

Ruhr-Universität Bochum
Institut für Experimentalphysik I



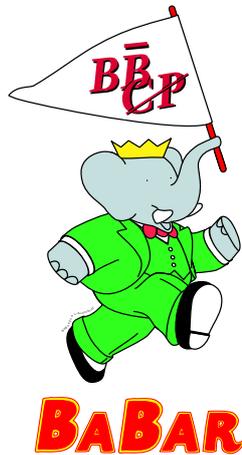
**Entwicklung und Aufbau
eines Lichtpulsersystems
für das Kalorimeter des
BABAR-Detektors**

Dissertation zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
am Institut für Experimentalphysik
der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von
Bernd Lewandowski
aus Bochum

Bochum, im Juli 2000

Ruhr-Universität Bochum
Institut für Experimentalphysik I



**Entwicklung und Aufbau
eines Lichtpulsersystems
für das Kalorimeter des
BABAR-Detektors**

Dissertation zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
am Institut für Experimentalphysik
der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von
Bernd Lewandowski
aus Bochum

Bochum, im Juli 2000

Zusammenfassung

Das BABAR-Experiment zur Untersuchung der \mathcal{CP} -Verletzung im System der neutralen B -Mesonen hat im Mai 1999 den regulären Betrieb aufgenommen. Für das aus 6580 CsI(Tl)-Kristallen bestehende Kalorimeter des Detektors wurde in Kollaboration mit Gruppen der Universitäten Dresden und Edinburgh ein Lichtpulsersystem zur Monitorierung der vollständigen Ausleseketten entwickelt und realisiert. Die Lichtblitze einer Xenon-Blitzlampe, deren zeitlicher Verlauf dem der Szintillationen in CsI(Tl) entspricht, werden in die Kristalle eingekoppelt. Zur Anpassung des spektralen Bereichs des Lichts an den des Szintillationslichtes wurden geeignete UV- und IR-Filtern integriert. Der Transport des Lichtes von der Blitzlampe zu den Kristallen erfolgt über ein abgestuftes System optischer Fasern, in deren erste Stufe das Licht zur Gewährleistung einer homogenen Intensitätsverteilung mittels eines Plexiglas-Lichtmischers eingekoppelt wird. Zur Überwachung der Linearität der Ausleseketten ermöglicht eine Kombination aus zwei Filterrädern, die jeweils mit fünf Neutralglasfilter unterschiedlicher Transmissivität bestückt sind, die Variation der in die Kristalle eingekoppelten Lichtmenge in 25 Schritten. Die Verwendung eines Referenzsystems zur Korrektur von Intensitätsschwankungen ermöglicht die präzise Monitorierung von Änderungen in der Ausleseketten mit Abweichungen $< 0,5\%$. Das Lichtpulsersystem hat sich sowohl in der Konstruktionsphase des Kalorimeters als auch im regulären Betrieb als zuverlässiges und effizientes Diagnosewerkzeug bewährt. Die Langzeitmonitorierung mit dem Lichtpulsersystem hat erste Anzeichen für Strahlenschäden der Kristalle, insbesondere in den Strahlrohr-nahen inneren Ringen der Endkappe, ergeben. Weiterhin wurden durch den Einsatz des Lichtpulsers Probleme aufgezeigt, deren Lösung eine maßgebliche Verbesserung der Energieauflösung zur Folge hatte. Erste Daten wurden analysiert und es wurde gezeigt, daß der BABAR-Detektor im regulären Betrieb funktioniert und alle in ihn gesetzten Erwartungen erfüllt.

[...]

Daß ich erkenne, was die Welt

Im Innersten zusammenhält,

[...]

Johann W. Goethe, **Faust I**

Geordi: »Suddenly it's like the laws of physics went right out of the window.«

Q: »And why shouldn't they? They're so inconvenient!«

Star Trek, The Next Generation — "True Q"

Wie die Symmetrie eines Körpers beschaffen ist, ist leicht zu verstehen. Wie aber mag die Symmetrie eines physikalischen Gesetzes aussehen? Natürlich kann ein physikalisches Gesetz keine Symmetrie besitzen, aber wir Physiker ergötzen uns nun einmal daran, ganz gewöhnlichen Wörtern eine andere Bedeutung unterzulegen.

Richard P. Feynman, **Vom Wesen physikalischer Gesetze**

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 <i>B</i>-Physik	3
1.1 \mathcal{CP} -Verletzung	3
1.2 CKM-Matrix und Standardmodell	6
1.3 Wolfenstein-Parametrisierung	7
1.4 Unitaritätsdreieck	8
1.5 \mathcal{CP} -Verletzung im System der <i>B</i> -Mesonen	10
1.5.1 Das System der <i>B</i> -Mesonen	10
1.5.2 $B^0\overline{B}^0$ -Mischung	11
1.5.3 \mathcal{CP} -Verletzung	14
1.6 Physik mit <i>B</i> -Mesonen bei BABAR	18
1.6.1 \mathcal{CP} -Physik	18
1.6.2 Spektroskopische Fragestellungen	23
2 PEP-II und BABAR	25
2.1 Der Speicherring PEP-II	25
2.2 Der BABAR-Detektor	27
2.2.1 Der Vertex-Detektor (SVT)	28
2.2.2 Die Driftkammer (DCH)	28
2.2.3 Der Cherenkov-Detektor (DIRC)	30
2.2.4 Das Kalorimeter (EMC)	31
2.2.5 Das Instrumentierte Eisenjoch (IFR) mit der supraleitenden Spule	32
3 Aufbau und Kalibration des Kalorimeters	35
3.1 Aufbau des Kalorimeters	35
3.1.1 Physikalische Anforderungen	35
3.1.2 CsI(Tl)-Kristalle	36
3.1.3 Mechanischer Aufbau	39
3.2 Elektronik	42
3.2.1 Vorverstärker	42
3.2.2 Mini-Crates	43
3.2.3 ADC-Boards	43
3.2.4 IO-Boards	44
3.2.5 Auslese-Module	45

3.3	Kalibration	46
3.3.1	Bhabha-Streuung	47
3.3.2	π^0 -Kalibration	47
3.3.3	Die Elektronik-Kalibration	48
3.3.4	Die Quellen-Kalibration	49
3.3.5	Das Lichtpulsersystem	50
4	Entwicklung und Implementierung des Lichtpulsersystems für das Kalorimeter	51
4.1	Motivation	51
4.2	Struktur	52
4.3	Der Prototyp	53
4.3.1	Die Lichtquelle	53
4.3.2	Durchstimmbarkeit der Lichtmenge	57
4.3.3	Die Lichtaufbereitung	58
4.3.4	Weitere Testmessungen	60
4.4	Integration des Lichtpulsers in das Kalorimeter	64
4.4.1	Lichtpulserboxen	65
4.4.2	Referenzsystem	66
4.4.3	Lichtverteilung	67
4.5	Einbau und Testmessungen	72
4.5.1	Modulfaserbündel	72
4.5.2	Modul-Test	73
4.5.3	Sekundäre Fasern (intern)	74
4.5.4	Test der Kalorimeter-Elektronik	75
4.5.5	Lichtpulser-Boxen	75
4.5.6	Sekundäre Fasern (extern)	76
4.5.7	Lichtpulserracks	76
5	Betrieb des Lichtpulsersystems	79
5.1	Die Steuerung (Slow Control)	79
5.1.1	Aufbau der Elektronik	80
5.1.2	Filterräder	80
5.1.3	Triggerboard	81
5.2	Die Datennahme	83
5.2.1	Ablauf der Datennahme	83
5.2.2	Datennahmemodi	83
5.3	Auswertung der Lichtpulserdaten	87
5.4	Stabilitätskontrolle und Monitorierung von Strahlenschäden	88
5.4.1	Feature-Extraction	89
5.4.2	Stabilität des Lichtpulsersystems	92
5.4.3	Stabilität des Referenzsystems	94
5.4.4	Strahlenschäden	95
5.5	Linearitäts-Tests der Kalorimeter-Elektronik	96
5.5.1	Variation der Hochspannung	97
5.5.2	Kontrolle der Elektronik-Kalibration	99

5.6	Ausblick	101
6	Auswertung erster Daten	103
6.1	Erste Daten	103
6.2	Erste Ergebnisse	104
6.2.1	Motivation	104
6.2.2	Kaonen-Selektion	105
6.2.3	D_s^\pm -Rekonstruktion	106
6.2.4	$D_s^{*\pm}$ -Rekonstruktion	108
7	Zusammenfassung	111
	Abbildungsverzeichnis	115
	Tabellenverzeichnis	117
	Literaturverzeichnis	119

Einleitung

Symmetrien spielen in unserem Leben eine wichtige Rolle. Bereits als Kind lernen wir die Unterscheidung von geometrischen Formen anhand von Beispielen, die eine ausgeprägte Symmetrie aufweisen, wie z.B. Kreise, Quadrate und Dreiecke. Diese Formen sind aufgrund ihrer Symmetrie leicht wiederzuerkennen, da sie nach einer Drehung um einen bestimmten Winkel nicht von der Ausgangsform zu unterscheiden sind.

Symmetrien in Naturgesetzen haben seit jeher eine wichtige Rolle bei der Entwicklung physikalischer Theorien gespielt. So besagt das Noether'sche Theorem, daß jede Symmetrie in einer Wechselwirkung einen Erhaltungssatz für eine physikalische Observable beinhaltet. Die Rechts-Links-Symmetrie ist dem Menschen wohl am vertrautesten, da er selbst symmetrisch aufgebaut ist, d.h. ein Mensch ist im grundsätzlichen äußeren Aufbau nicht von seinem Spiegelbild zu unterscheiden. Auf die Physik übertragen erhält man als Gegenstück dieser Symmetrie die Parität \mathcal{P} , welche eine Raumspiegelung beschreibt. Der aus der Geometrie stammende Begriff der Symmetrie ist aber in der Physik eher als Invarianz zu verstehen, d.h. eine Wechselwirkung verhält sich invariant gegenüber einer Transformation. Somit lassen sich Symmetrien in Transformationen finden, die keinen Bezug zur Geometrie haben wie beispielsweise die \mathcal{C} -Parität, welche die Transformation eines Teilchens in sein Antiteilchen beschreibt.

Da in allen Experimenten beobachtet wurde, daß Wellenfunktionen bei der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung invariant gegenüber einer Raumspiegelung sind, wurde angenommen, daß die \mathcal{P} -Parität grundsätzlich erhalten ist. Eine Gruppe um Madame Wu beobachtete 1957, daß bei dem β^- -Zerfall von ^{60}Co -Kernen mit parallel ausgerichteten Kernspins weniger Elektronen parallel zu dieser Ausrichtung als antiparallel dazu emittiert werden. Dieses Ergebnis zeigte eine eindeutige Verletzung der \mathcal{P} -Parität in der für den β -Zerfall verantwortlichen schwachen Wechselwirkung.

Die ausschließlich schwach wechselwirkenden Neutrinos weisen sogar eine maximale Verletzung sowohl der \mathcal{P} - als auch der \mathcal{C} -Parität in der schwachen Wechselwirkung auf. Die Anwendung der \mathcal{P} -Transformation verursacht eine Transformation von Neutrinos mit negativer Helizität in Neutrinos mit positiver Helizität, welche in der Natur nicht beobachtet werden. Die Anwendung der \mathcal{C} -Transformation überführt ein Neutrino mit negativer Helizität in ein Antineutrino mit negativer Helizität, welches ebenfalls nicht beobachtet wird.

Die Lösung dieses Problems ergab sich aus der Kombination dieser beiden Transformationen zur \mathcal{CP} -Transformation, welche ein linkshändiges Neutrino in ein rechtshändiges Antineutrino umwandelt, welches zu beobachtet ist. Wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, ist jedoch in seltenen Fällen auch die kombinierte \mathcal{CP} -Parität in der schwachen Wechselwirkung verletzt. Stark vereinfacht ausgedrückt bedeutet diese Symmetrie-Verletzung eine unterschiedlich starke Kopplung der Mittlerteilchen der schwachen Wechselwirkung an Teilchen und deren Antiteilchen.

Diese Asymmetrie hat jedoch nicht nur Auswirkungen im Mikrokosmos der Elementarteilchen. Nach gegenwärtigen Theorien entstand unser Universum durch den Urknall, bei dem zu gleichen Anteilen Teilchen und Antiteilchen entstanden. Nach dem aktuellen Kenntnisstand besteht unser Universum jedoch überwiegend aus Materie. Dies bedeutet, daß im Laufe seiner Entwicklung ein Mechanismus, eventuell auch mehrere, diese Asymmetrie herbeigeführt haben muß. Die CP -Verletzung wird in aktuellen Erklärungsansätzen als ein solcher Mechanismus betrachtet, der einen Beitrag für das Überwiegen der Materie geleistet hat. Somit ist die Suche nach ihrem Ursprung nicht allein für Teilchenphysiker interessant.

Die Überprüfung der Theorien zur Erklärung der CP -Verletzung erfordert eine exakte Untersuchung seltener Reaktionen. Die Rekonstruktion der CP -verletzenden Zerfälle ist nur bei einem hochpräzisen Nachweis der Zerfallsprodukte möglich. Für das BABAR-Experiment wurde zu diesem Zweck ein komplexes Detektorsystem konstruiert, dessen einzelne Komponenten einer kontinuierlichen Monitorierung und Kalibrierung bedürfen, um die notwendige Präzision für die Messungen zu gewährleisten. Eine zentrale Komponente dieses Detektorsystems ist das elektromagnetische Kalorimeter, für das im Rahmen dieser Arbeit ein Lichtpulsersystem zum Zwecke der Monitorierung und Kalibrierung entwickelt und realisiert wurde.

Kapitel 1

B-Physik

1.1 \mathcal{CP} -Verletzung

Die Verletzung der \mathcal{CP} -Erhaltung wurde erstmals 1964 beim Zerfall der neutralen K -Mesonen nachgewiesen. Zu diesem Zeitpunkt war bereits bekannt, daß ein Zerfall dieser Mesonen (K^0 mit dem Quarkinhalt $d\bar{s}$ und das zugehörige Antiteilchen \bar{K}^0 mit dem Quarkinhalt $\bar{d}s$) sowohl in zwei als auch in drei Pionen möglich ist, was eine Verletzung der Parität \mathcal{P} darstellt. Das bedeutet ebenfalls, daß K^0 und \bar{K}^0 über virtuelle Zwischenzustände aus zwei oder drei Pionen ineinander übergehen können. Dieser Vorgang wird als Teilchen-Antiteilchen-Oszillation bezeichnet und geschieht über Effekte zweiter Ordnung in der schwachen Wechselwirkung¹. Die neutralen Kaonen K^0 und \bar{K}^0 sind keine Masseneigenzustände. Die zwei- bzw. drei-pionischen Zustände stellen \mathcal{CP} -Eigenzustände mit den Eigenwerten

$$\mathcal{CP}|\pi\pi\rangle = +|\pi\pi\rangle \quad (1.1)$$

$$\mathcal{CP}|\pi\pi\pi\rangle = -|\pi\pi\pi\rangle \quad (1.2)$$

dar. Im Experiment wird immer eine Mischung aus K^0 und \bar{K}^0 beobachtet. Unter der Annahme, daß \mathcal{CPT} erhalten sei, was im folgenden immer vorausgesetzt sei, werden die \mathcal{CP} -erhaltenden Kaonen-Mischzustände folgendermaßen definiert:

$$|K_1\rangle := \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.3)$$

$$|K_2\rangle := \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle). \quad (1.4)$$

Die Eigenwerte zu diesen \mathcal{CP} -Eigenzuständen sind

$$\mathcal{CP}|K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad (1.5)$$

$$\mathcal{CP}|K_2\rangle = -|K_2\rangle. \quad (1.6)$$

Die \mathcal{CP} -erhaltenden Zerfälle dieser Mischzuständen sind somit:

$$K_1 \rightarrow \pi\pi \quad \text{und} \quad K_2 \rightarrow \pi\pi\pi. \quad (1.7)$$

¹Bei dem Übergang $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ ändert sich die Strangeness-Quantenzahl um zwei ($|\Delta S| = 2$), was in Effekten erster Ordnung nicht möglich ist.

Tatsächlich werden im Experiment zwei unterschiedliche Masseneigenzustände der Kaonen beobachtet, von denen der eine $|K_S\rangle$ in zwei Pionen und der andere $|K_L\rangle$ in drei Pionen zerfällt. Die Indizes (*short* und *long*) beziehen sich auf die unterschiedlich langen Lebendauern dieser Zustände [PD 98]:

$$\begin{aligned}\Gamma_L^{-1} &= \tau_L = 5,17 \cdot 10^{-8} \text{ s} \\ \Gamma_S^{-1} &= \tau_S = 0,8934 \cdot 10^{-10} \text{ s},\end{aligned}$$

wobei sich für den drei-pionischen Endzustand wegen des kleineren Phasenraums eine längere Lebensdauer als für den zwei-pionischen Zerfall ergibt. Die Massen dieser zwei Zustände unterscheiden sich jedoch nur sehr gering [PD 98]:

$$\Delta m_K = m_{K_L} - m_{K_S} = 3,489 \cdot 10^{-12} \text{ MeV}/c^2.$$

Bei Erhaltung der \mathcal{CP} -Symmetrie müßte der Zustand $|K_S\rangle$ mit dem \mathcal{CP} -Eigenzustand $|K_1\rangle$ und entsprechend $|K_L\rangle$ mit $|K_2\rangle$ identifiziert werden. Christensen et al. untersuchten jedoch 1964 den Zerfall der langlebigen Zustände $|K_L\rangle$ nach einer Flugstrecke, nach der bereits alle kurzlebigen Zustände $|K_S\rangle$ zerfallen sein sollten. Detektiert wurden jedoch nicht wie erwartet ausschließlich drei-pionische, sondern auch zwei-pionische Zerfälle, woraus sich schließen läßt, daß die Identifizierung der Masseneigenzustände mit den \mathcal{CP} -Eigenzuständen nicht korrekt ist.

Die Mischung von $|K^0\rangle$ und $|\overline{K}^0\rangle$ muß nun allgemeiner formuliert werden:

$$|K_S\rangle = p|K^0\rangle + q|\overline{K}^0\rangle \quad (1.8)$$

$$|K_L\rangle = p|K^0\rangle - q|\overline{K}^0\rangle. \quad (1.9)$$

Die komplexen Koeffizienten p und q unterliegen hier der Normierungsbedingung

$$|p|^2 + |q|^2 = 1. \quad (1.10)$$

Mit der Definition von $|K_1\rangle$ und $|K_2\rangle$ (siehe Gl. 1.3,1.4) läßt sich diese Mischung anschaulicher als kleine Beimischung von $|K_1\rangle$ zu $|K_L\rangle$ und von $|K_2\rangle$ zu $|K_S\rangle$ durch den komplexen Parameter ϵ beschreiben:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}} (|K_1\rangle + \epsilon|K_2\rangle) \quad (1.11)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}} (|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle), \quad (1.12)$$

der durch folgende Identität definiert wird:

$$\frac{p}{q} = \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon}. \quad (1.13)$$

Der Vorgang, bei dem ein K_L über die Beimischung von K_1 in einen zwei-pionischen bzw. ein K_S über die K_2 -Beimischung in einen drei-pionischen Endzustand zerfällt, wird als *indirekte* \mathcal{CP} -Verletzung bezeichnet. In der Messung bedeutet diese asymmetrische Mischung, daß sich die

Wahrscheinlichkeiten für die Zerfälle von K^0 und \overline{K}^0 in beispielsweise zwei Pionen unterscheiden:

$$W(K^0) \rightarrow \pi^+\pi^- \neq W(\overline{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-. \quad (1.14)$$

Abbildung 1.1 zeigt die vom *CPLEAR*-Experiment am *CERN* gemessenen Zerfallsraten für diese Prozesse.

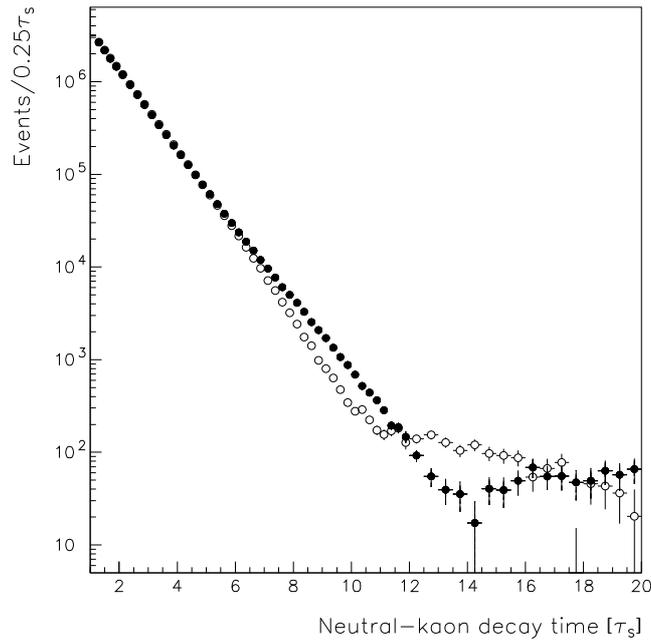


Abbildung 1.1: **Zerfallsraten für neutrale Kaonen in zwei Pionen [CP 99]**: Die Unterschiede der Zerfallsraten für K^0 (offene Kreise) und \overline{K}^0 (gefüllte Kreise) in Abhängigkeit von der Zeit sind ein Nachweis für die indirekte \mathcal{CP} -Verletzung.

Eine \mathcal{CP} -Verletzung kann jedoch nicht nur durch die Asymmetrie in der Mischung bedingt sein, sondern kann auch durch einen direkten Zerfall, beispielsweise eines K_2 -Mesons in einen zwei-pionischen Endzustand, erfolgen. Bei der *direkten* \mathcal{CP} -Verletzung sind die Zerfallsamplituden in Endzustände mit unterschiedlichem Isospin zu untersuchen:

$$A(K^0) \rightarrow \pi\pi(I) = A_I e^{i\delta_I}, \quad A(\overline{K}^0) \rightarrow \pi\pi(I) = A_I^* e^{i\delta_I}. \quad (1.15)$$

Der Index I kennzeichnet den Isospin des Endzustandes, während die Phase δ_I durch Endzustandswechselwirkungen zustande kommt. Zur Untersuchung dieser *direkten* \mathcal{CP} -Verletzung werden die Verhältnisse der Zerfallsamplituden für neutrale und geladene Pionen im Endzustand getrennt betrachtet. Für zwei-pionische Endzustände sind diese Verhältnisse wie folgt definiert:

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \quad (1.16)$$

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)}. \quad (1.17)$$

Die \mathcal{CP} -Verletzung wird damit allgemein durch die zwei Parameter ϵ und ϵ' beschrieben:

$$\eta_{+-} = \epsilon + \epsilon', \quad \eta_{00} = \epsilon - 2\epsilon'. \quad (1.18)$$

Der Parameter ϵ beschreibt den Anteil der *indirekten* \mathcal{CP} -Verletzung, während ϵ' die *direkte* quantifiziert. Sollte eine *direkte* \mathcal{CP} -Verletzung existieren, unterscheiden sich die Amplitudenverhältnisse für neutrale zwei-pionische Endzustände von denen für zwei geladene Pionen. Der Zusammenhang zwischen ϵ' und η_{00}, η_{+-} ist gegeben durch:

$$\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 \approx 1 - 6 \operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right). \quad (1.19)$$

In vielen Experimenten zur \mathcal{CP} -Verletzung im System der neutralen Kaonen sind die Beträge der Amplitudenverhältnisse gemessen worden [PD 98]:

$$\begin{aligned} |\eta_{00}| &= 2,275 \cdot 10^{-3} \\ |\eta_{+-}| &= 2,285 \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

In den letzten Jahren wurden mehrere Anläufe unternommen, um den Wert $\operatorname{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ zu messen. Die aufgeführten Werte stammen von den *CERN*-Experimenten *NA31*, *NA48* sowie von dem *KTeV*-Experiment am *Fermilab*:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(\epsilon'/\epsilon) &= (23,0 \pm 6,5) \cdot 10^{-4} && [\text{Ba 93}] \\ \operatorname{Re}(\epsilon'/\epsilon) &= (18,5 \pm 7,3) \cdot 10^{-4} && [\text{Ba 99}] \\ \operatorname{Re}(\epsilon'/\epsilon) &= (28,0 \pm 4,1) \cdot 10^{-4} && [\text{Al 99}] \end{aligned}$$

Es hat sich eindeutig herausgestellt, daß $\operatorname{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ von Null verschieden ist und somit *direkte* \mathcal{CP} -Verletzung im K^0/\overline{K}^0 -System existiert.

1.2 CKM-Matrix und Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik stellt zum einen eine Zusammenfassung der Eigenschaften der Elementarteilchen dar, die in Leptonen und Hadronen klassifiziert werden. Desweiteren beschreibt es den Aufbau der Hadronen aus ihren Konstituenten, den Quarks, sowie die verschiedenen Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und den zugehörigen Austauschbosonen.

Die \mathcal{CP} -Verletzung tritt nur bei der schwachen Wechselwirkung auf. Das Augenmerk gilt hierbei dem Austausch eines W -Bosons, bei dem ein Quark in ein anderes übergeht. Da es sich bei den W -Bosonen um geladene Austauscheteilchen handelt, ändert sich die Ladung des Quarks ($|\Delta Q| = 1$). Der Austausch findet vornehmlich innerhalb einer Quark-Familie statt: $u \leftrightarrow d, c \leftrightarrow s, t \leftrightarrow b$. Übergänge zwischen den Quarkfamilien sind zwar auch möglich, aber wesentlich seltener. Bei der schwachen Wechselwirkung sind die Partner beim Übergang der Quarks u, c, t nicht die Masseneigenzustände d, s, b wie bei der starken Wechselwirkung, sondern Mischzustände aus diesen Quarks: d', s', b' . Als die dritte Quark-Familie mit den schwersten Quarks *bottom* und *top* noch

nicht entdeckt war, entstand die folgende Beschreibung dieser Quark-Mischungen, bei der der einzige Parameter der Cabbibo-Winkel Θ_C ist:

$$\begin{aligned} |d'\rangle &= \cos \Theta_C |d\rangle + \sin \Theta_C |s\rangle \\ |s'\rangle &= -\sin \Theta_C |d\rangle + \cos \Theta_C |s\rangle. \end{aligned} \quad (1.20)$$

In der Matrix-Schreibweise entspricht dies folgender Transformationsmatrix:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_C & \sin \Theta_C \\ -\sin \Theta_C & \cos \Theta_C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

Die Einbeziehung der dritten Quark-Familie erweitert diese auf eine 3×3 -Matrix, die **Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrix** (CKM-Matrix):

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

Die Elemente der Hauptdiagonalen liegen nahe bei 1, während die Werte umso kleiner werden, je weiter die Elemente von der Hauptdiagonalen entfernt sind. Das bedeutet, daß Übergänge zwischen zwei Quarkfamilien unterdrückt sind, man spricht hier von der *Cabbibo*-Unterdrückung. Aus der CKM-Matrix ergeben sich die folgenden Transformationsgleichungen:

$$\begin{aligned} d' &= V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b & \bar{d}' &= V_{ud}^*\bar{d} + V_{us}^*\bar{s} + V_{ub}^*\bar{b} \\ s' &= V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b & \bar{s}' &= V_{cd}^*\bar{d} + V_{cs}^*\bar{s} + V_{cb}^*\bar{b} \\ b' &= V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b & \bar{b}' &= V_{td}^*\bar{d} + V_{ts}^*\bar{s} + V_{tb}^*\bar{b}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Wie aus diesen Gleichungen ersichtlich ist, liegt ein unterschiedliches Mischverhalten für Quarks und Antiquarks genau dann vor, wenn die Matricelemente V_{ij} nicht rein reell sind, sondern einen imaginären Anteil haben. Die dadurch bedingten Unterschiede in der Stärke, mit der die schwache Wechselwirkung an Quarks und Antiquarks koppelt, ist die Voraussetzung, daß eine \mathcal{CP} -Verletzung beobachtet werden kann.

Da die CKM-Matrix unitär ist, kann sie auch in einer parametrisierten Schreibweise dargestellt werden. Eine gebräuchliche Art ist die folgende präzise Darstellung:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

wobei $c_{ij} = \cos \Theta_{ij}$ und $s_{ij} = \sin \Theta_{ij}$ mit den Mischungswinkeln Θ_{ij} und der Phase δ sind. Der Mischungswinkel Θ_{12} ist z.B. der oben erwähnte Cabbibo-Winkel Θ_C .

1.3 Wolfenstein-Parametrisierung

Eine für die Untersuchung der \mathcal{CP} -Verletzung nützlichere Darstellung der CKM-Matrix ist die Wolfenstein-Parametrisierung [Wo 83]:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (1.25)$$

Hierbei handelt es sich um eine Entwicklung in λ , einem der vier sogenannten Wolfenstein-Parameter (λ, A, ρ, η) , welche voneinander unabhängige reelle Größen sind. Die Verbindung zu (1.24) ist durch folgende Definitionen gegeben:

$$s_{12} \equiv \lambda, \quad s_{23} \equiv A\lambda^2, \quad s_{13}e^{-i\delta} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta), \quad (1.26)$$

die somit auch die Terme höherer Ordnung in λ spezifizieren.

1.4 Unitaritätsdreieck

Eine wichtige Eigenschaft der CKM-Matrix ist die Unitarität $VV^\dagger = 1$, die verschiedene Beziehungen zwischen den Elementen der Matrix beinhaltet, z.B.:

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0, \quad (1.27)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0, \quad (1.28)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (1.29)$$

Eine solche Gleichung läßt sich auch geometrisch als geschlossenes Dreieck in der komplexen Zahlenebene darstellen. Wie bereits erwähnt, liegt eine \mathcal{CP} -Verletzung nur dann vor, wenn in den Elementen der CKM-Matrix und somit in den Gleichungen 1.27- 1.29 imaginäre Anteile enthalten sind. Sollte dies nicht der Fall sein, ergibt die Darstellung als Dreieck nur eine Strecke auf der reellen Achse der komplexen Zahlenebene, d.h. die Winkel des Dreiecks sind 0° oder 180° .

Die Elemente V_{ij} der CKM-Matrix sind bereits innerhalb gewisser Fehlergrenzen experimentell bestimmt. Die obigen Gleichungen lassen sich daher maßstabsgleich in der komplexen Zahlenebene darstellen.

Abbildung 1.2 läßt erkennen, daß die \mathcal{CP} -Verletzung für Vorgänge, welche durch die oberen zwei Gleichungen 1.27 und 1.28 bzw. Dreiecke (a,b) repräsentiert werden, klein sein muß. Das jeweilige Dreieck fällt aufgrund der extremen Kürze einer Seite fast zu einer Linie zusammen, da zwei der drei Summanden ein Matrixelemente der Hauptdiagonalen enthalten, welche nur wenig von 1 abweichen und somit deutlich größer als die anderen Matrixelemente sind.

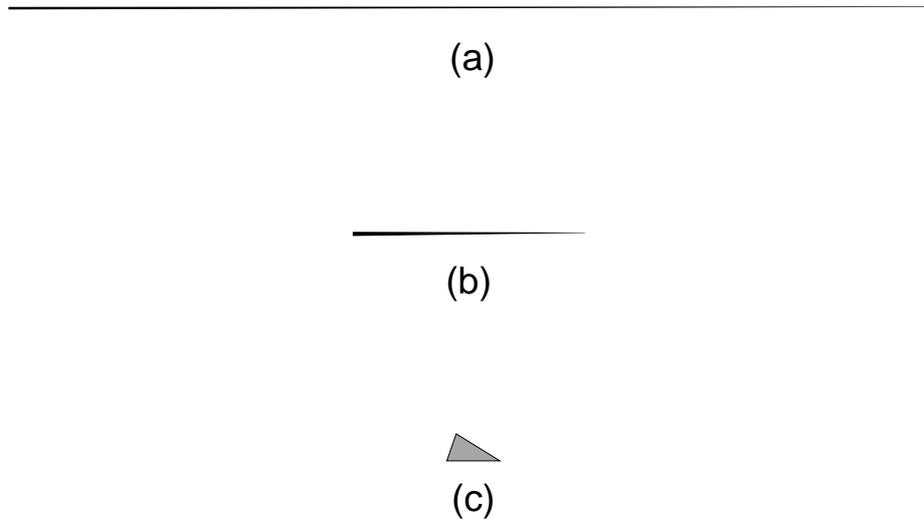


Abbildung 1.2: Maßstabsgleiche Darstellung einiger Gleichungen aus der Unitaritätsbedingung als Dreiecke in der komplexen Zahlenebene

Das untere Dreieck ist eine Darstellung für die \mathcal{CP} -Verletzung im System der neutralen B -Mesonen. Die Tatsache, daß dieses Dreieck nicht fast zu einer Strecke zusammenfällt, deutet auf eine ausgeprägtere Verletzung der \mathcal{CP} -Erhaltung hin. Hier sind die Elemente der Hauptdiagonalen mit den kleinsten Elemente multipliziert. Daher sind diese Summanden ähnlich groß wie der dritte, der gar kein Element der Hauptdiagonalen enthält. Obwohl jedes der dargestellten Dreiecke eine Gleichung aus der Unitariätsbedingung für die CKM-Matrix repräsentiert, wird im allgemeinen nur das untere als *das Unitaritätsdreieck* bezeichnet.

Abbildung 1.3 zeigt eine Darstellung dieses Dreiecks mit den entsprechenden komplexen Vektoren und deren Winkeln sowie eine weitere Darstellung unter Verwendung der Wolfenstein-Parametrisierung. Die Winkel zwischen den Vektoren sind durch die folgenden Definitionen gegeben:

$$\alpha \equiv \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \quad (1.30)$$

$$\beta \equiv \arg \left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \quad (1.31)$$

$$\gamma \equiv \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right). \quad (1.32)$$

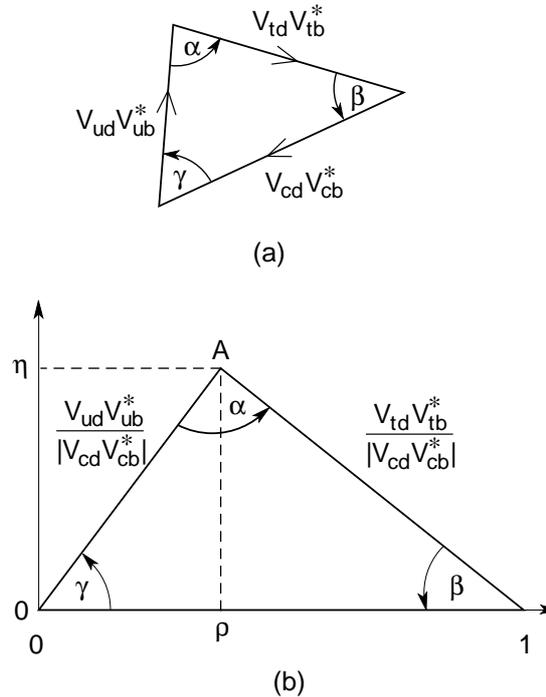


Abbildung 1.3: **Das Unitaritätsdreieck für das System der neutralen B -Mesonen:** a: Darstellung der Vektorsumme mit den zugehörigen Winkeln; b: Normierte Darstellung unter Verwendung der Parameter aus der Wolfensteinparametrisierung.

1.5 CP -Verletzung im System der B -Mesonen

1.5.1 Das System der B -Mesonen

Beim BABAR-Experiment wird das Paar der neutralen B -Mesonen untersucht. Ein B^0 -Meson besteht aus dem Quark-Antiquark-Paar $b\bar{d}$, sein Antiteilchen \bar{B}^0 aus dem Paar $\bar{b}d$. Die Masse solcher Mesonen beträgt $5,28 \text{ GeV}/c^2$, ihre Lebensdauer $\tau_{B^0} = (1,56 \pm 0,04) \cdot 10^{-12} \text{ s}$ [PD 98]. Das Argus-Experiment am DESY² wies 1987 eine hochgradige Mischung von B^0 und \bar{B}^0 nach [Al 87], wodurch deutliche CP -verletzende Effekte bei der Untersuchung solcher Mesonenpaare zu erwarten sind. Die Feynman-Graphen für die Übergänge $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ zeigt Abbildung 1.4.

²Deutsches Elektronen Synchrotron

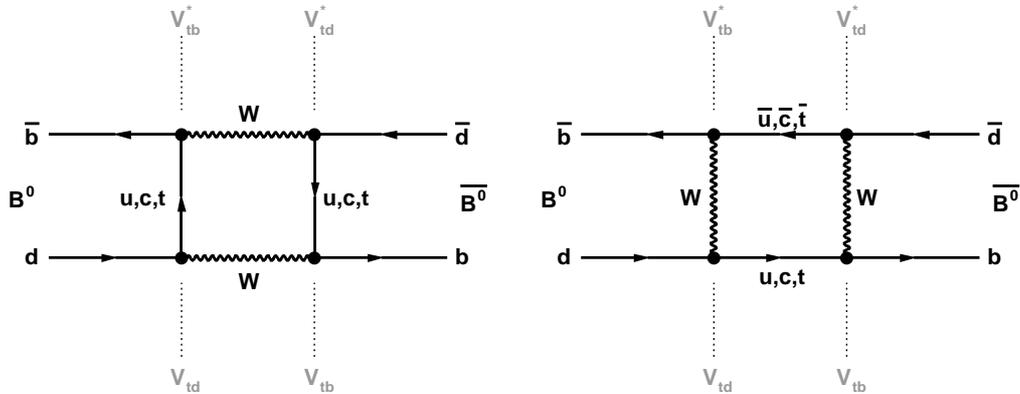


Abbildung 1.4: **Feynman-Diagramme für die $B^0\bar{B}^0$ -Oszillation:** An den Vertizes sind die zum Tragen kommenden Elemente der CKM-Matrix aufgeführt.

1.5.2 $B^0\bar{B}^0$ -Mischung

Die Mischung der neutralen B -Mesonen wird analog zur Mischung der neutralen Kaonen beschrieben. Da sich die Mischzustände der B -Mesonen nur unwesentlich in ihren Lebensdauern, jedoch deutlicher in ihren Massen unterscheiden, erfolgt die Bezeichnung hier über die Masse:

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \quad (1.33)$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \quad (1.34)$$

Die Indizes H und L stehen hier für *heavy* und *light*, und die komplexen Koeffizienten p und q unterliegen derselben Normierungsbedingung wie bei den Kaonen (siehe Gl. 1.8,1.9):

$$|p|^2 + |q|^2 = 1. \quad (1.35)$$

Die Differenzen der B_i -Mesonen-Massen M_i und der entsprechenden Zerfallsbreiten Γ_i sind folgendermaßen definiert:

$$\Delta m_B = M_H - M_L \quad (1.36)$$

$$\Delta\Gamma_B = \Gamma_H - \Gamma_L. \quad (1.37)$$

Die bereits bekannte Massendifferenz beträgt [PD 98]:

$$\Delta m_B = (3,054 \pm 0,119) \cdot 10^{-10} \text{ MeV}/c^2,$$

und ist deutlich größer als jene im System der Kaonen. Die Differenz der Lebensdauern $\Delta\Gamma_B$ hingegen ist so klein, daß sie bisher nicht beobachtet werden konnte. Die Stärke der Mischung wird durch den Parameter x beschrieben, der wie folgt definiert ist:

$$x = \frac{\Delta m}{\bar{\Gamma}}, \quad (1.38)$$

wobei $\bar{\Gamma}$ die mittlere Zerfallsbreite ist. Wegen der großen Differenz der Lebensdauern im System der neutralen Kaonen ist dort die mittlere Zerfallsbreite von $\Gamma_S = 1/\tau_S$ bestimmt. Die Stärke der Mischung liegt dort bei $x_K = 0,95$ [Wa 98]. In einem beliebigen Mischsystem $|P^0\rangle/|\bar{P}^0\rangle$ ist die Wahrscheinlichkeit für einen anfänglich reinen Zustand $|P^0\rangle$ zu einem Zeitpunkt t den Zustand $|P^0\rangle$ bzw. $|\bar{P}^0\rangle$ zu finden, wie folgt gegeben [Ri 98]:

$$W(P^0(t)|P^0(t=0)) = \frac{1}{4} \left[e^{-\Gamma_+ t} + e^{-\Gamma_- t} + 2e^{-\bar{\Gamma}t} \cos(\Delta m t) \right] \quad (1.39)$$

$$W(\bar{P}^0(t)|P^0(t=0)) = \frac{1}{4} \left| \frac{q}{p} \right|^2 \left[e^{-\Gamma_+ t} + e^{-\Gamma_- t} - 2e^{-\bar{\Gamma}t} \cos(\Delta m t) \right]. \quad (1.40)$$

Abbildung 1.5 zeigt den Intensitätsverlauf für K^0 und \bar{K}^0 eines zum Zeitpunkt $t = 0$ reinen K^0 -Strahls, sowie die daraus resultierende Asymmetrie:

$$a = \frac{N(K^0) - N(\bar{K}^0)}{N(K^0) + N(\bar{K}^0)}. \quad (1.41)$$

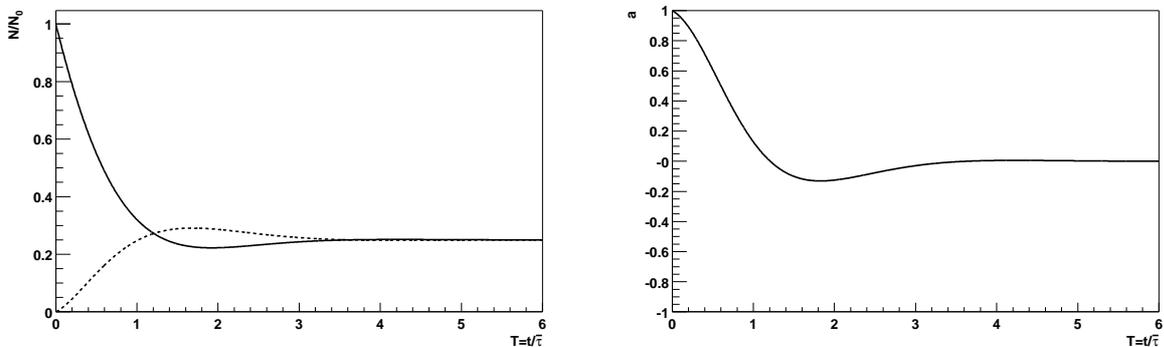


Abbildung 1.5: **Mischung und Asymmetrie im K^0/\bar{K}^0 -System:** Links ist der zeitliche Verlauf der Mischung von K^0 (durchgezogene Linie) und \bar{K}^0 (gestrichelte Linie) dargestellt, rechts der Verlauf der entsprechenden Asymmetrie.

