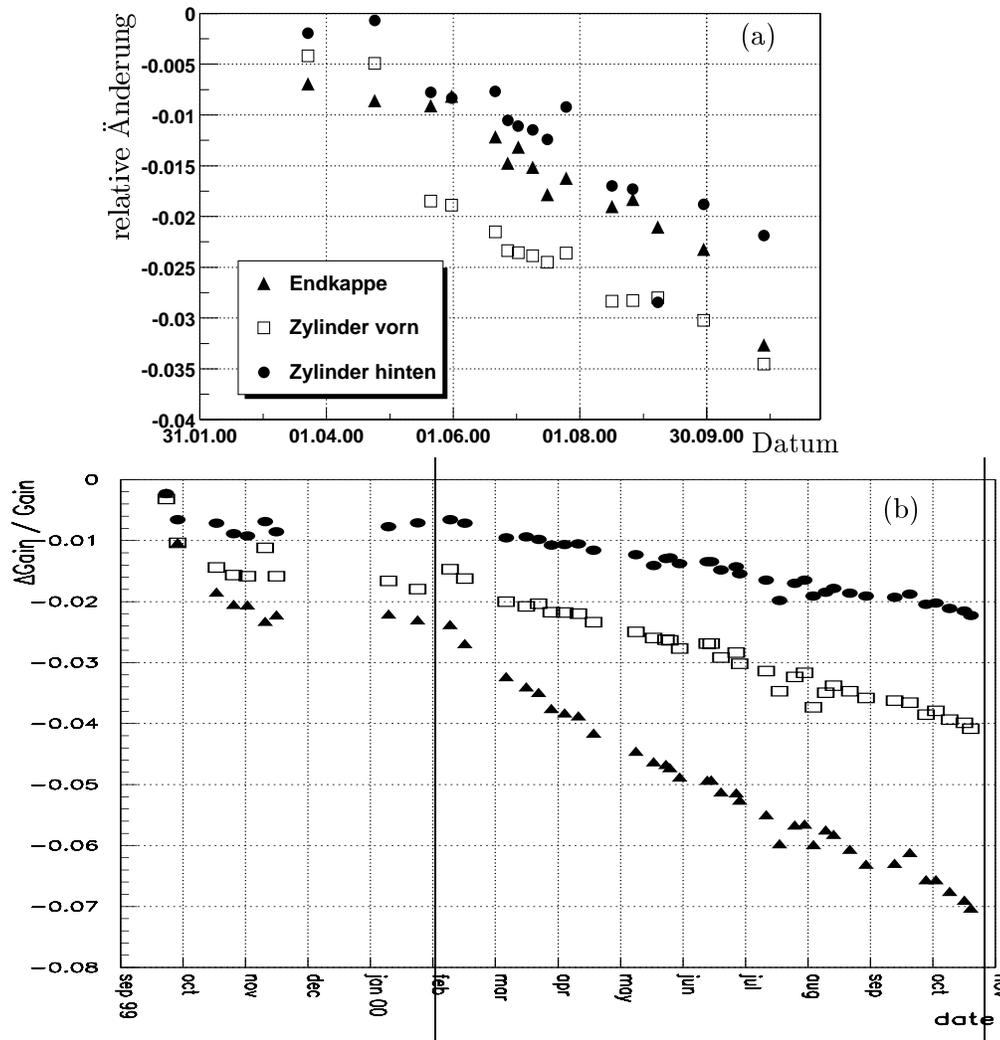


Abbildung 8.3: (a) mittlere Änderung der Kristallantwort $(c_{Jan} - c)/c_{Jan}$ und (b) relative Änderung der Konstanten aus der Quellenkalibration [35] während des Jahres 2000. Endkappe: Dreiecke; Zylinder vorn: Vierecke; Zylinder hinten: Kreise

es traten Probleme auf, so daß die Aussagekraft durch Schwankungen der Konstanten beeinträchtigt wird. Solche Probleme waren z.B.

- Änderung der Nichtlinearitätskorrektur in der Rekonstruktion (siehe Abschnitt 8.3) für das gesamte Kalorimeter Ende April → Sprung aller Konstanten
- Modifikation von 72 Kanälen im hinteren Teil des Zylinders Mitte Mai im Rahmen von Tests zur Behebung der Nichtlinearitäten
- weitere Modifikationen in einem 6 Kanäle breiten Streifen entlang θ
- Probleme der Elektronik-Kalibration eines *Crates*
- ausgefallene einzelne Kanäle und ADC-Karten

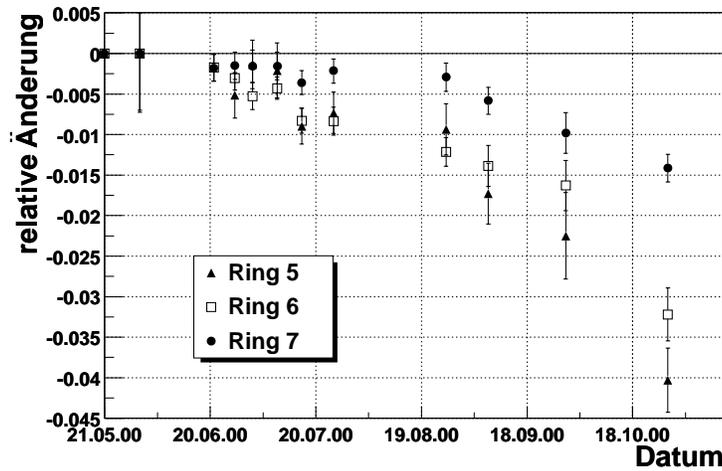


Abbildung 8.4: mittlere relative Änderung der Kristallantwort $(c_{Mai} - c)/c_{Mai}$ der Endkappen-Ringe 5, 6 und 7 in der Bhabha-Kalibration zwischen Mai und Oktober 2000

- unverstandene Phänomene wie z.B. ein Anstieg aller Konstanten der Kristalle mit Vorverstärkern mit langen Signalformungszeiten im hinteren Teil des Zylinders bei der Kalibration Anfang September

Die Tendenz der Abnahme der Lichtintensität ist deutlich zu erkennen. Die Abnahme der Kalibrationskonstanten zwischen Mai und Oktober beträgt etwa 2,8 % in der Endkappe, 2,0 % im vorderen Teil des Zylinders und 1,8% im hinteren Teil. Ein Vergleich mit den aus der Monitorierung durch die radioaktive Quelle erhaltene Abnahmen (Abbildung 8.3b) - Endkappe: 2 %; vorderer Zylinder: 1,5 %; hinterer Teil: 0,9 % - ergibt größere Abweichungen der Bhabha-Konstanten. Eine mögliche Erklärung für diesen Unterschied wären die verschiedenen Lichtwege im Kristall und damit die unterschiedlichen Absorptionsverluste bei beiden Messungen. Die niederenergetischen Photonen bei der Quellenkalibration führen zu Schauern nah der inneren Stirnseite der Kristalle (vgl. Abbildung 3.3) - das Licht durchquert den Kristall einmal, um zur Photodiode zu gelangen. Die hochenergetischen Schauer der Teilchen aus der Bhabha-Streuung entstehen tiefer im Kristall - ein Teil des Lichtes geht direkt zur Photodiode, der andere Teil wird an der inneren Stirnseite reflektiert und durchquert nochmals den Kristall, was effektiv zu einem längeren Lichtweg führt.

Die Endkappe erfährt durch den Boost des Beschleunigers die höchste Bestrahlung. Abbildung 8.4 dokumentiert die zeitliche Entwicklung der Kristallantwort für die θ -Ringe 5,6 und 7, die in den Kalibrationen die Ringe mit der stärksten Strahlenbelastung waren. Bereiche, die während dieses Zeitraumes Änderungen erfuhren oder Probleme zeigten, wurden nicht verwendet. Bis auf einige anfängliche Schwankungen ist die Tendenz, daß die dem Strahl nächsten Ringe die größten Strahlenschäden erhalten, deutlich zu erkennen. Bei der letzten Kalibration Ende Oktober fällt der übermäßig starke Abfall der beiden innersten Ringe auf (wie auch schon in Abbildung 8.3a der Mittelwert der Endkappenkonstanten) - ein Effekt den auch die Quellenkalibrationskonstanten unterstützten (Abbildung 8.3b). Die Ursache ist die fast doppelt so hohe, vom Beschleuniger gelieferte integrierte Luminosität zwischen den beiden letzten Kalibrationen (Ende September bis

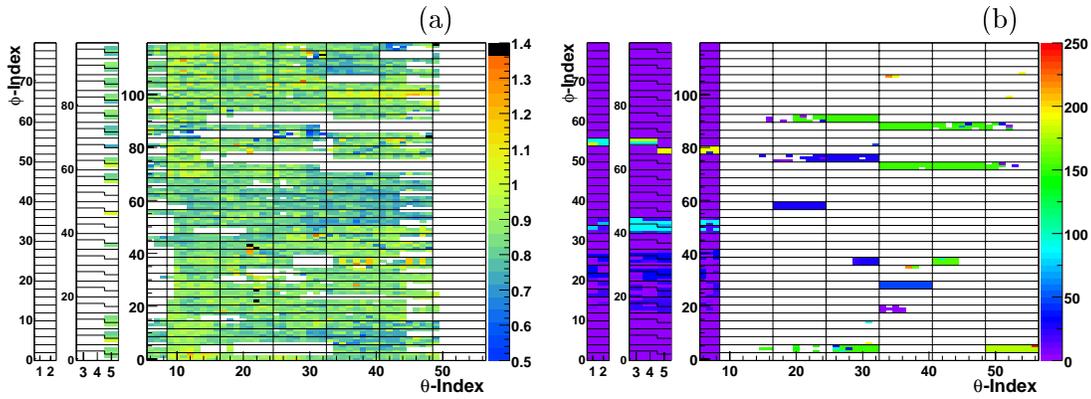


Abbildung 8.5: (a) Kalibrationskonstanten und (b) Anzahl der *Runs*, in denen ein Kristall als “tot” oder rauschend markiert war versus θ und ϕ für die erste Kalibration im Juli 1999

Ende Oktober) im Vergleich zum Zeitraum zwischen Anfang und Ende September.

8.3 Die Bhabha-Kalibration in der Anfangsphase der Datennahme

Die erste Kalibration mit Bhabha-Daten erfolgte im Juli 1999, etwa 2 Monate nach den ersten mit dem *BABAR*-Detektor registrierten Kollisionen. Wegen der zunächst geringen Luminosität des Beschleunigers war die Statistik noch klein, auch wurden viele rauschende oder “flackernde” Kristalle registriert (Abbildung 8.5b). Die Karte der Konstanten in θ und ϕ (Abbildung 8.5a) zeigte deshalb viele “Löcher”, in denen keine Konstanten ermittelt werden konnten.

Es fielen jedoch einige regelmäßige Strukturen der “Löcher” im Bereich der Endkappe und bei $\theta_{Index} > 42$ auf, die mit keinen der bekannten “toten”, rauschenden oder flackernden Kanälen in Verbindung zu bringen waren. Sie konnten aber auf eine geringe Statistik von selektierten *Clustern* zurückgeführt werden. Eine Untersuchung der Daten zeigte, daß die Anzahl der gefundenen *L3-Cluster* in diesen Bereichen viel kleiner war als die Anzahl der

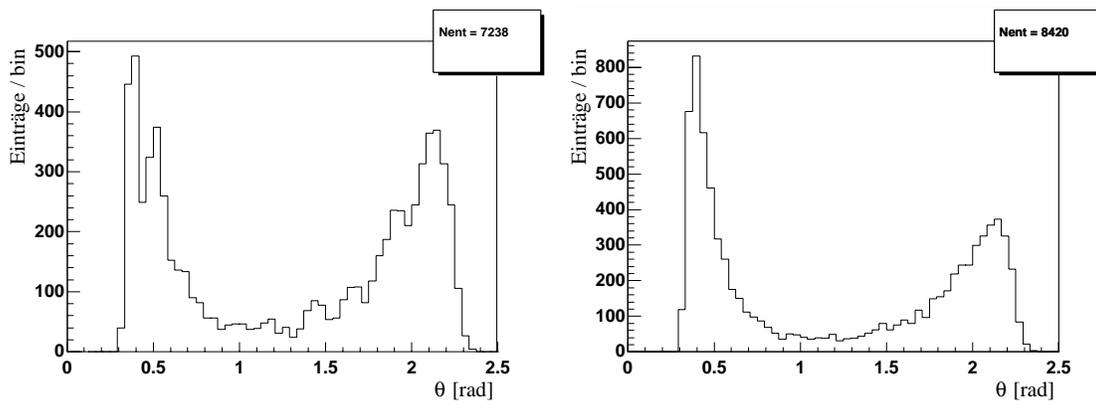


Abbildung 8.6: Polarwinkelverteilung der (a) *L3-Cluster* und (b) *L3-Spuren* für die ersten Daten vom Juli 1999. Während die Anzahl der *Cluster* und *Spuren* für $\theta > 0.6$ rad etwa gleich ist, wurden im Bereich der Endkappe deutlich weniger *Cluster* gefunden.

gefundenen L3-Spuren und damit weniger L3-*Cluster*-Spur-Paare selektiert wurden (Abbildung 8.6). Als Ursache wurde schließlich ein Problem in der Verkabelung zwischen der Endkappe und dem L1-Trigger ausgemacht - in Phi waren jeweils die beiden Kabel der Module vertauscht, so daß der L1-Trigger gemessenen Energien falsche Positionen zuordnete. Das hatte Auswirkungen auf den L3-*Cluster*-Algorithmus, der zu dieser Zeit noch die L1-Türme (vgl. Abschnitt 2.2.5) als Ausgangspunkte für die Suche nach *Clustern* verwendete. Die *Two-Prong*-Bhabha-Selektion basierte damals nur auf zusammengehörigen L3-*Cluster*-Spur-Paaren, von denen wegen der fehlenden *Cluster* in der Endkappe viel weniger gefunden wurden (vgl. Abschnitt 5.1.3). Gelöst wurde das Problem durch eine Neuverkabelung zwischen Kalorimeter und L1-Trigger. Eine anschließende Wiederholung der Bhabha-Kalibration zeigte, daß das Problem damit behoben wurde.

8.4 Nichtlinearitäten

Die erste Umwandlung der gemessenen Kalorimeter-Signale in Energien erfolgt bereits in den ROM, wo die Signale zur groben Energiekalibration mit einem Satz von Konstanten multipliziert werden (vgl. Abschnitt 3.3.1). Die Bhabha-Konstanten sind daher immer relativ zu diesen. Abbildung 8.7a zeigt die absoluten Konstanten der Bhabha-Kalibration. Der Mittelwert liegt bei 0,92, also etwa 8 % niedriger als die Skalierungsfaktoren. Diese große Differenz wird nicht erwartet. Unterschiede durch Nichtuniformitäten der Lichtausbeute [14], Schauerentwicklung und anderes sollten lediglich 2 bis 3 Prozent betragen. Auch die Daten aus Bhabha-Ereignissen zeigten ein merkwürdiges Verhalten. In Abbildung 8.7b ist die unkalibrierte Energie des Kristalles mit dem höchsten Energieeintrag in Positronen-*Cluster* aus Daten vom August 1999 dargestellt. Anstatt einer erwarteten kontinuierlichen Verteilung mit einem Maximum sind zwei Maxima zu erkennen. Im allgemeinen Energiespektrum der *Digis* wurden Regionen mit nur wenigen Einträgen gefunden, was nicht mit den Vorhersagen von MC-Simulationen übereinstimmt (Abbildung 8.8a). Mit Hilfe von Linearitätsmessungen mit dem Lichtpulser [20] konnte festgestellt werden, daß bei der Auslese der Daten ab einer bestimmten Signalhöhe Oszil-

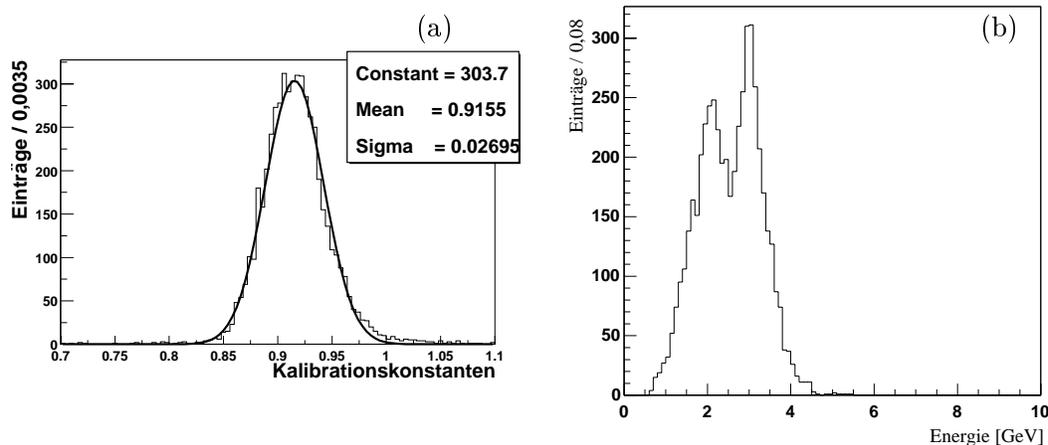


Abbildung 8.7: (a) absolute Konstanten und (b) unkalibrierte Energie der Kristalle mit dem höchsten Energieeintrag im Positronen-*Cluster* für Daten aus dem Jahre 1999

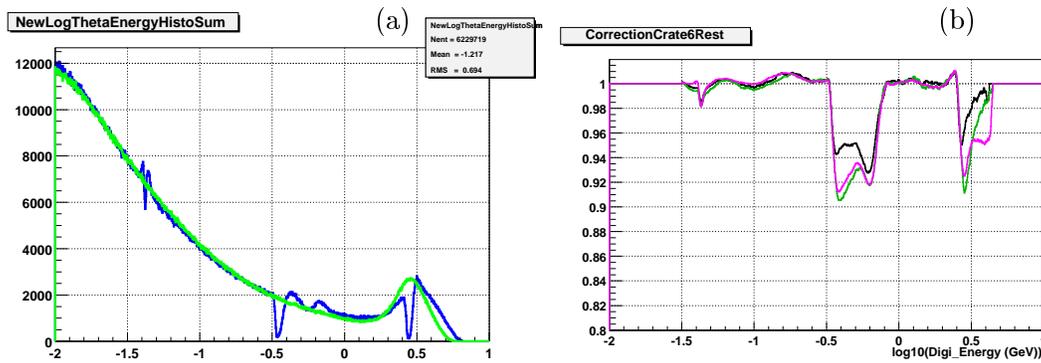


Abbildung 8.8: (a) *Digi*-Energiespektrum für einen Kristall mit Nichtlinearitäten (dunkle Linie) und aus der MC-Simulation (helle Linie) (b) die energieabhängigen Nichtlinearitäts-Korrekturen mehrerer Kanäle

lationen auf den ADC-Karten auftreten. Die Ursachen dafür liegen in der Hardware der ADC-Karten und können durch Modifikationen auf den Karten behoben werden. Dies geschah im Sommer 2000 als Test für einige ADC-Karten. Im Herbst 2000 wurden schließlich alle Karten repariert. Bis dahin wurde kanalweise eine energieabhängige Software-Korrektur angewandt (Abbildung 8.8a). Sie konnte die Probleme, die durch das Zusammenwirken von Kanälen entstehen, zwar nicht vollständig beseitigen, aber die Verwendung einer mittleren Korrektur zog eine Verbesserung der Energie-Auflösung nach sich (Abbildung 8.9, Erläuterung der dargestellten Größe im nächsten Abschnitt). Nach der Reparatur aller ADC-Karten stiegen die Bhabha-Konstanten (Abbildung 8.8b) und die Auflösung verbesserte sich stark.