Im System der neutralen B -Mesonen wird die Stärke der Mischung durch $x_B = 0,70$ [Wa 98] beschrieben. Da sich die Lebensdauern der Mischzustände in diesem System nur minimal unterscheiden, führt die Mischung hier zu einer deutlich ausgeprägteren Asymmetrie. Abbildung 1.6 zeigt den zeitlichen Verlauf von Mischung und Asymmetrie eines anfänglich reinen B^0 -Strahls.

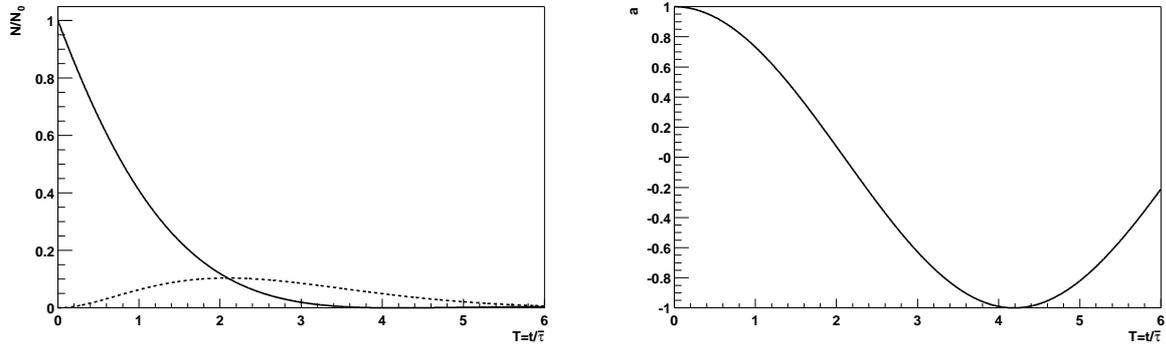


Abbildung 1.6: **Mischung und Asymmetrie im $B^0/\overline{B^0}$ -System:** Links ist der zeitliche Verlauf der Mischung von B^0 (durchgezogene Linie) und $\overline{B^0}$ (gestrichelte Linie) dargestellt, rechts der Verlauf der entsprechenden Asymmetrie.

Das Zeitverhalten einer beliebigen Linearkombination neutraler B -Mesonen $a|B^0\rangle + b|\overline{B^0}\rangle$ wird durch die zeitabhängige Schrödingergleichung beschrieben:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.42)$$

Der Hamilton-Operator

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \left(M - \frac{i}{2} \Gamma \right) \quad (1.43)$$

enthält die unterschiedlichen Massen M und Zerfallsbreiten Γ in Form von hermiteschen 2×2 -Matrizen. Aus der Erhaltung der $\mathcal{CP}\mathcal{T}$ -Symmetrie folgt für diese Matrizen, daß die Elemente der Hauptdiagonalen identisch sind: $H_{11} = H_{22}$.

Da der Übergang $B^0 \leftrightarrow \overline{B^0}$ durch die Elemente der Nebendiagonalen H_{12} und H_{21} beschrieben wird, sind diese für die Untersuchung der \mathcal{CP} -Verletzung von besonderer Bedeutung.

Aus der Lösung der Schrödingergleichung ergeben sich die folgenden Beziehungen [Ha 98]:

$$(\Delta m_B)^2 - \frac{1}{4}(\Delta \Gamma_B)^2 = 4 (|M_{12}|^2 - \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2) \quad (1.44)$$

$$\Delta m_B \Delta \Gamma_B = 4 \operatorname{Re}(M_{12} \Gamma_{12}^*) \quad (1.45)$$

$$\frac{q}{p} = -\frac{\Delta m_B - \frac{i}{2} \Delta \Gamma_B}{2 (M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12})} = -\frac{2 (M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*)}{\Delta m_B - \frac{i}{2} \Delta \Gamma_B}. \quad (1.46)$$

Unter Verwendung der Näherung $\Gamma_{12} = 0$, die mit bisherigen Messungen konsistent ist und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß der Unterschied der Zerfallsbreiten deutlich kleiner ist als der Massenunterschied der B -Mesonen ($\Delta \Gamma_B \ll \Delta m_B$), läßt sich 1.46 zu

$$\frac{q}{p} \approx -\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} \quad (1.47)$$

vereinfachen. Aus dem Feynman-Graphen 1.4 läßt sich zudem folgende Beziehung ableiten:

$$M_{12} \sim V_{tb}^2 V_{td}^{*2}, \quad (1.48)$$

Durch den GIM³-Mechanismus [Be 92] verschwinden die Beiträge der leichten Quarks u und c , wohingegen für das top -Quark aufgrund seiner hohen Masse ein endlicher Beitrag bleibt [Fe 98]. Damit ergibt sich für 1.46 die Näherung

$$\frac{q}{p} \approx \frac{V_{tb}^{*2} V_{td}^2}{|V_{tb}|^2 |V_{td}|^2} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} = e^{2i\phi_M}. \quad (1.49)$$

Die $B^0 \overline{B}^0$ -Mischung wird somit nur durch eine einzige Phase ϕ_M beschrieben.

1.5.3 \mathcal{CP} -Verletzung

Die Zerfallsamplitude A für den Zerfall eines B -Mesons in einen \mathcal{CP} -Eigenzustand f ist wie folgt definiert:

$$A_f = \langle f | \mathcal{H} | B^0 \rangle \quad (1.50)$$

$$\overline{A_{\overline{f}}} = \langle \overline{f} | \mathcal{H} | \overline{B}^0 \rangle. \quad (1.51)$$

$\overline{A_{\overline{f}}}$ ist hierbei die Zerfallsamplitude für den konjugierten Prozeß.

Abbildung 1.7 zeigt die Feynman-Graphen der vier wesentlichen Prozesse, die auf Quarkebene zum B^0 / \overline{B}^0 -Zerfall beitragen. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen Baum- und Pinguin-Diagrammen. Letztere werden weiterhin nach der Art der Wechselwirkung unterschieden. QCD-Pinguin-Diagramme stellen die Prozesse dar, bei denen von dem Übergangszustand q ein Gluon G emittiert wird. Die elektroschwachen Pinguin-Diagramme hingegen zeigen die Prozesse, bei denen dieser Zustand q oder das intermediäre W -Boson ein Z^0 -Boson oder ein γ emittieren.

Die im System der B -Mesonen auftretende \mathcal{CP} -Verletzung kann in drei Arten unterteilt werden:

- \mathcal{CP} -Verletzung im Zerfall,
- \mathcal{CP} -Verletzung in der Mischung, und
- \mathcal{CP} -Verletzung in der Interferenz zwischen Zerfällen mit und ohne Mischung.

Diese drei Arten und ihre Beiträge zu den zu erwartenden Asymmetrien sollen nun näher erläutert werden.

³Glashow, Iliopoulos, Maiani

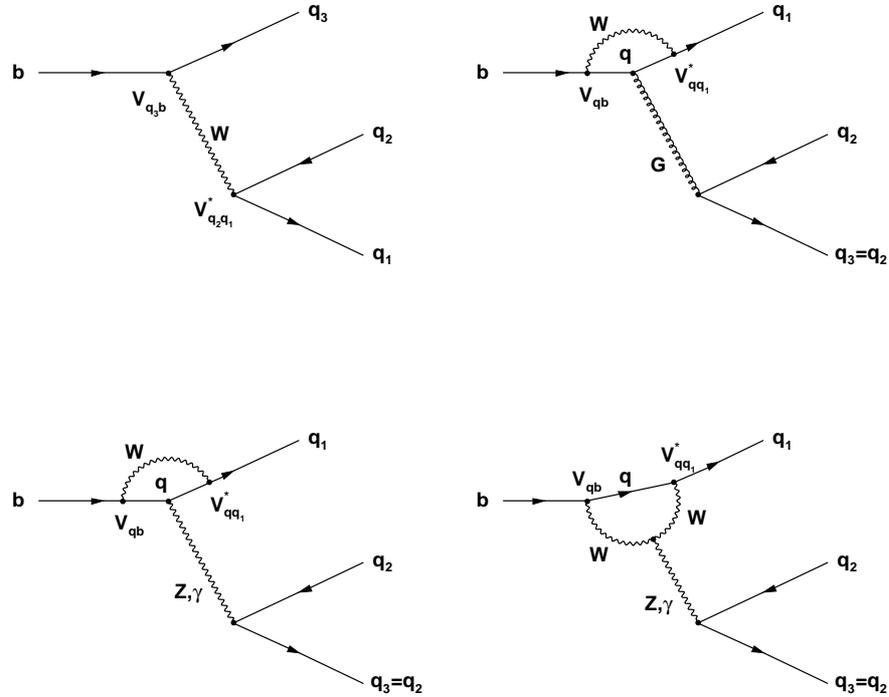


Abbildung 1.7: **Feynman-Graphen für B^0/\overline{B}^0 -Zerfall auf Quarkenebene:** Das Baum-Diagramm (oben links), das QCD-Pinguin-Diagramm (oben rechts) und die zwei verschiedenen elektroschwachen Pinguin-Diagramme (unten). An den Vertizes sind die entsprechenden Elemente der CKM-Matrix aufgeführt.

\mathcal{CP} -Verletzung im Zerfall

Bei dieser Art der \mathcal{CP} -Verletzung werden die Zerfallsamplitude eines B -Mesons in einen \mathcal{CP} -Eigenzustand und die Amplitude des konjugierten Prozesses untersucht:

$$\left| \frac{\overline{A}_f}{A_f} \right| = \left| \frac{\sum_i A_i e^{i(\delta_i - \phi_i)}}{\sum_i A_i e^{i(\delta_i + \phi_i)}} \right|, \quad (1.52)$$

wobei über die Beiträge der verschiedenen zu einem Endzustand führenden Prozesse (i) summiert wird. Die einzelnen Beiträge der Amplituden werden durch die reellen Größen A_i , sowie durch die starken Zerfallsphasen $e^{i\delta_i}$ und die schwachen Zerfallsphasen $e^{i\phi_i}$ beschrieben. Die schwachen Phasen haben ihren Ursprung in der Phase in der CKM-Matrix, weshalb sich das Vorzeichen für die konjugierte Amplitude umkehrt. Die starken Phasen sind eine Folge der Endzustandswechselwirkungen (**F**inal **S**tate **I**nteractions) der starken Wechselwirkung, weshalb die Vorzeichen für beide Systeme gleich sind.

Bei der Erhaltung der \mathcal{CP} -Symmetrie sind die schwachen Phasen ϕ_i für beide Prozesse gleich. Daher folgt:

$$\left| \frac{\overline{A_f}}{A_f} \right| \neq 1 \implies \mathcal{CP}\text{-Verletzung.} \quad (1.53)$$

Eine \mathcal{CP} -Verletzung kann nur dann beobachtet werden, wenn zwei Prozesse mit unterschiedlichen schwachen Phasen auch unterschiedliche starke Phasen haben und es so zur Interferenz kommt [Ha 98]:

$$|A|^2 - |\overline{A}|^2 = -2 \sum_{i,j} A_i A_j \sin(\phi_i - \phi_j) \sin(\delta_i - \delta_j). \quad (1.54)$$

Diese Art wird auch als *direkte* \mathcal{CP} -Verletzung bezeichnet. Sie ist für jede \mathcal{CP} -Asymmetrie in Zerfällen geladener B -Mesonen verantwortlich, da eine Mischung hier nicht möglich ist:

$$a_f = \frac{\Gamma(B^+ \rightarrow f) - \Gamma(B^- \rightarrow \overline{f})}{\Gamma(B^+ \rightarrow f) + \Gamma(B^- \rightarrow \overline{f})}. \quad (1.55)$$

Die Größe der hier erwarteten Asymmetrien liegt in der Größenordnung 10^{-2} .

Ein Beispiel für die *direkte* \mathcal{CP} -Verletzung ist der Zerfall $B^\pm \rightarrow \rho^0 K^\pm$. Abbildung 1.8 zeigt die zu diesem Zerfall beitragenden Diagrammen.

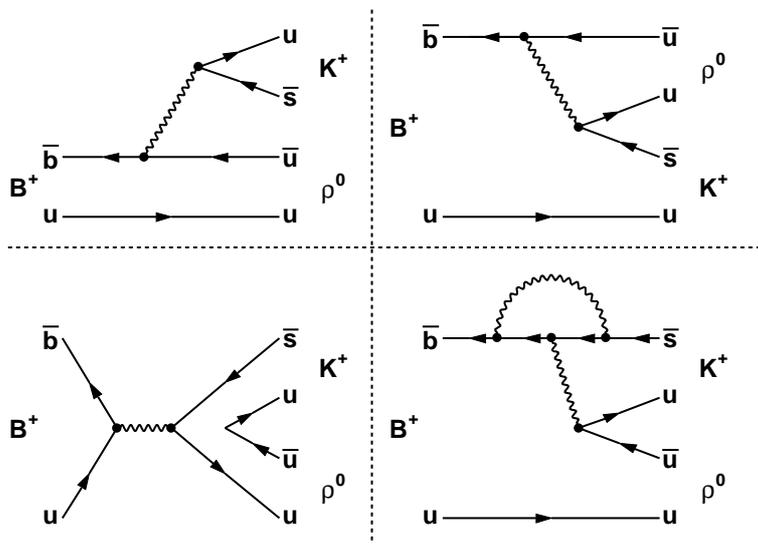


Abbildung 1.8: **Diagramme für den Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 K^+$:** Bei den Baum-Diagrammen (oben), dem Annihilations-Graphen (unten links) und dem Pinguin-Diagramm (unten rechts) kann es zu unterschiedlichen Endzustandswchselwirkungen und somit zu unterschiedlichen starken Phasen kommen, die zur Interferenz notwendig sind.

Diese Art der \mathcal{CP} -Verletzung kommt aber auch bei dem Zerfall neutraler B -Mesonen zum Tragen. Hierbei konkurriert sie allerdings mit den im folgenden aufgeführten Arten.

\mathcal{CP} -Verletzung in der Mischung

Diese Art der \mathcal{CP} -Verletzung wird durch eine Asymmetrie in der Teilchen-Antiteilchen-Oszillation bedingt. Daher wird die durch 1.46 gegebene Größe

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 = \left| \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} \right| \quad (1.56)$$

betrachtet. Bei Erhaltung der \mathcal{CP} -Symmetrie sind die \mathcal{CP} -Eigenzustände mit den Masseneigenzuständen identisch und die relative Phase zwischen M_{12} und Γ_{12} verschwindet. Daraus ergibt sich folgendes Kriterium für eine \mathcal{CP} -Verletzung:

$$|q/p| \neq 1 \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{CP}\text{-Verletzung.} \quad (1.57)$$

Diese Art wird auch als *indirekte* \mathcal{CP} -Verletzung bezeichnet. Sie läßt sich am einfachsten aus der Asymmetrie in semileptonischen Zerfällen neutraler B -Mesonen bestimmen, da hier eine einfache Identifizierung des untersuchten neutralen B -Mesons anhand der Ladung des Leptons möglich ist:

$$a = \frac{\Gamma(\overline{B}^0(t) \rightarrow \ell^+ \nu X) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow \ell^- \nu X)}{\Gamma(\overline{B}^0(t) \rightarrow \ell^+ \nu X) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow \ell^- \nu X)}. \quad (1.58)$$

Die erwartete Größe solcher Asymmetrien liegt in der Größenordnung von nur 10^{-3} .

 \mathcal{CP} -Verletzung in der Interferenz zwischen Zerfällen mit und ohne Mischung

Der größte Beitrag zur \mathcal{CP} -Verletzung im System der neutralen B -Mesonen wird bei der Interferenz zwischen Zerfällen mit und ohne Mischung erwartet. Hierbei werden die Zerfälle der B^0/\overline{B}^0 -Mesonen in denselben \mathcal{CP} -Eigenzustand $f_{\mathcal{CP}}$ betrachtet. Die zu untersuchende Größe ist das Produkt von 1.52 und 1.46:

$$\lambda_{f_{\mathcal{CP}}} \equiv \frac{q}{p} \frac{\overline{A}_{f_{\mathcal{CP}}}}{A_{f_{\mathcal{CP}}}} = \eta_{f_{\mathcal{CP}}} \frac{q}{p} \frac{\overline{A}_{\overline{f}_{\mathcal{CP}}}}{A_{f_{\mathcal{CP}}}}. \quad (1.59)$$

Bei \mathcal{CP} -Erhaltung ist einerseits die Mischung zwischen B^0 und \overline{B}^0 symmetrisch $|q/p| = 1$ und die Amplituden sind für konjugierte Zerfälle in \mathcal{CP} -Eigenzustände gleich $|\overline{A}_{\overline{f}_{\mathcal{CP}}}/A_{f_{\mathcal{CP}}}| = 1$. Weiterhin verschwindet die relative Phase zwischen diesen Termen. Somit läßt sich aus 1.59 die Bedingung ableiten:

$$\lambda \neq \pm 1 \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{CP}\text{-Verletzung.} \quad (1.60)$$

Eine \mathcal{CP} -Verletzung, die ausschließlich durch die Interferenz zwischen Zerfällen mit und ohne Mischung verursacht wird, führt zu den Bedingungen:

$$|\lambda| = 1, \quad \text{Im } \lambda \neq 0. \quad (1.61)$$

Hierbei wird eine zeitabhängige Asymmetrie zwischen den Zerfällen anfangs reiner B^0 - und \overline{B}^0 -Zustände in denselben \mathcal{CP} -Eigenzustand beobachtet:

$$a_{f_{\mathcal{CP}}}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}}) - \Gamma(\overline{B}^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}}) + \Gamma(\overline{B}^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}})}. \quad (1.62)$$

Die einzelnen zeitabhängigen Zerfallsraten für B^0 bzw. \overline{B}^0 in den \mathcal{CP} -Eigenzustand $f_{\mathcal{CP}}$ hängen mit $\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}$ folgendermaßen zusammen ⁴ [Ri 98]:

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}}) = e^{-\Gamma t} \cdot |A|^2 \cdot \left[\frac{1}{2}(1 + |\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}|^2) + \frac{1}{2}(1 - |\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}|^2) \cos(\Delta m_B t) - \mathcal{I}m \lambda_{f_{\mathcal{CP}}} \sin(\Delta m_B t) \right] \quad (1.63)$$

$$\Gamma(\overline{B}^0(t) \rightarrow f_{\mathcal{CP}}) = e^{-\Gamma t} \left| \frac{q}{p} \right|^2 \cdot |A|^2 \cdot \left[\frac{1}{2}(1 + |\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}|^2) - \frac{1}{2}(1 - |\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}|^2) \cos(\Delta m_B t) - \mathcal{I}m \lambda_{f_{\mathcal{CP}}} \sin(\Delta m_B t) \right] \quad (1.64)$$

Hieraus läßt sich die Asymmetrie (1.62) direkt berechnen:

$$a_{f_{\mathcal{CP}}}(t) = \frac{(1 - |\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}|^2) \cos(\Delta m_B t) - 2 \mathcal{I}m \lambda_{f_{\mathcal{CP}}} \sin(\Delta m_B t)}{1 + |\lambda_{f_{\mathcal{CP}}}|^2} \quad (1.65)$$

Die sogenannten "sauberen" Zerfallskanäle sind dadurch definiert, daß eine \mathcal{CP} -Verletzung hier ausschließlich durch die Interferenz zwischen Zerfällen mit und ohne Mischung bedingt ist, also nur durch die Phase zwischen q/p und $\overline{A}_{\mathcal{F}}/A_{\mathcal{F}}$. Daher läßt sich mit $|\lambda| = 1$ die Asymmetriengleichung (1.65) vereinfachen:

$$a_{f_{\mathcal{CP}}}(t) = -\mathcal{I}m \lambda_{f_{\mathcal{CP}}} \sin(\Delta m_B t). \quad (1.66)$$

Ein weiteres wichtiges Kriterium für solche Kanäle ist die Dominanz einer schwachen Phase ϕ_D in dem betrachteten Zerfall, woraus sich (1.52) vereinfacht:

$$\frac{\overline{A}_{\mathcal{F}}}{A_{\mathcal{F}}} = e^{-2i\phi_D}, \quad (1.67)$$

und man erhält für die zeitabhängige Asymmetrie unter Verwendung der Phase der $B^0\overline{B}^0$ -Mischung (1.49) den einfachen Ausdruck:

$$\lambda_{f_{\mathcal{CP}}} = e^{2i(\phi_M - \phi_D)} \quad (1.68)$$

$$\Rightarrow a_{f_{\mathcal{CP}}}(t) = -\sin 2(\phi_M - \phi_D) \sin(\Delta m_B t). \quad (1.69)$$

Die erwartete Asymmetrie in dieser Art der \mathcal{CP} -Verletzung liegt in der Größenordnung 0,1...1. Ein Beispiel für solche Kanäle ist der Zerfall $B^0/\overline{B}^0 \rightarrow D^+ D^-$, auf den im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird.

1.6 Physik mit B-Mesonen bei BABAR

1.6.1 \mathcal{CP} -Physik

Das Hauptziel des BABAR-Experiments ist die Messung der \mathcal{CP} -verletzenden Parameter im System der B-Mesonen. Dazu soll das in Abschnitt 1.4 beschriebene Unitaritätsdreieck überbestimmt werden. Die dazu notwendigen Messungen bestehen vornehmlich in der Untersuchung

⁴Da die Zerfallsbreiten der neutralen B-Mesonen praktisch nicht unterscheidbar sind, wird hier die mittlere Zerfallsbreite $\Gamma = \overline{\Gamma}$ benutzt.

der Asymmetrien der Zerfallsraten in bestimmten Zerfallskanälen, in welchen sich die Winkel des Unitaritätsdreiecks direkt aus den gemessenen Asymmetrien ergeben. Einige dieser Zerfallskanäle sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

Zerfallsprozeß auf Quarkenebene	Zerfallskanal	Verzweigungs-verhältnis	$\phi_M - \phi_D$
$b \rightarrow c\bar{c}s$	$J/\Psi K_S^0$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	β
	$J/\Psi K_L^0$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	
	$J/\Psi K^{0*}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	
$b \rightarrow c\bar{c}d$	$D^+ D^-$	$6 \cdot 10^{-4}$	β
	$D^{+*} D^{-*}$	$7 \cdot 10^{-4}$	
	$D^{\pm*} D^\mp$	$8 \cdot 10^{-4}$	
$b \rightarrow u\bar{u}d,$ $b \rightarrow d\bar{d}d$	$\pi^+ \pi^-$	$\approx 1.2 \cdot 10^{-5}$	α
	$\rho^\pm \pi^\mp$	$\approx 5.8 \cdot 10^{-5}$	
	$a_1^\pm \pi^\mp$	$\approx 6.0 \cdot 10^{-5}$	

Tabelle 1.1: Die wichtigsten Zerfallskanäle der B^0/\bar{B}^0 -Mesonen, die zur Messung der \mathcal{CP} -Verletzung untersucht werden.

Meßgrößen

Die zentralen zu untersuchenden Größen sind die Winkel des Unitaritätsdreiecks, deren Ermittlung aus der gemessenen zeitabhängigen Zerfallsasymmetrie hier anhand von zwei Beispielen erläutert werden.

Einen sogenannten "sauberen" Zerfallskanal (vgl. Abschnitt 1.5.3) stellt der Prozeß:

$$B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \tag{1.70}$$

mit dem \mathcal{CP} -Eigenwert $\eta_{\pi^+ \pi^-} = +1$ und dem auf Quarkenebene zugrunde liegenden Prozeß $b \rightarrow u\bar{u}d$ dar.

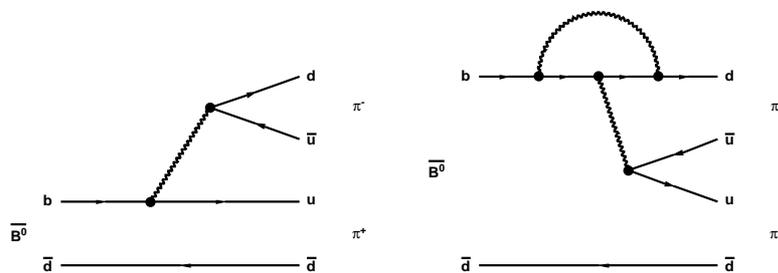


Abbildung 1.9: Zerfallsgraphen für $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$: Links das Baum-Diagramm, rechts das Pinguin-Diagramm.

Unter Vernachlässigung des Beitrags des Pinguin-Graphen erhält man aus dem Baum-Graph (Abb. 1.9) die schwache Phase, die das Amplitudenverhältnis dominiert:

$$\frac{\bar{A}_{\pi\pi}}{A_{\pi\pi}} = \eta_{\pi\pi} \frac{V_{ub}V_{ud}^*}{V_{ub}^*V_{ud}}, \quad (1.71)$$

woraus folgt:

$$\lambda(B \rightarrow \pi^+\pi^-) = \eta_{\pi^+\pi^-} \left(\frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{tb}V_{td}^*} \right) \left(\frac{V_{ud}^*V_{ub}}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \sim \left(\frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{ud}V_{ub}^*} \right)^2. \quad (1.72)$$

Der hierin enthaltene Winkel α (Gl. 1.27), der durch

$$\text{Im } \lambda_{\pi^+\pi^-} = \sin(2\alpha) \quad (1.73)$$

gegeben ist, wird direkt mit der zeitabhängigen Zerfallsasymmetrie gemessen:

$$\begin{aligned} a_{B \rightarrow \pi^+\pi^-}(t) &= -\text{Im } \lambda_{\pi^+\pi^-} \sin(\Delta m_B t) \\ &= \underline{-\sin(2\alpha) \sin(\Delta m_B t)}. \end{aligned} \quad (1.74)$$

Für diese Analyse ist jedoch zusätzlich eine Bestimmung des Anteils des zunächst vernachlässigten Pinguin-Graphen notwendig. Dieser Anteil kann über eine Isospinanalyse der Zerfallskanäle $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ und $B^\pm \rightarrow \pi^0\pi^\pm$ ermittelt werden. Die Amplituden sind über die folgenden Beziehungen in Relation gesetzt [Bu 97]:

$$A(B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) + \sqrt{2}A(B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = A(B^+ \rightarrow \pi^0\pi^+) \quad (1.75)$$

$$A(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) + \sqrt{2}A(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = A(B^- \rightarrow \pi^0\pi^-). \quad (1.76)$$

Analog erfolgt die Analyse des Zerfallskanals

$$B^0/\bar{B}^0 \rightarrow D^+D^- \quad (1.77)$$

mit dem \mathcal{CP} -Eigenwert $\eta_{D^+D^-} = +1$ für den Prozeß $b \rightarrow c\bar{c}d$. Abbildung 1.10 zeigt die Feynman-Graphen für die dafür verantwortlichen Prozesse.

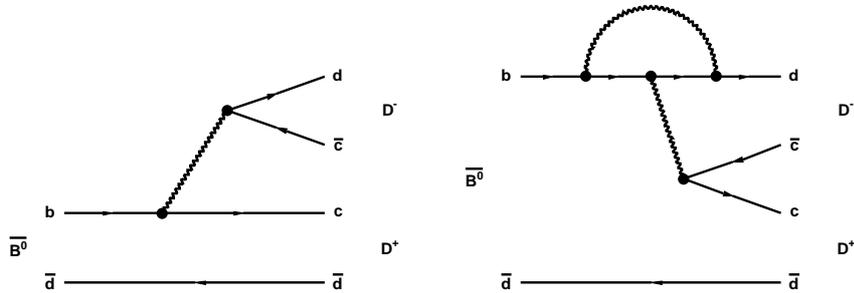


Abbildung 1.10: Zerfallsgraphen für $\bar{B}^0 \rightarrow D^+D^-$: Links das Baum-Diagramm, rechts das Pinguin-Diagramm.

Aus dem Baum-Graphen erhält man unter Vernachlässigung des Beitrags aus dem Pinguin-Graphen die dominante Phase ϕ_D . Somit ergibt sich für den Parameter $\lambda_{f_{CP}}$:

$$\lambda(B \rightarrow D^+ D^-) = \eta_{D^+ D^-} \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \right) \left(\frac{V_{cd}^* V_{bb}}{V_{cd} V_{cb}^*} \right) \sim \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{cd} V_{cb}^*} \right)^2. \quad (1.78)$$

In diesem Zerfallskanal wird der Winkel β gemessen (Gl. 1.28)

$$\text{Im } \lambda_{D^+ D^-} = -\sin(2\beta) \quad (1.79)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow a_{B \rightarrow D^+ D^-}(t) &= -\text{Im } \lambda_{D^+ D^-} \sin(\Delta m_B t) \\ &= \underline{-\sin(2\beta) \sin(\Delta m_B t)}. \end{aligned} \quad (1.80)$$

Die Analyse des "goldenen" Kanals $B^0/\overline{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ erfolgt auf dieselbe Weise, jedoch kommt hier bei der Berechnung des Parameters λ noch eine weitere Phase aus der K^0/\overline{K}^0 -Mischung hinzu.

Extraktion der relevanten Größen

Zur Extraktion der Winkelinformationen ist es notwendig, die Zerfallsasymmetrie in Abhängigkeit von der Zerfallszeit zu messen, da der Effekt über die Zeit integriert fast verschwindet. Zur Aufzeichnung der Zeitabhängigkeit in der Zerfallsasymmetrie muß ausgehend von einem Zeitpunkt t_{tag} , zu dem ein Meson eindeutig als B^0 oder als \overline{B}^0 identifiziert werden kann, der Zeitpunkt t_{CP} gemessen werden, zu dem das andere Meson in den \mathcal{CP} -Eigenzustand zerfällt.

Die eindeutige Identifizierung des Mesons ist hierbei der erste Schritt. Im BABAR-Experiment wird durch die Kollision von Elektronen und Positronen die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugt. Diese Resonanzen zerfallen zu $> 96\%$ in kohärente $B\overline{B}$ -Paare, von denen ca. 50 % neutrale Paare $B^0\overline{B}^0$ sind. Zerfällt zum Zeitpunkt t_{tag} eines der beiden Mesonen in einen Zustand, der beispielsweise eine eindeutige Identifizierung als \overline{B}^0 -Meson erlaubt, wird von dem sogenannten *tagging*-Modus gesprochen. Aufgrund der kohärenten Erzeugung des $B^0\overline{B}^0$ -Paares kann das andere B -Meson nun als B^0 identifiziert werden. Zerfällt das zweite Meson zum Zeitpunkt t_{CP} in einen \mathcal{CP} -Eigenzustand, so wird es als *Signal-B* bezeichnet. Mit der Lebensdauerdifferenz $t_{CP} - t_{tag}$ läßt sich die zeitabhängige Asymmetrie in den Zerfallskanälen $B^0/\overline{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ untersuchen.

Zur Messung dieser Zeitdifferenz ist es notwendig, die Zerfallsvertices der zwei B -Mesonen zeitlich zu trennen. Aus diesem Grund werden zur Erzeugung des $\Upsilon(4S)$ -Resonanz Elektronen und Positronen mit unterschiedlichen Energien zur Kollision gebracht. Aufgrund des dadurch bewegten Schwerpunktsystems entfernen sich beide B -Mesonen in der gleichen Richtung vom Primärvertex. Deshalb läßt sich aus der räumlichen Trennung und den rekonstruierten Winkeln für die B^0/\overline{B}^0 -Mesonen die besagte Lebensdauerdifferenz Δt ableiten.

In einer symmetrischen Maschine würden sich die zwei B -Mesonen diametral voneinander entfernen und zur Bestimmung der Lebensdauerdifferenz aus der Flugstrecke wäre eine exakte Bestimmung des Primärvertex auf einen Bruchteil von τ_B genau erforderlich. Die Messung der Distanz zwischen den Zerfallsvertices der B -Mesonen entspricht hier nicht der Lebensdauerdifferenz $\Delta t = t_1 - t_2$, sondern der Summe der Lebensdauern $t_1 + t_2$.

Abbildung 1.11 zeigt ein Beispiel für einen *Goldenen Kanal*: $B^0/\overline{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$. Die Flugstreckendifferenz $\Delta z = z_{CP} - z_{tag}$ liegt in der Größenordnung von $250 \mu m$.

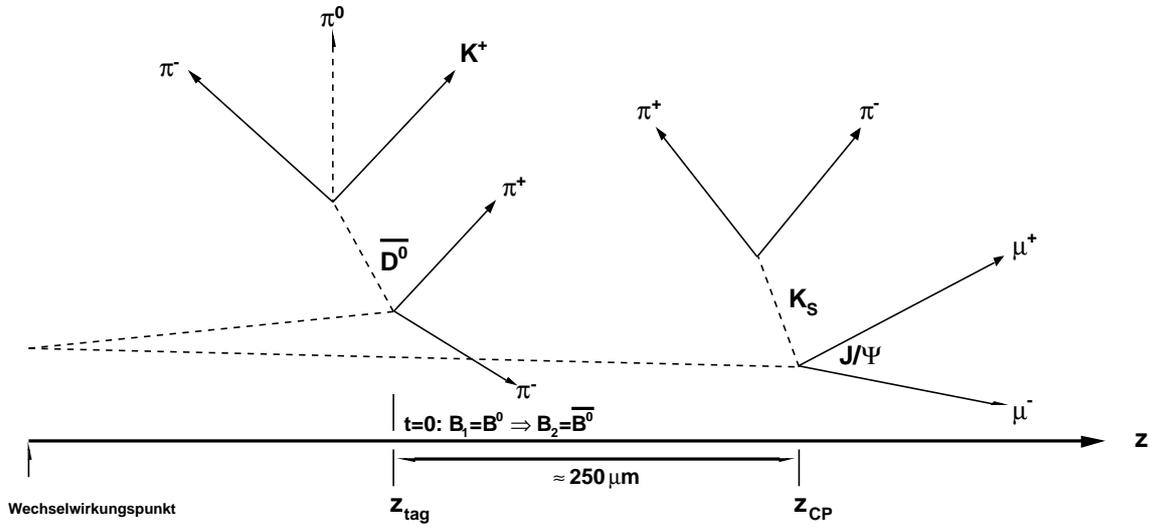


Abbildung 1.11: **Golden Event:** $B^0/\overline{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S$: Das am Ort z_{tag} zerfallende Meson wird durch seinen Zerfallskanal als B^0 identifiziert. Aufgrund der kohärenten Produktion des $B^0\overline{B}^0$ -Paares wird das am Ort z_{CP} zerfallende Meson als \overline{B}^0 identifiziert. Dieses zerfällt in den zu analysierenden \mathcal{CP} -Kanal $J/\Psi K_S$.

Zur Berechnung der Winkel des Unitaritätsdreiecks muß die Größe Δm_B bestimmt werden. Diese Massendifferenz ist in anderen Experimenten bereits bestimmt worden. Sie wird jedoch auch explizit aus der Analyse der Zerfälle von kohärenten $B^0\overline{B}^0$ -Paaren ermittelt. Wird eines der beiden Mesonen als B^0 getaggt, ist dadurch das andere Meson als \overline{B}^0 identifiziert. Dieses zweite Meson kann jedoch aufgrund der Teilchen-Antiteilchen-Oszillation in ein B^0 übergehen, bevor es zerfällt. Die daraus resultierende Asymmetrie liefert direkt die Massendifferenz [Ha 98]:

$$A(\Delta t) = \frac{N(B^0\overline{B}^0)(t) - [N(B^0B^0)(t) + N(\overline{B}^0\overline{B}^0)(t)]}{N(B^0\overline{B}^0)(t) + [N(B^0B^0)(t) + N(\overline{B}^0\overline{B}^0)(t)]} = \cos(\Delta m_B \cdot \Delta t). \quad (1.81)$$

Weitere Messungen von Parametern der \mathcal{CP} -Verletzung

Die bereits erwähnte Überbestimmung des Unitaritätsdreiecks stellt einen Test des Standardmodells dar und erfordert außer der Winkelmessung die Bestimmung der Seitenlängen. Hierzu sollen beispielsweise $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$ präzise vermessen werden. Die aktuellen Werte liegen in den Bereichen [PD 98]:

$$\begin{aligned} |V_{cb}| &= 0,036\dots 0,042 \\ |V_{ub}| &= 0,0018\dots 0,0045 \end{aligned}$$

Daraus ergeben sich Einschränkungen für die Spitze des Unitaritätsdreiecks bei der Darstellung in der komplexen Zahlenebene (vgl. Abb. 1.3). Diese Einschränkungen sind in Abbildung 1.12 graphisch dargestellt.

Die Werte für V_{cb} können aus inklusiven Messungen semileptonischer B -Zerfälle bestimmt werden, indem die Verzweigungsverhältnisse von neutralen und geladenen B -Mesonen separat ermittelt werden. Bei der Identifizierung der neutralen B -Mesonen ist der im vorangegangenen Abschnitt beschriebene *Tagging*-Mechanismus von entscheidender Bedeutung. Die Untersuchung exklusiver semileptonischer B -Zerfälle ermöglicht die Bestimmung von V_{cb} über die Verteilung der fehlenden Impulse. Die hierbei untersuchten Kanäle sind $B \rightarrow D^* \ell \nu_\ell$, $B \rightarrow D \ell \nu_\ell$ und $B \rightarrow D^{*'} \ell \nu_\ell$.

Die präzise Kenntnis von V_{ub} ist erforderlich, um die Geschlossenheit des Unitaritätsdreiecks zu überprüfen. Die exklusive Messung der Zerfälle $B \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ ($X_u = \pi, \rho, \omega$) sollte zu diesem Zweck einen zur Bestimmung von V_{ub} ausreichenden Datensatz bereitstellen.

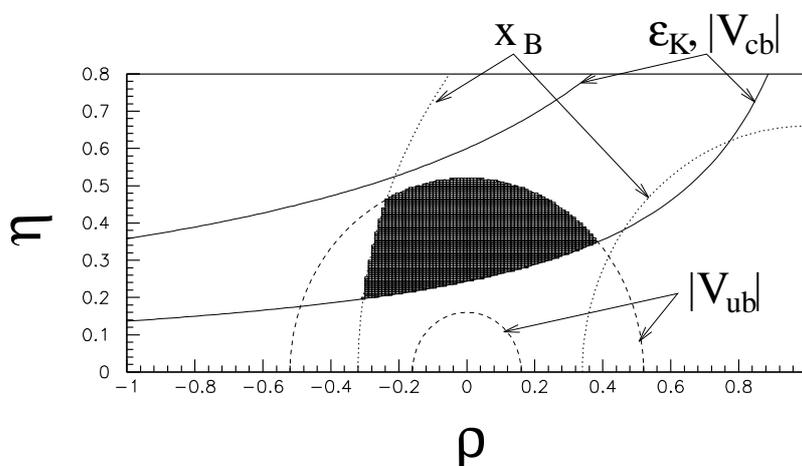


Abbildung 1.12: **Einschränkungen für das Unitaritätsdreieck:** Durch die aktuelle Kenntnis von $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$ in einem gewissen Bereich ist die mögliche Lage der Spitze des Unitaritätsdreiecks auf den schwarz markierten Bereich eingeschränkt.

1.6.2 Spektroskopische Fragestellungen

Neben der \mathcal{CP} -Physik bietet das BABAR-Experiment Möglichkeiten zu weiteren Untersuchungen auf dem Gebiet der Elementarteilchenphysik.

Die bei diesem Experiment gegebenen Bedingungen (hohe Luminosität, zeitliche Trennung der B -Zerfallsvertizes und eine gute Teilchenidentifikation) ermöglichen die Untersuchung seltener B -Zerfälle wie beispielsweise rein leptonische Zerfälle $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ oder $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell$.

Der Wirkungsquerschnitt für die $c\bar{c}$ -Produktion in der e^+e^- -Kollision bei einer der $\Upsilon(4S)$ -Masse entsprechenden Schwerpunktsenergie ist mit einem Wert von $1,3 \text{ nb}$ größer als für die Produktion eines $b\bar{b}$ -Systems ($1,05 \text{ nb}$), derjenige für die Produktion von $\tau^+\tau^-$ mit $0,94 \text{ nb}$ fast genauso groß. Somit sind hier die Möglichkeiten für Hochstatistik-Messungen auf dem Gebiet der *charm*- und der τ -Physik gegeben. So sind beispielsweise auf dem Gebiet der *charm*-Physik Untersuchungen zur $D^0\bar{D}^0$ -Mischung und zur \mathcal{CP} -Verletzung in diesem mesonischen System möglich.

Ein weiteres interessantes Gebiet stellt die Mesonenspektroskopie dar. Einerseits stellt die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma \gamma \rightarrow e^+e^- X$ mit der Mesonenproduktion über zwei virtuelle Photonen

eine komplementäre Methode zu Untersuchungen in hadronischen Kollisionen dar, weil sich hierbei die Kopplung an exotische Mesonen wie Vierquarkzustände oder Gluonenbälle unterscheidet und man diese hier ausrechnen kann. Andererseits bietet die Untersuchung von Mesonen in der $\Upsilon(4S)$ -Zerfallskette ein umfangreiches Meßprogramm auf dem Gebiet der Mesonenspektroskopie. Eines der Hauptgebiete der Mesonenspektroskopie ist die Suche nach exotischen Zuständen. Spezielle Erwähnung verdienen hierbei mesonische Resonanzen, die nur aus Gluonen bestehen (Gluonenbälle) und Mischungen aus Quarks und Gluonen (Hybride).

Die Quantenchromodynamik (QCD) erlaubt die Existenz dieser gebundenen Zustände, die zusammen mit regulären Mesonen das hadronische Spektrum besetzen. Solche Zustände können hierbei Quantenzahlen annehmen, die für Mesonen verboten sind. Aus diesem Grund ist eine Bestimmung solcher exotischer Quantenzahlen ein direkter Nachweis für die Existenz nicht-mesonischer Materie.

In dem *Crystal Barrel*-Experiment am *CERN* wurden erste Anzeichen für Gluonenbälle und Hybride gefunden. Diese Untersuchungen können nun bei BABAR bei höheren Energien fortgesetzt werden, die eine Einbeziehung der *charm*-Quarks in die Analyse ermöglichen.

Kapitel 2

PEP-II und BABAR

2.1 Der Speicherring PEP-II

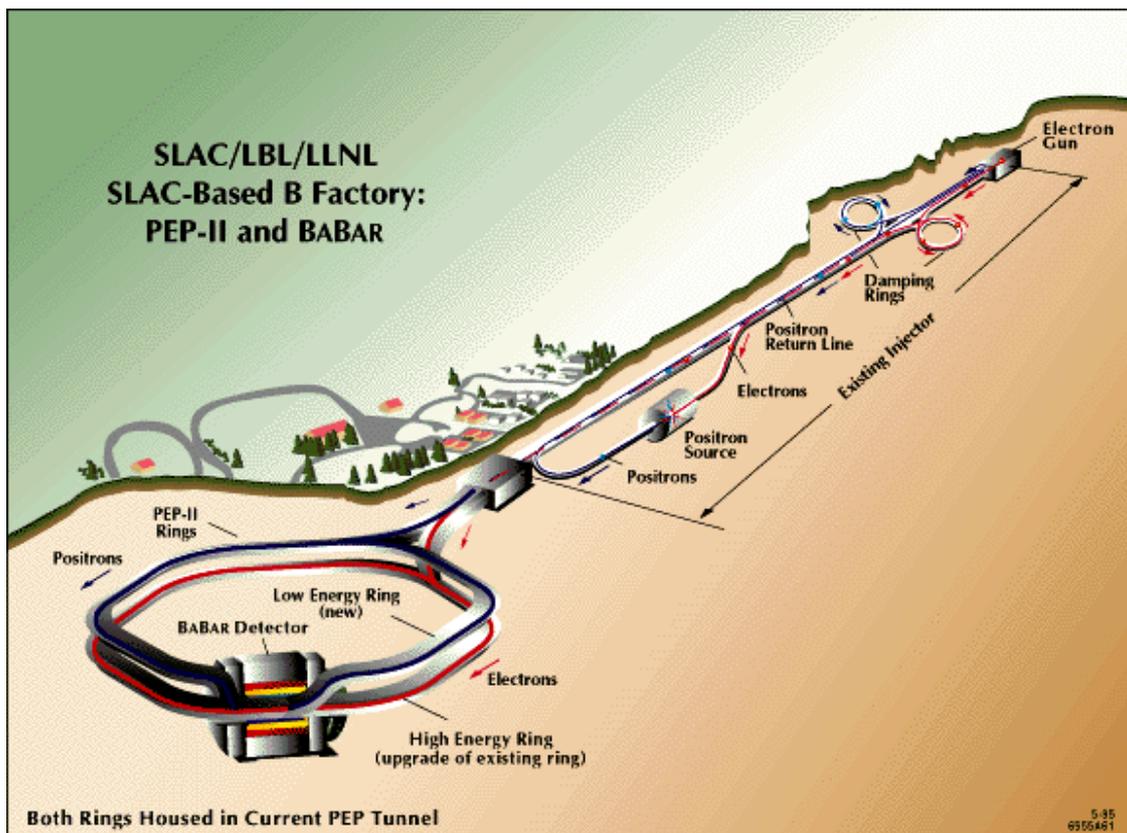


Abbildung 2.1: **PEP-II:** Lageplan des Speicherrings sowie der Linearbeschleunigeranlage für Elektronen bzw. Positronen und des BABAR-Detektors

Am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in Menlo Park, Kalifornien, U.S.A., wurde seit Beginn des Jahres 1994 der bestehende Elektron-Positron-Speicherring PEP zur asymmetrischen

PEP-II-Parameter	HER	LER
Schwerpunktsenergie	10,580 GeV	
Luminosität	$3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Luminositätslebensdauer	1,55 h	
Umfang	2219,3 m	
Strahlenergie	9,000 GeV	3,109 GeV
Periodendauer	4,2 ns	
Paketabstand	1,26 m	
Paketlänge	1,0 cm	
Paketanzahl	1658	
Teilchenzahl pro Bündel	$2,73 \cdot 10^{10}$	$5,91 \cdot 10^{10}$
Strahlstrom	0,986 A	2,140 A
horizontale Strahlausdehnung	155,0 μm	
vertikale Strahlausdehnung	6,2 μm	

Tabelle 2.1: **Parameter des PEP-II-Speicherrings:** Parameter, die für den Elektronenhochenergieering (HER) und den Positronenniederenergieering (LER) unterschiedlich sind, sind getrennt aufgeführt.

B-Fabrik *PEP-II* umgebaut. In der Linearbeschleunigeranlage werden Elektronen auf eine Energie von 9,0 GeV und Positronen auf eine Energie von 3,1 GeV beschleunigt. Die beiden Teilchenstrahlen werden in die zwei Speicherringe der *PEP-II* Anlage, den Hochenergieering (HER) und den Niederenergieering (LER) eingespeist, wo sie in der Wechselwirkungszone zur Kollision gebracht werden. Die kinetischen Energien der beiden Strahlen sind so gewählt, daß bei einer solchen Kollision die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bei einer Schwerpunktsenergie von 10,580 GeV entstehen kann. Dieser mesonische $b\bar{b}$ -Zustand zerfällt zu über 96 % [PD 98] in ein kohärentes $B\bar{B}$ -Paar. Etwa die Hälfte hiervon ist sind neutrale Paare $B^0\bar{B}^0$, deren Zerfallskanäle hauptsächlicher Gegenstand der Untersuchungen des Experimentes sind. Durch die Asymmetrie in den kinetischen Energien der Elektronen und Positronen entsteht ein bewegtes Schwerpunktsystem. Diese Art der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz-Erzeugung erlaubt es, die in Kapitel 1.6.1 beschriebene *Tagging*-Methode zur Untersuchung der \mathcal{CP} -Verletzung anzuwenden, da nur so eine räumliche und gleichzeitig zeitliche Trennung der *B*-Mesonen-Zerfalls-Vertizes möglich ist. Die Energie-Asymmetrie stellt sowohl an die Speicherring-Anlage *PEP-II* als auch an den *BABAR*-Detektor höchste Anforderungen, da zur Zusammenführung und Trennung von Elektronen- und Positronenstrahl eine komplizierte Strahlführung erforderlich ist. Diese beinhaltet eine Vielzahl von Ablenkmagneten, die besonders in der Nähe der Wechselwirkungszone den Platz für Detektor-Komponenten einschränken und zusätzlich für einen hohen Untergrund durch Synchrotron-Strahlung sorgen. Diese muß durch geeignete Absorber bereits innerhalb der Strahlrohre unterdrückt werden, um nicht die Auflösung und die Effizienz des Experimentes zu beeinträchtigen.

Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Parameter der asymmetrischen *B*-Fabrik *PEP-II*, welche im Mai 1999 den regulären Betrieb aufgenommen hat und inzwischen die Designluminosität erreicht hat.

2.2 Der BABAR-Detektor

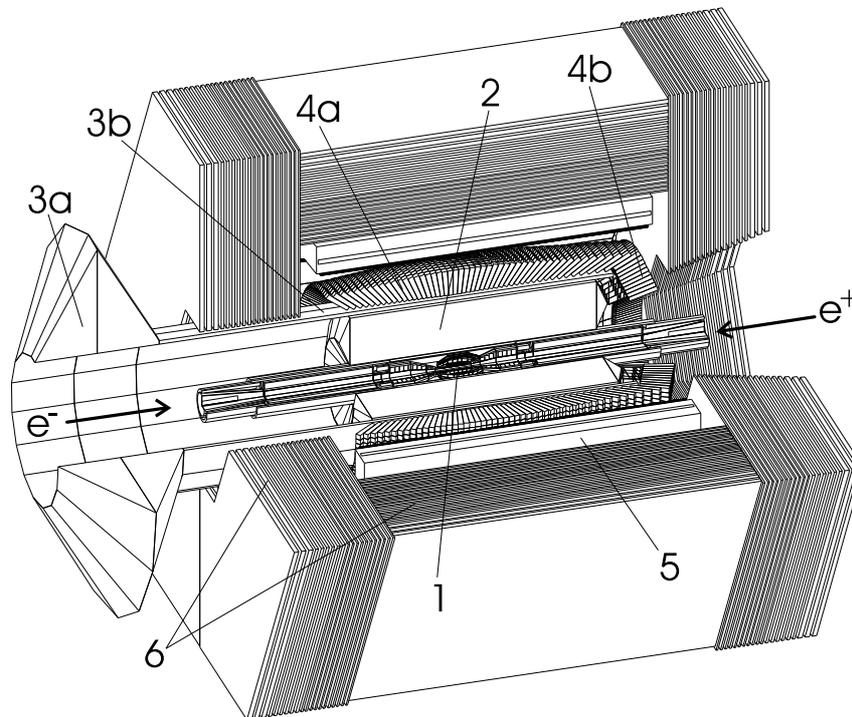


Abbildung 2.2: **Die Komponenten des BABAR-Detektors:**

1: Der Vertexdetektor, 2: die Driftkammer, 3: der DIRC, (a: Ausleseeinheit, b: Quarzstäbe), 4: das elektromagnetische Kalorimeter, (a: Barrel, b: Endkappe), 5: der supraleitende Solenoid, 6: das instrumentierte Eisenjoch [TD 95]

Der BABAR-Detektor ist zylindersymmetrisch um die Wechselwirkungszone, in der Elektronen- und Positronenstrahl zur Kollision gebracht werden, aufgebaut. Zur Untersuchung der CP -Verletzung sind präzise Informationen über Zerfallsvertizes, Teilchenimpulse, -energien und eine zuverlässige Teilchenidentifikation erforderlich, um eine exakte Rekonstruktion der Ereignisse zu gewährleisten. Dies stellt höchste Ansprüche an die Subsysteme des Detektors. Vom Wechselwirkungspunkt nach außen sind dies

- Vertex-Detektor (SVT),
- Driftkammer (DCH),
- Cherenkov-Detektor (DRC),
- Kalorimeter (EMC),
- Supraleitender Solenoid (MAG),
- Instrumentiertes Eisenjoch (IFR).

Die Anordnung der Komponenten ist schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt.

Im folgenden wird ein Überblick über die einzelnen Subsysteme gegeben, wobei auf das Kalorimeter im nachfolgenden Kapitel detaillierter eingegangen wird, da es sich hierbei um das zentrale Thema dieser Arbeit handelt.

2.2.1 Der Vertex-Detektor (SVT)

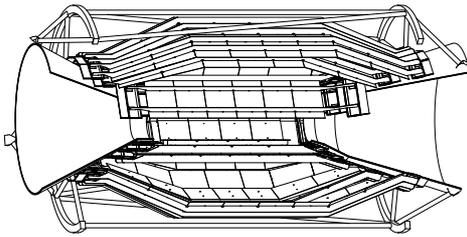


Abbildung 2.3: Der Silizium Vertex Detektor

Der Vertex-Detektor ist ein Siliziumstreifen-detektor, mit dem die Zerfallsvertizes der B -Mesonen und ihrer Zerfallsprodukte präzise vermessen werden. Der Nachweis der Teilchen und die Messung ihres spezifischen Energieverlustes dE/dx erfolgt durch fünf koaxial angeordnete Lagen doppelseitig auslesbarer Siliziumstreifen. Aufgrund der Schwerpunktsbewegung in Vorwärtsrichtung sind die äußeren zwei Lagen im Gegensatz zu den inneren nicht nur konzentrisch um die Strahlachse, sondern zusätzlich am Ende konisch zulaufend angeordnet, um so den Akzeptanzbereich zu erhöhen.

Aus der Extrapolation der Durchstoßpunkte in den fünf Lagen lässt sich der Zerfallsvertex eines Teilchens mit einer Ortsauslösung von ca. $90 \mu\text{m}$ bestimmen. Eine weitere wichtige Meßgröße ist der spezifische Energieverlust dE/dx , den geladene Teilchen beim Durchgang durch das Detektormaterial erfahren. Dies gilt speziell für Teilchen mit einem niedrigen Impuls ($p < 0,8 \text{ GeV}/c$), da die kinetische Energie in diesem Fall nicht die Gesamtenergie dominiert. Diese Größe wird zusammen mit Informationen über den Impuls zur Teilchenidentifikation benutzt. Die maßgebliche Einschränkung für die geometrische Akzeptanz des SVT ist durch die Ablenk-magneten der Strahlführung gegeben. Durch sie wird eine Raumwinkelabdeckung von nur ca. 91 % erzielt, was somit auch die Vorgabe für alle anderen Komponenten des BABAR-Detektors darstellt.

Innenradius	3,2 cm
Außenradius	14,4 cm
Streifen pro Lage	16 – 18
Ortsauflösung (Designwert)	90 μm
Raumwinkelabdeckung	91 %

Tabelle 2.2: Wichtige Daten des SVT.

2.2.2 Die Driftkammer (DCH)

Die Driftkammer schließt sich nach außen an den SVT an und stellt das wichtigste System zur Rekonstruktion der Spurparameter geladener Teilchen dar. Da sich diese Detektorkomponente ebenso wie der SVT innerhalb des von der supraleitenden Spule (vgl. Abschnitt 2.2.5) erzeugten Magnetfeldes befindet, bewegen sich geladene Teilchen auf gekrümmten Bahnen, aus deren Radien sich die Teilchenimpulse bestimmen lassen. Nachweisbar sind die Spuren von Teilchen mit transversalen Impulsen $p_t > 0,1 \text{ GeV}/c$, wobei die Kammer gleichzeitig ein Triggersystem für ge-

ladene Teilchen darstellt. Des weiteren läßt sich aus der Impulshöhenmessung an den Meßdrähten der spezifische Energieverlust dE/dx ermitteln, der ebenso wie im Falle des Vertexdetektors zur Teilchenidentifikation benutzt wird.

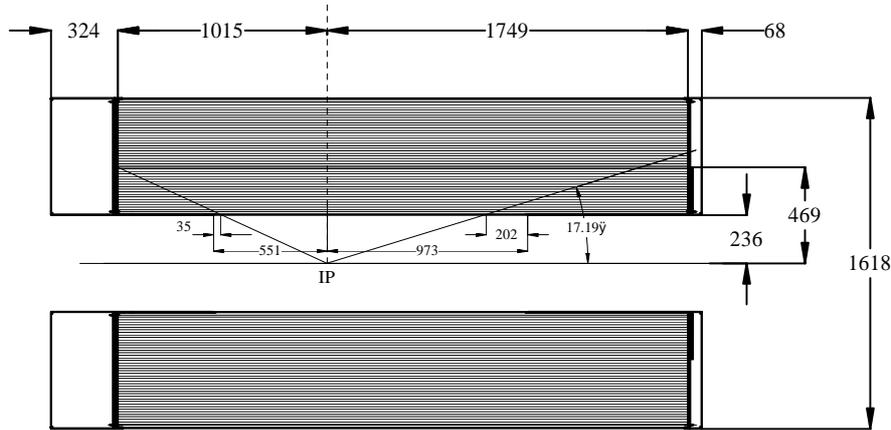


Abbildung 2.4: Seitenansicht der Driftkammer (alle Maße in mm).

Der Zylinder der Drahtkammer (Abb. 2.4) ist aus Kohlenstofffaser und Beryllium konstruiert, um die Massenbelegung der inaktiven Bauteile zu minimieren. Aus dem gleichen Grund erfolgt die Auslese der Daten komplett entgegen der Boost-Richtung, also an der Detektorrückseite. Der Zylinder enthält $20 \mu\text{m}$ dicke Signaldrähte aus goldbedampften Wolfram und $120 \mu\text{m}$ bzw. $80 \mu\text{m}$ dicke potentialbildende Drähte aus goldbeschichtetem Aluminium, deren Anordnung die hexagonale Struktur der 7104 Auslezellen bestimmt. Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan im Verhältnis 4 : 1 betrieben. Das führt zu einer hohen Strahlungslänge und einer geringen Anzahl an Vielfachstreuungen sowie zu kurzen Driftzeiten bei minimalem Materialeinsatz. Damit sind die Voraussetzungen für eine gute Auflösung bzgl. der Orts-, sowie der Energieverlustmessung erfüllt. Bei der maximalen Spurlänge von 58 cm erhält man bis zu 40 Meßwerte zur Positionsbestimmung, aus denen sich die Teilchenbahnen mit einer Ortsauflösung von ca. $140 \mu\text{m}$ (Designwert) rekonstruieren lassen. Der Designwert der relativen Impulsauflösung ergibt sich für transversale Impulse im Bereich $0,2 \text{ GeV}/c < p_t < 2,6 \text{ GeV}/c$ zu

$$\sigma_{p_t}/p_t = 0,21 \% + 0,14 \% \cdot p_t [\text{GeV}/c], \quad (2.1)$$

wobei der hierin enthaltene konstante Anteil durch Vielfachstreuungen bedingt ist. Die vollständigen Daten sind in Tabelle 2.3 zusammengestellt.

Länge	280 cm
Innenradius	23,6 cm
Außenradius	80,9 cm
7000 Signaldrähte je	$20 \mu\text{m}$
45000 Potentialdrähte je	$120 \mu\text{m}, 80 \mu\text{m}$
7104 Driftzellen je	$12 \times 18 \text{ mm}^2$
maximale Spurlänge	58 cm
Ortsauflösung (Designwert)	$140 \mu\text{m}$

Tabelle 2.3: Wichtige Daten der Driftkammer.

2.2.3 Der Cherenkov-Detektor (DIRC)

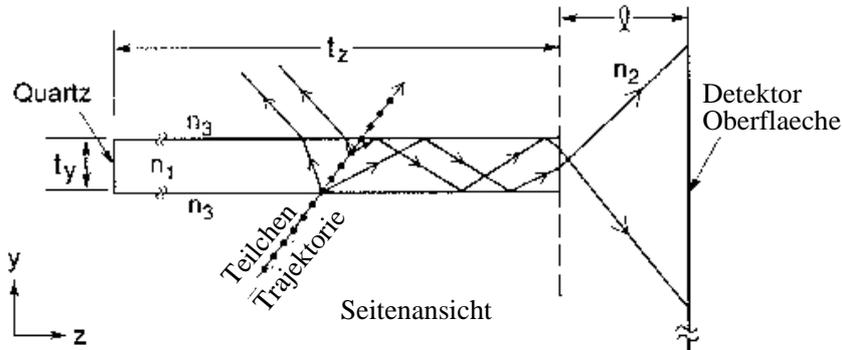


Abbildung 2.5: Das Funktionsprinzip des Cherenkov-Detektors DIRC

Der Cherenkov-Detektor DIRC (**D**etection of **I**nternally **R**elected Cherenkov-Light) umgibt die Driftkammer und realisiert im Gegensatz zu den anderen Subsystemen ein vollständig neues Detektor-Prinzip.

In einem zwölfseitigen Polygon sind zylindrisch um die Strahlachse Quarzstäbe angeordnet. Geladene Teilchen, welche das Detektormaterial mit Geschwindigkeiten durchqueren, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium sind ($n\beta \geq 1$), emittieren Cherenkov-Licht in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel

$$\Theta_C(E) = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right). \quad (2.2)$$

Licht aus diesem Kegel wird an den Oberflächen der Quarzstäbe totalreflektiert und zur Detektorrückseite transportiert. Die aus kleineren Barren zusammengeklebten Quarzstäbe stellen somit sowohl das aktive Detektormaterial als auch das Medium für den Lichttransport dar. Dieser Lichttransport für Wellenlängen $\lambda > 300 \text{ nm}$ erfolgt winkelerhaltend. Dies erfordert eine höchste Qualität der Oberflächen, da bereits geringe Unebenheiten die Winkelinformation ändern und somit die Auflösung verschlechtern könnten. In Vorwärtsrichtung sind die Stirnflächen dieser Quarzstäbe verspiegelt, damit zunächst in diese Richtung transportiertes Licht ebenfalls zur Detektorrückseite gelangt, um dort nachgewiesen zu werden. An der Detektorrückseite wird das Licht in einen mit Wasser gefüllten Tank (Stand-Off-Box) projiziert, dessen rückwärtige Seite die sensitive Fläche darstellt und zur Auslese mit ca. 11000 Photomultipliern bestückt ist. Eine Übersicht der wichtigsten Daten findet sich in Tabelle 2.4.

Aufgrund ihrer gekrümmten Flugbahn müssen geladene Teilchen einen Impuls von mindestens $p > 0,25 \text{ GeV}/c$ haben, um den DIRC zu erreichen. Für solche Teilchen erhält man aus dem Öffnungswinkel Θ_C des Cherenkov-Kegels ihre Geschwindigkeit, welche zusammen mit Informationen aus anderen Subsystemen der Teilchenidentifikation dient. So ist die Identifizierung geladener Hadronen wie z.B. π , K , p durch Kombination dieser Informationen möglich.

144 Quarzbarren mit den Abmessungen	$1,7 \times 2,5 \times 41 \text{ cm}^3$
Länge der zusammengeklebten Quarzstäbe	4,9 m
Brechungsindex	$n_{\text{Quarz}} = 1,474$
11000 PMTs, Durchmesser	2,4 cm

Tabelle 2.4: Wichtige Daten des Cherenkov-Detektors

Der Designwert der Winkelauflösung für ein Photoelektron beträgt 9 mrad . Zur Trennung von Kaonen und Pionen bei einem Impuls von $4 \text{ GeV}/c$ ist jedoch eine Auflösung von 2 mrad notwendig, welche durch die Kombination der Information von ca. 50 Photoelektronen erreicht werden kann.

Besonders wichtig bei der Untersuchung der \mathcal{CP} -Verletzung mit der Methode des B -Tagging ist die Trennung von Elektronen und Pionen, bzw. von Myonen und Pionen bis hinunter zu einem Impuls von $p = 0,5 \text{ GeV}/c$. Für diese Trennung werden die DIRC-Informationen durch weitere Daten aus dem Kalorimeter und dem instrumentieren Eisenjoch ergänzt.

2.2.4 Das Kalorimeter (EMC)

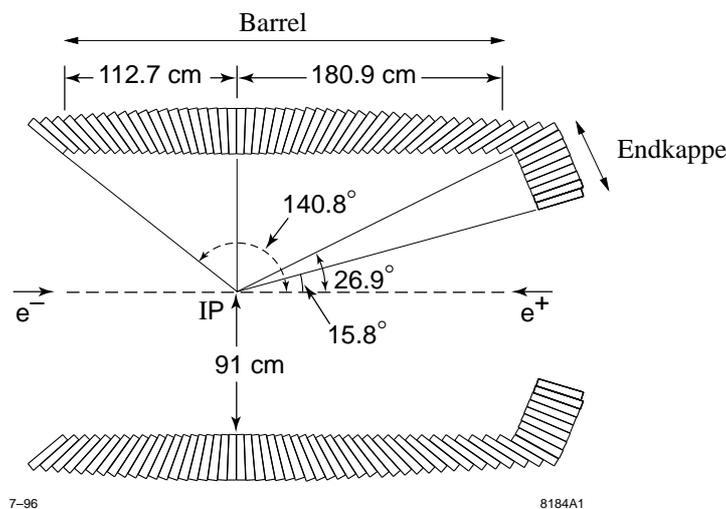


Abbildung 2.6: **Seitenansicht des Kalorimeters (EMC):** Das Barrel deckt den Polarwinkelbereich $26,9^\circ \leq \theta \leq 140,8^\circ$ ab, die Endkappe den Bereich $15,8^\circ \leq \theta \leq 26,9^\circ$, der Wechselwirkungspunkt ist mit IP (Interaction Point) gekennzeichnet.

Das Kalorimeter schließt sich nach außen an den DIRC an. Es ist aus 6580 CsI(Tl)-Kristallen aufgebaut und stellt ein Instrument zur präzisen Messung von Energien und Winkeln neutraler Teilchen sowie Elektronen und Positronen dar. Weiterhin dient es als ein Triggersystem für neutrale Teilchen.

Das Kalorimeter besteht aus einem zylindrischen Faß (Barrel) und einer konischen Endkappe, die sich in Vorwärtsrichtung anschließt. Die 5760 Kristalle des Barrels sind in einer θ -Segmentierung

von 48 Ringen angeordnet. Die ϕ -Segmentierung eines solchen Ringes beträgt 120 Kristalle. Die Endkappe enthält 820 Kristalle in 8 Ringen (Abb. 2.6).

Eine detailliertere Beschreibung des Aufbaus, der Funktionsweise und des Betriebs des Kalorimeters erfolgt im anschließenden Kapitel.

2.2.5 Das Instrumentierte Eisenjoch (IFR) mit der supraleitenden Spule

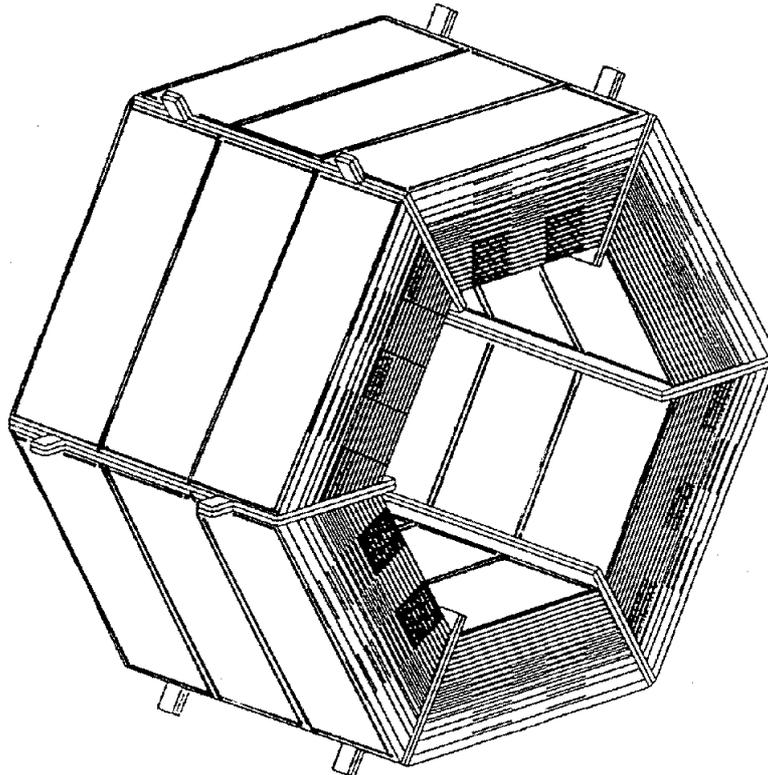


Abbildung 2.7: Das Barrel des instrumentierten Eisenjochs

Die äußere Schale des BABAR-Detektors stellt das instrumentierte Eisenjoch (Abb. 2.7) dar, das als Identifikationssystem für Myonen und neutrale Hadronen dient. Ein Magnet mit einer supraleitenden Spule aus Niobtitan erzeugt das zur Impulsmessung notwendige Magnetfeld mit einer Feldstärke von $1,5 T$.

Das umgebende Eisenjoch besteht aus 18 Eisenlagen, deren Dicke nach außen hin zunimmt, und ist in einen Mittelteil (Barrel) und zwei Endkappen aufgeteilt. In den Spalten zwischen den Eisenlagen befinden sich hochohmige Plattenkammern (**Resistive Plate Chambers**) als aktive Nachweiskomponenten, die in den inneren Lagen zur Optimierung der Myonen-Identifikation bei kleinen Impulsen feiner segmentiert sind (Tab. 2.5).

Die Nachweiseffizienz für Myonen bei Impulsen $p > 0,8 GeV/c$ beträgt mehr als 90 %, für kleinere Impulse $p \approx 0,65 GeV/c$ immer noch 50 %, was zu der guten Effizienz des B -Taggings beiträgt. Das instrumentierte Eisenjoch hilft auch beim Nachweis neutraler Hadronen, wie etwa

Länge der Spule	385 <i>cm</i>
Innenradius der Spule	140 <i>cm</i>
Dicke der Eisenlagen	2 – 5 <i>cm</i> 0,25 – 0,4 hadronische Strahlungslängen
Anzahl RPC	17 Lagen (Barrel) 16 Lagen (Endkappe)

Tabelle 2.5: **Wichtige Daten des instrumentierten Eisenjochs**

dem langlebigen neutralen Kaonen K_L^0 . Die Kombination von IFR-Daten mit Informationen aus anderen Detektorkomponenten ermöglicht desweiteren eine Trennung von Pionen und Kaonen über den gesamten kinematischen Bereich der zu untersuchenden Zerfälle.

Kapitel 3

Aufbau und Kalibration des Kalorimeters

3.1 Aufbau des Kalorimeters

3.1.1 Physikalische Anforderungen

Wie bereits in Abschnitt 2.2.4 erwähnt, ist die Aufgabe des Kalorimeters der Nachweis von neutralen Teilchen, Elektronen und Positronen. Bei den zu untersuchenden Zerfallskanälen der neutralen B -Mesonen spielt die präzise Messung hochenergetischer Photonen eine entscheidende Rolle. Einerseits stellt hierbei der Zerfallskanal $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, bei dem als Endprodukte Photonen mit Energien bis zu 5 GeV nachzuweisen sind, eine obere Grenze für die zu messende Energie dar. Andererseits enthalten ca. 50 % der Endzustände Photonen mit Energien von weniger als 200 MeV . Das Kalorimeter muß daher eine hochauflösende Energie- und Winkelmessung für diese Teilchen über einen weiten Energiebereich gewährleisten. Das Meßintervall für die Energie deckt den Bereich von 10 MeV bis 10 GeV ab. Die angestrebte Energieauflösung für Teilchen mit einer Trajektorie senkrecht zu Strahlachse beträgt [TD 95]:

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

Die Winkelauflösung ist durch die Granularität des Kalorimeters und den mittleren Abstand der Kristalle zum Wechselwirkungspunkt festgelegt und beträgt [TD 95]:

$$\sigma_{\theta,\phi} = \frac{3 \text{ mrad}}{\sqrt[2]{E [\text{GeV}]}} + 2 \text{ mrad}. \quad (3.2)$$

Wenn hochenergetische Photonen mit Materie wechselwirken, erfolgt dies hauptsächlich über den Paarbildungseffekt. Die so entstehenden sekundären freien Elektronen und Positronen wechselwirken weiterhin mit dem Material über den Bremsstrahlungseffekt. Dieser Prozeß setzt sich über die dabei emittierten Photonen multiplikativ fort und bildet eine Kaskade von Sekundärteilchen aus, die als elektromagnetischer Schauer bezeichnet wird. Die Entwicklung eines solchen elektromagnetischen Schauers ist schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Kaskade bricht erst dann ab, wenn die Energie sekundärer Photonen für die Paarbildung nicht mehr ausreicht und andere Anregungsprozesse wie Compton- und Photoeffekt dominieren. Die laterale und longitudinale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird über die materialabhängigen typischen

Größen Molière-Radius R_M und Strahlungslänge X_0 charakterisiert. Mit dem Kalorimeter soll die Gesamtenergie solcher Schauer gemessen werden.

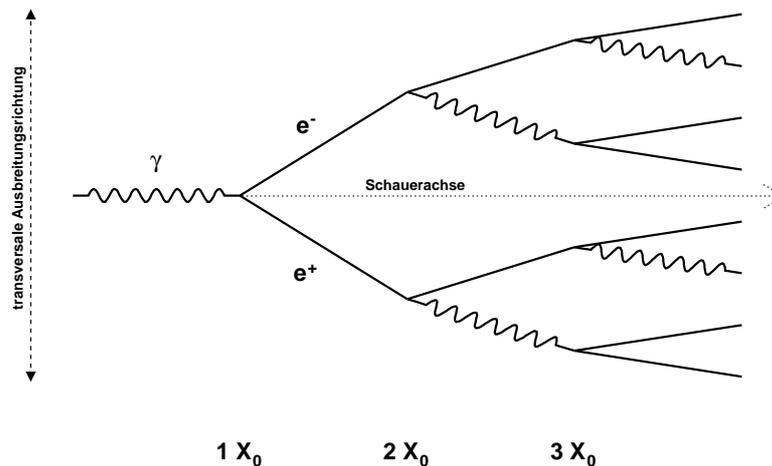


Abbildung 3.1: **Schematische Darstellung eines photoneninduzierten elektromagnetischen Schauers.** (Ein elektroneninduzierter Schauer würde im Gegensatz zu dem hier dargestellten mit dem Bremsstrahlungseffekt beginnen.)

3.1.2 CsI(Tl)-Kristalle

Szintillation

Die 6580 Kristalle, die aus mit Thallium dotiertem Cäsiumjodid bestehen und in Form von Pyramidenstümpfen ausgebildet sind, stellen das aktive Detektormaterial des Kalorimeters dar.

Dieses Material gehört zur Gruppe der anorganischen Szintillatoren, d.h. ionisierende Strahlung, die in diesen Stoff eindringt, wird dort in Licht umgesetzt, welches dann detektiert wird.

Wenn Strahlung mit diesem kristallinen Material wechselwirkt, werden von den sekundären Teilchen des eingangs erwähnten elektromagnetischen Schauers durch Anregungsprozesse Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) erzeugt, welche durch das Kristallgitter wandern, bis sie auf Aktivatorzentren (auch Farbzentren genannt) treffen. Diese werden angeregt und gehen in einen höherenergetischen metastabilen Zustand über. Bei der folgenden Rückkehr in den Grundzustand emittieren diese Zentren sichtbares Licht. Die erzeugte Lichtmenge ist proportional zu der von den Teilchen im Szintillatormaterial deponierten Energie.

Um eine hinreichende Energieauflösung zu gewährleisten, ist es notwendig, daß möglichst die gesamte Energie der zu detektierenden Strahlung in den Kristallen deponiert wird. Die entscheidende Größe ist hierbei die Strahlungslänge X_0 , nach der ein Elektron in dem Material durch Bremsstrahlung soviel Energie deponiert, daß seine Restenergie $\frac{1}{e}$ des Ausgangswertes beträgt.

Dichte	4,51 g/cm ²
Strahlungslänge X_0	1,85 cm
Molière-Radius r_M	3,8 cm
Emissionsspektrum	(320 – 700) nm
Emissionsmaximum	≈ 550 nm
Lichtausbeute	≈ 5500 Photonen / MeV
Abklingzeit τ_d	≈ 1,5 μ s
Brechungsindex (Emissionsmaximum)	1,79
$(dE/dx)_{min}$	5,6 MeV/cm

Tabelle 3.1: Einige wichtige Eigenschaften des verwendeten CsI(Tl) [KI 84, Da 98]

Für einen photoneninduzierten elektromagnetischen Schauer läßt sich die Strahlungslänge auch als die Strecke ansehen, innerhalb derer mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 54 % ein Elektron-Positron-Paar über den Paarbildungseffekt erzeugt wird. Um Strahlungsverluste zu minimieren, muß die Ausdehnung der Kristalle entlang der Einfallrichtung des Teilchens ein Vielfaches einer Strahlungslänge betragen.

Die wesentlichen Eigenschaften des für die Kristalle des BABAR-Kalorimeters verwendeten Materials CsI(Tl) sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Lichtausbeute

Um sicherzustellen, daß die zu detektierenden Teilchen ihre gesamte Energie in den CsI(Tl)-Kristallen deponieren, wurde für diese je nach Position im Kalorimeter eine Länge zwischen 30 cm und 32,5 cm gewählt, was 16 - 17,5 Strahlungslängen (X_0) entspricht.

Innerhalb des Kristalls wird das Licht im wesentlichen über Totalreflexion zur Rückseite transportiert, an der die Auslese erfolgt. An der Front, sowie an den Längsseiten ist jeder einzelne Kristall mit einer Schicht des Materials Tyvek umgeben. Licht, welches den Kristall aufgrund eines für die Totalreflexion zu großen Auftreffwinkels verläßt, wird an der weißen Oberfläche des Tyvek diffus gestreut. Hierdurch gelangt zumindest ein Großteil des so ausgetretenen Lichts zurück in den Kristall.

Um die hohen Anforderungen an die Energieauflösung des Kalorimeters zu erfüllen, ist es wichtig, daß die Lichtausbeute bei der Szintillation weitgehend unabhängig vom Ort der Anregung entlang der Längsachse und hinreichend groß, sowie möglichst für alle Kristalle gleich ist. Alle Kristalle wurden deshalb einer präzisen Eingangskontrolle unterzogen, bei der nicht nur die mechanischen Abmessungen kontrolliert, sondern auch die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute mit einer ²²Na-Quelle vermessen wurde. Ein Kristall wurde bei dieser Messung mit der Rückseite auf einen Photomultiplier gestellt und die Quelle entlang der Längsachse an mehr als zehn Punkten positioniert. Die Pulshöhenspektren der von dem Photomultiplier registrierten Signale ergaben die notwendigen Informationen über die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute, so daß die Uniformität des so erhaltenen Profils ggf. durch eine geeignete Behandlung der Kristalloberfläche optimiert werden konnte. Abbildung 3.2 zeigt die Grenzen des geforderten Profils, sowie die Daten einer typischen Meßreihe. Im Falle einer nicht hinreichenden Lichtausbeute wurde der untersuchte Kristall zum Hersteller zurückgeschickt.

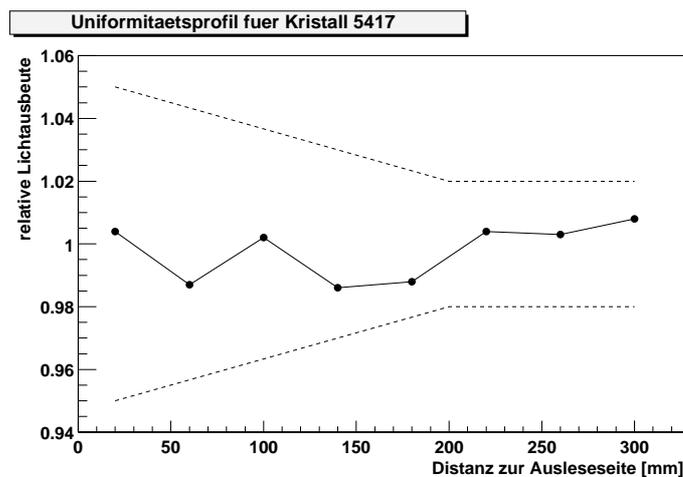


Abbildung 3.2: **Das Profil der Lichtausbeute der Szintillation:** Die auf den Mittelwert der Meßreihe normierten Daten zeigen das Uniformitätsprofile für einen Beispielkristall. Die gestrichelten Linien grenzen den geforderten Bereich ein.

Auslese

Die Detektion des Szintillationslichtes erfolgt an der der Wechselwirkungszone abgewandten Rückseite der Kristalle. Da sich das Kalorimeter innerhalb des Magnetfeldes befindet, ist eine Auslese mit Photomultipliern nicht möglich, desweiteren wäre deren Verwendung durch den geringen zur Verfügung stehenden Raum nur sehr schwer realisierbar gewesen. Die für die Lichtauslese verwendeten Photodioden vom Typ *S2744-08* der Firma *Hamamatsu* sind sehr gut geeignet, da die spektrale Empfindlichkeit speziell auf das Szintillationspektrum des CsI(Tl) optimiert ist. Zwei dieser Silizium-PIN-Dioden mit einer aktiven Fläche von je 2 cm^2 sind über eine 1 mm dicke Polystyrolplatte auf die Rückseite jedes Kristalls aufgeklebt. Das Material Polystyrol und der zweikomponentige Epoxidkleber *Epilox A17-01* wurden aufgrund ihrer Brechungsindizes ausgewählt, um bei der Auskopplung des Lichtes Verluste durch Totalreflexion an den Grenzflächen zu minimieren. Weitere erforderliche Eigenschaften des Klebers sind seine mechanische Stabilität über einen weiten Temperaturbereich und die Beständigkeit seiner Transparenz, da nur so Lichtverluste aufgrund von Alterungserscheinungen (z.B. Vergilben) vermieden werden können.