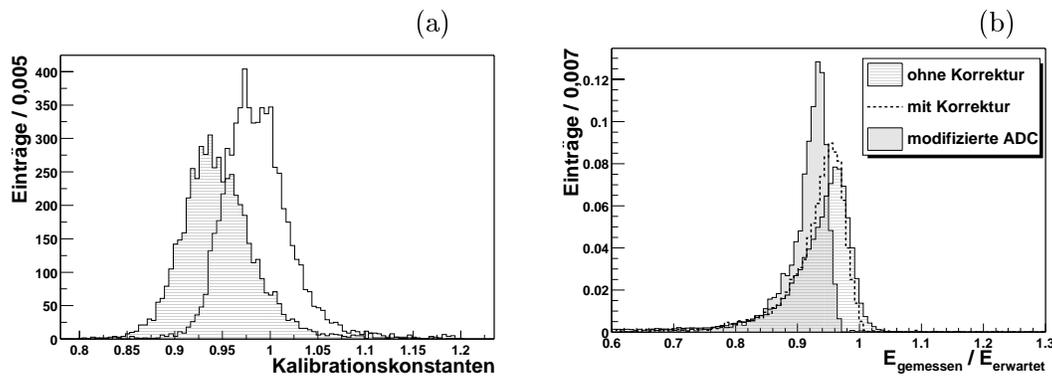


Abbildung 8.9: (a) Änderung der Bhabha-Konstanten nach der Reparatur der ADC-Karten (Konstanten 2001: weiß; Konstanten 2000: schraffiert) (b) Das Verhältnis gemessene Energie zu erwarteter Energie von *Cluster* mit Energien von $5 \pm 0,2$ GeV für Daten ohne die Software-Linearitätskorrektur (quergestreift), mit Korrektur (gestrichelt) und mit modifizierten ADC-Karten (ausgefüllt)

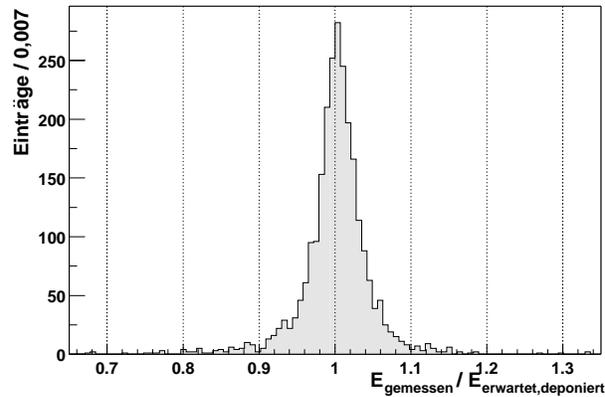


Abbildung 8.10: Das Verhältnis von gemessener zu erwarteter deponierter Energie für Daten des Jahres 2001

8.5 Energie-Auflösung

Die Qualität der Ergebnisse der Bhabha-Kalibration läßt sich bestimmen, indem die Energieauflösung des Kalorimeters bestimmt und mit den erwarteten Werten verglichen wird. Das geschah mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen. Die Kalibrationskonstanten wurden in der Rekonstruktion der *Cluster* angewandt, Bhabha-Ereignisse selektiert und die gemessene *Cluster*-Energie mit der erwarteten verglichen.

Das Verhältnis von gemessener zu erwarteter deponierter Energie ist für *Cluster* mit einer Energie von 6 GeV in Abbildung 8.10 dargestellt. Das Maximum liegt bei Eins, was der Erwartung entspricht, da die *Cluster* mit diesen erwarteten deponierten Energien kalibriert wurden. Die Form der Verteilung, die mit der Summe zweier Gauß-Funktionen beschrieben werden kann, stammt aus der Überlagerung der asymmetrischen Verteilung der gemessenen *Cluster*-Energien und der Verschmierung der deponierten Energien durch die Ortsauflösung bei der Extraktion.

Die relative Energie-Auflösung wurde aus dem Verhältnis von gemessener *Cluster*-Energie

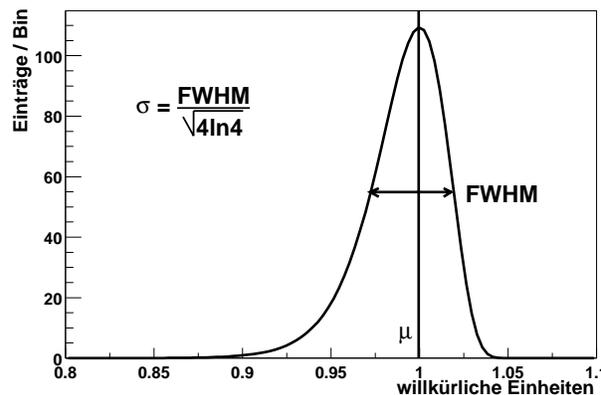


Abbildung 8.11: logarithmische Normalverteilung zur Beschreibung der Energiedeposition im Kalorimeter

und erwarteter wahrer Energie des Teilchens (nach Gleichung 4.6) bestimmt. Die Verteilung wurde mit einer logarithmischen Normalverteilung (Abbildung 8.11, [36]) gefittet, die die Asymmetrie durch Energieverluste mit berücksichtigt.

$$f(E) = n \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(1 + \tau \cdot (E - \mu) \cdot \frac{\sinh(\tau\sqrt{\ln 4})}{\sigma\tau\sqrt{\ln 4}})}{\tau} \right)^2 + \tau^2 \right] \quad (8.1)$$

Die relative Auflösung ergibt sich aus dem Verhältnis der Breite zum Maximum der gefitteten Funktion.

Abbildung 8.12 zeigt die Verteilungen für vier verschiedene Energiebereiche. Histogramme von Daten des Jahres 2001 sind in der linken Spalte dargestellt, Ergebnisse aus Monte-Carlo-Ereignissen in der rechten Spalte. Tabelle 8.1 listet die zugehörigen relativen Energieauflösungen auf. Die Unterschiede zwischen Monte-Carlo und gemessenen Auflösungen differieren um bis zu 0,7 %. Bei höheren Energien fällt der Unterschied geringer aus als bei niedrigen. Eine Ursache dafür sind noch immer bestehende Nichtlinearitäten in der Elektronik. Mit dem Lichtpulser konnte nach der Reparatur der ADC-Karten eine weitere Nichtlinearität durch ein Übersprechen zwischen Kanälen in der Größenordnung von bis zu 3 % gefunden werden [20]. Es betrifft hauptsächlich Kristalle mit Energieeinträgen von weniger als 600 MeV und ist deshalb mehr für niederenergetische Bhabha-Cluster relevant.

Im unteren Energiebereich wurde die Auflösung aus dem Zerfall der neutralen Pionen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ bestimmt. Abbildung 8.13 zeigt als Beispiel die Massenverteilung der Pionen für Ereignisse mit einer minimale Photonenenergie von 30 MeV.

Die Energieauflösung als Funktion der Teilchenenergie, die aus Daten des Jahres 2001 ermittelt wurde [13], ist in Abbildung 8.14 dargestellt. Sie beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,36\%}{\sqrt[4]{E[\text{GeV}]}} \oplus 1,13\% \quad (8.2)$$

Die unterste Linie stellt die ursprüngliche Erwartung im TDR (Gleichung 3.1, [12]) dar. Die Verschlechterung der Energieauflösung gegenüber den TDR-Werten hat neben den Nichtlinearitäten aber auch noch andere Ursachen. Monte-Carlo-Studien [32] zeigten, daß die Verschlechterung durch Änderungen in der Detektorbeschreibung und der Rekonstruktion begründet werden kann. Diese Änderungen beinhalten:

- etwa ein Drittel mehr Material zwischen den Kristallen und Modulen
- rund 20 % mehr Material vor dem Kalorimeter

Energie [GeV]	relative Auflösung [%]	
	Daten	Monte-Carlo
$7,5 \pm 0,2$	1,8	1,6
$6 \pm 0,2$	2,0	1,6
$5 \pm 0,2$	2,1	1,6
$4 \pm 0,2$	2,4	1,7