Da die Photodioden nicht die gesamte Kristallrückseite bedecken, ist die umgebende Fläche mit einer weiteren Polystyrolplatte bedeckt, die mit einer hochreflektierenden weißen Farbe lackiert ist. Von dieser Platte wird das Licht, das nicht direkt auf die von den Photodioden bedeckte Fläche gelangt, in den Kristall zurückreflektiert, um ebenfalls zur Auslese verwendet zu werden. Abbildung 3.3 zeigt die Anordnung der Auslesekomponenten an der Rückseite eines Kristalls.

Wie bei der Eingangskontrolle wurden auch nach der Bestückung der Kristalle mit den Photodioden Messungen mit einer radioaktiven Quelle, hier mit einer ^{88}Y -Quelle, durchgeführt, um die Lichtausbeute und somit die Qualität der Lichteinkopplung in die Photodioden zu messen. Die Kontrolle der Uniformität der Lichtausbeute wurde ebenfalls stichprobenartig wiederholt. Hierbei zeigte sich eine Veränderung des Profils aufgrund der unterschiedlichen spektralen Empfindlichkeit von Photomultiplier und Photodioden, jedoch lagen die Werte noch innerhalb der geforderten Grenzen für das Uniformitätsprofil.

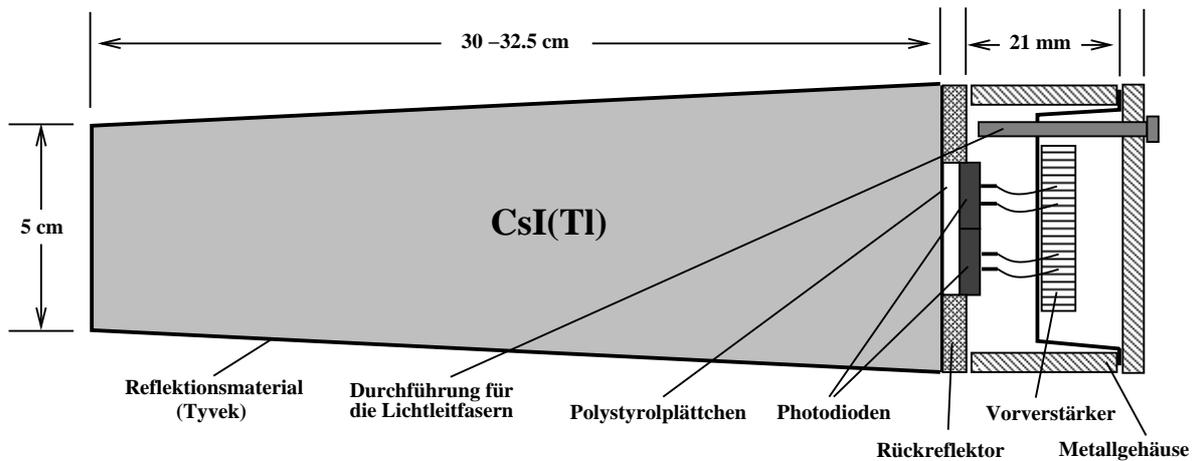


Abbildung 3.3: CsI(Tl)-Kristall mit Auslesebox

3.1.3 Mechanischer Aufbau

Das Kalorimeter besteht aus zwei Komponenten: Barrel und Endkappe, wobei jede in mehrere Module segmentiert ist. Diese bilden die mechanische Grundstruktur für die Installation der Kristalle. Ein solches Modul besteht aus einer zusammengeklebten Anordnung von konischen Kohlefaserdüten (carbon fibre compartments), in welche die einzelnen Kristalle eingesetzt sind.

Barrel

Das zylindrische Barrel ist in 280 Module segmentiert (40 Module in ϕ -Richtung und 7 Module in θ -Richtung), von denen jedes 3 Kristalle in ϕ -Richtung und 7 bzw. 6 Kristalle in θ -Richtung aufnimmt. Die θ -Segmentierung ist wegen des bewegten Schwerpunktsystems asymmetrisch gewählt, so daß sich im vorderen Teil vier Module und im hinteren Teil drei Module befinden.

Jeder Kristall ist zur Abschirmung von einer Aluminium-Folie, sowie zur Isolierung gegen die Kohlefaserdüten von dünner Mylar-Folie umgeben. Auf der Ausleseseite ist auf der Aluminiumfolie ein Aluminiumrahmen mittels eines silberhaltigen leitfähigen Klebers befestigt. In diesen Rahmen ist eine Auslesebox eingesetzt, die aus Messing besteht und die Vorverstärker enthält. Dadurch ergibt sich für jeden Kristall ein Faradayscher Käfig, der dazu dient, Einstrahlungen in die Vorverstärker zu minimieren. Zur Frontseite hin sind die Kristalle durch ihre konische Form in radialer Position innerhalb der Kohlefaserdüten fixiert. An der Rückseite werden die Kristalle dadurch gesichert, daß die aufgesetzten Aluminiumrahmen mit den umgebenden Kohlefaserwänden verklebt sind. Der hierzu benutzte Kleber ist nicht elektrisch, jedoch thermisch leitfähig, wodurch die Wärmeableitung von den Vorverstärkern sichergestellt ist.

Die mechanische Aufhängung eines Moduls in die Rahmenstrukturen des Barrels geschieht über einen Aluminiumrahmen (*Strongback*), der an den Längsseiten mit Seitenplatten (*Bridge-plates*) verschraubt ist. Diese *Bridge-plates* sind nach dem Einsetzen der Kristalle mit den Kohlefaserdüten verklebt worden. Neben den Kristallen mit den aufgeklebten Photodioden enthalten die Module

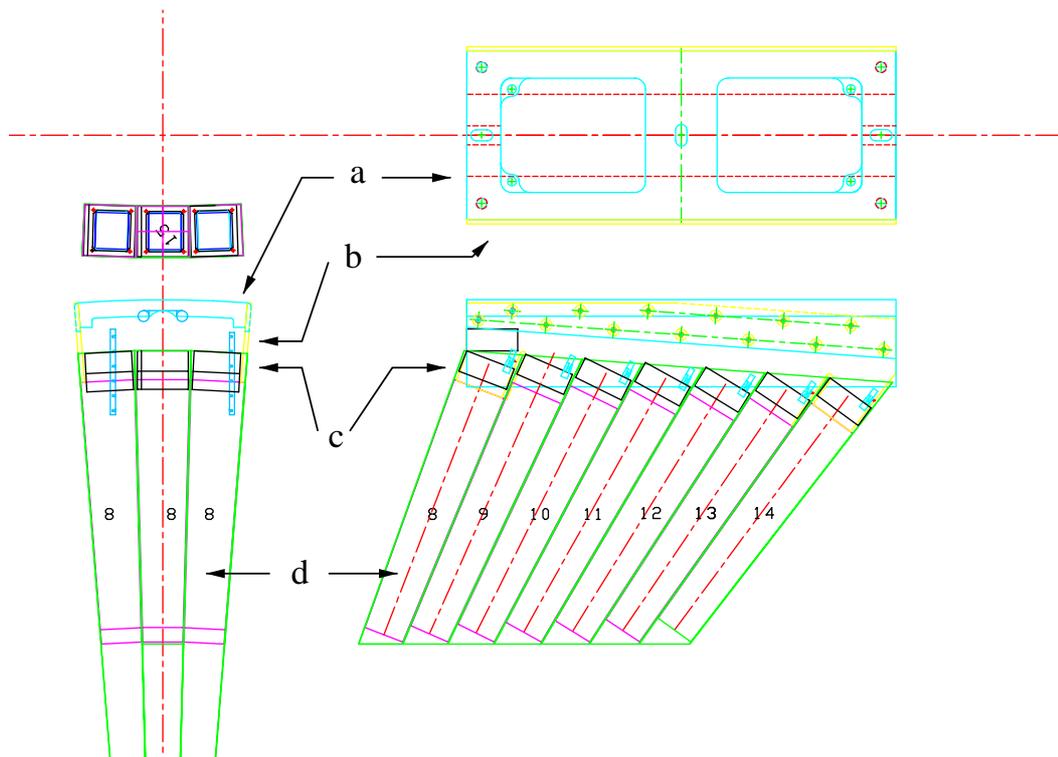


Abbildung 3.4: **Aufbau eines Barrel-Moduls:** a: strongback, b: bridge-plate, c: Ausleseboxen, d: Kristalle in den Kohlefasertüten

auch die oberhalb jedes Kristalls montierten Ausleseboxen mit den Vorverstärkern, die in Abschnitt 3.2.1 eingehender beschrieben werden. Abbildung 3.4 zeigt die Zeichnung eines Barrel-Moduls in verschiedenen Ansichten.

Die tragende Hauptstruktur des Barrels ist ein Aluminium-Zylinder (*Support-Zylinder*) mit einem Außenradius von 135 cm , der einerseits innen die einzelnen Module und andererseits in seinen Endflanschen den Teil der Ausleseelektronik aufnimmt, welche die analogen Signale der Vorverstärker weiterverarbeitet und digitalisiert. Zur Bestückung des Zylinders mit den Modulen ist dieser am Ort des Wechselwirkungspunktes in einen vorderen und einen hinteren Teil aufgetrennt. Die Module sind mit diesem Support-Zylinder über die Strongbacks in der Weise verschraubt, daß diese Aufhängung eine exakte Ausrichtung der Module in θ - und ϕ -Richtung ermöglicht. Durch diese Ausrichtung ist sichergestellt, daß die Abstände zwischen den einzelnen Modulwänden minimal sind, zumal bereits die Kohlefaserwände und die Kristallumhüllungen ca. $1,25\text{ mm}$ breite Lücken im aktiven Material darstellen. Um die Anzahl der Photonen zu minimieren, die das Kalorimeter entlang dieses inaktiven Materials passieren, sind die Lücken zwischen zwei Kristallen in θ -Richtung nicht direkt auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet. Die Abweichungen liegen je nach Position im Barrel zwischen 15 mrad und 45 mrad . Die Lücken in ϕ -Richtung hingegen weisen direkt auf den Wechselwirkungspunkt und bedingen, daß $2,5\%$ der Photonen das Kalorimeter entlang dieser Zwischenräume passieren und nicht nachgewiesen werden.

Um die hohen Anforderungen an die Energieauflösung zu erfüllen ist es notwendig, die Umgebungsbedingungen im Kalorimeter konstant zu halten. So ist es beispielsweise wichtig, die Elek-

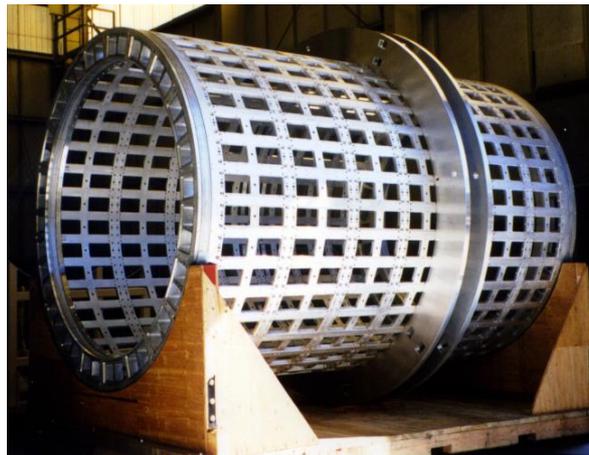


Abbildung 3.5: **Der Support-Zylinder vor der Bestückung mit den Modulen.**

tronik bei einer möglichst niedrigen Temperatur zu betreiben, um das Rauschen zu minimieren. Zur Wärmeableitung aus den Modulen sind an die Strongbacks Kühlleitungen angeschlossen, die sich entlang der Strahlachse durch das gesamte Barrel ziehen. Als Kühlflüssigkeit wurde Fluornert gewählt, da dieser Stoff chemisch äußerst inaktiv ist und somit den hygroskopischen CsI(Tl)-Kristallen im Falle eines Lecks im Kühlkreislauf keinen Schaden zufügen kann. Mit diesem Kühlsystem wird die Temperatur in den Modulen auf $(20 \pm 1) ^\circ\text{C}$ stabilisiert.

Das Barrel ist am Innen- und am Außenradius mit jeweils zwei Lagen Aluminiumplatten abgeschlossen, die mit einer dünnen Schaumschicht verklebt sind. Diese Platten dienen einerseits der elektrischen Abschirmung und stellen andererseits ein gasdichtes Siegel dar. Zum Schutz der Kristalle wird das Kalorimeter während des Betriebs mit trockenem Stickstoff geflutet.

Endkappe

Die in zwei Hälften teilbare konische Endkappe besteht aus 20 in Form von Ringsegmenten konstruierten Modulen. Jedes dieser Module beinhaltet 41 Kohlefasertüten: 4 für die inneren zwei, 5 für die mittleren drei und 6 für die äußeren drei Kristallringe in ϕ -Richtung.

Da die Endkappe wegen des bewegten Schwerpunktsystems und wegen der Nähe zum Strahlrohr einer erhöhten Strahlendosis ausgesetzt ist, muß im Falle zu großer Strahlenschäden ein einfacher Austausch einzelner Kristalle durchführbar sein. Aus diesem Grund sind hier die Kristalle im Gegensatz zum Barrel nicht mit einem Klebstoff in ihrer Position fixiert, sondern werden mittels der am Rahmen verschraubten Ausleseboxen befestigt. Der Wärmetransport von den einzelnen Ausleseboxen zum Kühlsystem erfolgt hier nicht über einen thermisch leitfähigen Kleber. Daher enthält in der Endkappe jedes Modul eine eigene Kühlleitung, welche direkt an den Deckeln der einzelnen Kristallausleseboxen befestigt ist.

Zu Wartungszwecken kann die Endkappe mit einer speziellen Tragekonstruktion aus dem Detektor extrahiert werden.

3.2 Elektronik

Da die Elektronik für Barrel und Endkappe identisch ist, und sich die Signalführung nur rein mechanisch leicht unterscheidet, erfolgt deren Beschreibung hier exemplarisch anhand des Barrels. Für die Endkappe werden lediglich die Abweichungen aufgeführt.

Die Kalometerelektronik unterteilt sich in drei Bereiche: *In-detector* ist der Bereich, der während des Betriebs mit trockenem Stickstoff geflutet ist. *On-detector* ist der Bereich, der sich noch am Detektor, jedoch bereits außerhalb des gasdicht versiegelten Volumens befindet. Im Bereich *Off-detector* ist die Elektronik angesiedelt, die sich nicht mehr in mechanischem Kontakt mit dem Detektor befindet. Abbildung 3.6 zeigt einen Überblick über den Aufbau der Signalverarbeitungskette des Kalorimeters sowie der Anordnung der einzelnen Baugruppen in den zuvor erwähnten Bereichen.

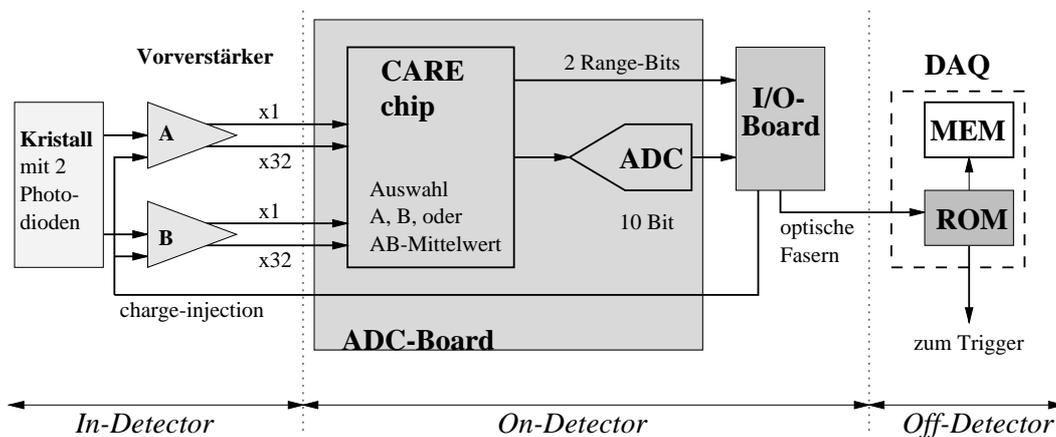


Abbildung 3.6: **Die Signalverarbeitungskette des Kalorimeters:** Die wesentlichen Komponenten der Ausleseelektronik in den unterschiedlichen Bereichen: Die Kristalle mit den Vorverstärkern (In-Detector), die ADC-Boards und IO-Boards (On-Detector), sowie die DAQ-Module (Off-Detector)

3.2.1 Vorverstärker

Jeder Kristall ist mit einer Auslesebox bestückt, die eine Platine mit zwei ladungssensitiven Vorverstärkern enthält. Diese sind über ein kurzes Kabel direkt mit den Photodioden verbunden, welche mit einer Sperrspannung von 50 V betrieben werden. Bei den Vorverstärkern handelt es sich um ASICs¹, die im Semi Custom Design entwickelt und von der Firma AMS² hergestellt wurden. Die Ladungsintegration erfolgt mit einer Shaping-Zeit von 250 ns , wodurch eine Signalverarbeitung mit hinreichend hoher Rate ermöglicht wird. Um den gesamten energetischen Bereich abzudecken, liegen am Ausgang zwei analoge Signale mit den Verstärkungsfaktoren $\times 1$ und $\times 32$ an.

¹Application Specific Integrated Circuit

²Austria Micro Systems

Die Platinen mit den Vorverstärkern mußten im Laufe der Konstruktionsphase strengste Qualitätskontrollen durchlaufen. Jedes Exemplar wurde vor Einbau einem Einbrennzyklus (*Burn-In*) unterzogen und anschließend eingehend elektronisch getestet. Nach dem Einbau in die Module des Kalorimeters (vgl. Abschnitt 3.1.3) wurde die gesamte Gruppe wiederum getestet, wobei jetzt mit den angeschlossenen Photodioden auch das Verhalten bei der Verarbeitung von Szintillationssignalen überprüft wurde. Dazu wurden die Kristalle eines Moduls mit den Photonen aus einer ^{228}Th -Quelle [FI 00] bestrahlt und die Signale der Vorverstärker im Hinblick auf Rauschen, Signalhöhe und -form untersucht. Eine weitere Diagnose in dieser Konstruktionsphase wurde mittels eines Lichtpulsersystems durchgeführt, auf welche in Abschnitt 4.5.2 noch näher eingegangen wird.

Um Beschädigungen an Photodioden oder Vorverstärkern festzustellen, die während des anschließenden Zusammenbaus des Kalorimeters aufgetreten sind, wurden die elektronische Diagnose und die Tests mit dem Lichtpulsersystem nach dem Einbau der Module in den Support-Zylinder wiederholt.

3.2.2 Mini-Crates

Die Mini-Crates sind in die Endflansche des Support-Zylinders eingesetzt. Sie stellen die Verbindung zwischen den Bereichen *In-detector* und *On-detector* dar. Ein Mini-Crate trägt die Elektronik für 72 Auslesekanäle (3 Kanäle in ϕ -Richtung und 24 Kanäle in θ -Richtung).

Der Bereich *In-detector* muß auch an dieser Stelle gasdicht abgeschlossen sein. Zu diesem Zweck sind die Mini-Crates in zwei Hälften getrennt, die in der Mitte über eine Platine miteinander verschraubt sind. Diese *Bulkhead-Board* genannte Platine stellt das gasdichte Siegel dar und ist zum Zwecke der Signaldurchführung mit sechs Steckleisten bestückt. Der Anschluß der Vorverstärker erfolgt über *Fanout-Boards* genannte Adapterplatinen. Im Bereich *In-detector* sind sechs dieser Platinen übereinander an ein *Bulkhead-Board* angeschlossen. Die Verbindung zu den Vorverstärkern erfolgt über 20-polige abgeschirmte Flachbandkabel. Spiegelbildlich zu den *Fanout-Boards* angeordnet trägt ein Mini-Crate im Bereich *On-detector* sechs ADC-Boards. Abbildung 3.7 zeigt den prinzipiellen Aufbau dieser Mini-Crates.

3.2.3 ADC-Boards

Ein ADC-Board beinhaltet die Elektronik zur Signalverarbeitung für 12 Auslesekanäle.

Die erste Komponente stellen hierbei die CARE-Chips (**C**ustom **A**uto **R**ange **E**ncoding) dar. An den Eingängen dieser im Semi Custom Design entworfenen Chips liegen die Vorverstärkersignale beider Kanäle eines jeden Kristalls mit den Verstärkungsfaktoren $\times 1$ und $\times 32$ an. Entweder wird aus den Signalen der Photodioden A und B für jeden der beiden Verstärkungsbereiche der Mittelwert gebildet oder es kann explizit Signal A oder B ausgewählt werden. Die explizite Wahl des Signals einer Photodiode erfolgt zu Diagnosezwecken bzw. im Falle einer defekten Photodiode oder eines defekten Vorverstärkers. Dieses vorselektierte Signal durchläuft weitere Verstärkungsstufen, so daß es anschließend mit vier unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren zur Verfügung steht: $\times 1$, $\times 4$, $\times 32$ und $\times 256$.

Aufgrund der Signalhöhe wählt der CARE-Chip den passenden Bereich aus und schaltet die-

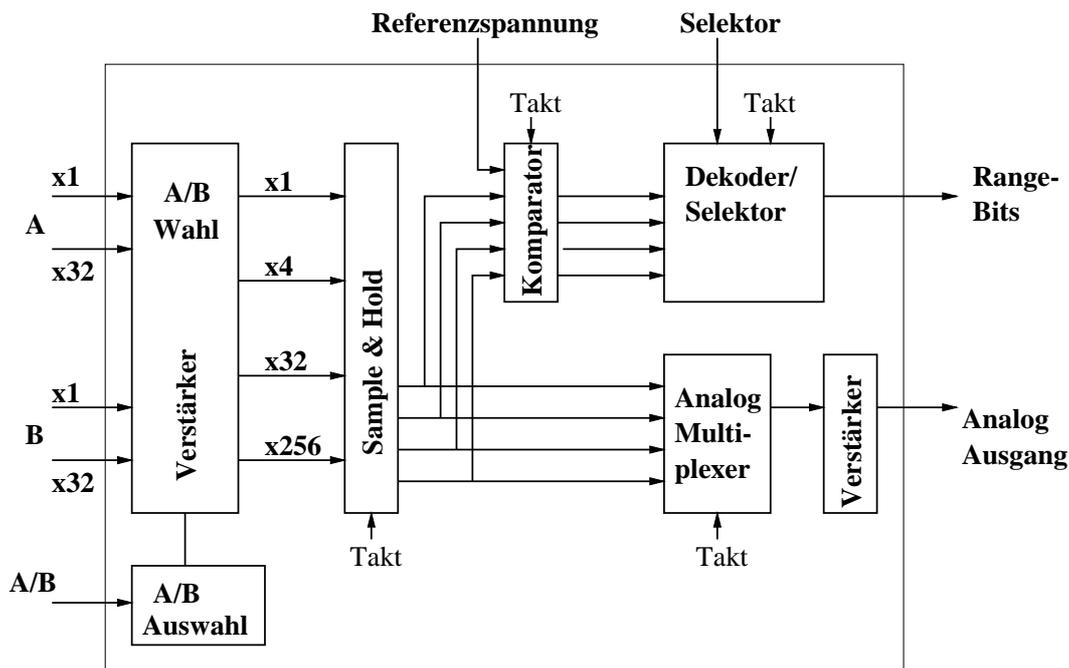


Abbildung 3.8: **Aufbau der CARE-Chips:** Aus den eingehenden Signalen A und B wird der Mittelwert gebildet und dieses Signal mit vier unterschiedlichen Faktoren verstärkt. Durch Vergleich mit einer Referenzspannung wird eines dieser vier Signale ausgewählt. Der selektierte Bereich wird in 2 Range Bits kodiert und das zugehörige analoge Signale durch einen Multiplexer ausgewählt und zur Abtastung zum ADC herausgeführt.

einem IO-Board wird dieser Puls auf die Eingänge der Vorverstärker von 72 Kristallen verteilt. Die Form dieses Pulses ist so gewählt, daß sie der eines Signals aus den Photodioden entspricht. Mittels der Variation der Ladungsmenge kann die Elektronik-Kette ab dem Eingang der Vorverstärker kalibriert werden. Diese Kalibrationsmethode wird in Abschnitt 3.3.3 ausführlicher erläutert.

3.2.5 Auslese-Module

Die Auslese- oder Read-Out-Module (*ROMs*) bilden die Eingangskomponenten des Bereichs *Off-detector* und enthalten Prozessoren, welche den von den IO-Boards stammenden Datenstrom weiterverarbeiten. Im Falle des Barrels verarbeitet ein *ROM* die Daten von 72 Kanälen, während im Falle der Endkappe die Daten aus nur 41 Kanäle zu verarbeiten sind. In der Elektronikhütte sind jeweils zehn dieser Module in zehn VME-Crates untergebracht.

Die Aufgabe der Auslesemodule ist die Analyse des Datenstroms der FADCs. Mittels geeigneter Algorithmen werden aus diesen Daten die relevanten Größen Amplitude und Zeitpunkt der Szintillation in den Kristallen extrahiert. Diese Größen werden einerseits zu summarischen Information für das Triggersystem zusammengestellt und andererseits zur Aufzeichnung an die Datenaquisition weitergeleitet. Diese Routine zur Bestimmung der Peak-Lage wird als *Feature Extraction* bezeichnet. Ein Beispiel für die Abtastung eines Szintillationspulses ist in Abbildung 3.9 darge-

stellt.

Die Implementierung der Algorithmen zur Peak-Bestimmung erfolgt mittels Software, so daß im Falle einer notwendigen Änderung kein Eingriff in die Hardware erforderlich ist. Dies ist speziell bei der Verwendung der unterschiedlichen Kalibrationssysteme wichtig, da so ein an die jeweilige Methode angepaßter Algorithmus verwendet werden kann. Bei der im folgenden Abschnitt vorgestellten Quellen-Kalibration können aufgrund der dort gegebenen geringen Signalrate ($\sim 3 \text{ Hz}$) sehr zeitaufwendige Algorithmen zur Untergrundunterdrückung implementiert werden. Diese ermöglichen eine exaktere Bestimmung der Amplitudeninformation des sehr kleinen Signals, das einer Energie von $\sim 6 \text{ MeV}$ entspricht.

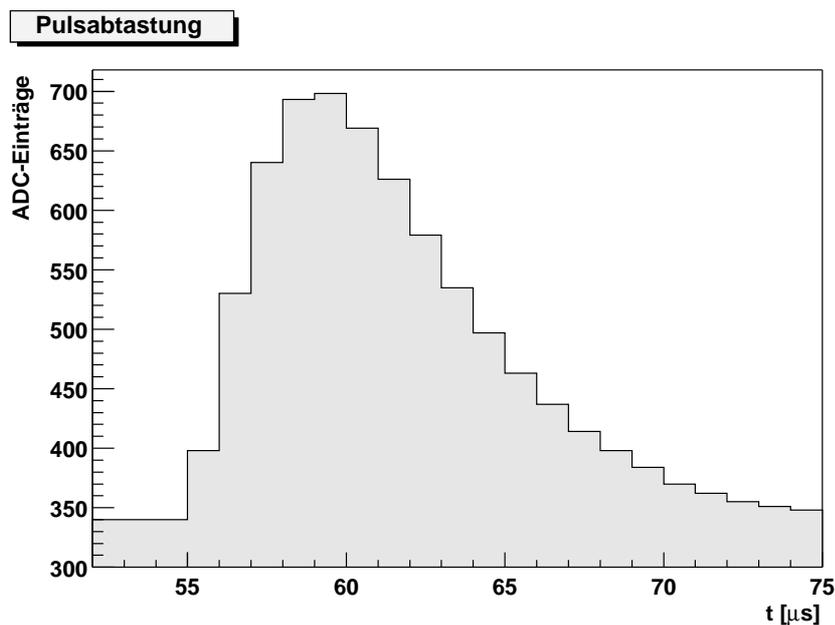


Abbildung 3.9: **Abtastung eines Szintillationspulses:** Die Breite eines Abtastfensters beträgt 250 ns .

3.3 Kalibration

Um präzise Informationen über die im Kalorimeter deponierte Energie zu erhalten, ist eine vielschichtige Kalibration der gesamten Auslekette über den gesamten Energiebereich unumgänglich.

So muß für jeden Kristall das Verhältnis zwischen der deponierten Energie und der detektierten Pulshöhe ermittelt werden. Um dieses Verhältnis zu erhalten, müssen die folgenden Eigenschaften untersucht werden:

- Die Lichtausbeute der Szintillation;
- Das Uniformitätsprofil eines Kristalls;
- Die Effizienz der Photodioden;

- Die Kennlinie der gesamten Elektronik-Kette vom Vorverstärker bis zum ADC.

Auf einer Zeitskala von mehreren Stunden bis Wochen können wohlverstandene physikalische Ereignisse zur Kalibration herangezogen werden. Als Beispiel zu nennen ist hier die kosmische Strahlung, mit Hilfe derer man auf einer Zeitskala von Wochen Kalibrationsdaten bei einer Energie von ca. 200 MeV erhält. Diese Energie wird von der kosmischen Strahlung in einem Kalorimeter-Kristall bei Durchgang entlang seiner Längsachse deponiert. Da kosmische Strahlung den Detektor bevorzugt senkrecht passiert, ist der Energiedeposit in den horizontal liegenden Kristallen entsprechend geringer. Weitere Stützpunkte erhält man aus der Bhabha-Streuung, sowie aus der π^0 -Kalibration. Diese beiden Methoden werden im folgenden kurz vorgestellt.

3.3.1 Bhabha-Streuung

Die Bhabha-Streuung ist insbesondere wegen der einfachen Kinematik gut geeignet, um aus den Daten nach mehreren Stunden Strahlzeit Kalibrationsinformationen zu extrahieren. Das *BaBar*-Experiment greift hierbei auf die Methode zurück, die sich bereits bei dem *CLEO*-Experiment [Ku 92] bewährt hat. Das Ziel der Kalibration mit Bhabha-Ereignissen ist eine Kristall-zu-Kristall Kalibration. Die Kalibrationsdaten liegen in dem vom Winkel θ abhängigen Bereich von 3 bis 9 GeV .

Die Summe der gemessenen Energien E_{gem}^k über alle Einträge k eines elektromagnetischen Schauers muß der Summe der deponierten Energien E_{dep}^k entsprechen, die aus Monte Carlo Studien bekannt ist. Die gemessene Energie für einen Eintrag k erhält man aus der Summation über alle Kristalle i , die mit ihrer gemessenen Energie ϵ_i^k und jeweils einer Kalibrationskonstanten c_i hierzu beitragen. Daraus ergibt sich die Relation:

$$\sum_k E_{gem}^k = \sum_k \left(\sum_i c_i \epsilon_i^k \right) \equiv \sum_k E_{dep}^k. \quad (3.3)$$

Damit kann man eine χ^2 -Funktion definieren [Sk 97]:

$$\chi^2 = \sum_k \frac{\left(\sum_i c_i \epsilon_i^k - E_{dep}^k \right)^2}{(\sigma^k)^2}. \quad (3.4)$$

Der Fehler σ^k ist hierbei durch die Energieauflösung des Kalorimeters bestimmt. Die Minimierung der χ^2 -Funktion führt zu einem linearen Gleichungssystem, welches als Matrix mit 6580 Zeilen und 6580 Spalten dargestellt werden kann. Aus der numerischen Lösung dieses Gleichungssystems mittels geeigneter Algorithmen erhält man schließlich für jeden der 6580 Kristalle seine Kalibrationskonstante c_i .

3.3.2 π^0 -Kalibration

Diese Kalibrationsmethode nutzt die π^0 -Mesonen in den zu Endzuständen der e^+e^- -Annihilationen. Für die invariante Masse dieser fast ausschließlich in zwei Photonen zerfallenden Mesonen gilt für ein Paar nicht überlappender photoninduzierter elektromagnetischer Schauer [Be 96]:

$$m_k^2 = 2\epsilon_1^k \epsilon_2^k (1 - \cos \alpha^k). \quad (3.5)$$

Hierbei sind ϵ_1^k und ϵ_2^k die gesuchten wahren Photonenergien und α^k ist der Öffnungswinkel zwischen den Photonen. Der Index k bezeichnet hier den elektromagnetischen Schauer. Gesucht werden nun die Kalibrationsfunktionen f , welche die wahre Energie ϵ_i^k in Relation zu der gemessenen Energie E_i^k des elektromagnetischen Schauers sowie dem Polarwinkel θ_i^k des Photons setzen [Be 96]:

$$\epsilon_i^k = f(E_i^k, \theta_i^k) E_i^k, \quad i = 1, 2. \quad (3.6)$$

Die Funktion f hat die Form [Ma 97]:

$$f(E, \theta) = \exp(A_1 + A_2 \ln E + A_3 \ln^2 E + A_4 \ln^3 E + A_5 \cos \theta + A_6 \cos^2 \theta + A_7 \cos^3 \theta + A_8 \cos^4 \theta + A_9 \cos^5 \theta + A_{10} \cos \theta \cdot \ln E). \quad (3.7)$$

Die Parameter $A_1 \dots A_{10}$ erhält man nun aus der Minimierung der logarithmischen Likelihood-Funktion \mathcal{L} [Be 96]:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_k \left(\frac{1}{2} \ln m_k^2 - \ln m_{\pi^0}^2 \right)^2. \quad (3.8)$$

Diese sehr aufwendige Methode stellt Kalibrationsdaten im Energiebereich von ca. 20 MeV bis zu 1 GeV zur Verfügung.

Sowohl zur Monitorierung der Hardware als auch zur Kalibration innerhalb deutlich kürzerer Zeit sind weitere Methoden notwendig, die zudem auch eigenständig ohne Kollisionen im Speicherring durchführbar sein sollten. Die drei für das Kalorimeter des BABAR-Detektors realisierten Systeme werden im folgenden vorgestellt.

3.3.3 Die Elektronik-Kalibration

Die Kalibration, die ausschließlich mit der Elektronik durchgeführt wird (*charge-injection*) dient dazu, die Auslekette ab dem Eingang der Vorverstärker zu untersuchen, Fehler zu diagnostizieren und die Kennlinien über den gesamten Energiebereich zu vermessen. Aus den Kennlinien werden geeignete Datensätze (Look-Up-Tables) erstellt, mittels derer in der Software die verbleibenden Nichtlinearitäten korrigiert werden. Da die Signalverarbeitung mit einer automatischen Umschaltung zwischen vier Verstärkungsbereichen arbeitet, ist es insbesondere wichtig, daß bei dem Übergang zwischen zwei benachbarten Bereichen Unstetigkeiten, also Sprünge in der Signalarhöhe korrigiert werden.

Bei dieser Kalibrationsmethode wird ein Kondensator in einer speziellen Kalibrationsschaltung mit einer definierten Ladungsmenge aufgeladen. Diese Ladungsmenge wird mittels eines DAC³ erzeugt, der eine Auflösung von 12 Bit besitzt. Der durch die Entladung dieses Kondensators erzeugte Puls wird in die Eingänge der Vorverstärker geleitet und das Antwortverhalten der gesamten Auslekette aufgezeichnet. Auf diese Weise wird der gesamte Energiebereich ohne die automatische Selektion des Verstärkungsbereichs durchfahren. Hierbei wird jeweils einer der vier Bereiche "eingefroren" und das Antwortverhalten über die Grenzen der automatischen Umschaltung hinaus aufgezeichnet, um so an den Randbereichen ausreichende Information zur Abstimmung benachbarter Verstärkungsbereiche aufeinander zu erhalten.

Um diese Kalibration über den gesamten Energiebereich durchführen zu können, enthält die

³Digital Analog Converter

Kalibrationsschaltung zwei Kondensatoren mit unterschiedlichen Kapazitäten. Die kleinere Kapazität kommt bei der Untersuchung der niedrigeren Energiebereiche zum tragen, d.h. für die Verstärkungsbereiche $\times 32$ und $\times 256$. Die größere Kapazität wird für die Verstärkungsbereiche $\times 1$ und $\times 4$ eingesetzt. Zur relativen Anpassung der Werte aus der Kalibration mit der großen und der kleinen Kapazität aufeinander werden die Informationen aus dem Verstärkungsbereich $\times 32$ benutzt. Hierbei werden Meßdaten unter Verwendung beider Kondensatoren aufgezeichnet und aus dem Verhältnis der Werte wird der notwendige Skalierungsfaktor ermittelt.

Diese Kalibrationsmethode setzt erst ab dem Eingang der Vorverstärker an, wodurch Effekte aus der Szintillation im Kristall, sowie aus dem Lichttransport innerhalb des Kristalls oder aus der Einkopplung in die Photodioden und deren Effizienz nicht berücksichtigt werden können. Des weiteren ist auf diese Weise keine absolute Kalibration der im Kristall deponierten Energie möglich, es wird lediglich eine Linearisierung der Ausleselektronik durchgeführt.

3.3.4 Die Quellen-Kalibration

Zur absoluten Energie-Eichung ist weiterhin mindestens ein wohldefinierter Punkt in Energiebereich $< 10 \text{ MeV}$ notwendig, mit dem der Ursprung der Kennlinie festgelegt wird.

Zu diesem Zweck ist es notwendig, eine radioaktive Quelle direkt vor den Kristallen zu positionieren. Diese Quelle muß zu einem definierten Zeitpunkt (Kalibrations-Run) vor den Kristallen positioniert und anschließend wieder entfernt werden, um während der regulären Datenaufnahme keinen zusätzlichen Untergrund zu erzeugen. Außerdem ist die ständige Anwesenheit von radioaktivem Material im Detektor zur Minimierung der Strahlenbelastung bei Wartungsarbeiten zu vermeiden.

Eine mechanische Konstruktion, mit welcher eine oder entsprechend der großen Anzahl an Kristallen im Kalorimeter mehrere punktförmige Quellen in das Kalorimeter eingebracht und wieder entfernt werden können, wäre extrem aufwendig und aufgrund des zur Verfügung stehenden engen Raumes kaum zu realisieren. Aus diesen Gründen ist das System der "flüssigen Quelle" realisiert worden.

Das Prinzip besteht darin, daß direkt vor den Frontseiten der Kristalle ein System aus filigranen Röhren installiert ist, durch die eine Flüssigkeit gepumpt wird, welche die Quelle transportiert. Bei dem realisierten System wird diese Flüssigkeit selbst mit einem Neutronengenerator aktiviert. Dabei wird durch den Prozeß $^{19}\text{F} + n \rightarrow ^{16}\text{N} + \alpha$ das Isotop ^{16}N produziert, das eine Halbwertszeit von 7 Sekunden hat und durch einen β^- -Zerfall in das angeregte Isotop $^{16}\text{O}^*$ übergeht. Beim Übergang in den Grundzustand emittiert dieses Sauerstoff-Isotop zu 69 % ein Photon mit einer Energie von $6,130 \text{ MeV}$, durch dessen Nachweis im Kalorimeter man den benötigten Ankerpunkt für die Kalibration erhält.

Die Halbwertszeit des ^{16}N -Isotops ermöglicht einerseits, daß mit der aktivierten Flüssigkeit alle Regionen des Kalorimeters erreicht werden, bevor ein Großteil der Kerne zerfallen ist, und andererseits wird sichergestellt, daß die Aktivität nach der Kalibration rasch wieder abklingt.

Diese Kalibrationsmethode nutzt die gesamte Auslekette des Kalorimeters, bezieht also auch die Kristalle mit ein. Allerdings erhält man hier nur eine Kalibration mittels eines Punktes, eine Aufnahme der Kennlinie zur Überprüfung der Linearität ist nicht möglich. Weiterhin ist die Energie des nachgewiesenen Photons so gering, daß es nicht tief in den Kristall eindringen kann und nur die Szintillation im vorderen, der Wechselwirkungszone zugewandten Bereich eines Kristalls anregt wird.

3.3.5 Das Lichtpulsersystem

Ein Lichtpulsersystem bietet die Möglichkeit, die Erkenntnisse sowohl bei der Kalibration als auch bei der Monitorierung mit den vorhergehend aufgeführten Systemen miteinander zu verbinden und zu vervollständigen. Die hierzu notwendigen Daten können innerhalb weniger Minuten aufgezeichnet werden und bieten weiterhin die Möglichkeit, eventuelle Strahlenschäden an den Kristallen langfristig zu monitorieren.

Bei einem solchen System wird in jeden Kristall eine wohldefinierte Lichtmenge eingespeist und das Signal über die komplette Auslekette verarbeitet. Die Verwendung einer Lichtquelle mit durchstimmbarer Intensität bietet die Möglichkeit, eine Kennlinie der Auslekette über den gesamten Arbeitsbereich des Kalorimeters aufzunehmen. Da eine solche Kennlinie die Eigenschaften der Kristalle, sowie der Photodioden mit einbezieht, kann man im Vergleich mit der Kennlinie aus der Elektronik-Kalibration speziell Veränderungen in Kristall und Photodiode feststellen. Des weiteren ermöglicht eine solche Kennlinie in der Kombination mit dem aus der Quellen-Kalibration ermittelten Ankerpunkt eine Energieeichung, welche direkt bei den Kristallen ansetzt und eine fast kontinuierliche Überwachung des Kalorimeters ermöglicht. Wie später noch gezeigt wird, stellt ein solches Lichtpulsersystem außerdem auch ein hervorragendes Diagnosewerkzeug dar, mit dem man innerhalb kürzester Zeit Probleme in der Auslekette lokalisieren kann.

Ein solches System ist für das Kalorimeter des BaBar-Detektors entwickelt und realisiert worden. Die Schritte von der Planung des Systems bis zur Implementierung und zum regulären Betrieb im Experiment werden in den nächsten Kapiteln eingehend beschrieben.

Kapitel 4

Entwicklung und Implementierung des Lichtpulsersystems für das Kalorimeter

4.1 Motivation

Das Lichtpulsersystem für den BABAR-Detektor dient der Monitorierung der vollständigen Ausleseketten des Kalorimeters.

Zu den Aufgaben dieses Instruments gehört die regelmässige Überprüfung der Funktionalität der gesamten Ausleseketten von den Kristallen bis zu den Auslesemodulen, welche den Datenstrom der digitalisierten Signale analysieren. Neben der reinen Funktionskontrolle spielt auch die Überwachung der Stabilität der gesamten Kette eine wichtige Rolle, da insbesondere Veränderungen der optischen Eigenschaften von Kristallen durch Strahlenschäden und Veränderungen der Lichteinkopplung in die Photodioden durch eventuelle Alterungserscheinungen des verwendeten Klebers quantitativ erfaßt werden sollen. Desweiteren werden mit Hilfe des Lichtpulsers die Kennlinien der Ausleseketten aufgezeichnet und im Hinblick auf die Linearität untersucht.

Das System soll diese Aufgaben erfüllen, ohne an Randbedingungen des Detektorbetriebs gebunden zu sein oder selbst neue Randbedingungen aufzustellen. Der Betrieb des Lichtpulsersystems soll also unabhängig vom Betriebszustand der Speicherringe möglich sein, um den regulären Betrieb des Experiments nicht einzuschränken. Weiterhin soll die Datenaufnahme mit dem Lichtpulsersystem mit denselben Algorithmen in den Auslesemodulen wie bei der regulären Datenaufnahme erfolgen, um die mit dem Lichtpulsersystem erhaltenen Erkenntnisse direkt auf den Normalbetrieb des Gesamtsystems übertragen zu können.

Die exakten Anforderungen an das Lichtpulsersystem lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Die absoluten Änderungen der optischen Eigenschaften einzelner Kristalle und Photodioden sollen mit einer Genauigkeit besser als 1 % aufgezeichnet werden können.
- Änderungen der optischen Eigenschaften einzelner Kristalle und Photodioden relativ zueinander sollen mit einer Genauigkeit besser als 0,1 % erkennbar sein.
- Die Kennlinie der vollständigen Ausleseketten soll über den gesamten Energiebereich zwischen einigen MeV und $10 GeV$ aufgezeichnet und im Hinblick auf ihre Linearität analysiert werden.

Hieraus lassen sich die Anforderungen an die einzelnen Komponenten des Systems ableiten, deren Aufbau im folgenden beschrieben wird.

4.2 Struktur

Die grundlegende Struktur des Lichtpulsersystems für das Kalorimeter des BABAR-Detektors ist an die erfolgreich realisierten Systeme der *CERN*-Experimente *L3* [L3 92] und *Crystal Barrel* [Ka 89] angelehnt.

Das für das BABAR-Experiment realisierte Lichtpulsersystem zur Überwachung und Kalibration der Ausleseketten der Kalorimerelektronik besteht aus den folgenden vier Hauptkomponenten, die in Abbildung 4.1 dargestellt sind:

- **Lichtquelle:** Die Lichtquelle generiert Lichtpulse, die in ihrer zeitlichen Charakteristik dem Szintillationslicht des CsI(Tl) entsprechen.
- **Abschwächungssystem:** Das Abschwächungssystem dient zur abgestuften Variation der Lichtmenge, die in die Kristalle des Kalorimeters eingekoppelt wird.
- **Lichtverteilung:** Der Transport und die Verteilung des Lichts von der Lichtquelle zu den einzelnen Kristallen geschieht mittels eines abgestuften Systems aus optischen Fasern.
- **Referenzsystem:** Das Referenzsystem dient zur Überwachung der Lichtquelle und des Abschwächungssystems. Weiterhin werden mit den Meßdaten aus dem Referenzsystem Intensitätsschwankung der Blitzlampe auf einer Puls-zu-Puls-Basis korrigiert.

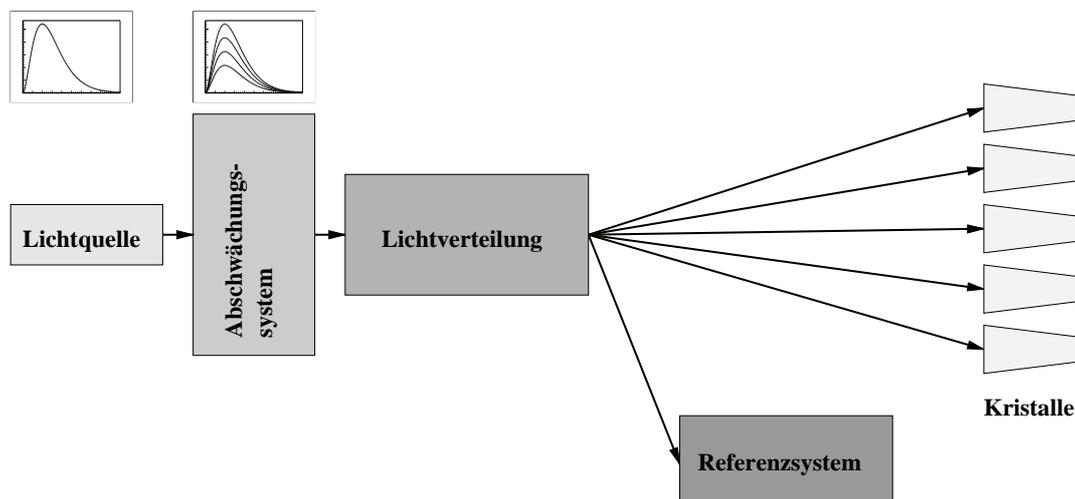


Abbildung 4.1: **Struktur des Lichtpulsersystems:** Die Intensität des von der Lichtquelle emittierten Lichts wird im Abschwächungssystem in einstellbaren Stufen variiert. Die Lichtverteilung sorgt für eine homogene Verteilung des Lichts auf alle Kristalle des Kalorimeters, sowie auf das Referenzsystem.

Als Lichtquelle kommt eine Xenon-Blitzlampe zum Einsatz. Deren breitbandiges Emissionsspektrum, welches sich vom ultravioletten bis in den infraroten Bereich erstreckt, wird durch geeignete UV- und IR-Filter beschnitten, um so eine Anpassung an das Spektrum der Szintillationen in den CsI(Tl)-Kristallen zu erzielen.

Die Variation der in das System einzuspeisenden Lichtmenge erfolgt über die Abschwächung des emittierten Lichts unter Verwendung von Neutralglasfilters. Diese Filter mit unterschiedlichen Abschwächungsfaktoren sind auf zwei Filterräder montiert, woraus sich die Anzahl der Meßpunkte aus den möglichen Filterkombinationen ergibt. Die Filterkombinationen sind so zu wählen, daß ausgehend von der Maximalintensität die Meßpunkte möglichst äquidistant über den gesamten Energiebereich des Kalorimeters verteilt sind.

Das System zur Lichtverteilung soll gewährleisten, daß das Licht aus der Lichtquelle mit möglichst geringem Verlust homogen auf alle Kristalle verteilt wird. Aus diesem Grund erfolgt die Verteilung auf die Kristalle über Lichtmischer, die auch bei Instabilitäten der Lampe eine homogene Ausleuchtung der dahinter angeordneten optischen Fasern sicherstellen. In der ersten Stufe wird das Licht einer Lampe in 280 sogenannte *sekundäre Fasern* eingekoppelt. Eine solche Faser versorgt ein Modul des Barrels (vgl. Kapitel 3.1.3) mit Licht. Weiterhin wird eine *sekundäre* Faser in das Referenzsystem abgezweigt. Innerhalb eines Moduls wird das Licht einer sekundären Faser in ein Bündel sogenannter *Modul-Fasern* eingespeist. Die 21 Fasern dieses Bündels transportieren das Licht zu den einzelnen Kristallen des Moduls.

Das Lichtpulsersystem wurde von Universitätsgruppen in Bochum, Dresden und Edinburgh aufgebaut. In Bochum wurde insbesondere die Lichtquelle entwickelt, getestet und gebaut, und es wurde ein wesentlicher Beitrag zu Aufbau, Test und Betrieb des Gesamtsystems am SLAC geleistet.

4.3 Der Prototyp

Zu Beginn der Realisierung des Projekts wurde in Bochum ein Prototyp aufgebaut, um durch umfangreiche Testmessungen sowohl die einzelnen Komponenten des Systems auszuwählen als auch deren optimale Anordnung zu bestimmen. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die Ergebnisse bezüglich der ausgewählten Komponenten gegeben, eine detaillierte Dokumentation aller Meßreihen findet sich in [De 98, He 98].

4.3.1 Die Lichtquelle

Wie bereits erwähnt lehnt sich der Entwurf des Lichtpulsersystems in seiner grundlegenden Struktur an die Systeme von *L3* und *Crystal Barrel* an. In den Lichtpulsern beider Experimente wurden Xenon-Blitzlampen der Firma *Hamamatsu* eingesetzt, welche die Ausgangsbasis der durchgeführten Untersuchungen auch für das BABAR-Lichtpulsersystem bildeten.

Andere Lichtquellen wie z.B. Laser oder LEDs kamen von Anfang an nicht in Betracht, da die Anforderung bezüglich der Intensitätsstabilität und der spektralen Verteilung des emittierten Lichts mit diesen Komponenten nicht erfüllt werden können.

Alle Blitzlampen der Firma *Hamamatsu* haben den gleichen prinzipiellen Aufbau: Ein mit hochreinem Xenon gefüllter Glaskolben (Druck: einige tausend Pascal) beinhaltet die Entladungsstrecke, die durch die Anordnung von Anode, Triggerelektrode(n) und Kathode definiert ist. Die

Lampe ist in einem Sockel gehalten, über den sie mit der Steuerelektronik verbunden ist. Desweiteren enthält dieser *Triggersocket* eine elektronische Schaltung, die die Zündspannung der Lampensteuerung von einigen hundert Volt auf $5-7\text{ kV}$ transformiert, und über einen Spannungsteiler den Haupt-, sowie den Triggerelektroden zuführt. Durch den so erzeugten Zündfunken erfolgt eine Ionisierung des Gases zwischen den Hauptelektroden, wodurch die Hauptentladung eingeleitet wird.

Intensität

Bei *L3* kam die *Hamamatsu*-Lampe mit der Typenbezeichnung **L2437** zum Einsatz, bei der der Abstand der Hauptelektroden $1,5\text{ mm}$ beträgt und bei der die senkrecht auf der optischen Achse stehende Entladungsstrecke durch nur eine Triggerelektrode geführt wird. Diese Lampe lieferte für *L3* ein Energieäquivalent von 35 GeV im Kristall, wobei ein Exemplar 240 Kristalle im Barrel bzw. 192 Kristalle in der Endkappe versorgte.

Der Lampentyp **L2189** wurde bei *Crystal Barrel* eingesetzt und versorgte dort 690 Kristalle mit einem maximalen Energieäquivalent von jeweils 5 GeV . Die durch fünf Triggerelektroden gestützte Endladungsstrecke hat eine Länge von 8 mm und steht ebenfalls senkrecht auf der optischen Achse.

Für das Lichtpulsersystem des BABAR-Detektors ist es erforderlich, eine Lampe zu verwenden, welche im Falle des Barrels für 5760 Kristalle und im Falle der Endkappe für 820 Kristalle Licht mit einem Energieäquivalent von 10 GeV pro Kristall erzeugen kann. Diese Anforderungen ergeben sich aus räumlichen und finanziellen Beschränkungen, da für das gesamte Kalorimeter nur zwei Lichtpulsersysteme, eines für das Barrel und eines für die Endkappe, realisiert werden konnten. Der aussichtsreichste Kandidat war der Lampentyp **L4633** der Firma *Hamamatsu*. Die Länge der durch eine Triggerelektrode gestützten Entladungsstrecke beträgt $1,5\text{ mm}$. Im Gegensatz zu den beiden anderen Typen liegt diese Strecke hier auf der optischen Achse, und die Intensität des zum Austrittsfenster hin emittierten Lichts wird durch einen innerhalb des Glaskolbens montierten Reflektor erhöht.

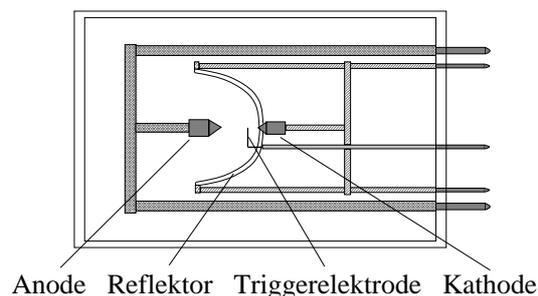


Abbildung 4.2: **Aufbau des Lampentyps L4633:** Die innerhalb des Glaskolbens angeordneten Bauteile; links das Austrittsfenster, rechts die herausgeführten Steckkontakte

Abbildung 4.2 zeigt den Aufbau der Lampe *L4633*: Nicht nur das direkt emittierte Licht wird in das anschließende Verteilungssystem eingekoppelt, vielmehr wird auch ein Teil des zunächst

rück- oder seitwärts abgestrahlten Lichts an dem Spiegel reflektiert und in Vorwärtsrichtung transportiert. Dies sorgt dafür, daß bei gleich langer Entladungsstrecke wie bei der Lampe *L2189* die Intensität des emittierten Lichts um einen Faktor vier gesteigert wird. Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich der gemessenen Intensitäten der drei *Hamamatsu*-Lampen.

Das geforderte hohe Energieäquivalent war ausschlaggebend dafür, daß auch Xenon-Blitzlampen anderer Hersteller untersucht wurden. Zur Verfügung standen unter anderem die Typen *FXE5U* der Firma *Oriel* und *CGS0703* von *EG&G*. Diese Lampen zeichneten sich durch eine höhere Intensität pro Blitz aus, kamen aber aufgrund des zeitlichen Verlaufs der Blitze für die Verwendung bei BABAR nicht in Frage.

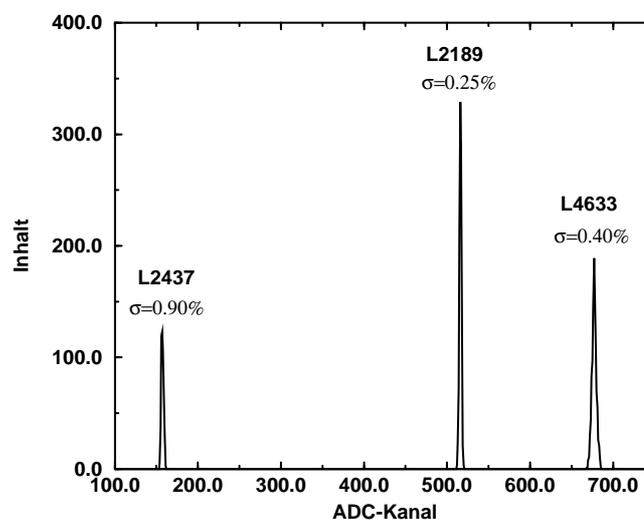


Abbildung 4.3: **Intensitätsvergleich der *Hamamatsu*-Blitzlampen:** Die Pulshöhenverteilung der Linien der drei Lampen und die jeweiligen Linienbreiten. Die ADC-Kanäle sind ein Maß für die Lichtintensität.

Pulsform

Die Signalverarbeitung in der Auslekette der Kalorimerelektronik ist speziell auf den zeitlichen Ablauf der Szintillationen in den CsI(Tl)-Kristallen zugeschnitten. Das Licht des Lichtpulsersystems wird in die Kristalle injiziert und auf dieselbe Weise wie das Szintillationslicht detektiert und analysiert. Deshalb ist es wichtig, daß das zeitliche Verhalten der Entladung in der Blitzlampe dem Zeitverlauf der Szintillation entspricht.

Mit einem Photomultiplier wurden das Szintillationslicht eines BABAR-Kristalls und das Licht der unterschiedlichen Lampen ausgelesen. Die zeitlichen Verläufe der Photomultipliersignale zeigen, daß der Lampentyp *L4633* in seinem zeitlichen Pulsverlauf dem des Szintillationslichtes von CsI(Tl) hinreichend nahe kommt. Um das Verhalten der BABAR-Elektronik hinsichtlich der beiden unterschiedlichen Signale zu untersuchen, wurde das Licht in einer weiteren Messung mit den bei BABAR verwendeten Photodioden detektiert und das Signal mit einem BABAR-Vorverstärker

verarbeitet. Wie Abbildung 4.4 zeigt, unterscheiden sich die Ausgangssignale des Vorverstärkers bei der Detektion von Szintillationslicht und Licht aus der Lampe *L4633* nur unwesentlich.

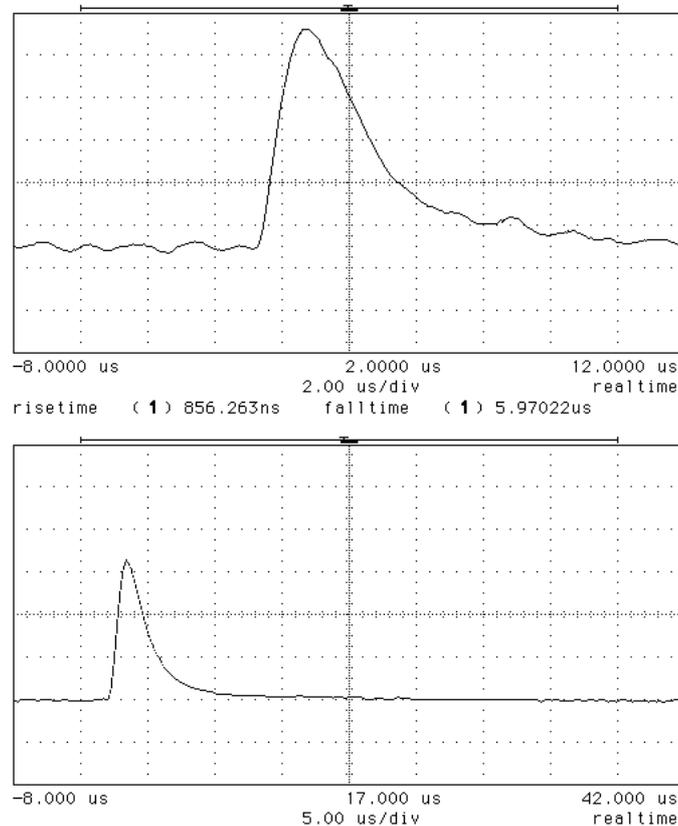


Abbildung 4.4: **Pulsform für CsI(Tl)-Szintillation und Xe-Blitzlampe:** Die Pulsformen der Vorverstärkerausgangssignale bei der Detektion des Szintillationslichtes eines CsI(Tl)-Kristalls (oben) und des Lichts der Lampe *L4633* (unten) sind hinreichend ähnlich.

Das Signal bei der Detektion von Licht aus der *Oriel*-Lampe mit der Typenbezeichnung *FXE5U* weist eine Pulsdauer auf, welche die des Szintillationslichtes um ein Vielfaches übersteigt. Aus dem zeitlichen Verhalten der unterschiedlichen Blitzlampen läßt sich schließen, daß eine wesentliche Erhöhung der Intensität des emittierten Lichts nur integral möglich ist, was eine deutliche Erhöhung der Pulsdauer zur Folge hat, die jedoch nicht tolerierbar ist.

Spektralbereich

Mit dem Lichtpulsersystem soll unter anderem die Transmissivität der CsI(Tl)-Kristalle überwacht werden. Daraus resultiert die Notwendigkeit, das Emissionsspektrum der Blitzlampe dem des Szintillationslichtes anzupassen.

Das Spektrum der Blitzlampe reicht kontinuierlich vom ultravioletten über den sichtbaren bis hin

zum infraroten Bereich, d.h. 240 – 2000 nm [Ha 97]. Das Spektrum des Szintillationslichtes von CsI(Tl) hingegen liegt nur im sichtbaren Bereich und hat ein Maximum bei einer Wellenlänge von ungefähr 550 nm.

Um diese Diskrepanz zu beseitigen, wird das Spektrum des Blitzlichtes mit geeigneten Filtern beschnitten. Der kurzwellige Bereich wird mittels des UV-Filters *Oriel 455FG03* und der langwellige Bereich mittels eines IR-Filter *Oriel 775FW82* ausgeblendet.

Abbildung 4.5 zeigt den Vergleich der gemessenen Emissionsspektren mit und ohne Verwendung dieser Filter.

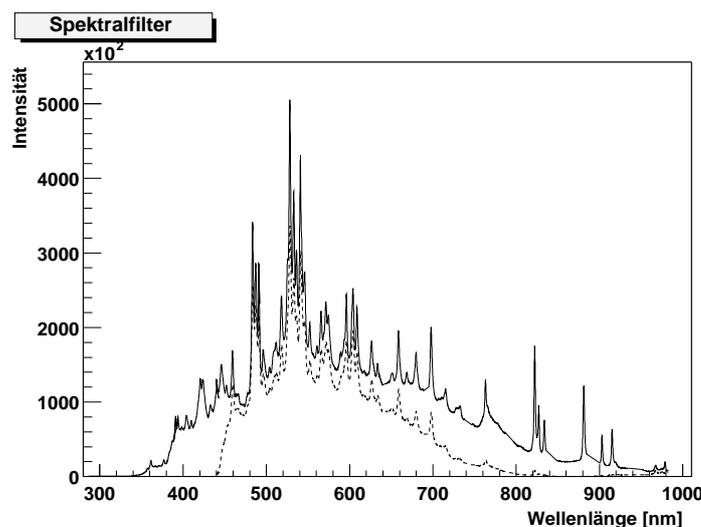


Abbildung 4.5: **Spektrale Verteilung des Lichts der Lampe L4633:** ohne Spektralfilter (durchgezogene Linie) und mit den ausgewählten Spektralfiltern (gestrichelte Linie). Selbst ohne die Verwendung der Filter ist das Spektrum der Blitzlampe bereits beschnitten, da das Licht bei der Messung über eine optische Faser zum Spektrographen transportiert wurde.

4.3.2 Durchstimbarkeit der Lichtmenge

Um die Linearität der Signalverarbeitungskette des Kalorimeters mit dem Lichtpulsersystem überprüfen zu können, ist ein System zur Variation der Lichtmenge, die in die Kristalle eingekoppelt wird, erforderlich. Diese Durchstimbarkeit der Lichtmenge muß reproduzierbar sein und darf sich nicht auf die spektrale Verteilung des Blitzlichtes auswirken. Weiterhin muß das dazu verwendete System eine Abdeckung des gesamten Energiebereichs von 10 GeV bis hinunter zu einigen MeV gewährleisten.

Neutralglasfilter

Ein geeignetes Mittel für die Abschwächung der Lichtintensität sind Neutralglasfilter mit unterschiedlichen optischen Dichten (OD)¹. Um eine ausreichende Anzahl von Meßpunkten zu erhalten

¹Die optische Dichte (OD) ist als negativer dekadischer Logarithmus der Transmissivität definiert:
 $OD = -\log_{10} T$

Filter(OD)	Abschw.(eff.)	Abschw.(nom.)	Abweichung(%)
0.05	1.08	1.12	-3.75
0.20	1.66	1.59	+4.59
0.40	2.49	2.51	-1.00
0.60	3.96	3.98	-0.45
0.80	6.79	6.31	+7.67
1.00	7.34	10.00	-26.63
2.00	55.90	100.00	Faktor 2
3.00	207.04	1000.00	Faktor 5

Tabelle 4.1: **Abschwächungsfaktoren des Newport-Filtersatzes FS-3.** Die Abweichungen der effektiven (gemessenen) von den nominalen Abschwächungsfaktoren nehmen mit zunehmender optischer Dichte zu.

ten, empfiehlt sich eine Kombination solcher Filter. Der Filtersatz *FS-3* der Firma *Newport* beinhaltet 9 Filter mit 8 unterschiedlichen optischen Dichten [Ne 95]. Durch geeignete Kombinationen von jeweils zwei Filtern erhält man Abschwächungsfaktoren, die nach den Herstellerangaben für die einzelnen optischen Dichten von 1 bis 10000 reichen.

Da diese Abschwächungsfaktoren vom Hersteller mit dem monochromatischen Licht einer Laserdiode ($\lambda = 650 \text{ nm}$) [Ne 95] ermittelt wurden, erfolgte in Bochum eine Messung dieser Faktoren für den gegebenen Spektralbereich von 440–800 nm. Hierbei wurde das Licht über eine optische Faser zu einer Photodiode transportiert, die mit einem spektroskopischen Vorverstärker (*Tennelec 162 A*) und einem Linearverstärker (*Tennelec TC 205 A*) ausgelesen wurde. Die Linearität dieser Ausleseketten wurde durch Messungen mit mehreren radioaktiven Quellen korrigiert. Die Messungen der Abschwächungsfaktoren zeigten jedoch zum Teil deutliche Abweichungen von den Herstellerangaben [He 98]. Die gemessenen Abschwächungen, sowie die relativen Abweichungen von den Herstellerangaben sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Für den Einsatz im Lichtpulsersystem werden die Filter auf zwei Filterrädern *Typ 65* der Firma *OWIS*, die jeweils fünf Filtern Aufnahme bieten, montiert. Die Steuerung der Filterräder erfolgt über Schrittmotoren, wodurch eine exakte Reproduzierbarkeit der Filterposition in der optischen Kette sichergestellt wird. Die Anordnung der Filter auf den Rädern, sowie die resultierenden Abschwächungsfaktoren sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

4.3.3 Die Lichtaufbereitung

Lichtmischer

Um eine möglichst homogene Verteilung des Lichts auf die einzelnen Kristalle zu erzielen, muß das Licht vor der Einkopplung in die erste Stufe der Transportkette geeignet aufbereitet werden. Die Aufgabe eines Lichtmischers ist die Eliminierung von Orts- und Winkelabhängigkeiten des Emissionsprofils der Blitzlampe. Da die Maximalintensität des auf die Kristalle verteilten Lichtes eine kritische Größe darstellt, muß die Aufbereitung des Lichts durch den Lichtmischer mit möglichst geringen Intensitätsverlusten einhergehen.

Das Material für diesen Mischer muß daher so gewählt werden, daß eine maximale Transmissivität für den vorliegenden Spektralbereich gegeben ist. Für das zu transportierende sichtbare Licht

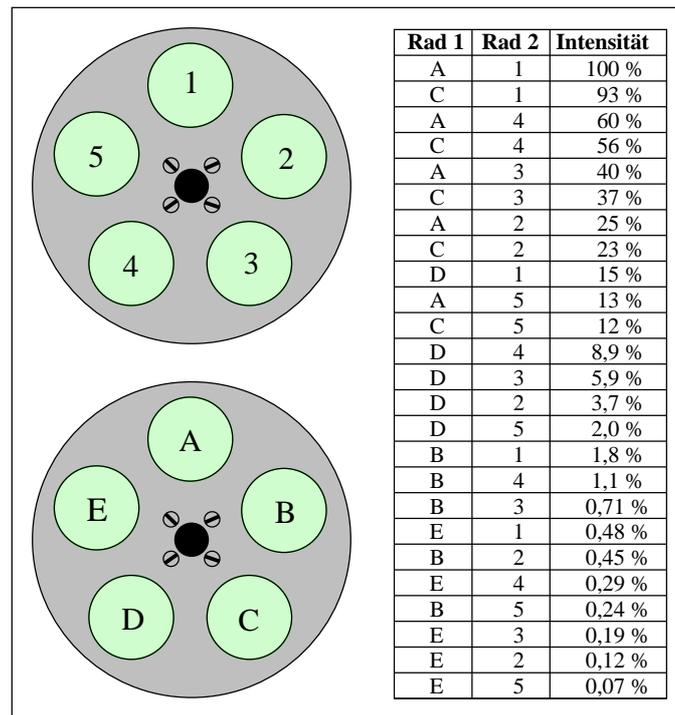


Abbildung 4.6: **Filterkombinationen und resultierende Abschwächungsfaktoren:** Anordnung der Filter auf den Filterrädern und die aus den Kombinationen resultierenden Abschwächungsfaktoren, die aus den einzelnen gemessenen Abschwächungsfaktoren berechnet wurden.

kommen als Materialien nur verschiedene Glassorten und transparente Kunststoffe in Frage.

Die prinzipielle Form eines Lichtmischers ist ein Stab, in dem der Transport des Lichts mittels Totalreflexionen an den Seitenwänden erfolgt. Die Mischung wird hierbei durch kleinste Unebenheiten an den Stellen der Reflexion verursacht, welche Änderungen der Ausfallswinkel gegenüber den Einfallswinkeln hervorrufen. Hieraus ist ersichtlich, daß die Qualität der Lichtaufbereitung direkt mit der Anzahl der Totalreflexionen innerhalb des Mischers korreliert ist. Je kleiner das Verhältnis von Ein- bzw. Auskoppelfläche zur Länge ist, desto höher ist die Anzahl solcher Reflexionen. Bei den Testmessungen [De 98] wurden Lichtmischer aus Glas und Plexiglas, sowie unterschiedliche Geometrien wie kreisförmige und rechteckige Einkoppelflächen untersucht. Desweiteren wurde das bereits erwähnte Verhältnis von Eintrittsfläche zu Länge variiert. Es zeigte sich, daß die besten Resultate hinsichtlich eines homogenen Intensitätsprofils an der Auskoppelseite unter möglichst geringem Intensitätsverlust durch einen Plexiglas-Lichtmischer mit rechteckiger Querschnittsfläche erzielt werden.

Diffusor

Die für eine adäquate Lichtaufbereitung notwendige Länge eines Lichtmischers läßt sich durch die Verwendung eines Diffusors vor der Einkoppelfläche deutlich reduzieren. Das Licht wird an einer solchen Scheibe diffus gestreut, so daß bereits vor Einkopplung in den Mischer ein Teil der Orts-

und Winkelverteilung des aus der Lampe emittierten Lichts ausgeschmiert wird. Einerseits wurden externe Streuscheiben aus trüben Materialien wie Milchglas untersucht, bei denen die Streuung im gesamten Volumen stattfindet. Andererseits wurden auch Diffusoren aus transparenten Stoffen wie Plexiglas eingesetzt, bei denen eine oder beide Oberflächen mechanisch aufgeraut wurden, so daß die Streuung nur an diesen Flächen stattfindet, was einen deutlich geringeren Intensitätsverlust zur Folge hat.

Aus den Messungen mit diversen Kombinationen verschiedener Lichtmischer und Diffusoren ergab sich, daß die mit einer Minimierung der Lichtverluste verträglichste Struktur durch die Integration des Diffusors in den Lichtmischer gegeben ist. Das mechanische Aufrauen der rechteckigen Eintrittsfläche eines Plexiglasstabes bedingt eine minimale Verschlechterung der Homogenität des Intensitätsprofils bei deutlicher Erhöhung der Lichtausbeute gegenüber der Verwendung einer externen Streuscheibe aus Plexiglas.

4.3.4 Weitere Testmessungen

Die anfänglichen Messungen zur Auswahl der Komponenten für den Prototyp des Lichtpulsersystems [De 98, He 98] wurden durch weiterführende Untersuchungen komplettiert. Dabei wurde im wesentlichen derselbe Meßaufbau benutzt wie für die bereits beschriebenen Meßreihen, allerdings wurden an der Ausleseseite noch notwendige Modifikationen vorgenommen. Der Meßaufbau ist in Abbildung 4.7 gezeigt.

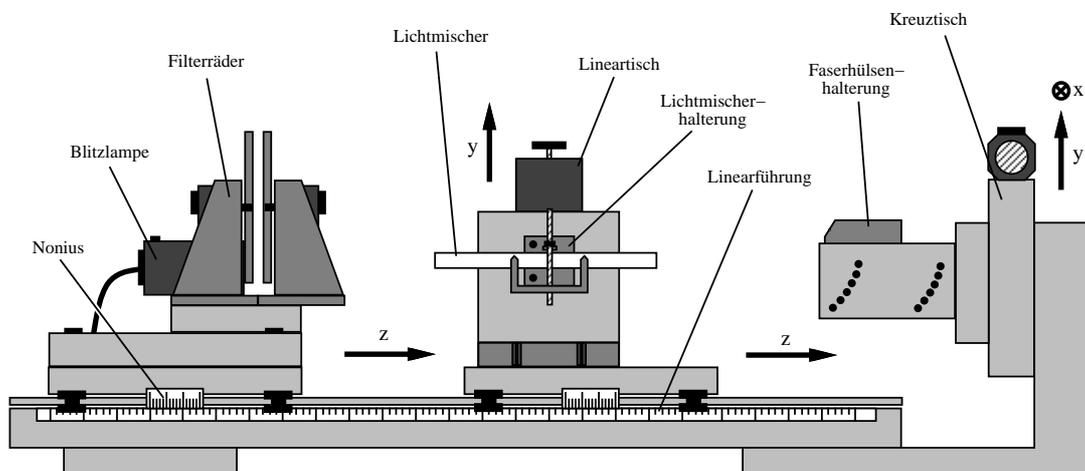


Abbildung 4.7: **Meßaufbau für den Lichtpulsler-Prototyp:** Anordnung der einzelnen Baugruppen auf Wagen, deren Abstand auf einem Linearverschiebetisch einstellbar ist.

Die Lampe ist zusammen mit den Filtrerrädern auf einen Wagen montiert, der ebenso wie der den Lichtmischer tragende auf dem Linearverschiebetisch entlang der optischen Achse bewegt werden kann, um die Abstände der Baugruppen zueinander variabel zu gestalten. Die Aufhängung des Lichtmischers erlaubt eine zusätzliche Justierung entlang der Y-Achse. Die optischen Fasern, in welche das Licht aus dem Lichtmischer eingekoppelt wird, sind in einer Aufhängung gehalten,

die eine einstellbare Auslenkung von der optischen Achse in 5° -Schritten ermöglicht. Die gesamte Faserhalterung wird von einem Kreuztisch getragen, der ein Abfahren der Auskoppelfläche des Lichtmischers mit einer minimalen Schrittweite von $5 \mu\text{m}$ ermöglicht. Das PC-gesteuerte Abfahren der Auskoppelfläche diente speziell zur Aufzeichnung von Intensitätsprofilen, die sich aus den Schwerpunkten der an jeder Meßposition aufgezeichneten Intensitätsverteilungen zusammensetzen.

Die wichtigsten Ergebnisse der neuen Messungen sind im folgenden zusammengestellt.

Relative Intensitätsschwankungen

Die Linienbreite eines Pulshöhenspektrums der Lampenintensität beträgt trotz Verwendung eines Lichtmischers noch $\sigma \approx 0,5 \%$. Die Intensitätsschwankungen sind durch statistische Prozesse in der Plasmaentladung in der Blitzlampe bedingt. Die Korrektur solcher Puls zu Puls Schwankungen wird mit Hilfe des Referenzsystems durchgeführt, auf dessen Meßdaten die einzelnen Pulshöhennormierungen der Lichtpulsersignale normiert werden.

Ein Maß für die erreichbare Stabilität erhält man aus einer Messung, bei der zwei Fasern gleichzeitig hinter dem Lichtmischer plaziert und synchron ausgelesen werden. Neben den einzelnen Pulshöhen wird auch deren Verhältnis zueinander aufgezeichnet, wodurch einer Faser die Aufgabe der Referenz zukommt. Die Linienbreite der in Abbildung 4.8 dargestellten Verteilung des aufgezeichneten Quotienten zeigt, daß die Intensitätsschwankungen durch die Verwendung eines Referenzsystem auf eine Breite $\sigma < 0,05 \%$ korrigiert werden können. Dies übersteigt deutlich die Anforderung an die Stabilität, welche für die eingangs aufgeführten Zielsetzungen für den Lichtpulserinsatz erforderlich sind.

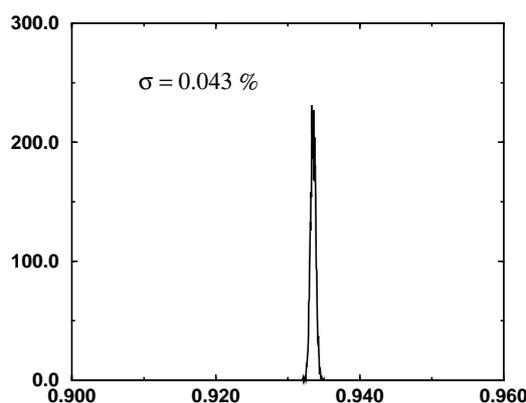


Abbildung 4.8: **Verteilung des Pulshöhenquotienten für zwei optische Fasern:** Messung der relativen Intensitätsschwankungen für synchron ausgelesene Lichtblitze.

Langzeitstabilität

Die nahezu kontinuierliche Überwachung des Kalorimeters durch das Lichtpulsersystem erfordert eine entsprechend hohe Stabilität des Systems über einen Zeitraum von einigen Tagen, um so eine Kontrolle in dem Zeitraum zwischen den Anwendungen anderer Kalibrationsmethoden (Quelle, Bhabha-Streuung) zu gewährleisten.

Zur Untersuchung der hierzu notwendigen Stabilität wurde eine Meßreihe durchgeführt, bei welcher die Meßanordnung zur Untersuchung der relativen Intensitätsschwankungen über einen mehr-tägigen Zeitraum im Einsatz war. In 15-minütigen Abständen wurden hierbei die Pulshöhenverteilungen ausgewertet und für die nächste Messung gelöscht. Bei der Auswertung wurden die Schwerpunkte und Breiten der einzelnen Linien, sowie des Intensitätsverhältnisses zwischen den zwei synchron ausgelesenen Fasern aufgezeichnet.

Der in Abbildung 4.9 dargestellte zeitliche Verlauf des Quotientenschwerpunktes zeigt, daß dessen Schwankungen innerhalb eines Zeitraumes von 50 Stunden geringer als 0,05 % sind, also im Bereich der Linienbreite bei einer Kurzzeitmessung liegen.

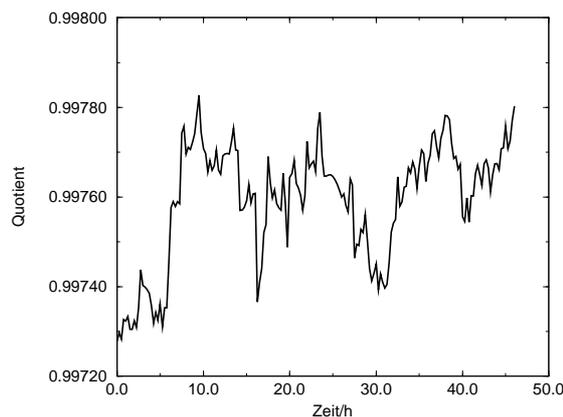


Abbildung 4.9: **Langzeitstabilität der Lichtquelle:** Die Schwerpunkte der Quotientenverteilung sind hier über einen Zeitraum von 50 Stunden aufgetragen.

Lateralverschiebungen

Um die notwendige Präzision für die mechanische Konstruktion des Lichtpulsersystems zu ermitteln, wurden Meßreihen durchgeführt, bei denen die Auswirkungen einer lateralen Verschiebung des Lichtmischers auf das Intensitätsprofil an dessen Auskoppelfläche untersucht wurden. Die in Abbildung 4.10 dargestellten Profile zeigen die Meßdaten ohne Verschiebung des Lichtmischers, sowie für eine Verschiebung von 4 mm senkrecht zur optischen Achse. Erst bei einer solch deutlichen Distanz treten nachweisbare Änderungen des Profils auf, so daß Ungenauigkeiten in der Positionierung von einigen zehntel Millimetern bei der Konstruktion des endgültigen Systems unkritisch sind.

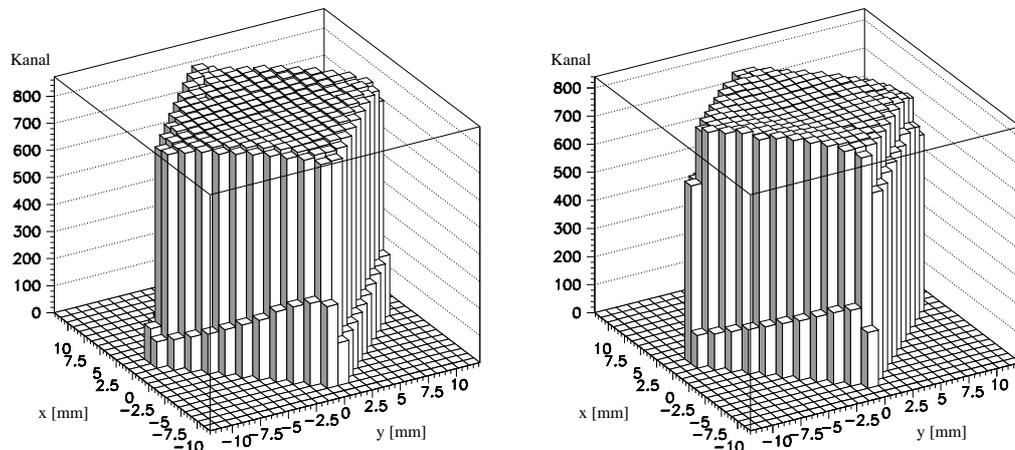


Abbildung 4.10: **Lateralverschiebung des Lichtmischers:** Die Intensitätsprofile an der Auskoppelseite des Lichtmischers ohne Verschiebung (links) und für eine Verschiebung um 4 *mm* senkrecht zur optischen Achse (rechts).