Tabelle 8.1: Energieauflösung σ_E/E des Kalorimeters für Bhabha-Ereignisse

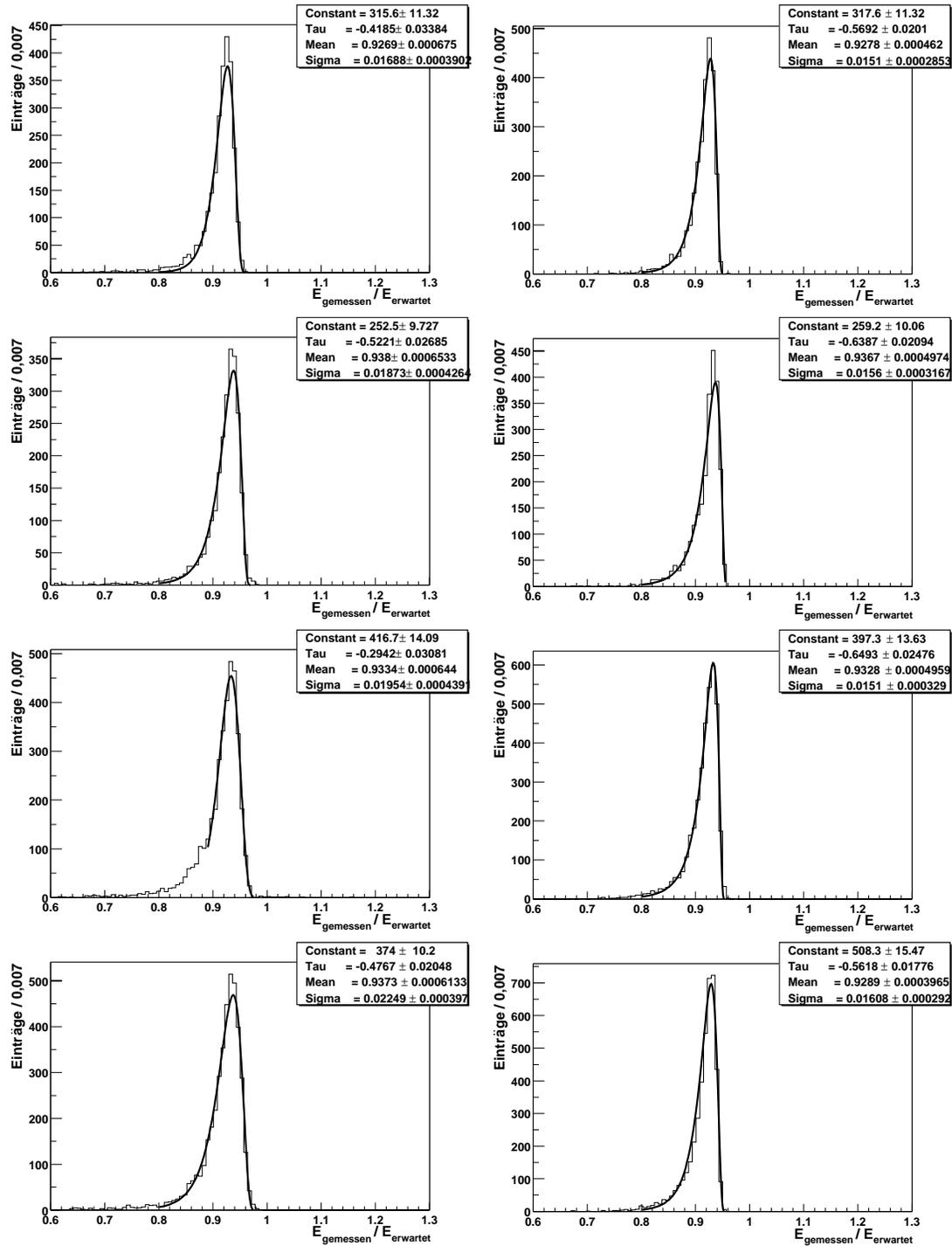


Abbildung 8.12: Das Verhältnis von gemessener zu erwarteter wahrer Teilchenenergie bei Energien von 7,5 GeV, 6 GeV, 5 GeV und 4 GeV (von oben nach unten) für Daten (linke Spalte) und Monte-Carlo-Ereignisse (rechte Spalte). Die Fitfunktion ist die im Text beschriebene logarithmische Normalverteilung.

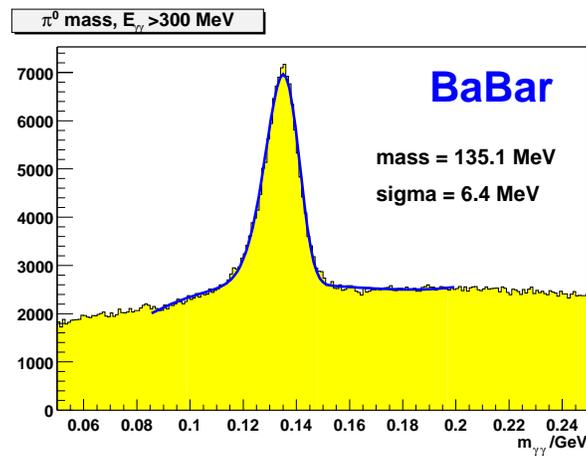


Abbildung 8.13: Verteilung der aus zwei Photonen rekonstruierten π^0 -Masse für Daten des Jahres 2001 [37]

- elektronisches Rauschen um Faktor 3 größer: 0,45 MeV
- Strahluntergrund (war bei TDR-Studien überhaupt nicht betrachtet worden)
- härtere Schnitte in der Rekonstruktion. Z.B. Schnitt auf *Digi*-Energie (vgl. Abschnitt 3.3.1): TDR-Studien benutzten 0,5 MeV. In der Datennahme liegt er bei 1 MeV.

Bei Berücksichtigung dieser Änderungen in der Monte-Carlo-Simulation stimmen die gemessene und die erwartete Auflösung sehr gut miteinander überein.

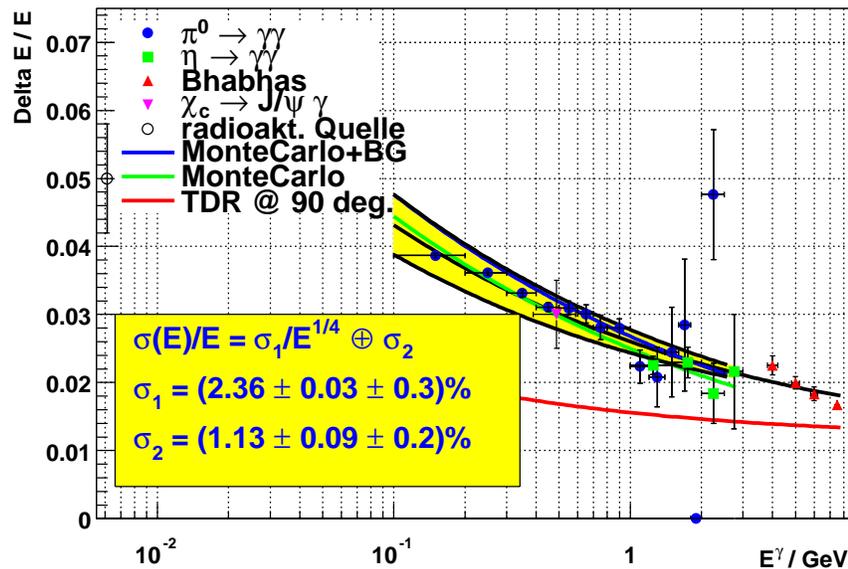


Abbildung 8.14: Energieauflösung in Abhängigkeit von der Energie, ermittelt aus Daten des Jahres 2001 (außer Quelle und χ_c aus Daten des Jahres 2000) [13]

Ein Teil dieser Probleme kann in den Daten jedoch ausgeglichen werden, in dem für die Rekonstruktion der Signale die Methode des Digitalen Filterns (Abschnitt 3.3.1) verwendet wird. Sie reduziert Rauschen und Untergrund signifikant [32] und würde damit auch eine Modifikation der Rekonstruktionsschnitte in Richtung einer verbesserten Auflösung zulassen. An ihrer Implementation und ihrem Einsatz in der Datennahme wird deshalb in der Kalorimeter-Gruppe intensiv gearbeitet.

8.6 Elektronen-Identifizierung

Eine wichtige Aufgabe des Kalorimeters ist die Identifizierung von Elektronen. Das Verhältnis von gemessener Energie und gemessenem Impuls E/p sowie Variablen zur Beschreibung der Form der Schauer von Teilchen im Kalorimeter sind maßgebliche Kriterien für die Unterscheidung der Elektronen von anderen Teilchen, vor allem von Pionen.

Abbildung 8.15 zeigt die Nachweiseffizienz von Elektronen für Daten des Jahres 2000 (mit Korrektur der Nichtlinearitäten in der Software) und für Daten des Jahres 2001 (mit reparierten ADC-Karten) sowie die Fehlidentifizierungsrate von Pionen als Funktion des Impulses. Während sich die Quellenkalibrationskonstanten durch die Modifikationen der ADC-Karten nicht änderten, führte das zu einer Verbesserung der Bhabha-Kalibration. Dies wiederum resultiert in einer besseren Elektronen-Identifizierung, was in der Abbildung deutlich zu erkennen ist.

Die mittlere Effizienz beträgt etwa 92 % [38]. Die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifizierung von Pionen als Elektronen ist in allen betrachteten Impulsbereichen kleiner als 0,1 %. Diese Ergebnisse stimmen innerhalb von 3 % mit den Voraussagen des Monte-Carlo überein.

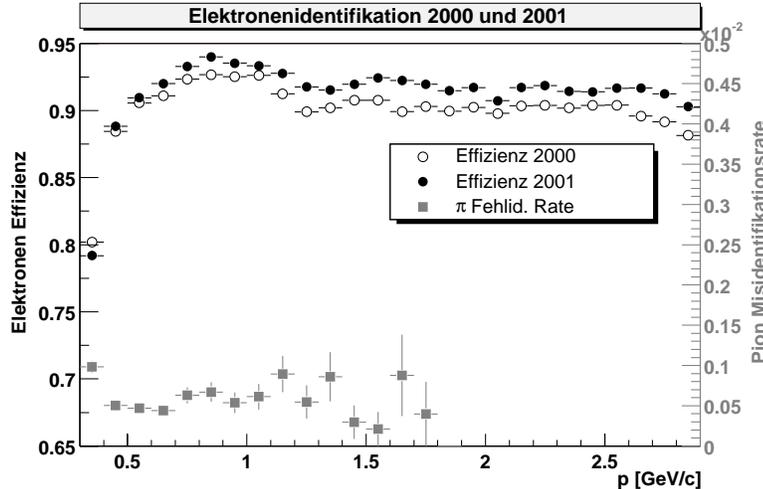


Abbildung 8.15: Nachweiseffizienz von Elektronen und Fehlidentifizierungsrate von Pionen als Elektronen in Abhängigkeit vom Impuls [38]

Kapitel 9

Zusammenfassung

Es wurde eine Methode zur Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters des *BABAR*-Detektors entwickelt und implementiert. Sie liefert absolute Kalibrationskonstanten für jeden einzelnen der 6580 CsI(Tl)-Kristalle und erlaubt eine Monitorierung der Lichtausbeute der Kristalle.