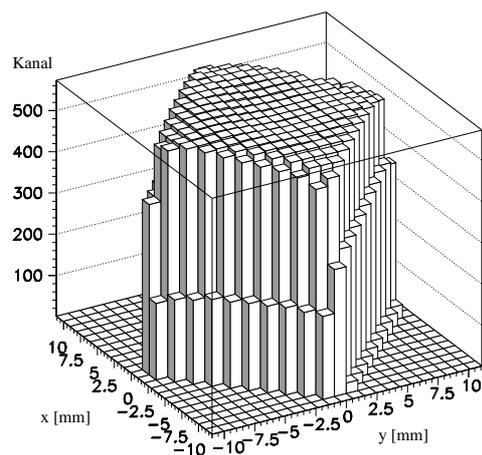


Abbildung 4.11: **Messung zur Intensitätswinkelverteilung:** Gemessenes Intensitätsprofil an der Auskoppelseite des Lichtmischers. Die Ausrichtung der 400 μm -Faser lag bei einem Winkel von 15° zur optischen Achse.

Winkelverteilung des Lichts

Die erforderliche Präzision für die mechanische Halterung der sekundären Fasern läßt sich durch Messungen der Intensitätswinkelverteilung an der Auskoppelseite des Lichtmischers ermitteln. Das in Abbildung 4.11 dargestellte Intensitätsprofil wurde mit einer optischen Faser mit einem Kerndurchmesser von $400\ \mu\text{m}$ aufgenommen, die hinter dem Lichtmischer in einem Winkel von 15° zur optischen Achse positioniert wurde. Wie deutlich zu erkennen ist, folgt aus der Ablenkung aus der optischen Achse keine ausgeprägte Struktur im Intensitätsprofil. Es ist lediglich ein geringer Abfall der Intensität in Richtung der y -Achse, also der Auslenkrichtung, zu sehen. Dieses Beispiel einer sehr extremen Auslenkung von der optischen Achse zeigt, daß eine hochpräzise Ausrichtung der sekundären Fasern für die Ankopplung im endgültigen Lichtpulsersystem nicht erforderlich ist.

4.4 Integration des Lichtpulsers in das Kalorimeter

Der nächste Schritt nach Beendigung der Messungen mit dem Prototypen des Lichtpulsers war seine Integration in das Kalorimeter, insbesondere die Aufteilung und Positionierung der einzelnen Baugruppen am Detektor sowie die Distribution des Lichts auf die einzelnen Kristalle.

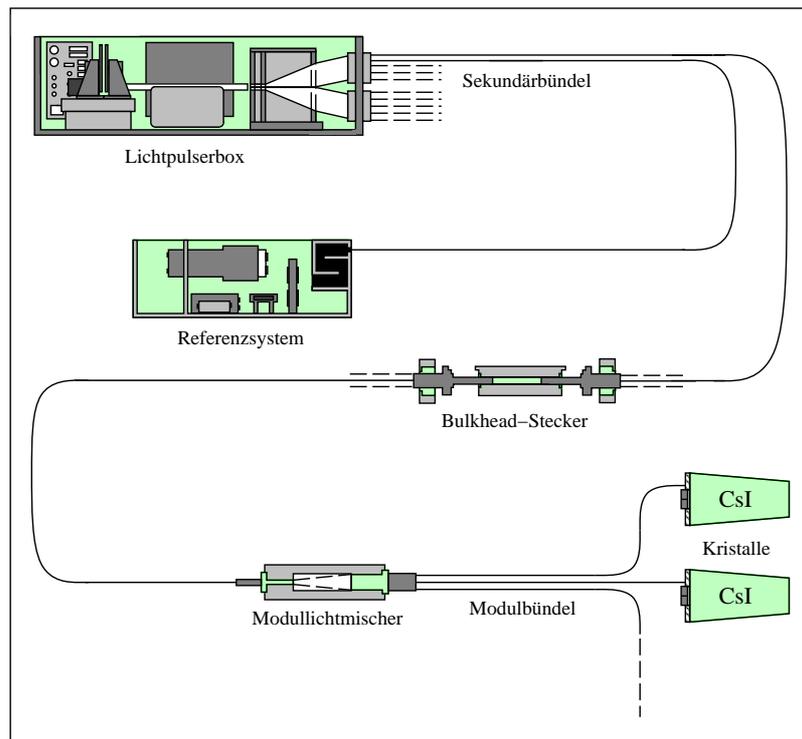


Abbildung 4.12: **Komponenten des am SLAC aufgebauten Lichtpulsersystems.**

Abbildung 4.12 zeigt eine schematische Darstellung der Gesamtanordnung der Komponenten. An der Stelle des Übergangs zwischen den Bereichen *On-Detector* und *In-Detector* sind die *se-*

kundären Fasern aufgetrennt. Die Kopplung an dieser Trennstelle erfolgt mit optischen Steckern, den sogenannten *Bulkhead*-Steckern.

4.4.1 Lichtpulserboxen

Der Aufbau von Lichtquelle, Filterrädern und Lichtmischer für Barrel und Endkappe wurde jeweils in einer speziell konstruierten Aluminiumbox realisiert. Diese sind auf einer Plattform direkt auf dem BABAR-Detektor in einem für das Lichtpulsersystem bereitgestellten Rack aufgehängt. Eine solche Lichtpulserbox enthält außerdem die Steuerelektronik sowohl für die Schrittmotoren der Filterräder als auch für die Xenon-Blitzlampe, sowie die mechanische Aufhängung für die sekundären Faserbündel, welche in Abschnitt 4.4.3 näher beschrieben wird.

Die Dimensionen des Lichtmischers sind durch die auszuleuchtende Fläche, also die Anordnung der sekundären Fasern hinter dem Mischer vorgegeben. Aus den vorhergehend beschriebenen Testmessungen folgte, daß eine Länge von 300 mm bei einer Querschnittsfläche von $12 \times 15 \text{ mm}^2$ die notwendige Homogenität des Intensitätsprofils an der Auskoppelseite gewährleistet.

Um Störungen in der umliegenden Elektronik durch hochfrequente elektromagnetische Emissionen der Blitzlampe zu vermeiden, ist die Lichtpulserbox HF-dicht konstruiert worden. Weiterhin wurde die Verkabelung zu Netzteilen und Ansteuersystemen über ein in die Seitenwand integriertes Anschlußfeld realisiert.

Die beiden Boxen für Barrel und Endkappe sind in ihrem Aufbau identisch, lediglich die mechanische Ankopplung der sekundären Fasern unterscheidet sich aufgrund der unterschiedlichen Bündelköpfe. Der Aufbau der Box für das Barrel ist in Abbildung 4.13 dargestellt.

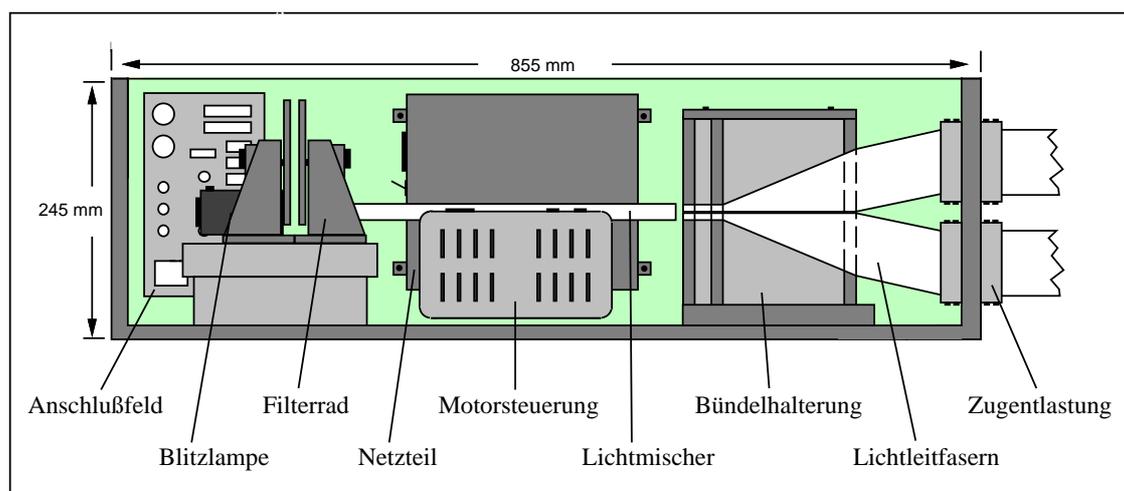


Abbildung 4.13: Aufbau der Lichtpulserbox für das Barrel

4.4.2 Referenzsystem

Das Kernstück des an der TU Dresden entwickelten Referenzsystems ist ein zylindrischer CsI(Tl)-Kristall mit einer Höhe von 5 mm und einem Durchmesser von 25 mm . Dieser ist an einer Seite mit einem Quellenträger abgedeckt, auf welchem ein ^{241}Am - und ein ^{148}Gd -Präparat aufgebracht sind. ^{148}Gd emittiert durch radioaktiven Zerfall α -Teilchen mit einer Energie von $E = 3,13\text{ MeV}$, und das Isotop ^{241}Am emittiert zu 86% α -Teilchen mit einer Energie von $E = 5,486\text{ MeV}$ [Le 68].

Die Auslese des Kristalls erfolgt einerseits über einen Photomultiplier und andererseits über eine Photodiode desselben Typs, welcher auch zur Auslese der Kalorimeterkristalle eingesetzt wird. Jeweils eine Referenzfaser aus den Lichtpulsboxen für das Barrel und die Endkappe wird durch eine lichtdichte Schleuse in die Box hineingeführt und an ein spezielles Anschlußfeld angekoppelt. Dieses Feld ist mit auswechselbaren Neutralglasfiltern bestückt, mittels derer die Intensität des in den Kristall einzukoppelnden Lichtes soweit abgeschwächt wird, daß die Ausleseelektronik nicht übersteuert. Der Lichttransport von diesen Filtern zum Referenzkristall geschieht wiederum über optische Fasern. Die Daten der Quellspektren werden zur Monitorierung der Stabilität des Referenzsystems herangezogen. Um durch Temperaturschwankungen bedingte Instabilitäten der optischen und elektronischen Systeme in dieser Box zu minimieren, ist eine steuerbare Heizung installiert, mittels derer die Innentemperatur stabilisiert werden kann.

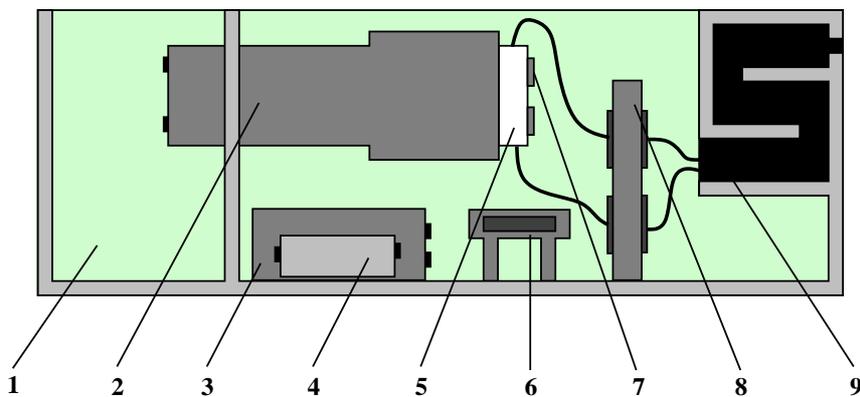


Abbildung 4.14: **Aufbau des Referenzsystems:** 1: Abwärmehbereich, 2: Photomultiplier, 3&4: Vorverstärker, 5: CsI(Tl)-Kristall mit Quellenträger, 6: Heizung, 7: Photodiode, 8: Anschlußfeld für Referenzfasern mit auswechselbaren Neutralglasfiltern, 9: Lichtschleuse. Es wird aus den beiden Boxen für Barrel und Endkappe jeweils eine Referenzfaser angeschlossen.

Für die angesprochene Kontrolle der Linearität ist ein Referenzsystem mit großer Dynamik erforderlich, um den gesamten energetischen Bereich abzudecken. Speziell für diese Anwendung ist ein zweites Referenzsystem realisiert worden. Bei diesem *Linearitätssystem* werden nicht jeweils eine Referenzfaser aus den Lichtpulsboxen für Barrel und Endkappe angeschlossen sondern jeweils drei. Die Intensität des Lichts wird optisch abgeschwächt, wobei für jede der drei ein unterschiedlicher Faktor zum Tragen kommt. Aus diesen insgesamt sechs Fasern wird unter Verwendung eines

Shutter-Systems eine ausgewählt, deren Licht zur Auslese weitergeleitet wird. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird bei diesem System auf die Eingänge zweier Hauptverstärker verteilt, die mit selektierbaren unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren arbeiten. Diese Kombination von unterschiedlichen optischen Abschwächungen und zwei einstellbaren Verstärkungsfaktoren gewährleistet die notwendige Dynamik.

4.4.3 Lichtverteilung

Das von der Xenon-Blitzlampe emittierte Licht muß nach Passieren der Spektral- und Neutralglasfilter mit geeigneten Mitteln zu den einzelnen Kristallen transportiert werden.

Dazu wird ein abgestuftes System aus optischen Fasern verwendet. Eine solche Faser ist eine koaxiale Anordnung von Kern, Cladding und einem unter Umständen mehrstufigen Mantel. Der Lichttransport innerhalb der Faser erfolgt durch Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Kern und Cladding. Dazu wird für das Cladding ein Material verwendet, dessen Brechungsindex kleiner ist als der des Kernmaterials, wobei dieser Unterschied üblicherweise einige Prozent beträgt. Der Mantel dient zur Erhöhung der mechanischen Stabilität der ansonsten sehr fragilen Faser und schützt das sehr dünne Cladding vor Umwelteinflüssen.

Sekundäre Fasern

Ausgehend vom Lichtmischer muß das Licht zu den einzelnen Kristallen des Kalorimeters transportiert werden. In der ersten Stufe der Verteilung wird das Licht über 280 optische Fasern (*sekundäre Fasern*) mit einem Kerndurchmesser von $400\ \mu\text{m}$ zu den einzelnen Modulen des Kalorimeters geleitet. Bei diesen Fasern handelt es sich um *FT-400-EMT*-Fasern der Firma *3M*, deren Aufbau in Abbildung 4.15 dargestellt ist.

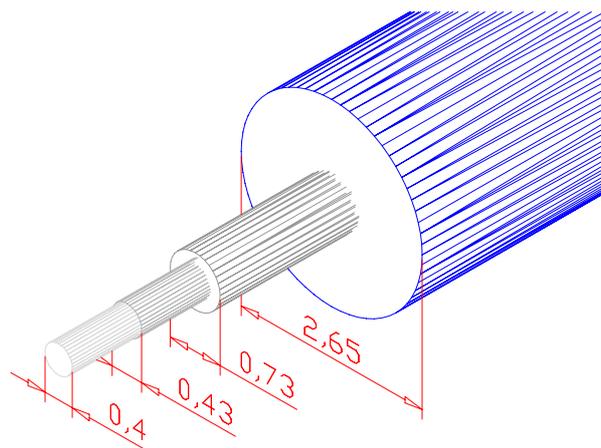


Abbildung 4.15: **Aufbau der sekundären Fasern (3M FT-400-EMT):** Der Quarzkern mit einem Durchmesser von $400\ \mu\text{m}$ ist von einem dünnen Hardpolymer-Cladding umgeben. Der Mantel hat einen Durchmesser von $730\ \mu\text{m}$ und ist zusätzlich in einen Flammenschutzmantel eingehüllt.

Für den Lichttransport in das Barrel sind jeweils sieben solcher Fasern zum Schutz vor mechanischen Beschädigungen zu einem Kabel zusammengefaßt, das mit einem extrem bruchfesten Mantel umgeben ist. Die Gruppierung zu jeweils sieben Fasern ergibt sich aus der Verlegung der Fasern im Inneren des Kalorimeters, bei der eine Gruppe aus sieben Fasern die sieben Module einer θ -Reihe versorgt. Die Kabelführung zum Kalorimeter erfolgt in vier unterschiedlichen Quadranten, was eine entsprechende Gruppierung der sekundären Fasern in vier Hauptbündel zur Folge hat. Jedes dieser Hauptbündel besteht aus elf Faserkabeln, von denen ein Kabel als Reserve für den Reparaturfall ausgelegt ist. Auf der Lampenseite sind die 77 Fasern eines Quadranten zum Zwecke der Lichteinkopplung auf möglichst geringer Querschnittsfläche stufenweise entmantelt, so daß letztlich in einem Bündelkopf nur noch Kern und Cladding zusammengeklebt sind. Durch diese Minimierung der Einkopplfläche wird eine möglichst große Intensität des einzukoppelnden Lichtes gewährleistet. In jeden Bündelkopf sind zusätzlich vier einzelne Fasern für den Lichttransport zum Referenzsystem eingeklebt, wobei die Positionen dieser vier Fasern über die Querschnittsfläche verteilt sind. Abbildung 4.16 zeigt die mechanische Aufnahme für die Bündelköpfe, welche gleichzeitig eine Zugentlastung für die Fasern implementiert.

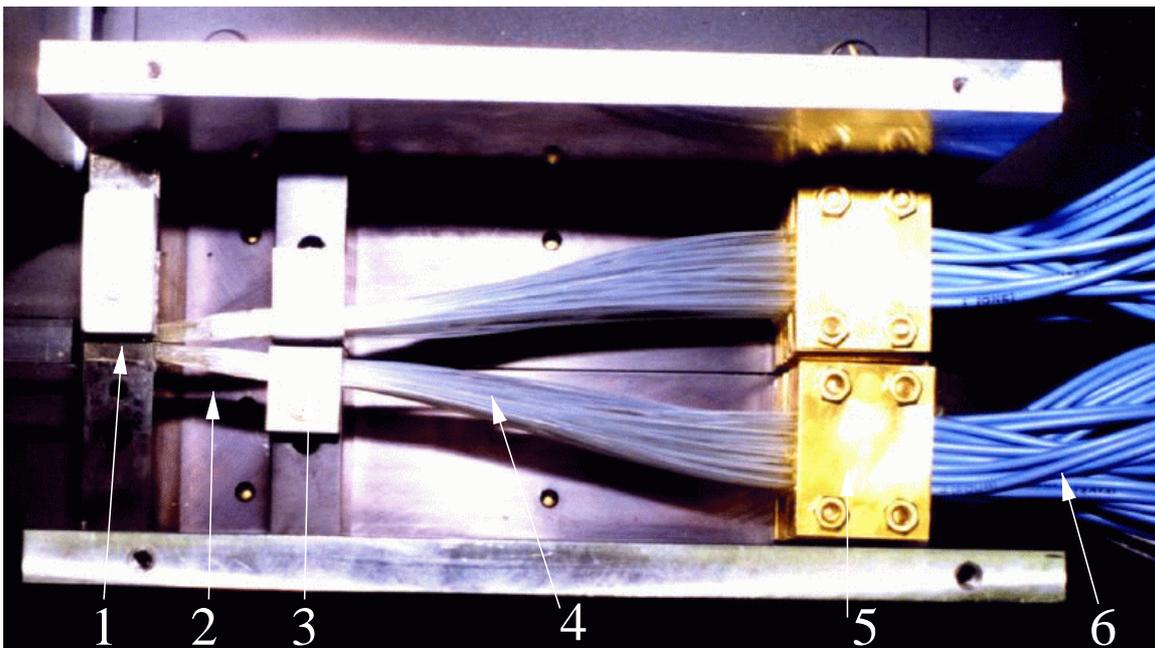


Abbildung 4.16: **Ankopplung der sekundären Fasern:** Zwei der vier Bündel befinden sich in der Halterung; 1. Bündelkopf, 2. Kern und Cladding, 3. Faserführung, 4. Kern, Cladding und innerer Mantel, 5. Zugentlastung, 6. zusätzlicher Flammenschutzmantel

Die vier Bündelköpfe werden so zusammengesetzt, daß sich aus den Stirnflächen der insgesamt 364 Einzelfasern eine Einkopplfläche von ca. $9 \times 10 \text{ mm}^2$ ergibt. Diese Einkopplfläche war die Vorgabe für die Querschnittsfläche des Lichtmischers, die zu $12 \times 15 \text{ mm}^2$ gewählt wurde, um auch in den Randbereichen die gesamte Apertur der $400 \mu\text{m}$ -Fasern auszuleuchten.

Die sekundären Fasern führen aus der Lichtpulsbox zum hinteren Ende des Kalorimeters, wo

der Übergang zwischen den Bereichen *In-Detector* und *On-Detector* (vgl. Kapitel 3.2) stattfindet. An dieser Stelle endet der sogenannte *externe* Teil dieser Fasern in einem speziell entwickelten Übergangsstück, das als *Bulkhead-Stecker* bezeichnet wird und dessen Aufbau im folgenden Abschnitt erläutert wird. Der *interne* Teil der sekundären Fasern führt von dieser Verbindungsstelle zu den einzelnen Modulen.

Bulkhead-Stecker

Um eine möglichst verlustfreie Kopplung zwischen internem und externem Teil der sekundären Fasern zu erreichen, muß die Zusammenführung Stirnfläche an Stirnfläche erfolgen. Aufgrund räumlicher Beschränkungen erfolgt diese Kopplung nicht individuell für jede Faser, sondern gemeinsam für alle Fasern eines Kabels. An der Kopplungsstelle von internen und externen Fasern sind jeweils sieben Fasern in dichtester Anordnung in einer Messingferrule zusammengeklebt. Bei optimaler Zentrierung der Mittelfaser würde sich selbst im ungünstigsten Fall einer Verdrehung für die sechs umliegenden Fasern noch eine Flächenüberdeckung von 60 % ergeben. Um aber auch für die äußeren Fasern eine möglichst vollständige Überdeckung zu erreichen, sind die Stecker mit Nasen versehen, die die azimutale Position der Fasern festlegen. Wie die in Abbildung 4.17 dargestellte Anordnung der Fasern in den Steckern erkennen läßt, sind höchste Anforderungen an die mechanische Präzision der Stecker gestellt, um eine exakte Positionierung der Fasern in der inneren Hülse zu ermöglichen. Aufgrund dieser Anforderungen war eine gesonderte Fertigung solcher Stecker notwendig, welche von der Firma *GMS* durchgeführt wurde.

Um die Stirnflächen der Fasern beim Zusammenbau nicht zu beschädigen, erfolgt die Kopplung von Faser zu Faser ohne direkten Kontakt über einen Luftspalt von einigen Zehntel Millimetern Dicke.

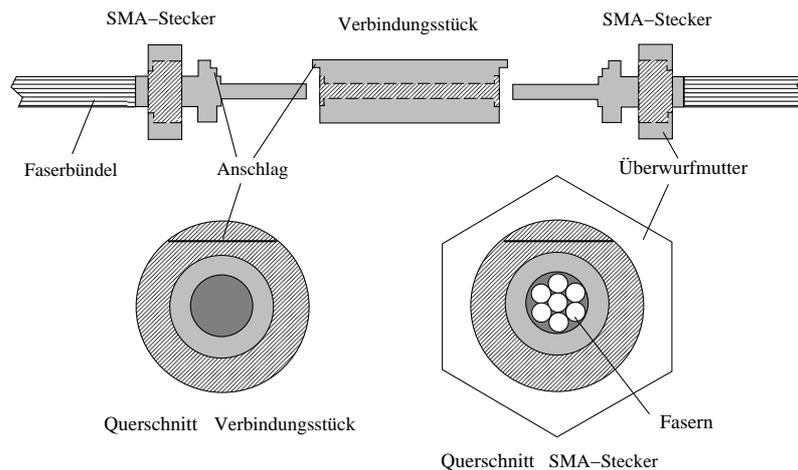


Abbildung 4.17: Aufbau des Bulkhead-Steckers

Modul-Fasern

Der Lichttransport innerhalb eines Moduls erfolgt über ein Bündel optischer Fasern, deren Kern-durchmesser $200\ \mu\text{m}$ beträgt.

Ein solches Bündel besteht aus 21 Fasern unterschiedlicher Länge, die exakt auf die Distanz zwischen der Position des Bündelkopfes zu den einzelnen Kristallen zugeschnitten sind. Zusätzlich enthält jedes Bündel vier weitere Fasern maximaler Länge, welche als Ersatz für eventuell beschädigte Fasern dienen. Abbildung 4.18 zeigt das Verlegungsschema eines Bündels innerhalb eines Kalorimetermoduls.

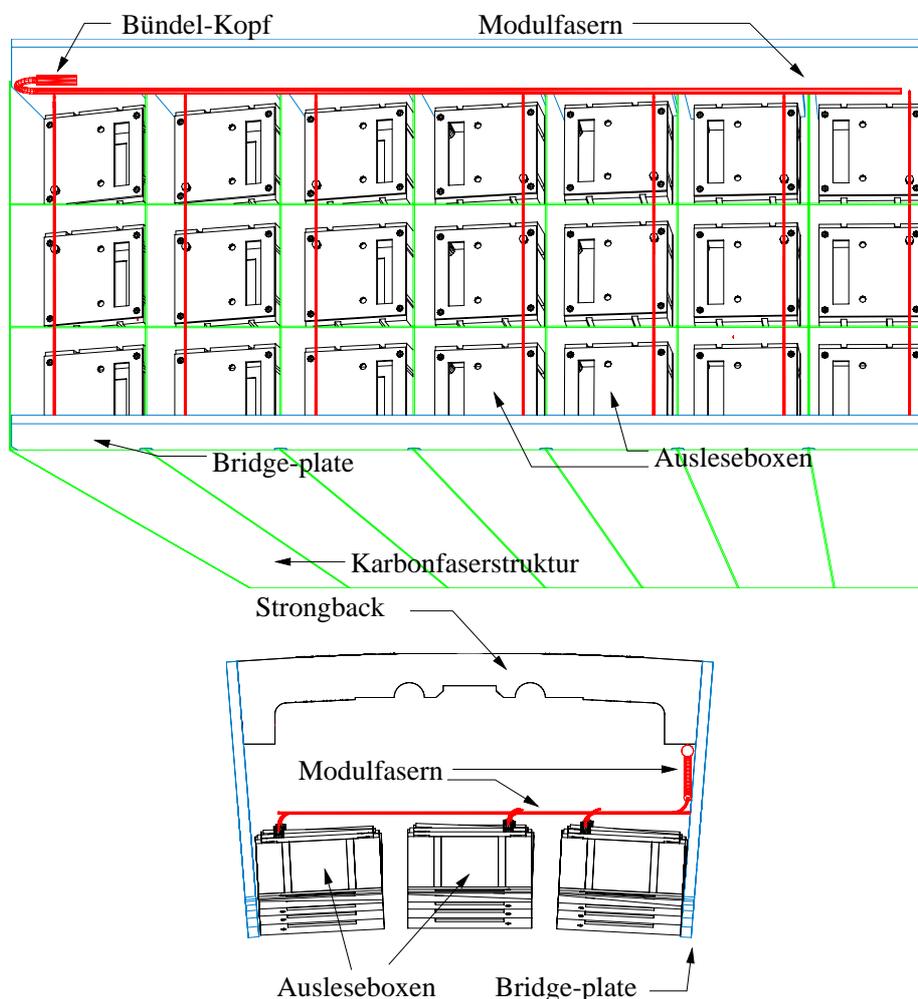


Abbildung 4.18: **Verlegungsschema der Modulfasern:** Eine Aufsicht in ein Modul (oben) ohne Strongback und eine Frontansicht (unten) ohne Kohlefaser-Strukturen (Die Fasern liegen unterhalb der Karbonfaserwände).

Modul-Lichtmischer

Die Verteilung des Lichts einer sekundären Faser auf die Fasern eines Modulbündels geschieht im sogenannten *Modullichtmischer*. Hierbei handelt es sich nicht um einen Lichtmischer im Sinne des primären Mischers in der Lichtpulsbox, sondern um einen Luftspalt von $2,5\text{ mm}$ Länge, der durch den Abstand der Stirnfläche der sekundären Faser zum Kopf des Modulbündels festgelegt ist. Durch diesen Abstand wird gewährleistet, daß die gesamte Stirnfläche des Bündelkopfes von der sekundären Faser ausgeleuchtet wird. Um den Abstand sicherzustellen, sind die sekundären Fasern in die Zentralbohrung eines Messing-Steckers eingeklebt, dessen Kopf im Rahmen der Stirnflächenpolierung auf das notwendige Maß heruntergeschliffen wurde. Dasselbe Prinzip kam für die Köpfe der Modulbündel zum Einsatz, die in einen baugleichen Stecker eingeklebt sind, der zur Aufnahme der 25 Modulfasern lediglich eine größere Bohrung aufweist. Die Verbindung der beiden Stecker bildet eine Messingferrule, die zur Fixierung der Stecker an beiden Enden mit Außengewinden versehen ist. Abbildung 4.19 zeigt eine schematische Darstellung eines Modul-Lichtmischers.

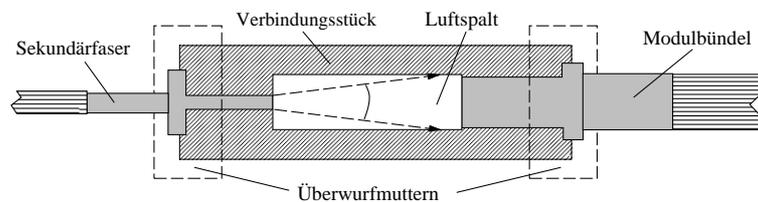


Abbildung 4.19: **Modul-Lichtmischer:** Eine *sekundäre* Faser (links) leuchtet über einen Luftspalt von $2,5\text{ mm}$ Länge die Stirnfläche des Modulfaserbündels (rechts) aus.

Lichteinkopplung in den Kristall

Die Einkopplung des Lichts in einen Kristall erfolgt an der Ausleseseite, so daß es den Kristall durchquert, an der Frontseite reflektiert und anschließend von den Photodioden auf der Rückseite detektiert wird. Die Position zur Einkopplung des Lichts in einen Kristall ist durch die Ausschnitte in den Reflektorplatten auf dessen Rückseite festgelegt. Dieser Ort ist möglichst weit von den Photodioden entfernt, um eine direkte Einkopplung von an der Kristalloberfläche reflektiertem Streulicht in die Dioden zu vermeiden. In den Deckel jeder Auslesebox ist eine hohlgebohrte Messingschraube eingesetzt, die genau auf diesen Ausschnitt zeigt und ca. 5 mm oberhalb der Kristalloberfläche endet. Das Ende jeder Modulfaser ist in einer dünnen Messinghülse verklebt. Diese wird in die Bohrung der Messingschraube geschoben und so direkt in den Ausschnitt der Reflektorplatte geführt. Die Stirnfläche einer Modulfaser wird in einem Abstand von $0,5\text{ mm}$ zur Kristalloberfläche fixiert. Durch diesen Luftspalt werden sowohl Beschädigungen der Kristalloberfläche durch die Hülse der optischen Faser als auch die Lichteinkopplung beeinträchtigende Beschädigungen der Faserstirnflächen verhindert. Der Abstand zur Kristalloberfläche wird über eine Unterlegscheibe geeigneter Dicke zwischen Messingschraube und Deckel eingestellt. Abbildung 4.20 zeigt die Auslesebox mit den Vorverstärkerplatten und den Komponenten des Lichtpulsersystems. In der linken Darstellung ist außerdem eine Schutzkappe eingezeichnet, wie sie in den Modulen im mittleren Bereich des Barrels eingebaut ist, um einen zusätzlichen Schutz

der optischen Fasern vor der oberhalb der Ausleseboxen verlaufenden Elektronik-Verkabelung zu gewährleisten.

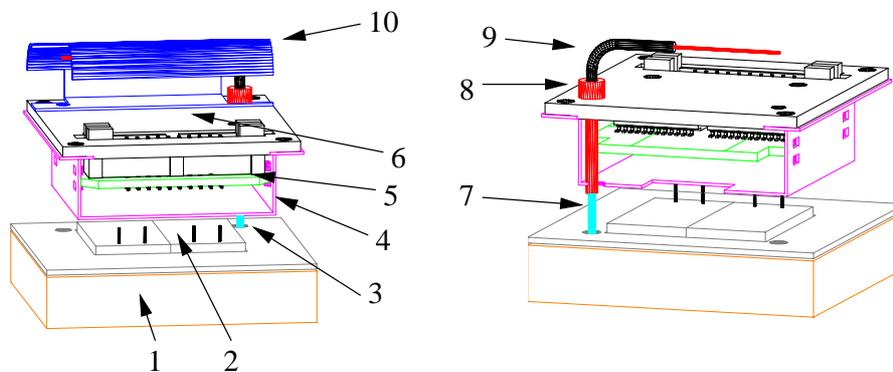


Abbildung 4.20: **Kristallauslese und Lichteinkopplung:** 1: Kristalloberfläche, 2: Photodioden, 3: Reflektorplatte mit Ausschnitt zur Lichteinkopplung, 4: U-Profil als Träger für 5: Vorverstärkerplatine, 6: Ausleseboxdeckel, 7: Modulfaser in Messingferrule, 8: Faserführung, 9: Knickschutz, 10: Schutzkappe

4.5 Einbau und Testmessungen

Im folgenden wird der Einbau der einzelnen Baugruppen des Lichtpulsersystems in das Kalorimeter beschrieben. Wie gezeigt wird, hat sich der Lichtpulsler bereits während der Produktionsphase der einzelnen Kalorimetermodule als effektives Diagnosewerkzeug bewährt.

4.5.1 Modulfaserbündel

Der erste Schritt der Montage des Lichtpulsersystems war die Bestückung der einzelnen Kalorimetermodule mit den Modulfaserbündeln.

Für deren Einbau wurden bereits bei der Konstruktion der Module die ersten Vorbereitungen getroffen: Das Aufkleben der Aluminiumrahmen für die Ausleseboxen erforderte eine präzise Ausrichtung, um die später im Deckel der Auslesebox verschraubte Faserführung direkt über dem Ausschnitt in der Reflektorplatte positionieren zu können. Für diesen Zweck wurden Ausrichtungswerkzeuge hergestellt, mit Hilfe derer die Aluminiumrahmen vor dem Verkleben mit den umgebenden Wänden der Kohlefasertüten exakt positioniert wurden.

Vor dem Einbau der Ausleseboxen mit den Vorverstärkern wurden die Ausschnitte in den Reflektorplatten im Hinblick auf Verunreinigungen untersucht, welche die Lichteinkopplung in den Kristall beeinträchtigen würden. Nach Einbau der Elektronik wurde die erforderliche Dicke der Unterlegscheibe für die Faserführung aus dem Abstand zwischen der Oberseite des Deckels der Auslesebox und der Kristalloberfläche ermittelt.



Abbildung 4.21: **Modul mit installiertem Faserbündel.**

Die anschließende Implementierung des Modulfaserbündels begann mit dem Einsetzen der einzelnen Fasern in die entsprechenden Faserführungen. Die Fasern wurden entlang der Karbonfaserwände zu der Seitenwand des Moduls geführt, an welcher der Bündelkopf befestigt wurde (vgl. Abb. 4.18). Eine temporäre Befestigung der Fasern an den Karbonfaserwänden wurde mit einem handelsüblichen transparenten Klebeband durchgeführt. An den Seitenwänden des Moduls sind die Fasern in dort aufgeklebten Klammern aus Aluminium gehalten. In diesen Klammern laufen abgestuft alle Fasern zusammen, was die Aufnahme der Reservefasern eines Bündels ebenfalls mit einschließt. Die Klammern sind leicht zu öffnen und zu schließen, wodurch bei späteren Reparaturarbeiten ein leichter Zugriff auf die Reservefasern gewährleistet werden kann. Die endgültige Fixierung der Fasern an den Karbonfaserwänden erfolgte mit einem handelsüblichen Heißkleber, der im Reparaturfall leicht abzulösen ist. Abschließend wurden die einzelnen Fasern in ihrer Position in der Faserführung am Ausleseboxdeckel mit einem Tropfen gelierten Cyanacrylat-Kleber fixiert, um sie gegen versehentliches Herausziehen zu sichern. Im Reparaturfall läßt sich diese Klebestelle durch ein leichtes Drehen der Faser aufbrechen, wodurch eine unkomplizierte Extraktion der Faser ermöglicht wird. Abbildung 4.21 zeigt ein Modul des Kalorimeters mit installiertem Modulfaserbündel.

4.5.2 Modul-Test

An die Produktion eines Kalorimeter-Moduls schloß sich ein Test des dort installierten Teils der Auslekette (Photodioden und Vorverstärker) an, bei dem auch der erste Einsatz des Lichtpulser-systems erfolgte.

Bevor die Platinen mit der Vorverstärkerelektronik in die Ausleseboxen der Kalorimetermodule eingesetzt wurden, mußten sie einen Einbrennzyklus gefolgt von diversen elektronischen Testdurchläufen passieren. Direkt im Anschluß an die Fertigstellung eines Kalorimetermoduls, also nach Einbau von Elektronik und Modulfaserbündeln wurde dieses in einem speziellen Teststand plziert, wo es mit einem Testauslesesystem verkabelt wurde. Zusätzlich zu der Wiederholung der elektronischen Tests, bei denen charakterische Meßgrößen der Vorverstärker wie Rauschen und Verstärkungsfaktoren untersucht wurden, wurden die Kristalle des Moduls der Strahlung einer ^{228}Th -Quelle ausgesetzt. Die hierbei aufgezeichneten Pulshöhenverteilungen wurden

zur Untersuchung der Qualität der Lichtkopplung zwischen den Kristallen und den Photodioden herangezogen. Eine ähnliche Untersuchung war bereits an den einzelnen Kristallen direkt nach dem Aufkleben der Photodioden durchgeführt worden, wobei zur Auslese aber spektroskopische Vorverstärker verwendet wurden. Im Gegensatz dazu wurde der Modultest mit den BABAR-Vorverstärkern als erste Stufe der endgültigen Ausleseelektronik durchgeführt.

Für eine Testmessung, bei der die Integrität der einzelnen Modulfasern, sowie die Lichteinkopplung in den Kristall kontrolliert wurden, kam eine spezielle Lichtquelle zum Einsatz. Das Kernstück dieser Lichtquelle bilden drei Hochleistungs-LEDs, deren Licht nach der Mischung in einem Plexiglasstab in den Bündelkopf eingekoppelt wird. Diese Testmethode etablierte sich als schnell einsetzbares Diagnosewerkzeug, um bei auftretenden Problemen verschiedene Ursachen wie Defekte der Lichteinkopplung von Kristall zu Photodiode bzw. der Vorverstärkern unterscheiden zu können. Da diese Tests inklusive Verkabelung innerhalb weniger Minuten durchgeführt werden konnten, war eine Identifizierung einzelner toter Vorverstärkerkanäle auf einfachste Weise möglich, während die Aufzeichnung der Pulshöhenverteilung für die Thorium-Quelle mehrere Stunden in Anspruch nahm. Das Energieäquivalent der Lichtquelle war im oberen Teil des Energiebereichs angesiedelt, was Vorteile bei der Untersuchung von Rausch-Problemen gegenüber der Verwendung der radioaktiven Quelle aufwies. So konnte beispielsweise durch den Einsatz des Lichtpulsersystems ein Fertigungsproblem entdeckt werden: Ein fehlender Anschluß der Sperrspannung für die Photodioden auf den Vorverstärkerplatinen.

Die vornehmlich die Modulfasern betreffenden aufgetretenen Probleme bestanden aus einzelnen gebrochenen Fasern sowie in einigen Fällen aus einer schlechten Lichteinkopplung in den Kristall, die durch geringfügige Ausrichtungsfehler der Ausleseboxdeckel bezüglich der Reflektorplatte bedingt waren. In den meisten Fällen konnte die Reparatur unverzüglich nach Feststellung des Problems erfolgen, so daß der Test sofort wiederholt werden konnte. Andernfalls hätte das Modul für eine spätere Reparatur entkabelt und zurück zur Lagerung transportiert werden müssen. Ebenso konnte der Austausch defekter Vorverstärker in einem Großteil der Fälle direkt am Teststand bei verkabelter Ausleseelektronik durchgeführt werden, was eine signifikante Reduzierung der für diese Testsequenzen aufgebrauchten Zeit zur Folge hatte.

Die elektronischen Testmessungen unter Einsatz des Lichtpulsersystems wurden für jedes Modul direkt nach dessen Einbau in den Support-Zylinder wiederholt, um eventuell durch den Beladevorgang verursachte Beschädigungen aufzuspüren. Es zeigte sich, daß insgesamt weniger als 15 einzelne Fasern beschädigt und nur sechs Vorverstärker wegen zu hohen Rauschens oder einzelner defekter Kanäle auszutauschen waren. Die Reparaturarbeiten konnten im Support-Zylinder durchgeführt werden. Lediglich in zwei Fällen mußte ein Modul wieder ausgebaut werden, da während des Ladevorgangs zu viele Fasern des Bündels beschädigt wurden. In diesen Fällen wurde das Modulfaserbündel vollständig ausgetauscht.

4.5.3 Sekundäre Fasern (intern)

Der interne Teil der sekundären Fasern wurde nach der entgeltigen Ausrichtung der Module im Support-Zylinder eingebaut, wobei diese Fasern von den einzelnen Modulen zu den Bulkhead-Steckern am hinteren Ende des Kalorimeters führen.

Jedes der vierzig Bündel, die aus jeweils sieben Fasern abgestufter Länge bestehen, wurde vor dem Einbau an den Enden der individuellen Fasern mit dem Modul-Lichtmischer und am Bündelkopf mit dem Verbindungstück des Bulkhead-Steckers versehen. Nach dem Verbinden der sieben Ein-

zelfasern mit jeweils einem Kopf eines Modulfaserbündels wurden die Fasern direkt oberhalb der Modulfasern an den Bridge-plates befestigt. Hierbei kamen wiederum die Aluminiumklammern zum Einsatz, die sich bereits bei der Fixierung der Modulfasern bewährt hatten. Sämtliche optischen Fasern waren nach ihrem Einbau dermaßen geschützt unterhalb der Kante jedes Strongbacks befestigt, daß eine Beschädigung beim anschließenden Verlegen der Elektronik-Kabel weitgehend ausgeschlossen werden konnte.