Der Algorithmus basiert auf dem Vergleich von gemessenen *Cluster*-Energien mit den erwarteten deponierten Energien in Ereignissen der nichtradiativen Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Die gemessene Energie setzt sich aus einer Anzahl von Einzelkristallenergien, die mit einer Kalibrationskonstante multipliziert sind, zusammen: $\sum_i c_i \varepsilon_i^k$. Die erwartete deponierte *Cluster*-Energie E_{dep}^k ist positionsabhängig und wird aus simulierten Bhabha-Ereignissen ermittelt. Dazu werden die Monte-Carlo-Ereignisse derselben Rekonstruktion unterzogen wie später die Daten. Die erwartete deponierte Energie entspricht der rekonstruierten MC-*Cluster*-Energie. Jeder Kristall wird in den beiden Winkelkoordinaten in einzelne Bins unterteilt und in Abhängigkeit von der Position der *Cluster* wird die mittlere erwartete deponierte Energie berechnet.

Der Vergleich von gemessener und erwarteter *Cluster*-Energie erfolgt in einem χ^2 -Fit. Die Minimierung von

$$\chi^2 = \sum_k \left(\frac{\sum_i c_i \varepsilon_i^k - E_{dep}^k(\theta, \phi)}{\sigma^k} \right)^2$$

bezüglich der Kalibrationskonstanten führt zu einem linearen Gleichungssystem mit 6580 Unbekannten. Es kann numerisch gelöst werden, da die zugehörige Matrix nicht vollständig besetzt ist.

Die hohe Rate an Bhabha-Ereignissen am PEP-II-Beschleuniger erlaubt eine Kalibration mit einer statistischen Genauigkeit von 0,32 % innerhalb von 12 Stunden. Sie erfolgt im Rahmen der kontinuierlich laufenden Rekonstruktion der Daten (*Online Prompt Reconstruction*), wozu Software entwickelt und getestet wurde.

Die Selektion der Bhabha-Ereignisse erfolgt anhand der Informationen des L3-Triggers und der rekonstruierten Kalorimeterdaten. Die Wahrscheinlichkeit der Fehlinterpretation von Untergründereignissen als Bhabha-Ereignisse wurde in Studien mit Monte-Carlo-Ereignissen und Daten zu kleiner als 0,03 % bestimmt. In Untersuchungen zu systematischen Unsicherheiten wurde die Genauigkeit der Kalibration zu $\begin{matrix} +0,81 \% \\ -0,72 \% \end{matrix}$ abgeschätzt.

Die mit den Kalibrationskonstanten erreichte Energieauflösung des Kalorimeters wurde mit Bhabha-Ereignissen ermittelt und beträgt 1,8 % bei einer Teilchenenergie von

7,5 GeV. Zusammen mit der Kalibration mit der radioaktiven Quelle, die im unteren Energiebereich absolute Kalibrationskonstanten bestimmt, wurde eine Auflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,36 \%}{\sqrt[4]{E[\text{GeV}]}} \oplus 1,13 \%$$

erreicht [13].

Durch die Monitorierung der Kalibrationskonstanten im Jahr 2000 konnte ein Absinken der Lichtausbeute der Kristalle beobachtet werden. Die mittlere Änderung betrug von Mai bis Ende Oktober in der Endkappe 2,8 % und im vorderen und hinteren Teil des Zylinders 2,0 % bzw. 1,8 %. Innerhalb der Endkappe konnte für die in der Kalibration verwendeten, dem Strahl nächsten Ringe ein deutlich größeres Absinken gemessen werden. So fiel die Lichtausbeute in Ring 5 um etwa 4 %.

Anhang A

Die Kalibrations-Software

A.1 Das *BABAR-Framework*

Die *BABAR*-Software nutzt ein sogenanntes *Framework* (“Rahmen, Gerüst”). Ein *Framework* ist ein Programm, das dem Benutzer eine definierte Schnittstelle zur Verfügung stellt. Solch eine Schnittstelle wird bei *BABAR* Modul genannt. Ein Modul ist ein Objekt, daß eine bestimmte Anzahl von Methoden (*transitions*) besitzt, die vom *Framework* in einer definierten Ordnung aufgerufen werden.

Ein *Framework*-Job besteht in der Regel aus dem Nacheinander-Einlesen von einzelnen Ereignissen. Am Anfang, Ende und an bestimmten Punkten während des Programmablaufes sollen dabei bestimmte Dinge ausgeführt werden. Dazu hat ein *BABAR*-Modul folgende Standardmethoden:

- *beginJob* - wird ein einziges Mal am Anfang des *Framework*-Jobs aufgerufen. Es dient zur globalen Initialisierung und Einrichtung.
- *beginRun* - wird jeweils einmal zum Beginn eines neuen *Runs* aufgerufen.
- *event* - wird nach dem Einlesen eines Ereignisses aufgerufen.
- *endRun* - wird einmal am Ende eines *Runs* aufgerufen.
- *endJob* - wird ein einziges Mal am Ende eines Programmablaufes aufgerufen.

Welche Module in das Programm eingebunden werden, wird beim Compilieren und Linken des Programmes festgelegt. Die Steuerung der Reihenfolge der Abarbeitung der Module und das Setzen und Übergeben von Modulparametern geschieht zur Laufzeit. Dazu wird die Skript-Sprache tcl verwendet. Die tcl-Steuerdateien werden mit einem tcl-Interpreter übersetzt und ausgewertet. Ein Anzahl von Modulen kann zu einer sogenannten Sequenz (engl. *sequence*) zusammengefaßt werden. Die definierte Reihenfolge von Sequenzen und einzelnen Modulen wird Pfad (engl. *path*) genannt. Ein *Framework*-Job kann mehrere Pfade hintereinander ausführen. Während des Ablaufes werden die obengenannten Methoden der einzelnen Module in der angegebenen Reihenfolge aufgerufen, also zuerst die *beginJob*-Methoden aller Module, dann die *beginRun*-Methoden usw..

Das Einlesen der Ereignisse ist aus mehreren Quellen möglich. Standardmodule ermöglichen das Lesen aus der *objectivity*-Datenbank, aus *xtc*-Dateien oder aus Dateien mit simulierten Daten (*xdr*-Dateien).

Die Bhabha-Kalibration ist Bestandteil der *Online Prompt Reconstruction* (Abschnitt 2.2.6). Das *OPR-Framework* stellt den Modulen zusätzliche Methoden zur Verfügung, die für die Kalibrationen eingeführt wurden.

- *storeAccum* - wird nach allen eingelesenen Ereignissen, aber vor *endRun* aufgerufen. Es dient zur Speicherung von Zwischenergebnissen in der Datenbank.
- *finalize* - wird nach *storeAccum* und vor *endRun* ausgeführt. Hier werden die eigentlichen Kalibrationen durchgeführt. Sie unterscheidet sich von allen anderen Methoden, da sie nur auf einem einzigen Computer der OPR-Computerfarm aufgerufen wird.
- *commitCalib* - wird nach der *finalize*-Methode aufgerufen, um die Kalibrationsergebnisse in der Datenbank zu speichern

Auf der Computerfarm des OPR wird auf allen Rechnern je ein *Framework*-Job mit identischen Pfaden ausgeführt. Auf einem Computer läuft ein Programm (der *logging manager* - Datenerfassungskontrolle), das die Ereignisse einliest und nach der Lastverteilung der einzelnen Rechner entscheidet, welcher Computer das gelesene Ereignis verarbeiten soll. Dieser Prozeß sendet auch die Signale an alle Rechner, die den Aufruf der Standardmethoden auslösen.

A.2 Die Kalibrations-Software

Die zur Bhabha-Kalibration notwendige Software befindet sich in dem Programmpaket *EmcCalBhabha*. Es ist Bestandteil der *BABAR*-Software und wird in einem zentralen Software-Archiv am SLAC verwaltet. Die Klassen können in zwei Arten unterteilt werden: Datenobjekte und Module.

Die Datenobjekte stellen die im augenblicklichen Ereignis ausgewählten Daten und die bisher akkumulierten Daten (Matrix und Vektor) für die Kommunikation zwischen den einzelnen Modulen zur Verfügung.

- *EmcBhabhaEvent* enthält die Kalibrationsinformationen eines Ereignisses:
 - zwei Objekte vom Typ *EmcBhabha* für Elektron und Positron
 - den abgeschätzten Vertex (Abschnitt 5.1.4)
 - Beschleuniger-Informationen wie Boost und Energie
 - Statusbits zu den einzelnen Selektionen
 - als statisches (d.h. im laufenden Programm nur einmal vorhandenes) Objekt die Liste der deponierten MC-Energien (Klasse *EmcVarBinXtal*)

Die Methoden *calculateThetaIndex* und *calculatePhiIndex* berechnen die Position des *Clusters* in Indexeinheiten. Diese Indexeinheiten werden für die Bestimmung der deponierten MC-Energie benötigt (siehe Abschnitt 5.2).

- *EmcBhabha* enthält die Daten eines Elektrons oder Positrons, z.B. einen Zeiger auf den *Cluster*, vertexkorrigierte Winkel (sowohl in Winkel- als auch in Index-Einheiten), erwartete Energie u.a.
- *EmcBhaCalibData* ist eine Klasse, die Zugriff auf die akkumulierten Kalibrationsdaten realisiert. Sie enthält
 - die Matrix in Form eines Objektes vom Typ *EmcLSSMatrix*
 - den Vektor als Feld
 - die Anzahl der direkten und indirekten Treffer jedes Kristalls

Die Methode *reduce* reduziert die Matrix und den Vektor auf die Elemente ungleich Null und wandelt die Daten in das SLAP-Format (Abschnitt 6.2) um.

- *EmcLSSMatrix* implementiert die Darstellung der Matrix (*LSSM - Large Sparse Symmetric Matrix*: große spärlich besetzte symmetrische Matrix) mit Zeilen, Spalten und Matrixelementen, wobei nur das untere Dreieck inklusive der Hauptdiagonalen gespeichert wird.
- *EmcVarBinXtal* repräsentiert die deponierten gebinteten MC-Energien eines Kristalls in θ_{Index} und ϕ_{Index} . Die Klasse enthält zweidimensionale Felder zur Speicherung der Summe und des Summenquadrates der deponierten Energie pro Bin sowie der Anzahl der Einträge. Daraus kann die mittlere deponierte Energie sowie der Fehler berechnet werden.
- *EmcBhaMatChan*: Die akkumulierten Daten der Matrix und des Vektors werden intern im *EmcBhaCalibData*-Objekt abgelegt. Zur Speicherung in der *Spatial* und *Temporal Database* müssen sie jedoch in ein Format der Datenbank *objectivity* umgewandelt werden. Dieses ist in der Klasse *EmcBhaMatChan* realisiert. Sie repräsentiert einen Kristall und enthält Matrixzeile, Vektorelement und Anzahl der direkten und indirekten Treffer dieses Kanals und benutzt dazu *objectivity*-Klassen.

Die Module leiten sich von den *BABAR*-Modul-Klassen ab, wobei zwei Typen von Modulen unterschieden werden. Standardmodule stellen die Schnittstellen zur Anbindung ins *Framework* zur Verfügung. Filtermodule besitzen zusätzlich einen Parameter anhand dessen entschieden wird, ob die Abarbeitung des Pfades weitergeführt oder abgebrochen wird. Sie werden vor allem für Selektionen eingesetzt.

EmcCalBhabha besitzt folgende Module:

- *EmcLoadBhabhaData*: Dieses Standardmodul dient dem Laden und Initialisieren von Daten, die für die Kalibration benötigt werden. So werden z.B. in der *beginJob*-Methode die aus dem MC extrahierten deponierten Energien aus einer Datei gelesen und in ein Objekt *EmcBhabhaEvent* geschrieben.
- *EmcPreSelectNonRadBhabhas*: Hier wird die Vorselektion der Ereignisse mit L3-Daten durchgeführt (Abschnitt 5.1.3). Das Filtermodul berechnet auch den Vertex aus den L3-Spuren und füllt diese Daten in *EmcBhabhaEvent*, um sie für die Ermittlung der deponierten Energie bei der Datenakkumulation benutzen zu können.

- *EmcSelectBhabha*: Das Filtermodul selektiert die Ereignisse anhand der vollständigen Kalorimeter-Information (Abschnitt 5.1.5). Zunächst werden die *Cluster* auf problematische Kristalle geprüft, *Cluster* mit Problemen markiert und anschließend die Selektion durchgeführt. Die Daten der selektierten *Cluster* (Energie, vertexkorrigierter Winkel ...) werden im *EmcBhabhaEvent*-Objekt gespeichert.
- *EmcCollectBhabha*: In diesem Standardmodul erfolgt die Berechnung und Akkumulation der Daten für die Kalibration. Die *Cluster*-Daten werden aus *EmcBhabhaEvent* gelesenen und Matrix und Vektor gefüllt. Matrix und Vektor können entweder in die Datenbank oder in Dateien geschrieben werden. Wird die Datenbank verwendet, so werden Matrix und Vektor in *EmcBhaMatChan*-Objekten akkumuliert. Beim Speichern in Dateien wird die Datenstruktur *EmcBhaCalibData* verwendet.
- *EmcChiCalib*: Die Matrixinversion erfolgt in diesem Standardmodul. Die Matrix (oder mehrere Matrizen) werden in der *finalize*-Methode entweder aus der Datenbank oder aus Dateien gelesen, in das SLAP-Format konvertiert und mit SLAP invertiert. Anschließend werden die berechneten Konstanten verifiziert und in der *conditions database* gespeichert (Abschnitt A.3.2). Zur manuellen Kontrolle werden Histogramme mit den Konstanten gefüllt und in eine Datei geschrieben.
- *EmcBhaAnalysis*: Wurden Konstanten ermittelt, so ist es mit diesem Standardmodul möglich, mit den neuen Konstanten die Energieauflösung in Bhabha-Ereignissen zu bestimmen. Dazu wird ein NTuple mit Bhabha-Daten wie gemessener und erwarteter Energie in ROOT-Dateien [11] geschrieben.

Für das OPR werden die Module der Bhabha-Kalibration zu einer Sequenz zusammengefaßt:

```
EmcBhabhaCalibrationSequence :
  EmcLoadBhabhaData
  EmcPreSelectNonRadBhabhas
  EmcClusterRecoSequence
  EmcMakeBump
  EmcSelectBhabha
  EmcCollectBhabha
  EmcChiCalib
```

und in einen eigenen Pfad eingefügt. An den Anfang des Pfades wird noch ein Filtermodul gestellt, das nur passiert wird, wenn das Ereignis vom L3-Trigger als Bhabha erkannt wurde (Abbildung 6.1).

Beim Aufruf der *finalize*-Methoden sammelt ein spezielles Modul (*OprBuildEnv*) alle Matrizen aus den *spatial databases* der einzelnen Rechner und fügt sie zusammen (Abschnitt A.3.1).

Da in der Datennahmeperiode 1999/2000, die Bhabha-Kalibration noch nicht im OPR integriert war, wurden Programme entwickelt, mit denen die Kalibration manuell durchgeführt wurde. Sie nutzen die oben genannten Module.

- *EmcBhaAccuPlayback* liest Daten aus *xtc*-Dateien ein, selektiert Bhabha-Ereignisse, füllt die Matrix/Vektor und schreibt sie in Dateien.

- *EmcCalBhabhaApp* liest eine Matrix/Matrizen aus einer Datei/Dateien und invertiert sie. Die Ergebnisse werden zur Auswertung in einen NTuple geschrieben.
- *EmcBhaReadXTC* dient zur Analyse (z.B. Bestimmung der Energieauflösung) von Bhabha-Ereignissen. Es liest Daten aus xtc-Dateien ein und kalibriert sie mit neuen Kalibrationskonstanten, die aus einer Datei gelesen werden. Die Informationen der selektierten Bhabha-Cluster werden in NTuple geschrieben.

Für die Bhabha-Kalibration wird weiterhin das Programmpaket *EmcCalRoot* verwendet. Es enthält eine Sammlung von Klassen, die von der Kalorimetergruppe für die verschiedenen Kalibrationen entwickelt wurden. Die Klassen basieren auf der ROOT-Programmibibliothek [11] und wurden aus Gründen der Compile- und Link-Abhängigkeiten in ein Extra-Paket ausgelagert. Mit den Klassen ist es möglich, die gesamte zur Bhabha-Kalibration notwendige Information von Ereignissen in ROOT-Dateien zu speichern:

- L3-Spuren - Klasse *TL3Track*
- L3-Cluster - Klasse *TL3Cluster*
- Emc-Cluster mit allen *Digis* - Klassen *TEmcDigiCluster* und *TEmcDigi*
- Monte-Carlo-Informationen - Klasse *TStdHep*

Das Module *EmcFillRoot* aus dem *EmcCalBhabha*-Paket liest alle relevanten Daten eines Ereignisses und füllt sie in die ROOT-Dateien. Ein weiteres Modul *EmcBhaRootInputModule* arbeitet in der entgegengesetzten Richtung - es liest die ROOT-Dateien ein und füllt die Daten in die Standard-*Framework*-Objekte, die dann zur Rekonstruktion und einer Kalibration wie Detektor-Daten verwendet werden können.

Auf der Basis dieser ROOT-Dateien erfolgt mit dem Programm *MakeDepoEnergy*, daß nicht auf dem *BABAR-Framework* basiert, die Extraktion der deponierten gebinteten MC-Energien (Abschnitt 5.2).

A.3 Speicherung der Daten in objektorientierten Datenbanken

Als eines der ersten Experimente der Teilchenphysik entschied sich die *BABAR*-Kollaboration zur Anwendung objektorientierter Programmierung und dem Einsatz einer objektorientierten Datenbank. Der Aufbau der Teile der Datenbank, die bei der Bhabha-Kalibration zum Einsatz kommen, sollen in diesem Abschnitt beschrieben werden.

A.3.1 Die *Online*-Datenbanken

Zur temporären Speicherung von Daten wurde das Konzept der *Online*-Datenbanken entwickelt. Besonders für Kalibrationen und *Alignment* (Ausrichtung der Detektorkomponenten) ist es nötig, Daten über den Zeitraum eines einzelnen *Runs* (≤ 3 Stunden) hinaus zu sammeln.