4.5.4 Test der Kalorimeter-Elektronik

Nach Beendigung der Arbeiten im Bereich *In-Detector* sollten die ADC-Boards in die Mini-Crates eingesetzt und anschließend getestet werden. Da die Fertigstellung der ADC-Boards durch Zuliefer Schwierigkeiten verzögert wurde, konnten lediglich die Verkabelung der Elektronik im Inneren des Kalorimeters, sowie die optischen Fasern überprüft werden. Bei diesem Test kamen lediglich ein Satz ADC-Boards und ein IO-Board zum Einsatz, mit dem jeweils ein Mini-Crate bestückt wurde. Als Lichtquelle für die mit dem Lichtpulsersystem durchzuführende Funktionskontrolle kam die Xenon-Blitzlampe *L4633* zum Einsatz, deren Emissionsspektrum durch die für das endgültige System vorgesehenen Filter beschnitten wurde. Als Lichtmischeinheit kam eine 3 mm dicke Scheibe aus Milchglas zum Einsatz, da die auszuleuchtende Fläche mit einem Durchmesser von 1,2 mm hinreichend klein war, um eine direkte homogene Lichteinkopplung zu gewährleisten. Die Lichtabschwächung wurde mit einem Neutralglasfilter durchgeführt, dessen Transmissivität so gewählt war, daß die Pulshöhe des ausgelesenen Signals im Verstärkungsbereich $\times 1$ lag. Zunächst wurden bei einem Testdurchgang die Pedestals der 72 Kanäle gemessen und anschließend die Signale von 30 Lichtblitzen aufgezeichnet. Abgespeichert wurden hierbei der Mittelwert und die Breite (σ) der gemessenen Verteilungen, sowie der Verstärkungsbereich, in dem die Pulshöhe gemessen wurde. Bei der Auswertung der Lichtpulserdaten wurden nach Abzug der Pedestal für jedes Kalorimetermodul die tatsächlichen Pulshöhen berechnet. Das Kriterium für die Qualitätskontrolle war die Forderung, daß die Pulshöhe für einen Kristall innerhalb eines Kalorimetermoduls maximal um 50 % vom Mittelwert abweichen darf.

Bei dieser Testreihe wurden rund 20 Problemfälle festgestellt, die wie beim Test der einzelnen Module meist durch Ausrichtungsprobleme der Ausleseboxdeckel bedingt waren. Nur in wenigen Fällen wurde eine beschädigte Faser entdeckt, welche dann durch eine Reservefaser ersetzt wurde. Bei Abschluß dieser zwei Wochen dauernden Testreihe waren 100 % der 5760 Fasern in funktionstüchtigem Zustand.

4.5.5 Lichtpulser-Boxen

Die Lichtpulserboxen für das Barrel und die Endkappe wurden komplett in Bochum konstruiert, gebaut, sowie getestet und zum Schutz vor Beschädigungen teilerlegt zum SLAC transportiert. Der Zusammenbau der Boxen erfolgte an einem externen Platz am SLAC, so daß der eigentliche Einbau am Detektor lediglich aus der Aufhängung der Boxen in dem dafür vorbereiteten Rack bestand.

4.5.6 Sekundäre Fasern (extern)

Für den Einbau des externen Teils der sekundären Fasern wurden im Falle des Barrels zunächst die Bündelköpfe in der Lichtpulsbox montiert. Anschließend wurden die 44 Faser-Kabel in die Kabelschächte eingezogen, welche von der oberen Plattform auf dem Detektor zum hinteren Ende des Kalorimeters führen.

Die Kabel wurden in den jeweiligen Quadranten zu den einzelnen Mini-Crates geführt, wo die Bulkhead-Stecker an den Enden jedes Kabels mit dem Gegenstück verbunden wurden, das am internen Teil der sekundären Fasern befestigt ist.

Da es bei diesem Einbau und bei der anschließenden Montage der IO-Boards zu Beschädigungen kam, waren eine einzelne Faser, sowie ein vollständiges Kabel mit sieben Fasern zu reparieren. In jedem der Fälle wurde mittels eines speziellen, in Bochum gefertigten, Steckersystems eine Einzelverbindung für jede Faser hergestellt. Testmessungen in Bochum haben gezeigt, daß diese hochpräzise gefertigten Stecker eine minimale Transmissivität von 70 % gewährleisten. Sämtliche Arbeitsschritte der Reparatur, von der Verklebung der einzelnen Fasern in den Steckern bis hin zum manuellen Polieren der Faserstirnflächen konnten am Detektor durchgeführt werden, so daß ein Ausbau der Faserbündel nicht erforderlich war.

Der Einbau der sekundären Fasern für die Endkappe begann ebenfalls mit dem Einsetzen des Bündelkopfes in der Lichtpulsbox. Das Verlegen der Fasern erfolgte ebenfalls durch die Kabelkanäle an den beiden Seiten des Detektors, gefolgt von Kanälen, die zum vorderen Ende des Detektors führen. Bei der Bemessung der Faserlänge mußte hier berücksichtigt werden, daß die Fasern hinreichend lang sind, um die Endkappe auch ohne ein Entfernen dieser Fasern aus dem Detektor extrahieren zu können. Die Ankopplung erfolgt direkt an die Modullichtmischer der einzelnen Module, die gleichzeitig den Übergang von Innen- zu Außenraum darstellen. Dadurch werden zusätzliche Verluste vermieden, die aus einer Auftrennung der sekundären Fasern resultiert wären.

4.5.7 Lichtpulserracks

Die Lichtpulsboxen, sowie die Referenzsysteme sind in zwei Racks untergebracht, die sich auf einer Plattform direkt auf dem BABAR-Detektor befindet. Abbildung 4.22 zeigt den Aufbau dieser Racks.

Während der Inbetriebnahme des Systems wurden Intensitätsschwankungen in der Größenordnung von mehreren Prozent festgestellt, deren Ursache auf Veränderungen der Umgebungsbedingungen wie Temperatur und Luftfeuchtigkeit zurückzuführen waren. Zur Stabilisierung der Temperatur wurden die zwei Racks mit Aluminiumplatten abgedichtet und im oberen Bereich jeweils eine Klimaanlage installiert. Zur Unterdrückung von Luftfeuchtigkeitseinflüssen bei der Lichtein- und auskopplung am Lichtmischer wurde ein Luftentfeuchter installiert, durch den die Luft in den Lichtpulsboxen zirkuliert und getrocknet wird. Abbildung 4.23 zeigt den Verlauf von Temperatur und Luftfeuchtigkeit in den Lichtpulsboxen, sowie in Referenz- und Linearitätssystem innerhalb einer Woche. Der Verlauf der Temperatur zeigt, daß durch den Einsatz der Klimaanlage die Temperaturschwankungen auf $\pm 2^\circ\text{C}$ begrenzt werden. Die Stabilisierung der relativen Luftfeuchtigkeit in Referenz- und Linearitätssystem erfolgt durch die Einleitung trockenen Stickstoffs. Der Verlauf der Luftfeuchtigkeit weist beim Einsatz des Entfeuchters deutlich weniger Schwankungen auf als bei der Verwendung getrockneten Stickstoffs.

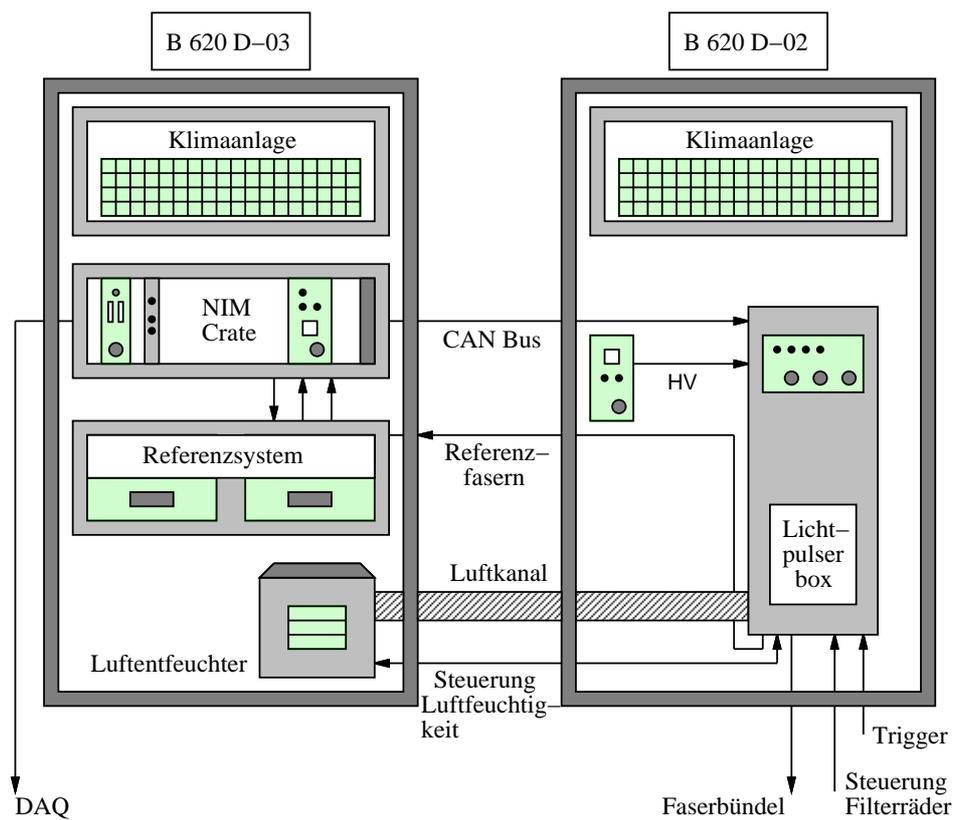


Abbildung 4.22: **Aufbau der Lichtpulser racks:** links: NIM Crate, Referenz- und Linearitätssystem und Luftentfeuchter; rechts: Die Lichtpulserboxen (Die zweite Box ist hinter der ersten hier sichtbaren aufgehängt.) In jedem Rack ist zur Temperaturstabilisierung im oberen Teil eine Klimaanlage installiert.

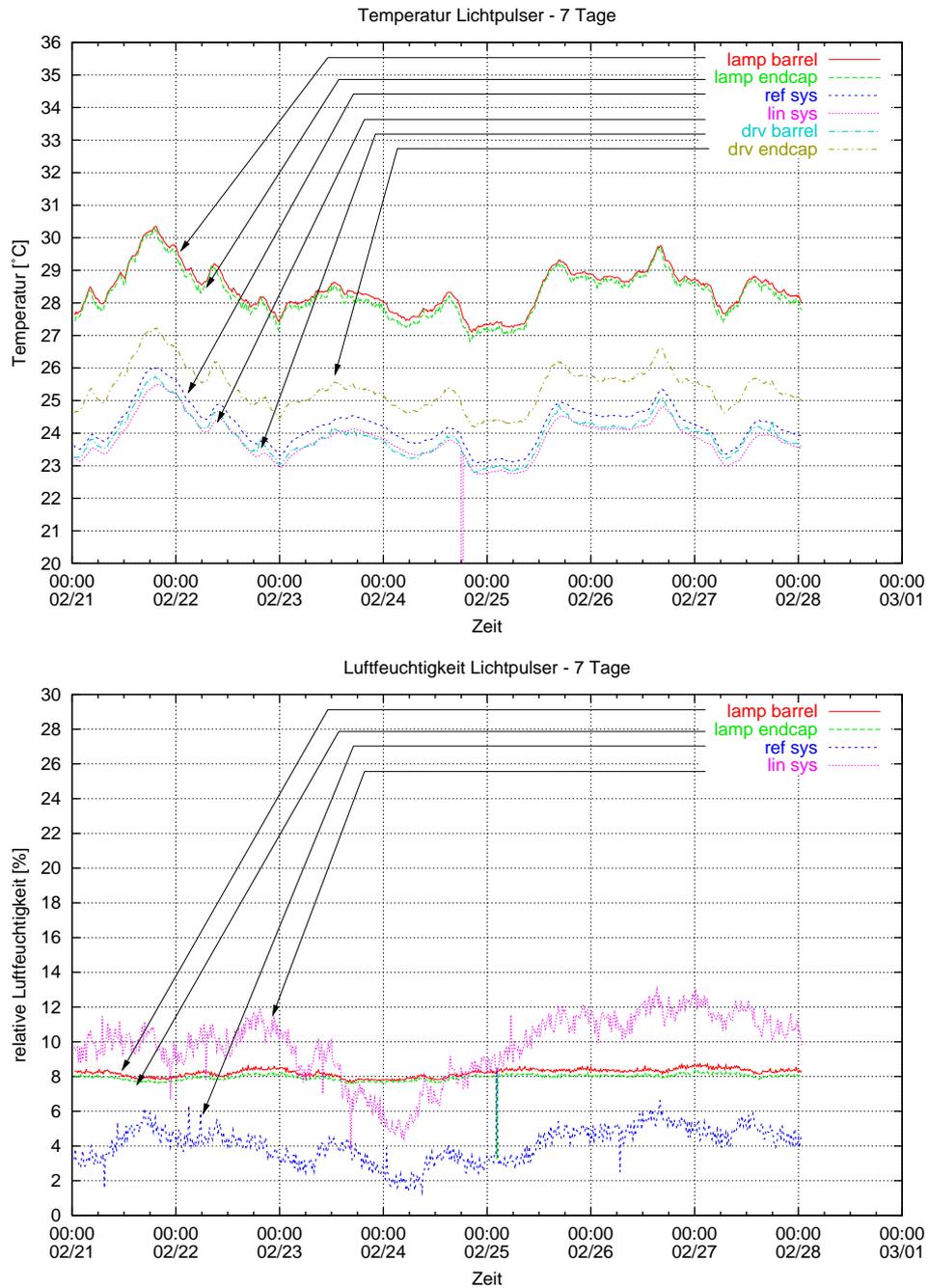


Abbildung 4.23: **Temperatur und Luftfeuchtigkeit:** Die Werte der Temperatur und der relativen Luftfeuchtigkeit über einen Verlauf von sieben Tagen, gemessen an verschiedenen Orten in den Lichtpulserracks nach Einsatz der Temperatur- und Luftfeuchtigkeitsstabilisierung.

Kapitel 5

Betrieb des Lichtpulsersystems

5.1 Die Steuerung (Slow Control)

Die Steuerung der einzelnen Lichtpulserkomponenten ist in die Gruppe der zeitunkritischen Abläufe (*slow control*) eingeordnet. Die Kontrollelektronik für diese Steuerung ist zusammen mit der Elektronik zur Datenerfassung (*DAQ*) in der Elektronikhütte untergebracht, welche sich im Bereich *Off-Detector* befindet. Dieser Raum ist von Detektor und Speicherring durch eine ca. 1 m dicke Betonwand abgeschirmt und somit auch während des regulären Strahl-Betriebs zugänglich. Die gesamte Software der *Slow Control* baut auf dem Paket *EPICS*¹ auf, das Werkzeuge und Applikationen zum Aufbau verteilter Kontrollsysteme für Teilchenbeschleuniger, Großexperimente, Teleskope, usw. bereitstellt. Ursprünglich wurde *EPICS* vom Los Alamos National Laboratory und vom Argonne National Laboratory entwickelt. Die gegenwärtigen und zukünftigen Entwicklungen werden jedoch in Kooperation mit vielen weiteren Instituten betrieben, an denen beispielsweise auf deutscher Seite auch das DESY beteiligt ist.

EPICS bietet einerseits die Möglichkeit, die Steuerelemente mittels graphischer Benutzerschnittstellen zugänglich zu machen, und andererseits komplexe Steuerabläufe in Software-Skripten zu integrieren.

Das Kernstück für die *EPICS*-Software ist ein Einplatinencomputer in einem VME-Crate. Dieser wird als I/O-Controller (*IOC*) bezeichnet. Das Betriebssystem des *IOC* ist *VxWorks* der Firma *WindRiver*. Die Steuerung des Lichtpulsersystems erfolgt ausgehend von dem *IOC* über zwei Datenkanäle, den CAN²-Bus und die VME-Platine *VIPC616* der Firma *GreenSpring*, die als *I/O-Board* bezeichnet wird. Der CAN-Bus implementiert einen seriellen Bus, über den eine Vielzahl von Mikrokontrollersystemen mit einem Hauptkontrollsystem kommuniziert. Die Mikrokontrollersysteme werden beim BABAR-Detektor für die unterschiedlichsten Aufgaben wie die Auslese von Temperatur- und Feuchtigkeitssensoren, sowie zur Steuerung von Spannungsversorgungen und weiteren elektronischen Baugruppen eingesetzt. Das I/O-Board *VIPC616* ist eine Trägerplatine, die vier wählbare Schnittstellen-Pakete aufnehmen kann.

Im folgenden sollen die Integration der Hardware, sowie die entsprechenden Kontrollelemente der graphischen Benutzerschnittstelle erläutert werden. Die in Skripten integrierten Abläufe werden in Abschnitt 5.2 vorgestellt.

¹Experimental Physics and Industrial Control System

²Controller Area Network

5.1.1 Aufbau der Elektronik

Abbildung 5.1 zeigt die Aufteilung der Elektronik, die in den Lichtpulserracks auf der Detektorplattform und in der Elektronikhütte untergebracht ist.

In der Hütte befinden sich der *IOC*, welcher sämtliche Monitorierungselemente des Kalorimeters steuert, sowie die Lichtpulserspezifischen Komponenten: Das I/O-Board und das in einem VME-Crate der Datenerfassung untergebrachte Triggerboard, das in Abschnitt 5.1.3 vorgestellt wird.

In den Lichtpulserracks ist ein NIM-Crate installiert, in dem die folgenden Komponenten ihren Platz finden:

- Die Ansteuerung für die HV-Netzteile (*Harshaw NV-25A*) der Blitzlampen ermöglicht die Einstellungen der Hochspannung im Bereich 0–1000 V.
- Das Hochspannungsnetzteil (*NHQ 233M*) für die Photomultiplier (*Hamamatsu R2228*) in dem Referenz- und dem Linearitätssystem ist auf Spannungen im Bereich 0–1500 V einstellbar.
- Die Spannungsversorgung (70 V) für die Sperrspannung (*Bias-Spannung*) der Photodioden im dem Referenz- und dem Linearitätssystem.
- Die Verstärker (*Ortec 571 / Tennelec TC 247*) für die bereits vorverstärkten Signale dieser Photodioden und Photomultiplier. Die Ausgangssignale werden zu dem 8-Kanal ADC des Lichtpulsersystems in der Elektronikhütte geführt.
- Eine Steuerung zur Selektion der Verstärkungsfaktoren für die zwei Verstärker des Linearitätssystems.
- Die Steuerelektronik für die Shutter im Linearitätssystem.
- Die Ausleseelektronik für die Temperatur- und Luftfeuchtigkeitssensoren.
- Ein Diskriminator (*LeCroy LRS 623B*), der aus der Pulshöhe eines Photomultipliersignals die Vorstufe eines Triggersignals für die Datenerfassung generiert.

Die Steuerung der einzelnen Module, sowie der Transfer der Temperatur- und Luftfeuchtigkeitsdaten erfolgt über den CAN-Bus, während die analogen Signale aus den Verstärkern und dem Diskriminator zur weiteren Verarbeitung in die Elektronikhütte geleitet werden.

5.1.2 Filterräder

Der Antrieb der Schrittmotoren zur Positionierung der Filterräder erfolgt mit den Treibern *Uno-Drive* der Firma *Microkinetics*, welche über die Kontrollbausteine *MN 100* derselben Firma angesteuert werden. Die Kommunikation mit diesen Bausteinen geschieht über eine serielle Schnittstelle, die mit dem Protokoll *RS485* betrieben wird.

Dieser Teil der Steuerung ist in die Lichtpulsboxen integriert, während die Kommunikationsleitung zu einem *RS232*-Schnittstellenpaket führt, das sich auf dem I/O-Board in der Elektronikhütte befindet. Die Anpassung der zwei unterschiedlichen Protokolle *RS232* und *RS485* erfolgt über

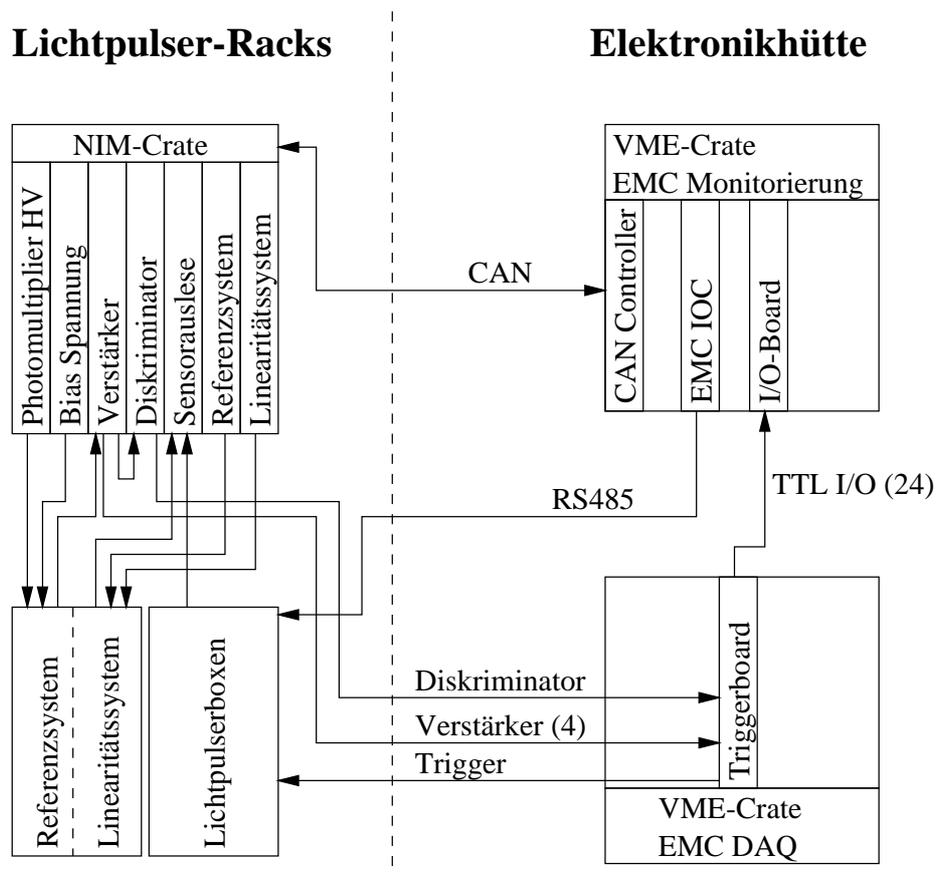


Abbildung 5.1: **Aufteilung und Signalführung der Lichtpulserelektronik:** Links die Elektronik in den Lichtpulser-Racks, rechts der in der Elektronikhütte untergebrachte Teil.

einen entsprechenden Konverter der Firma *ICS DataCom*.

Zur Justierung der jeweils fünf Filterpositionen wurde jedes Rad in kleinen Schritten³ gedreht, bis der betreffende Filter zentral in der optischen Achse positioniert war. Die so ermittelte Anzahl von Motorschritten aus der Grundstellung ermöglicht ein direktes und exakt reproduzierbares Anfahren jeder Filterradposition.

5.1.3 Triggerboard

In einem VME-Crate der Kalorimeter-Datenerfassung befindet sich das *Triggerboard* des Lichtpulsersystems. Diese VME-Platine beinhaltet die Elektronik zur Generierung der Triggersignale, die an die Blitzlampen weitergeleitet werden und die Entladung starten, sowie eine Schaltung, die ein Triggersignal an die Datenerfassung schickt, um die Aufzeichnung der Daten aus Referenz- und Linearitätssystem einzuleiten. Abbildung 5.2 zeigt eine schematische Darstellung dieses Board, sowie der Verkabelung. In diese L-förmige Platine ist der 8-Kanal peak-sensing ADC eingesetzt, der die Signale aus Referenz- und Linearitätssystem abtastet und den digitalisier-

³Eine vollständige Umdrehung eines Filterrades entspricht 2400 Motorschritten.

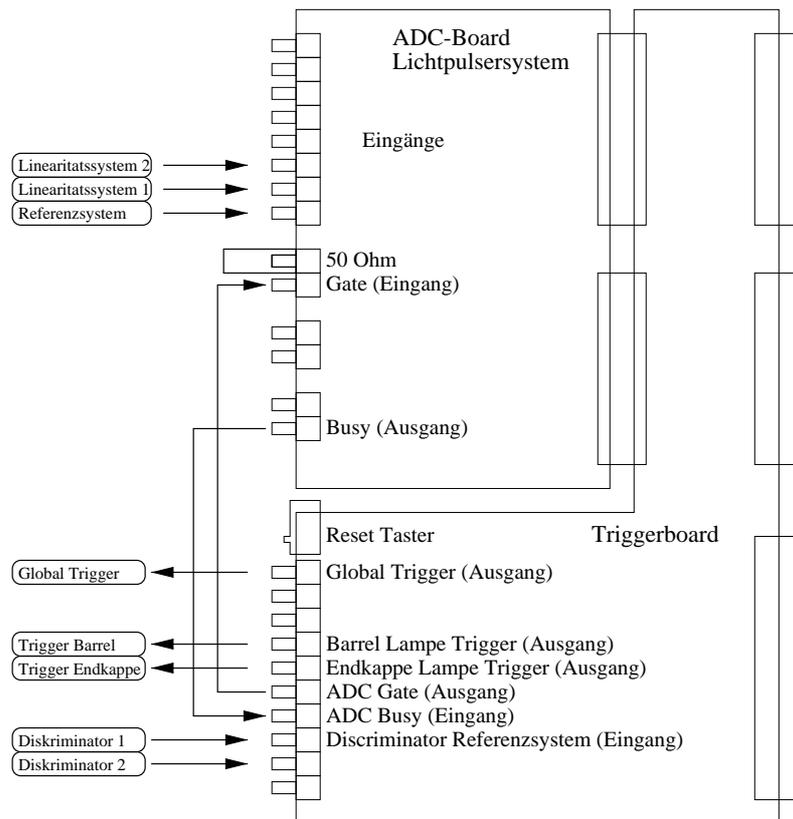


Abbildung 5.2: **Triggerboard**: Schematische Darstellung des *Triggerboards* mit ADC, sowie der Signalführung.

ten 12 Bit breiten Wert der maximalen Pulshöhe für die Datenerfassung bereitstellt. Das Trigger-signal (ein TTL⁴-Puls) für die Blitzlampen wird aus dem Haupttaktsignal der BABAR-Elektronik generiert und hat eine wählbare Frequenz, die für den normalen Betrieb bei 14,2 Hz liegt. Da es im Referenz-System für die Referenzfasern beider Lichtpulserboxen nur eine gemeinsame Auslese-kette gibt, dürfen die beiden Lampen innerhalb eines Ereignisses nicht gleichzeitig zünden, da ansonsten eine eindeutige Zuordnung der Referenzdaten zu der jeweiligen Lampe nicht gewährleistet ist. Aus diesem Grund sind die Eingangsstufen in der Blitzlampenelektronik so konstruiert, daß die Lampe für das Barrel bei der ansteigenden Flanke des TTL-Signals zündet, wohingegen die Entladung in der Endkappen-Lampe bei der abfallenden Flanke gestartet wird. Somit können beide Lampen gleichzeitig betrieben werden, ohne die Zuordnung der Signale aus dem Referenzsystem zu gefährden.

Das verstärkte Signal aus dem Photomultiplier wird in einen Diskriminator geleitet, dessen Ausgangssignal zum *Triggerboard* zurückgeführt wird. Bei Empfang dieses Diskriminator-Signals sendet das *Triggerboard* ein Signal (*Global Trigger*) an die Datenerfassung, um die Aufzeichnung der vom ADC bereitgestellten Informationen zu veranlassen. Das *Triggerboard* öffnet mit der zündenden Flanke des Triggersignals ein Zeitfenster mit einer Länge von wenigen Mikrosekunden, innerhalb dessen das Diskriminator-Signal ankommen muß, um dem Lichtblitz zugeordnet

⁴Transistor-Transistor-Logik

zu werden. Durch diese Verknüpfung wird eine effektive Untergrundunterdrückung gewährleistet. Alle logischen Schaltungen auf dem *Triggerboard* sind mittels eines FPGAs⁵ vom Typ *Xilinx XC3130APC* realisiert, so daß Änderungen und Anpassungen durch Austausch des PROMs⁶ möglich sind, das die Daten zur Programmierung des Chips enthält.

Zur Ansteuerung ist das *Triggerboard* über ein Flachbandkabel mit dem I/O-Board des Lichtpulsersystems verbunden, in das zu diesem Zweck ein Modul mit 24 TTL I/O-Kanälen eingebaut ist.

5.2 Die Datennahme

5.2.1 Ablauf der Datennahme

Während der ersten Betriebsphase des Lichtpulsersystems wurden alle Einstellungen für die Datennahme manuell vorgenommen. Die zu justierenden bzw. zu kontrollierenden Einstellungen beziehen sich auf die folgenden Komponenten:

- Filterradpositionen,
- Hochspannungen,
- Triggerfrequenz,
- Diskriminatorauswahl und die
- Gateauswahl für den ADC.

Sämtliche Einstellungen sind über graphische Benutzerschnittstellen des *EPICS* durchführbar. Abbildung 5.3 zeigt das Bedienungsfeld, welches die wesentlichen Einstellungen für das Lichtpulsersystem beinhaltet. Anschließend waren die sogenannte *Logging-Application*, welche die Daten aus den einzelnen Auslesemodulen zu einem Event kombiniert sowie die *Run-Control*, deren Aufgabe die Steuerung der *Logging-Application* ist, zu starten. Letzlich mußte noch direkt vor dem Start der Datennahme der Trigger für die Blitzlampen aktiviert werden.

Dieser gesamte Ablauf wurde schließlich in ein Shell-Skript integriert, wobei sich neben der Vereinfachung des Ablaufs auch der Vorteil ergibt, daß sämtliche Einstellungen zu jedem Lichtpulsers-Run, sowie relevante Umgebungsbedingungen wie Temperatur- und Luftfeuchtwerte automatisch protokolliert werden können.

5.2.2 Datennahmemodi

Die unterschiedlichen Aufgaben des Lichtpulsersystems erfordern separate Datennahmemodi, die mit teilweise unterschiedlichen, aber auch mit innerhalb eines Lichtpulsers-Runs wechselnden Einstellungen einhergehen. Der grundsätzliche Ablauf stellt sich jedoch in jedem Fall gleich dar:

- Die Starteinstellungen werden vorgenommen und protokolliert.

⁵Field Programmable Gate Array

⁶Programmable Read Only Memory

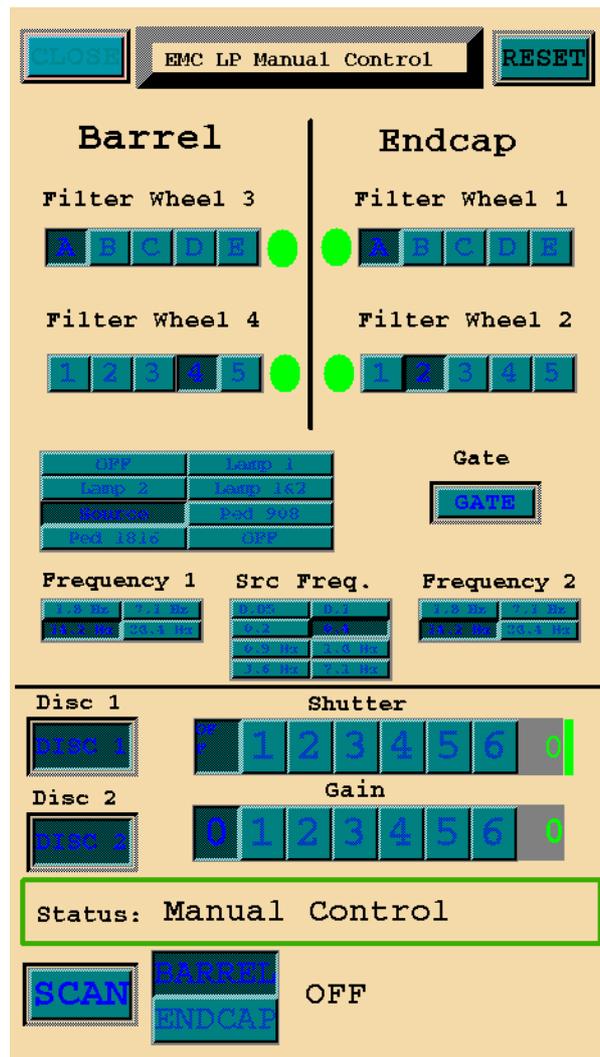


Abbildung 5.3: **EPICS-Kontrolle für das Lichtpulsersystem:** Die manuelle Steuerung der einzelnen Elemente. Sämtliche Elemente können auch über Shell-Skripte gesteuert werden.

- Start der *Logging-Application*.
- Start der *Run-Control*, die die Datennahme nach einer festgelegten Zeit beendet.
- Die auf diese Weise angelegte Datei wird mit einem eindeutigen Namen versehen, der sich aus dem Datum und der Uhrzeit der Datennahme zusammensetzt.
- Die Umgebungsbedingungen werden protokolliert.
- Das Lichtpulsersystem wird deaktiviert.
- Die Auswertung der Daten wird gestartet.

Der gesamte Ablauf wird durch Shell-Skripte gesteuert, die in der Programmiersprache Perl geschrieben sind und prinzipiell auf jeder Unix-Workstation ablaufen können, welche Zugriff auf das EPICS-Framework hat. Die realisierten Run-Modi sollen im folgenden erläutert werden.

Monitorierungs-Runs

Die Monitorierungs-Runs dienen zur Langzeitüberwachung der Ausleseketten des Kalorimeters. Die Datennahme erfolgt mit reproduzierbaren festen Einstellungen für die in jeden Kristall einzukoppelnde Lichtmenge. Gleichzeitig können Probleme in der Funktionalität der Ausleseelektronik unmittelbar aus der Auswertung dieser Daten erkannt werden.

Diese Art der Datennahme findet mindestens einmal pro Tag statt. Bei jedem Run wird die Datenerfassung für 30 Sekunden gestartet, woraus sich bei einer Blitzfrequenz von $14,2 \text{ Hz}$ rund 425 Ereignisse für Barrel und Endkappe, also insgesamt ungefähr 850 Ereignisse ergeben.

Diagnose-Runs

Das Lichtpulsersystem hatte sich bereits während der Konstruktionsphase des Kalorimeters als schnell einsetzbares Diagnosewerkzeug bewährt. Ebenso hat es sich mittlerweile zur Überprüfung der Elektronik nach Wartungs- oder Reparaturarbeiten als wichtiges Kontrollelement etabliert. Um diese Kontrollmethode zeitlich noch effektiver zu gestalten, wurde der Datennahmemodus *Diagnose-Run* geschaffen, der mit den gleichen Einstellungen wie der Monitorierungsmodus operiert, wobei insgesamt aber nur 100 Ereignisse aufgezeichnet werden. Die Acquisition dieser Datenmenge, sowie die in Abschnitt 5.3 beschriebene Auswertung erfordert einen Zeitaufwand von lediglich drei Minuten. Die Kontrolle kann also unmittelbar nach Behebung entdeckter Probleme wiederholt werden.

Da im Gegensatz zu den Monitorierungs-Runs eine Aufbewahrung der Lichtpulserdaten nicht notwendig ist, wird der Dateiname mit einer zusätzlichen Kennung versehen, die die automatische Archivierung verhindert.

Linearitäts-Runs

Da zur Kontrolle der Linearität innerhalb eines Runs die Filterradeneinstellungen mehrfach verändert werden müssen, ist für diesen Datennahmemodus eine aufwendige Steuerung erforderlich. Desweiteren ist aus Gründen, die in Abschnitt 5.5 erläutert werden, ein Abfahren des Energiebereichs in sehr kleinen Schritten notwendig, was nicht allein durch die 25 Filterkombinationen erreicht werden kann. Die Hochspannung für die Xenon-Blitzlampen wird hierzu bei jeder Filterradeneinstellung in mehreren Schritten ausgehend von 1000 V bis hin zu 700 V heruntergefahren. Die Steuerung dieses Ablaufs wurde nicht allein durch ein Shell-Skript realisiert, vielmehr obliegt die Kontrolle der Filterräder und der Hochspannung einem Skript, das direkt auf dem IOC abläuft. Die Verarbeitung des Diskriminatorsignals wird bei jeder Einstellungsänderung deaktiviert, um z.B. eine Datennahme vor Abschluß der neuen Positionierung der Filterräder zu verhindern.

Da die Auswertung der Linearitäts-Runs weitaus komplexer ist als für die bereits beschriebenen Datennahmemodi, und sich darüberhinaus von Fall zu Fall unterscheiden kann, wird diese nicht automatisch nach Beendigung der Datenaufzeichnung gestartet.

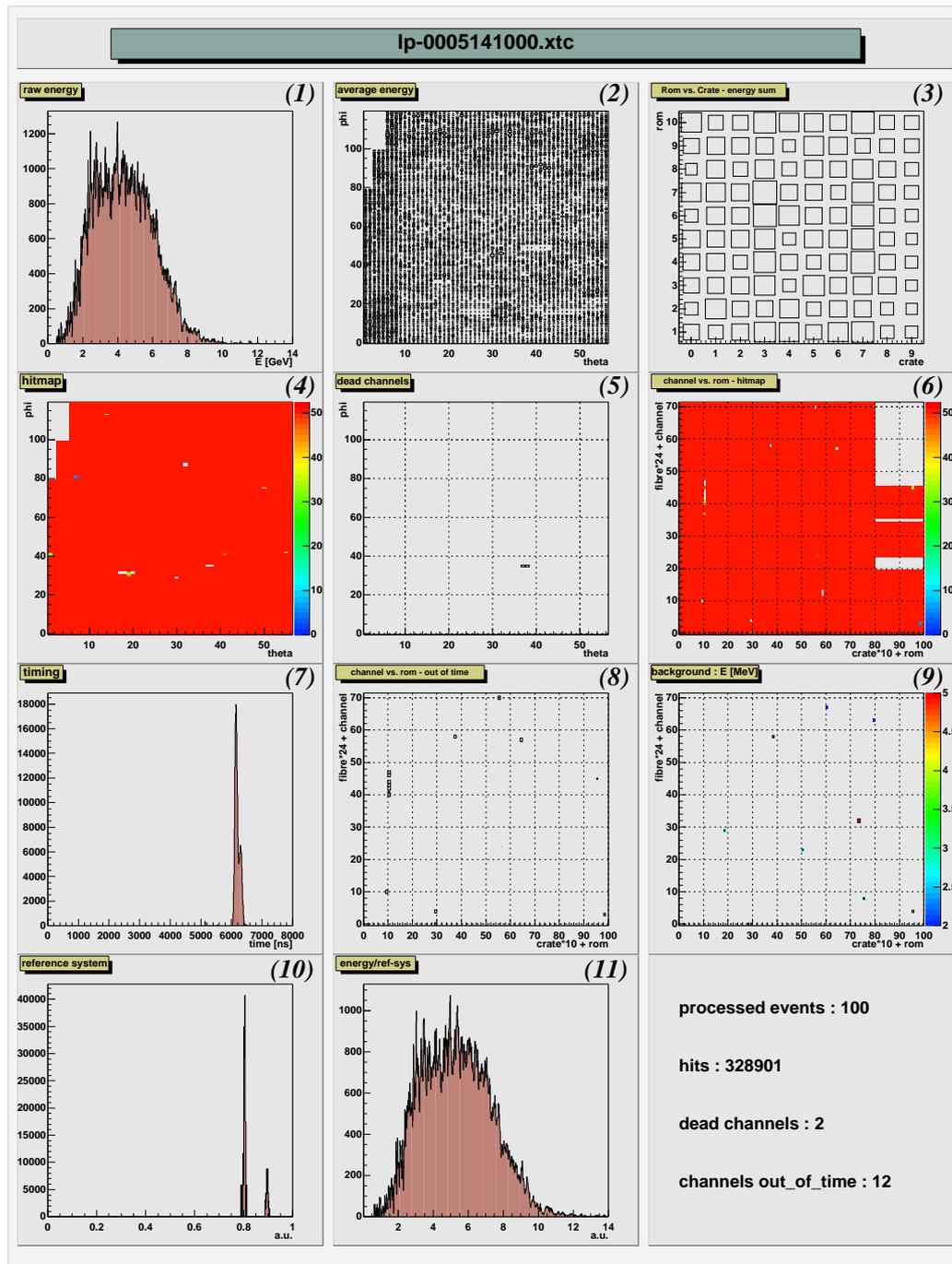


Abbildung 5.4: Übersichtseite für einen Monitorierungs-Run: Die summarischen Darstellungen der aufgezeichneten Ereignisse ermöglichen eine schnelle Diagnose.

5.3 Auswertung der Lichtpulserdaten

Nach Beendigung der Datennahme für die Monitorierungs- und Diagnose-Runs wird automatisch die Auswertung gestartet. Hierzu wurde ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit das notwendige Software-Paket geschrieben, welches auf das am CERN entwickelte ROOT-Framework aufbaut. Das Kernstück dieses Pakets ist ein Program names *RootXtc*, welches die Daten aus dem Dateiformat *XTC*⁷ einliest und die Einträge jedes Events verarbeitet. Die für jeden Kristall ermittelten Daten sind:

- Das Energieäquivalent des injizierten Lichts,
- Ein auf die Meßdaten des Referenzsystems normiertes Maß für dieses Energieäquivalent, und
- Der Zeitpunkt der Szintillation.