Im OPR läuft auf den Computern der Farm je ein *Framework*-Job, der jeweils nur einen Teil der Ereignisse eines *Runs* prozessiert. Die Speicherung der akkumulierten Kalibrationsdaten erfolgt deshalb zunächst für jeden einzelnen *Framework*-Job in der *spatial*

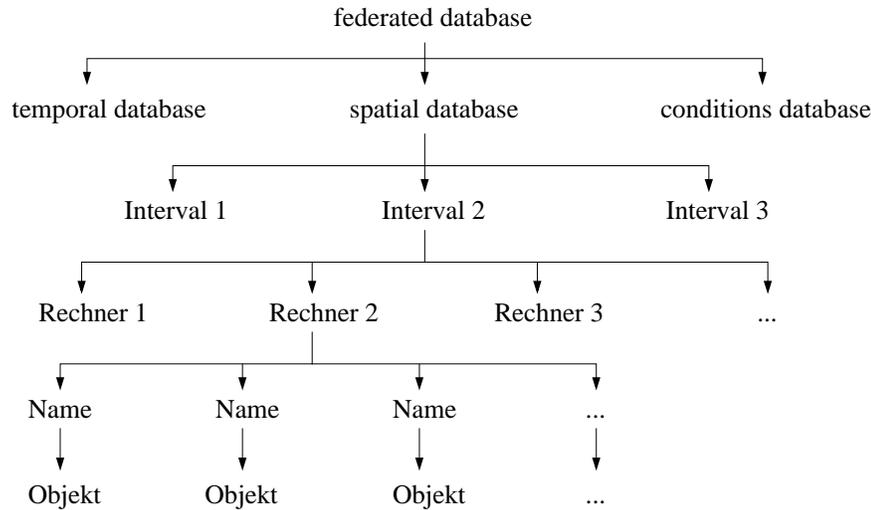
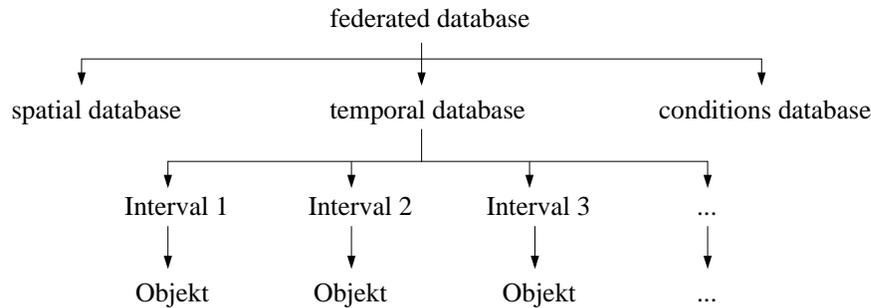


Abbildung A.1: Der Aufbau der *spatial database*

database. Die Daten werden in einer Baumstruktur abgelegt (Abbildung A.1). Die oberste Ebene repräsentiert den *Run*, aus dem die Daten stammen. Der Verzeichnisname wird aus Anfangs- und Endzeit des *Runs* hergeleitet. In Unterverzeichnissen, die den Computern zugeordnet werden, sind die Objekte der verschiedenen Kalibrationen unter ihrem Namen sortiert. Für die Bhabha-Kalibration werden zwei Verzeichnisse angelegt. Das Erste enthält die Matrix und den Vektor als Liste von *EmcBhaMatChan*-Objekten. Das zweite Objekt ist eine Zahl - die Anzahl der zur Kalibration selektierten *Cluster* dieses *Runs* (*NonRadBhabhaCluster*). Es dient als Entscheidungskriterium für eine Kalibration.

Wenn der *logging manager* das Signal *storeAccums* sendet, speichern alle *Framework*-Prozesse die Kalibrationsdaten in der *spatial database*. Beim Aufruf der *finalize*-Methoden führt ein spezielles Modul (*OprBuildEnv*) die einzelnen *spatial databases* zusammen. Es geht in einer Schleife über alle Objekte einer Kalibrationsart (Name) des augenblicklichen *Runs* (Intervall) und führt diese zusammen, was bei der Bhabha-Kalibration eine Addition der Matrizen, Vektoren und der Anzahl der selektierten *Cluster* bedeutet. Nach erfolgreichem Addieren werden die zusammengefassten Daten in die *temporal database* geschrieben und die *spatial database* gelöscht.

In der *temporal database* werden die Daten nur noch über ein Gültigkeitsintervall bestehend aus Anfangs- und Endzeit des *Runs* identifiziert (Abbildung A.2). Die Gültigkeitsintervalle sind von den Kalibrationsdaten getrennt untergebracht. Sie enthalten Zeiger auf das jeweils korrespondierende Kalibrationsobjekt. Dadurch kann die Intervalldatenbank klein gehalten werden und ein schnelleres Iterieren ist möglich. In der *finalize*-Methode der Matrix-Inversion (*EmcChiCalib*) wird in einer Schleife über alle bestehenden Intervalle der *temporal database*, ausgehend vom zuletzt geschriebenen Objekt, iteriert und die Matrizen, Vektoren und die Anzahl der selektierten *Cluster* pro *Run* aufsummiert. Wurden genügend *Cluster* gefunden, wird die Matrix invertiert.

Abbildung A.2: Der Aufbau der *temporal database*

A.3.2 Die *Conditions*-Datenbank

Die *conditions database* dient zur Speicherung der Zusatzinformationen des BABAR-Detektors, wie Kalibrationen und anderen zeitabhängigen Größen. Von hier werden sie während der Rekonstruktion gelesen und angewandt.

Der Zugriff auf die Daten erfolgt über zwei Schlüssel: ein Zeitintervall und eine Revisionsnummer. Das Zeitintervall definiert die Gültigkeit der Daten mit Anfangs- und Endzeit. Die Auflösung beträgt eine Sekunde. Für gleiche Gültigkeitsintervalle gibt es die Möglichkeit mehrere Versionen der Daten vorzuhalten. Sie werden durch die Revisionsnummer identifiziert. Die eigentlichen Datenobjekte sind von den Gültigkeitsintervallen getrennt. Für eine schnelle Iteration besitzt jede Gültigkeitsintervall Zeiger auf das folgende und vorhergehende Intervall.

Innerhalb der *conditions database* besitzt jede Detektorkomponente eine eigenen Namensraum, in dem die verschiedenen Arten der Kalibrationen (genannt "Typ") nach ihrem Namen sortiert sind (Abbildung A.3). Er definiert auch die Zugriffsrechte auf die Zustandsdaten, indem der Namensraum mit einer Gruppe von Nutzern verbunden ist, die Rechte zur Modifikation der Daten besitzen.

Der Aufbau der Datenobjekte für Kalibrationen in der *conditions database* basiert auf dem BABAR-Kalibrations-System (*BABAR calibration system*), einer Sammlung von Klassen zur Implementation, Speicherung und Monitorierung von Kalibrationen. Für jede Kalibration wird ein Kalibrationstyp (Basisklasse *CalType*) angelegt, z.B. *Emc-BhabhaType* für die Bhabha-Kalibration, der eine Reihe von Aufgaben zu erfüllen hat:

- Er gibt der Kalibrationsart einen eindeutigen Namen.
- Er kennt die einzelnen Kanäle und deren Interpretation.
- Er definiert die Interpretation der Zustandsbits eines Kanals.
- Er definiert Algorithmen zur Validierung der neuen Kalibrationsdaten.
- Er speichert die neuen Daten.

Die Definition und Interpretation der einzelnen Kanäle eines Systems wird in einem Objekt vom Typ *CalSysDfn* implementiert, das von verschiedenen Kalibrationstypen gemeinsam genutzt werden kann. Für das Kalorimeter wird in *EmcSysDfn* die Struktur der Kanäle (=Kristalle) über die elektronische Ausleseketten festgelegt (siehe Abschnitt 3.2.3):

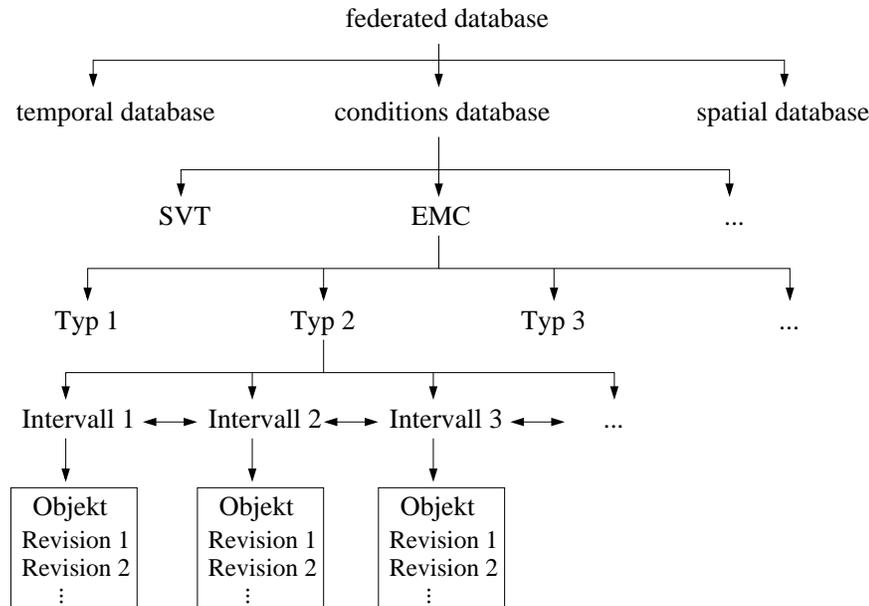


Abbildung A.3: Der Aufbau der *conditions database*

Kristall → Faser → ROM → *crate*

Der Zylinder (Endkappe) besitzt 8 (2) *crates* mit je 10 ROM, die jeweils 3 (2) Fasern mit je 24 Kanälen auslesen. Von den 24 Kanälen pro Faser in der Endkappe werden nur 20 bzw. 21 benutzt, da ein Modul nur 41 Kristalle enthält.

Vor der Speicherung in der *conditions database* werden die neuen Daten validiert (siehe Abschnitt 6). Erfüllt der Kanal diese Bedingungen, so wird dies mit einem Bit pro Kanal gekennzeichnet. Ansonsten wird eine Warnung ausgegeben und der alte Wert gespeichert. Ein Kanal wird bei den Bhabha-Kalibrationsdaten durch ein Objekt der Klasse *CalMS-NChan* repräsentiert. Es beinhaltet folgende Daten:

- eine Identifikationsnummer, die den Kanal eindeutig identifiziert
- die Kalibrationskonstante
- die Anzahl der direkten Treffer pro Kristall die zur Ermittlung der Konstanten verwendet wurden
- einen Fehler
- einen Anzahl von Bits zur Charakterisierung des Zustandes des Kanals, wie Fit-Status, Fit-Qualität, ob die Validierung erfolgreich war und anderes

Die Kanäle eines *crates* werden in einer sogenannten *CalBank* zusammengefaßt und als ein Objekt in der *conditions database* gespeichert. Die Definitionen der Klassen zur Speicherung der Kalorimeterdaten in der *conditions database* befinden sich im Programmpaket *EmcCond*.

Quellenverzeichnis

- [1] C. S. Wu et al. : Phys. Rev. 105, 1413 (1957)
- [2] J. H. Christenson et al. : Phys. Rev. Lett. 13, 128 (1964)
- [3] Particle Data Group: Review of Particle Physics, The European Physics Journal, C15 (2000)
- [4] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 13, 138 (1964)
- [5] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)
- [6] L. L. Chau et al. : Phys. Rev. Lett. 53, 1802 (1984)
- [7] L. Wolfenstein: Nuclear Physics B246,45 (1984)
- [8] B. Aubert et al. [*BABAR* collaboration]: Measurement of CP-violating asymmetries in B_0 decays to CP eigenstates, Phys. Rev. Lett. 86, 2515 (2001)
- [9] An Asymmetric B Factory Based on PEP, The Conceptual Design Report for PEP, LBNL Pub 5303, SLAC-372 (1991).
- [10] Objectivity database systems, 301B East Evelyn Avenue, Mountain View, California 94041 USA, <http://www.objectivity.com>
- [11] R. Brun, F. Rademakers, S Panacek: ROOT, an object oriented data analysis framework, CERN-2000-013, September 2000
- [12] *BABAR*-Kollaboration, *BABAR* Technical Design Report, März 1995
- [13] S. Menke, persönliche Mitteilung, Juni 2001
- [14] G. Dahlinger: Aufbau und Test eines Kalorimeter-Prototyps aus CsI(Tl) zur Energie- und Ortsmessung hochenergetischer Photonen, Dissertation, TUD-IKTP/98-02, (1998).
- [15] D. Freytag: *BABAR* EMC Preamplifier measurements, September 1997
- [16] F. Gaede, D. Hitlin, M. Weaver, The Radioactive Source Calibration of the *BABAR* Electromagnetic Calorimeter, *BABAR* Note 531 (2001)
- [17] S. Menke: Calibration of the *BABAR* electromagnetic calorimeter with π^0 's, *BABAR* Note 528 (2000)

-
- [18] E. Maly: Diplomarbeit, Rekonstruktion neutraler Pi-Mesonen mit dem *BABAR*-Kalorimeter, TUD-IKTP/99-06, Dezember 1999
 - [19] J. Bauer: Kinematic fit for the EMC radiative Bhabha calibration, *BABAR* Note 521 (2000)
 - [20] M. Kocian: Dissertation, Das Lichtpulsersystem des elektromagnetischen CsI(Tl)-Kalorimeters des *BABAR*-Detektors, TUD-IKTP/00-03, November 2000
 - [21] Y. Kubota et al., Nucl. Instr. Methods A320, 66 (1992)
 - [22] M. Seager, "A SLAP for the Masses", Lawrence Livermore National Laboratory Technical Report, UCRL-100267, December 1988
 - [23] A. Greenbaum, "Routines for Solving Large Sparse Linear Systems", Lawrence Livermore National Laboratory, January 1986 Tentacle, Seiten 15-21
 - [24] H.J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. 154A, 195 (1935)
 - [25] F.A. Berends, R. Kleiss, Distributions in the process $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ Nuclear Physics B228, 537 (1983)
 - [26] S. Jadach, W. Placzek, B.F.L. Ward, Bhwide 1.00 $\mathcal{O}(\alpha$ YFS Exponentiated Monte Carlo for Bhabha Scattering at wide angles for LEP1/SLC and LEP2, UTHEP-95-1001, Oktober 1995
 - [27] D.R. Yennie, S. Frautschi, H. Suura Ann. Phys. (NY) 13, 379 (1961)
 - [28] W. Placzek, S. Jadach, M. Melles, B.F.L. Ward, S.A. Yost, Precision calculation of Bhabha scattering at LEP, CERN-TH/99-07, Januar 1999
 - [29] S. Jadach et al., Higher-order radiative corrections to Bhabha scattering at low angles: YFS Monte Carlo approach, CERN-TH.7452/94, 1994
 - [30] GEANT Detector Description and Simulation Tools, Version 3.21, CERN Program Library W5103, CERN 1994
 - [31] *BABAR*-collaboration: The *BABAR* detector, SLAC-PUB-8569, 2001
 - [32] H. Marsiske, Current EMC Performance and Future Improvements/Upgrades, *BABAR* Technical Review, SLAC, Oktober 2000
 - [33] P. F. Harrison, H. R. Quinn (Editors), The *BABAR* Physics Book, SLAC Report 504, S. 134, Oktober 1998
 - [34] M. Kocian, Status of the Emc calibration, Vortrag auf dem *BABAR*-Kollaborationstreffen, 23.April 2001
 - [35] M. Weaver, *BABAR* Calorimeter Source Calibration System - Gain History Overview, Webseite, September 2000
 - [36] R. Seitz, Describing Energy Deposit in CsI Crystals, *BABAR*-Note 294, 1996
 - [37] E. Maly, persönliche Mitteilung, Juni 2001
 - [38] Th. Brandt, persönliche Mitteilung, Juni 2001

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen herzlich Dank sagen, die mich in der Zeit der Promotion unterstützt haben.

Bei allen Mitarbeitern des IKTP und des SLAC möchte ich mich zuerst einmal für die angenehme Atmosphäre in Dresden und Stanford bedanken.

Herrn Prof. Dr. Spaan sei gedankt für die Vergabe der Aufgabenstellung, für die vielen Ratschläge und die Möglichkeit, doch immer mal einen Termin bei ihm zu bekommen. Natürlich möchte ich auch danken für das geduldige Immer-Wieder-Ausfüllen der Förderanträge, für die Möglichkeit des Genießens der kalifornischen Sonne und für die vielen Diskussionen über Homo sapiens sapiens, Wasserpegel im Keller und andere Themen.

Herrn Prof. Dr. Schubert danke ich für die Begutachtung meiner Doktorarbeit und seinen Einsatz für die Bhabha-Kalibration in der Kalorimetergruppe.

Dr. Helmut Marsiske danke ich für die vielen fruchtbaren Diskussionen und für die Unterstützung und Betreuung während meiner Aufenthalte am SLAC. Gedankt sei ihm auch für die Begutachtung der geschriebenen Arbeit.

Dr. Jens Brose danke ich für das geduldige detaillierte Durchlesen meiner schriftlichen Ergüsse an den so wertvollen Abenden eines Wochenendes.

Unserem LSM, manchmal auch genannt Dr. Rainer Schwierz, danke ich herzlich für die viele Unterstützung bei Fragen und Problemen mit unserer Rechentechnik, für seine unendliche Geduld und daß er es mit mir in einem Zimmer ausgehalten hat.

Und dann wären da noch die vielen gekommenen und gegangenen Mit-Doktoranden der letzten Jahre.

Dr. Joachim Graf, genannt Johannes oder das Brüderchen, für den vielen Spaß, die Kinobesuche unmöglicher Filme, das Abkämpfen beim Badminton und Diabolo und das Durchquälen durch diese Arbeit.

Rolf Dubitzky danke ich für alle nicht- und physikalischen Diskussionen und Gespräche, sowie die vielen Hilfen im Umgang mit Tux und seinem Anhang.

Unserem C++ und Linux-Guru Martin Dickopp danke ich für alle Hilfe und Tips (Das ist alte Rechtschreibung!) sowie die guten Kuchen.

Armin Hauke wünsche ich viel Glück mit dem Chaos, das ich ihm hinterlasse. ;-)

Dennis Altenberg, Thorsten Brandt, Tilman Colberg, Martin Kocian, Enrico Maly, Stephan Otto, Leif Wilden, Roland Waldi (kein Doktorand mehr :-)) danke ich für alle Hilfe bei physikalischen und sonstigen Problemen sowie für die vielen schönen Kaffeerunden.

Am SLAC danke ich Ursl alias Urs Langenegger (obwohl er mich doch an keinem Felsen hochgebracht hat, dabei wollte ich immer mal den El Capitan rauf) und Sven Menke für alle Diskussionen und Unterstützung.

Meiner kleinen Knuddel Marie möchte ich danken für das wunderschöne Lachen auf meinem Schreibtisch, daß sie mich immer um 6 geweckt hat und soviel Schwung in mein Leben gebracht hat.

Kathrin danke ich für die Geduld mit mir und mit meiner Arbeit, daß sie meine viele Abwesenheit ausgehalten hat und für die Liebe.

Meinen Eltern, meiner Oma, meiner Schwester samt Familie und allen Freundinnen und Freunden danke ich für die nichtphysikalische Unterstützung und Erbauung während dieser Zeit.

Dem BMBF danke ich für die finanzielle Förderung meiner Arbeit.

Versicherung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Diese Dissertation wurde am Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden unter der wissenschaftlichen Betreuung von Prof. Dr. B. Spaan angefertigt.

Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der TU Dresden vom 20. März 2000 an.

Dresden, den 15.06.2001

Ralph Müller-Pfefferkorn