Diese Daten werden in unterschiedliche Histogramme eingetragen, mittels derer eine schnelle Fehlerdiagnose möglich ist.

Wichtige Kriterien bei dieser Diagnose sind: Kristalle werden als **Tote Kanäle** definiert, wenn für einen Kristall kein Eintrag mit einem Energiedeposit $> 20 \text{ MeV}$ vorhanden ist. **Out-Of-Time-Einträge** liegen vor, wenn der Zeitpunkt der Szintillation nicht innerhalb des gegebenen Zeitfensters liegt. **Out-Of-Time-Kanäle** werden dadurch definiert, daß alle Einträge eines Kristall *Out-Of-Time*-Einträge sind. Für jeden Run wird die in Abbildung 5.4 dargestellte Übersichtsseite erstellt, die einen schnellen Überblick über die folgenden Histogramme erlaubt:

1. Diese Pulshöhenverteilung zeigt das detektierte Energieäquivalent des Lichts für alle Kristalle und alle ausgewerteten Ereignisse.
2. Diese Pulshöhensumme zeigt das gemessene Energieäquivalent für jeden Kristall gemittelt über die ausgewerteten Ereignisse in einer θ/ϕ ⁸-Darstellung.
3. Diese Pulshöhensumme zeigt die Energiesumme über alle ausgewerteten Ereignisse für jedes Auslesemol (ROM) in Crate/ROM-Darstellung⁹. Bei den Barrel-Modulen wird über 72 Kristalle, bei den Endkappen-Modulen über 41 Kristalle summiert.
4. Die Trefferverteilung in θ/ϕ -Darstellung zeigt die Anzahl der ausgewerteten Ereignisse für jeden einzelnen Kristall.
5. Die Lokalisierung toter Kanäle in θ/ϕ -Darstellung zeigt die Kristalle, die entsprechend der bereits aufgeführten Definition keine gültigen Ereignisse enthalten.
6. Die Trefferverteilung in ROM/Kanal-Darstellung¹⁰ zeigt die Anzahl der ausgewerteten Ereignisse für jeden einzelnen Kristall.

⁷eXchangeable Tagged Container

⁸Bei der θ/ϕ -Darstellung erfolgt die Achseneinteilung in Form der Kristallindizes in θ - und ϕ -Richtung.

⁹Bei der Crate/ROM-Darstellung erfolgt die Indizierung der x -Achse durch die Crate-Nummer 0...9 und die der y -Achse durch die Nummer des ROMs in dem jeweiligen Crate 1...10.

¹⁰Bei der ROM/Kanal-Darstellung erfolgt die Indizierung der x -Achse durch die Crate-Nummer mit zehn multipliziert plus der ROM-Nummer in dem jeweiligen Crate. Die Indizierung der y -Achse ist durch die Kanal-Nummer 0..71 in dem jeweiligen ROM gegeben.

7. Die Häufigkeitsverteilung für den Zeitpunkt der Szintillation zeigt die Peaklage aller ausgewerteten Ereignisse für alle Kristalle.
8. Die Lokalisierung der *Out-Of-Time* Kanäle in ROM/Kanal-Darstellung zeigt die Anzahl der der Definition entsprechenden Ereignisse, deren Peaklage außerhalb des zulässigen Zeitfensters liegt, für jeden Kristall einzeln.
9. Die Pulshöhensumme für den Untergrund in ROM/Kanal-Darstellung zeigt die Energiesumme über alle Einträge, die detektiert wurden, ohne daß Licht in die Kristalle eingekoppelt wurde, für jeden Kristall einzeln.
10. Die Pulshöhenverteilung für die Referenzsystemdaten zeigt die Energieäquivalente aller ausgewerteten Ereignisse für das Referenzsystem. Die Indizierung der x -Achse entspricht den ADC-Werten und ist auf den Maximalwert (4096) normiert. Die zwei Linien zeigen die unterschiedlichen Intensitäten für Barrel und Endkappe.
11. Die Normierte Pulshöhenverteilung (Energieäquivalent) entspricht der Verteilung (1), wobei hier die eingetragenen Werte für jedes Ereignis auf die Meßdaten des Referenzsystems (vgl. (10)) normiert sind.

Zur weiteren Analyse wird zusätzlich ein Protokoll gespeichert, in dem alle fehlerhaften Kanäle explizit aufgelistet sind und dem am Ende eine Zusammenfassung über deren Anzahl folgt. Da eine Analyse aller Ereignisse zu Diagnosezwecken nicht erforderlich ist, werden bei dieser automatischen Auswertung nur die ersten 100 Ereignisse prozessiert. Zur detaillierteren Analyse der Daten lassen sich selbstverständlich alle Ereignisse prozessieren, die zur weiteren Verarbeitung als Ntuple in eine Datei im *ROOT*-Format geschrieben werden können. Für erste nähere Untersuchungen startet das Programm *rootXtc* die graphische Benutzerschnittstelle von *ROOT*, die zur Änderung von Darstellungsoptionen einen direkten Zugriff auf die einzelnen Histogramme erlaubt.

5.4 Stabilitätskontrolle und Monitorierung von Strahlenschäden

Zur Kontrolle der Stabilität erfolgt eine weitere automatische Prozessierung der Daten aus den Monitorierungs-Runs, wobei nun die vollständige Anzahl von Ereignissen prozessiert wird. Hierzu wird in regelmäßigen Zeitabständen ein Shell-Skript gestartet, das das Verzeichnis für die Lichtpulserdaten nach neuen Runs durchsucht. Sollten neue Dateien anhand ihres Namens als Monitorierungs-Runs identifiziert werden und kann aus deren Länge auf einen vollständigen Run geschlossen werden, wird ein weiteres Programm des Software-Pakets *rootXtc* gestartet. Hierbei handelt es sich um ein Programm, das die Ereignisse in ähnlicher Weise wie *rootXtc* selbst prozessiert, wobei hier die normierten Pulshöhen nach den einzelnen Kristallen aufgeteilt in Einzelspektren eingetragen werden. Zur Auswertung werden die Schwerpunkte und Breiten dieser 6580 Verteilungen in eine Datei geschrieben, die auf ein weiteres Programm zugreift um die Daten mit denen des vorangegangenen Monitorierungs-Runs zu vergleichen. Um die Auswertung der aufgenommenen Daten allen Kollaborationsmitgliedern direkt zugänglich zu machen, erneuert das regelmäßig gestartete Shell-Skript eine WWW-Seite, über welche folgende Plots und Dateien direkt verfügbar sind:

- Die Übersichtsseiten mit den Auswertungsergebnissen der ersten 100 Ereignisse für jeden Monitorierungs-Run (siehe Abb. 5.4);
- Die Dateien mit der Zusammenfassung dieser Auswertung;
- Die Dateien mit den aufgezeichneten Einstellungen des Lichtpulsersystems und den Umgebungsbedingungen in den Lichtpulsboxen, sowie in dem Referenz- und dem Linearitätssystem;
- Die Übersichtsseiten der sogenannten "Run zu Run" Differenzen.

Im folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse der ersten Messungen mit dem Lichtpulsersystem vorgestellt.

5.4.1 Feature-Extraction

Als *Feature Extraction* wird der Teil der in den Auslesemodulen laufenden Software bezeichnet, der für die Extraktion der Größen Pulshöhe und Zeitpunkt der Szintillation¹¹ zuständig ist. Durch die Monitorierung der Kalorimerelektronik mit dem Lichtpulsersystem stellte sich heraus, daß der anfänglich für die *Feature Extraction* eingesetzte Algorithmus unzulänglich war. Verdeutlicht wird diese Tatsache durch die folgende Auswertung dreier Lichtpulsers-Runs, die an drei aufeinander folgenden Tagen aufgezeichnet wurden. Abbildung 5.5 zeigt die relativen Differenzen der Lichtausbeute in einer θ/ϕ -Darstellung, die jeweils auf die Daten aus dem Referenzsystem normiert sind.

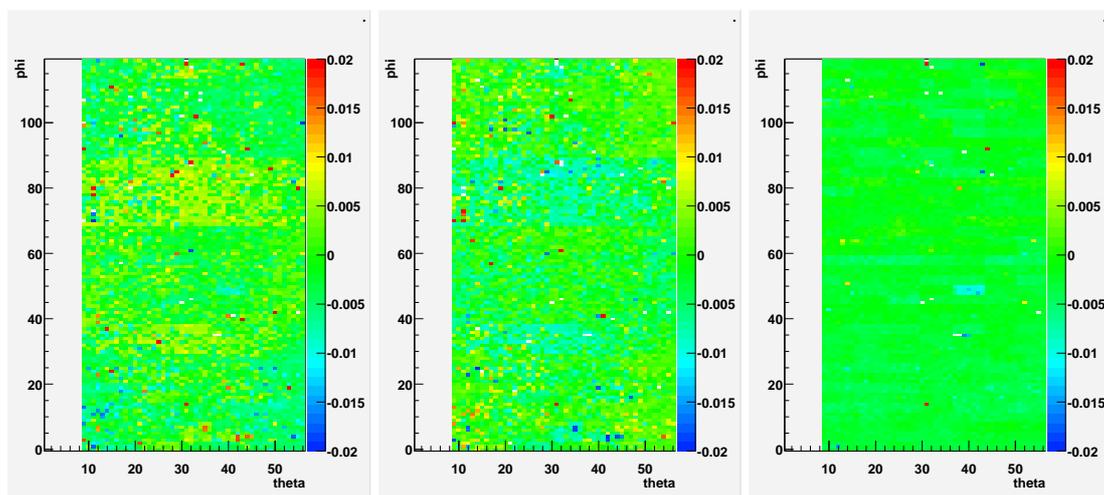


Abbildung 5.5: **Relative Intensitätsdifferenz ($\theta - \phi$ -Darstellung):** Links: Tag 1 \rightarrow 2, Mitte: Tag 2 \rightarrow 3, Rechts: Tag 1 \rightarrow 3. Die relative Differenz für jeden Kristall ist entsprechend der Legende am rechten Rand farblich dargestellt.

¹¹Der Zeitpunkt der Szintillation entspricht der Lage des Pulsmaximums. Da die vom Lichtpulsersystem in die Kristalle injizierten Lichtblitze das zeitliche Verhalten des Szintillationsvorganges nachbilden, wird auch hier der Begriff "Zeitpunkt der Szintillation" beibehalten.

Die linke Darstellung zeigt die Differenzen der zwischen den an Tag 1 und Tag 2 aufgezeichneten Daten. Die mittlere stellt die zwischen Tag 2 und Tag 3 aufgetretenden Differenzen dar. Beide sind Teile der automatisch erstellten Übersichtsseiten für die "Run zu Run" Differenzen. Die rechte Darstellung ist manuell erstellt worden, und zeigt die Differenz der Daten, die an den Tagen 1 und 3 aufgenommen wurden. Es ist deutlich erkennbar, daß die zwischenzeitlich aufgetreten Schwankungen wieder verschwunden waren.

Sowohl in der linken als auch in der mittleren Darstellung ist im Bereich $39 \leq \phi \leq 69$ eine vom Rest des Kalorimeters abweichende Struktur zu erkennen. Diese repräsentiert den Bereich, in dem Vorverstärker mit unterschiedlichen Zeitkonstanten für die Ladungsintegration eingebaut sind¹². In dem Bereich $39 \leq \phi \leq 69$ sind die Vorverstärker mit den nominellen Zeitkonstanten, die wesentlich geringere Schwankungen aufweisen als diejenigen mit den kürzeren Zeitkonstanten, eingebaut.

Zur näheren Untersuchung dieser Schwankungen ist eine andere Darstellung der in Abbildung 5.5 gezeigten Daten sinnvoll. Hierzu zeigt Abbildung 5.6 die jeweils ermittelten Differenzen in der Form von Häufigkeitsverteilungen. Ein Vergleich der linken und mittleren Verteilungen mit der rechten zeigt sehr deutlich, daß Schwankungen im Lichtpulsersystem als Ursache für die aufgetretenen Differenzen auszuschließen sind.

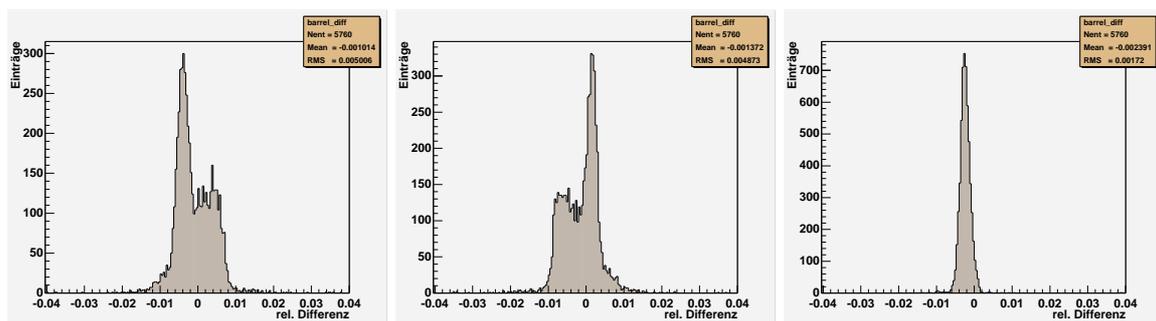


Abbildung 5.6: **Relative Intensitätsdifferenz (Häufigkeitsverteilung)**: Links: Tag 1 → 2, Mitte: Tag 2 → 3, Rechts: Tag 1 → 3. Die überlagerten Doppellinien resultieren aus den Vorverstärkern mit den unterschiedlichen Zeitkonstanten.

Sämtliche möglicherweise in dem Lichtpulsersystem auftretende Schwankungen sind auf Änderungen in den Umgebungsbedingungen zurückzuführen. Derartige Änderungen verursachen Differenzen, die durch eine breite Streuung charakterisiert sind, wohingegen die relativ schmale Linie in der rechten Verteilung zeigt, daß die gemessenen Differenzen eher ein diskretes Verhalten aufweisen.

¹²Die Verwendung von Verstärkern mit unterschiedlichen Zeitkonstanten erklärt sich wie folgt: Um Streuungen in der Pulsform am Ausgang der Vorverstärker zu minimieren, wurden die hierzu maßgeblichen Kapazitäten und Widerstände nicht durch externe Bauteile realisiert, sondern vielmehr direkt in die Vorverstärker-Chips integriert. Die Vorverstärker der zweiten Produktionsserie, welche den Großteil der eingebauten Elektronik ausmachen, weisen aufgrund von Dotierungsfehlern kürzere Zeitkonstanten auf. Da eine neue Produktion eine erhebliche Verzögerung bedeutet hätte, wurde auch diese Serie eingebaut, um die extrem engen Zeitvorgaben für die Konstruktion des Kalorimeters zu erfüllen.

Weitere Überlegungen zur Lokalisierung der Ursache für das beobachtete Verhalten führten zu einer Analyse der aufgezeichneten Daten hinsichtlich des Zeitpunktes der Szintillation. Abbildung 5.7 zeigt die relativen Differenzen der extrahierten Szintillationszeitpunkte in Form von Häufigkeitsverteilungen, links und in der Mitte wieder die Übergänge Tag 1 → 2 und Tag 2 → 3. Die Feststellung, daß tatsächlich ein diskreter Effekt vorliegt, wird gerade durch die rechte Häufigkeitsverteilung untermauert, die wieder den direkten Übergang Tag 1 → 3 zeigt.

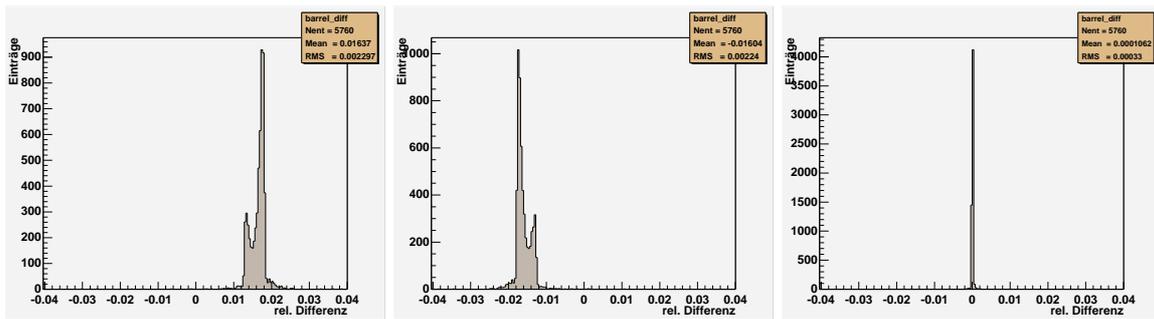


Abbildung 5.7: **Relative Differenzen des Szintillationszeitpunktes (Häufigkeitsverteilung):** Links: Tag 1 → 2, Mitte: Tag 2 → 3, Rechts: Tag 1 → 3. Die Doppellinien sind wiederum durch die Vorverstärker mit den unterschiedlichen Zeitkonstanten bedingt.

Letztlich konnte die *Feature Extraction* als Ursache für den hier beschriebenen Effekt lokalisiert werden. Zur Ermittlung der Pulshöhe und des Zeitpunktes der Szintillation greift die *Feature Extraction* nur drei Werte aus dem Datenstrom der Signalabtastung heraus: Den Maximalwert und die Werte in den direkt benachbarten Zeitfenstern. Das Maximum des Szintillationspulses, sowie die zugehörige Zeitinformation wurden durch den Scheitelpunkt einer durch diese drei Werte beschriebenen Parabel definiert. Die Breite des Zeitfensters einer Abtastung beträgt 250 ns . Liegt nun der "wirkliche" Zeitpunkt der Szintillation nahe an der Grenze zwischen zwei Zeitfenstern, kann der in der Abtastung Maximalwert aufgrund kleinerer Schwankungen in einem Run in dem früheren Fenster, in einen anderen Run in dem späteren Fenster liegen. Die Beschreibung des Szintillationspulses in der Nähe seines Maximums durch eine Parabel kann somit als unzureichend angesehen werden.

Die Entdeckung des beschriebenen Effektes war nur durch den Einsatz des Lichtpulsersystems möglich, da die zeitlichen Schwankungen bei diesem System eng begrenzt sind, wohingegen der Effekt bei der Signalabtastung physikalischer Ereignisse aufgrund ihrer statistischen Verteilung verwaschen wird. Er führt jedoch in jedem Fall zu einer deutlichen Beeinträchtigung der Energieauflösung im Kalorimeter.

Zur Beseitigung dieses Problems wurde die Beschreibung der Pulsform durch ein Polynom dritten Grades realisiert. Zahlreiche Testmessungen mit dem Lichtpulsersystem zeigten, daß die Verwendung dieser Pulsformbeschreibung keine signifikanten Sprünge in der Extraktion des Szintillationszeitpunktes mehr aufweist. Abbildung 5.8 zeigt den Vergleich der zwei Algorithmen zur Beschreibung des Pulses. Hier ist deutlich zu erkennen, daß die Pulsform durch ein Polynom dritten Grades wesentlich besser angenähert wird als durch ein Polynom zweiter Ordnung.

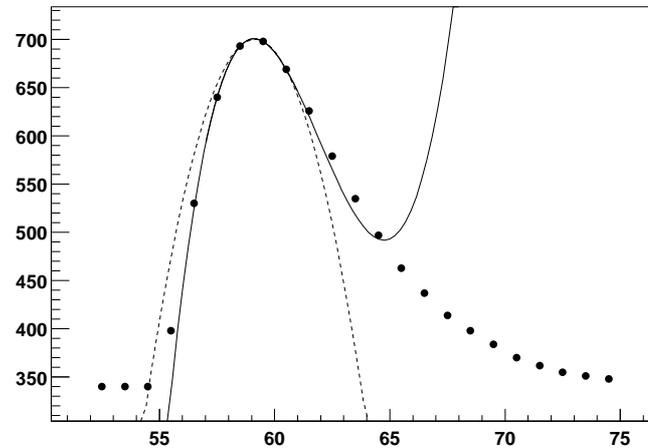


Abbildung 5.8: **Vergleich der Algorithmen zur *Feature-Extraction***: Die Punkte zeigen die gemessenen Werte. Die gestrichelte Linie stellt den alten Algorithmus der *Feature-Extraction* dar, die durchgezogene Linie zeigt die Annäherung der Pulsform durch ein Polynom dritten Grades.

5.4.2 Stabilität des Lichtpulsersystems

Die Implementierung der neuen *Feature Extraction* war ein entscheidender Schritt zur Verwendung der Lichtpulserdaten als Monitorierungssystem, da auftretende Schwankungen nun nicht mehr durch Probleme aus der Pulsabtastung überdeckt werden.

Zur weiteren Verbesserung der Stabilität des Lichtpulsersystems wurden zusätzliche Testmessungen durchgeführt, bei denen jeweils andere Lichtmischer mit unterschiedlichen Querschnittsflächen in die Lichtpulserboxen eingesetzt wurden. Hierbei zeigte sich, daß eine Verbesserung der Stabilität bei einer Querschnittsfläche von $30 \times 30 \text{ mm}^2$ erzielt wird, die jedoch mit einer Abnahme der Maximalintensität des in die Kristalle injizierten Lichtes einhergeht. Der Erklärungsansatz, daß solch ein größerer Lichtmischer unempfindlicher auf verbleibende Schwankungen der Umgebungsbedingungen reagiert, konnte trotz intensiver Verifikationsmessungen in Bochum nicht bestätigt werden.

Abbildung 5.9 zeigt die Differenzen zweier Lichtpulser-Runs, die unter Verwendung der neuen *Feature Extraction* im Abstand von einer Woche aufgezeichnet wurden, in einer θ/ϕ -Darstellung. Hierbei sind nun in beiden Lichtpulserboxen Mischer mit einer Querschnittsfläche von $30 \times 30 \text{ mm}^2$ eingebaut. Die Häufigkeitsverteilung für diese Differenzen (Abbildung 5.10) verdeutlicht, daß das Lichtpulsersystem die Anforderungen bezüglich einer Stabilität von 0,5 % auf einer Zeitskala von einigen Tagen erfüllt.

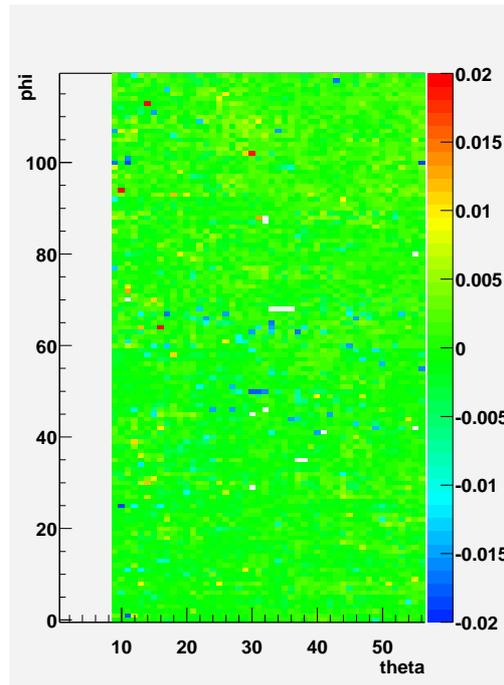


Abbildung 5.9: **Stabilität des Lichtpulsersystems ($\theta - \phi$ -Darstellung)**: Die relativen Intensitätsdifferenzen für zwei Monitorierungs-Runs, aufgezeichnet im Abstand von einer Woche, sind entsprechend der Legende am rechten Rand farblich dargestellt.

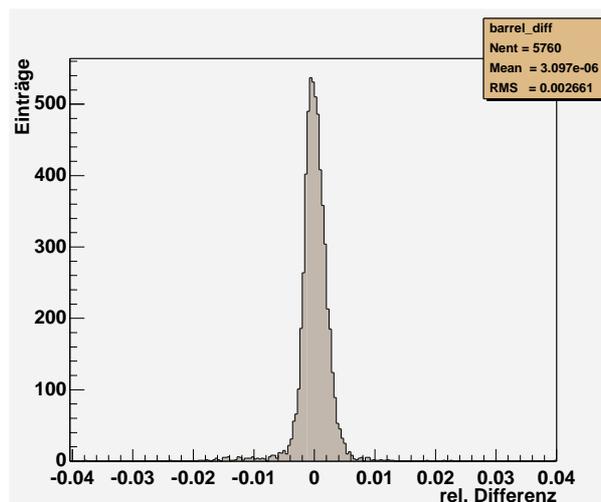


Abbildung 5.10: **Stabilität des Lichtpulsersystems (Häufigkeitsverteilung)**: Die relativen Intensitätsdifferenzen für zwei Monitorierungs-Runs, aufgezeichnet im Abstand von einer Woche.

5.4.3 Stabilität des Referenzsystems

Zur Überwachung des Referenzsystems werden die Pulshöhenverteilungen der darin installierten Quellen aufgezeichnet. Abbildung 5.11 zeigt die Pulshöhenverteilungen bei optimalen Umgebungsbedingungen, d.h. bei abgeschalteten Speicherringen. Um den Untergrund im Referenzsystem für Lichtpulser-Runs zu minimieren, haben die Quellen nur eine geringe Aktivität von jeweils ca. 30 s^{-1} . Um dennoch die zur Auswertung notwendige Datenmenge zu erhalten, wird die Aufzeichnung der Pulshöhenverteilungen simultan zur regulären Datennahme durchgeführt, wobei sich jedoch zeigte, daß während des Strahlbetriebs, insbesondere des Hochenergieerings, die zu digitalisierenden Signale durch Untergrund überlagert sind. Die hierdurch bedingten Verbreiterungen der Schwerpunktlagen in den Pulshöhenverteilungen sind größer als eventuell zu korrigierende Schwankungen in der Auslekette des Referenzsystems selbst. Um die Ursachen für diesen Untergrund zu ermitteln und daraus die notwendigen Maßnahmen zur Unterdrückung desselben entwickeln zu können, sind weitere Untersuchungen notwendig. Bis zur Lösung dieses Problems können diese Daten nicht zur Kontrolle der Referenzsystemstabilität herangezogen werden. Abbildung 5.12 zeigt den Verlauf der Mittelwerte der im Referenzsystem gemessenen Verteilungen aus den Monitorierungs-Runs seit Beginn des Jahres 2000. Insondere aus dem Verlauf für das Barrel läßt sich die Stabilität der Auslekette des Referenzsystems auf $\pm 1 \%$ abschätzen.

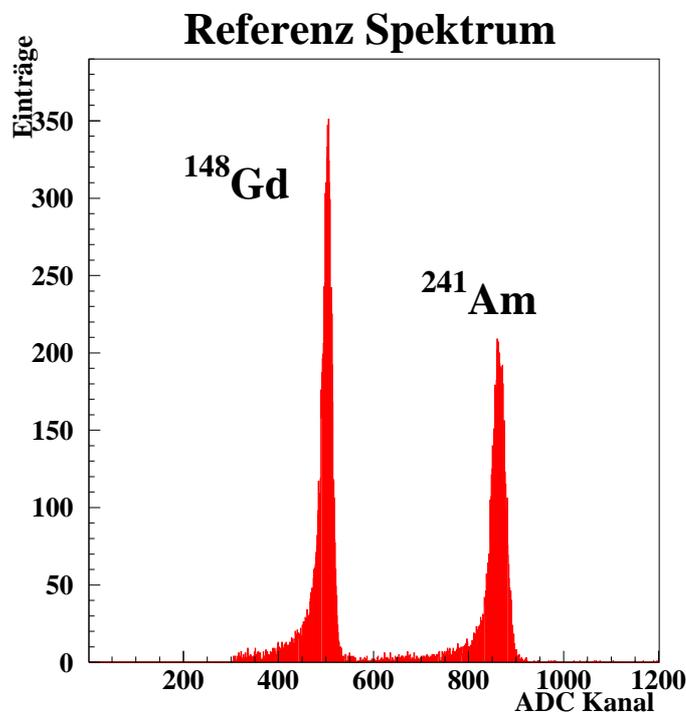


Abbildung 5.11: Häufigkeitsverteilungen für die Quellen im Referenzsystem

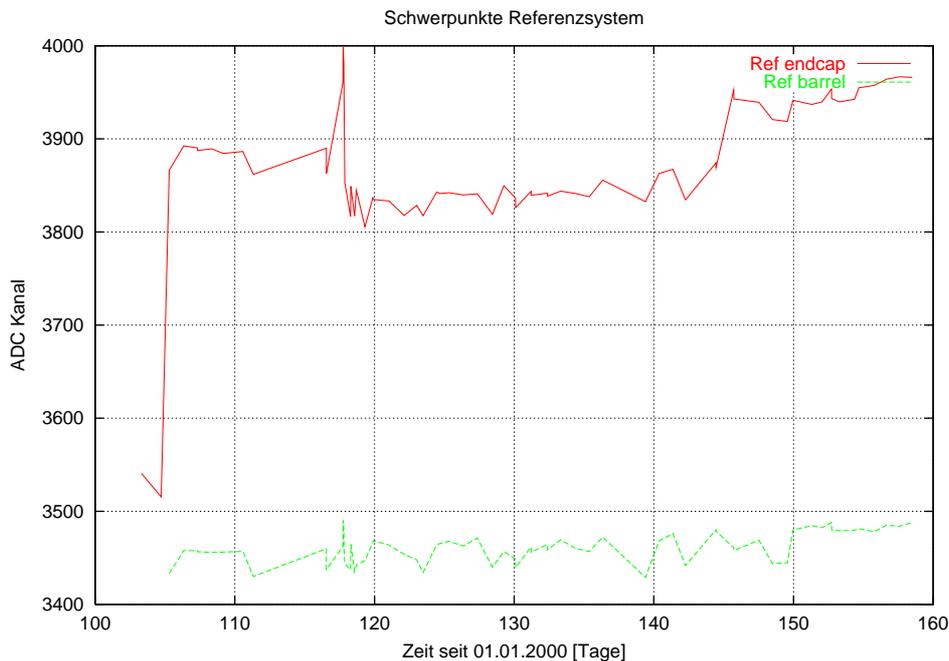


Abbildung 5.12: **Schwerpunkte der Referenzsystemdaten:** Der Verlauf für das Barrel (untere Linie) läßt eine Abschätzung der Stabilität der Auslekette des Referenzsystems auf $\pm 1\%$ zu. Die Sprünge in dem Verlauf für die Endkappe (obere Linie) reflektieren geänderte Einstellung für die Intensität, d.h. der Hochspannung für die Blitzlampe und der Filterradeneinstellungen.

5.4.4 Strahlenschäden

Die Monitorierung von Strahlenschäden läßt sich am deutlichsten anhand eines Vergleichs der aufgezeichneten Daten der verschiedenen Ringe in der Endkappe aufzeigen. Hierzu werden für jeden Monitorierungs-Run die Mittelwerte der Lichtausbeute jedes Rings ermittelt.

Abbildung 5.13 zeigt den Verlauf der Änderungen dieser Daten in vier Endkappen-Ringen seit Beginn des Jahres, wobei die aufgetragenen Daten jeweils auf die Werte des ersten Runs im Jahre 2000 normiert sind. Die unteren zwei Linien zeigen die zwei inneren Ringe der Endkappe, während die mittleren zwei Linien die äußeren Endkappen-Ringe darstellen. Die oberen zwei Linien zeigen die Werte für zwei Barrel-Ringe. Speziell der Verlauf für die inneren Ringe, in denen die höchste Strahlendosis deponiert wird, zeigt im Vergleich zu den anderen Ringen einen abfallenden Verlauf. Hieraus kann auf eine abnehmende Transmissivität der Kristalle als Folge von aufgetretenen Strahlenschäden geschlossen werden. Weitere Evidenzen hierfür ergeben sich aus dem direkten Vergleich der Änderungen mit dem ansteigenden Verlauf der aufgezeichneten Luminosität (vgl. Abbildung 6.1), der den Trend bestätigt. Die hier gemessenen Effekte entsprechen jedoch den Erwartungen und beeinträchtigen die geplanten Messungen nicht.

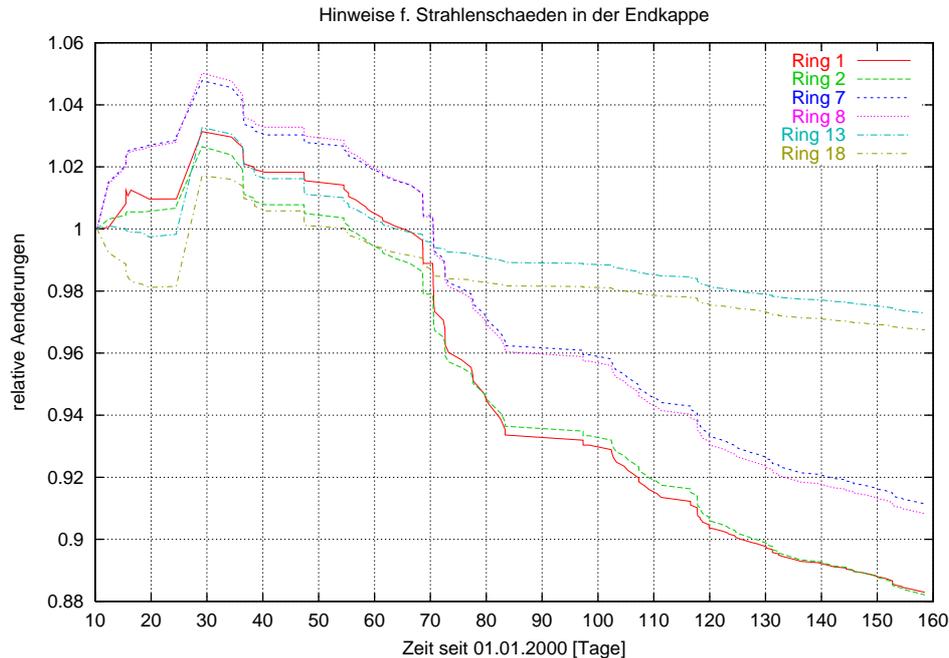


Abbildung 5.13: **Hinweise für Strahlenschäden:** Die relative Änderung der Lichtausbeute (Mittelwerte) der inneren zwei Endkappen-Ringe (untere Linien), der äußeren zwei Endkappen-Ringe (mittlere Linien) und von zwei Barrel-Ringen (obere Linien) seit Anfang 2000. Die Sprünge zwischen den Tagen 10 bis 40 sind durch die Verwendung neuer Kalibrationskonstanten in der Ausleseketten des Kalorimeters bedingt.

5.5 Linearitäts-Tests der Kalorimeter-Elektronik

Die Monitorierung der Linearität in der Ausleseketten der Kalorimeterelektronik ist eine wichtige Aufgabe des Lichtpulsersystems. Erste Testmessungen zeigten, daß das Verhalten der Ausleseketten deutlich von einem linearen Verhalten abweicht. Abbildung 5.14 zeigt den Verlauf für einen Beispielkristall. Die Meßwerte für das Energieäquivalent sind auf die Referenzsystemdaten normiert und gegen letztere aufgetragen. Im Falle eines vollständig linearen Verlaufs sollten die Werte konstant sein. Der exakte Verlauf der vorliegenden Kurve läßt sich aus diesen Meßpunkten nicht ermitteln, da sie zu weit auseinander liegen.

Der Anwendungsbereich des Lichtpulsersystems wurde daher von seiner Funktion als reines Kontrollinstrument auf die Vermessung der vollständigen Kennlinie der Ausleseketten erweitert. Die durch die Filterkombinationen gegebenen 25 Meßpunkte sind für diese erweiterte Aufgabe unzureichend, so daß durch Variation der Hochspannung, bei der die Blitzlampen betrieben werden, zahlreiche zusätzliche Stützpunkte zur Vermessung der Kennlinie geschaffen werden mußten.

Aus der Analyse der Daten eines Linearitäts-Runs lassen sich die Abweichungen der Kennlinien von der bei idealer Linearität ermitteln.

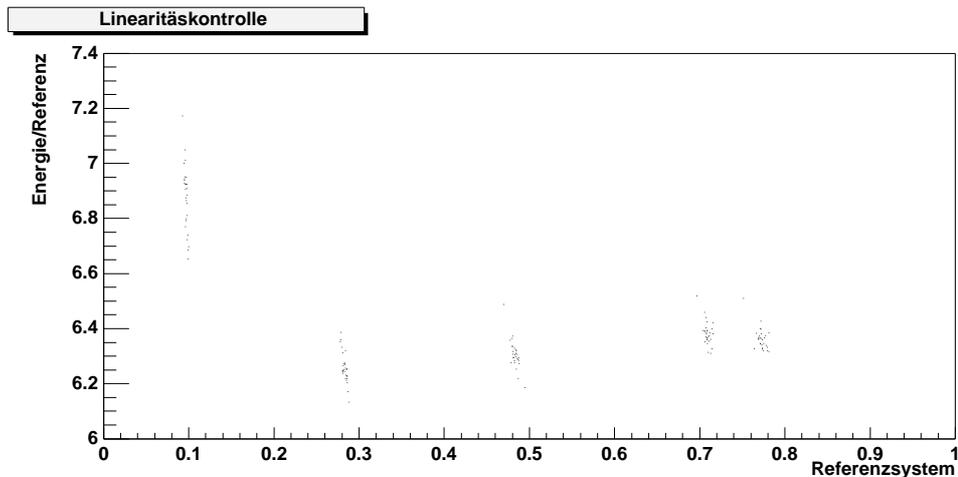


Abbildung 5.14: **Erste Linearitätskontrolle:** Bei der ersten Linearitätskontrolle der Kalorimeterausleseketten wurden Daten mit unterschiedlichen Filtereinstellungen ausgezeichnet. Die gemessenen Energieäquivalente sind auf die Meßdaten aus dem Referenzsystem normiert und als Funktion der Referenzsystemdaten aufgetragen.

5.5.1 Variation der Hochspannung

Abbildung 5.15 zeigt die Residuen¹³ für zwei einzelne Kristalle. Die Normierung der durch die Ausleseketten gemessenen Lichtmenge auf die im Referenzsystem gemessene als Funktion der vom Lichtpuls deponierten Lichtmenge (Energieäquivalent) stellt im idealen Fall eine Verteilung um Null dar. Deutlich erkennbar sind in der Abbildung insbesondere im unteren Energiebereich ($E < 1 \text{ GeV}$) deutliche Abweichungen von teilweise mehr als 10 %. Bei der Betrachtung eines Kanals, der mit einem Vorverstärker mit der kürzeren Shaping-Zeit ausgelesen wird (obere Abbildung), lassen sich im höheren Energiebereich ($E > 4 \text{ GeV}$) zwei Banden erkennen, die im Energiebereich um 5 GeV nicht übereinander liegen. Eine solche Bande entsteht bei einer festen Filterkombination durch die Variation der Hochspannung für die Blitzlampe. Da die Banden in diesem Energiebereich wider Erwarten nicht überlappen, kann daraus geschlossen werden, daß die Änderung der Hochspannung eine Veränderung in der Pulsform des Lichtblitzes verursacht. Diese Veränderungen resultieren in der Ausleseelektronik des Kalorimeters in Abweichungen bis zu 2%, wohingegen sie in der Ausleseketten des Linearitätssystems aufgrund der großen Zeitkonstanten bei der Pulsformung im Linearverstärker (Shapingzeit $3 \mu\text{s}$) keine Auswirkungen auf die Pulshöhe haben.

Das Ausbleiben dieses Effekts in einem Kanal, der mit einem Vorverstärker mit der nominellen Shaping-Zeit ausgelesen wird (siehe untere Abbildung), stützt die Annahme, daß das zeitliche Verhalten der Entladung in der Blitzlampe die Ursache für den beobachteten Effekt darstellt.

Bei Kontrollmessungen in Bochum wurde das zeitliche Verhalten der Entladung in der Blitzlampe untersucht. Abbildung 5.16 zeigt die Verläufe bei Hochspannungen von 500 V und 1000 V , wobei eine Skalierung der Daten mit einem globalen Faktor vorgenommen wurde, um einen direkten

¹³Die Residuen sind die relativen Abweichung von einem idealen Linearitätsverlauf.

Vergleich zu ermöglichen. Die Pulsformen stimmen für den größten Teil des Zeitverlaufs gut miteinander überein, jedoch gibt es im Bereich um $2 \mu s$ geringe Abweichungen. Diese könnten für das unterschiedliche Antwortverhalten der BABAR-Vorverstärker verantwortlich sein.

Um eine Eliminierung dieses Effektes zu erreichen, muß die geforderte feinere Abstufung in der Durchstimmung der Lichtmenge auf andere Weise als durch die Variation der Hochspannung erzielt werden. In Bochum werden gegenwärtig Untersuchungen durchgeführt, um derartige alternative Methoden zu finden.

Eine erfolgversprechende Methode könnte die Verwendung eines variablen Graukeils sein, der eine kontinuierliche optische Lichtabschwächung ermöglicht. In den Testmessungen ist unter anderem zu klären, ob mit einer solchen Abschwächungsmethode die Abdeckung des gesamten Energiebereichs möglich ist.

Desweiteren traten neben der durch die Hochspannungsvariation bedingten Abweichungen in der Analyse der Linearitäts-Runs, insbesondere im unteren Energiebereich ($E < 3 \text{ GeV}$, siehe Abbildung 5.15) ausgeprägte Strukturen in den Residuen auf, welche nur auf ein nichtlineares Verhalten der Ausleseelektronik zurückzuführen sind.

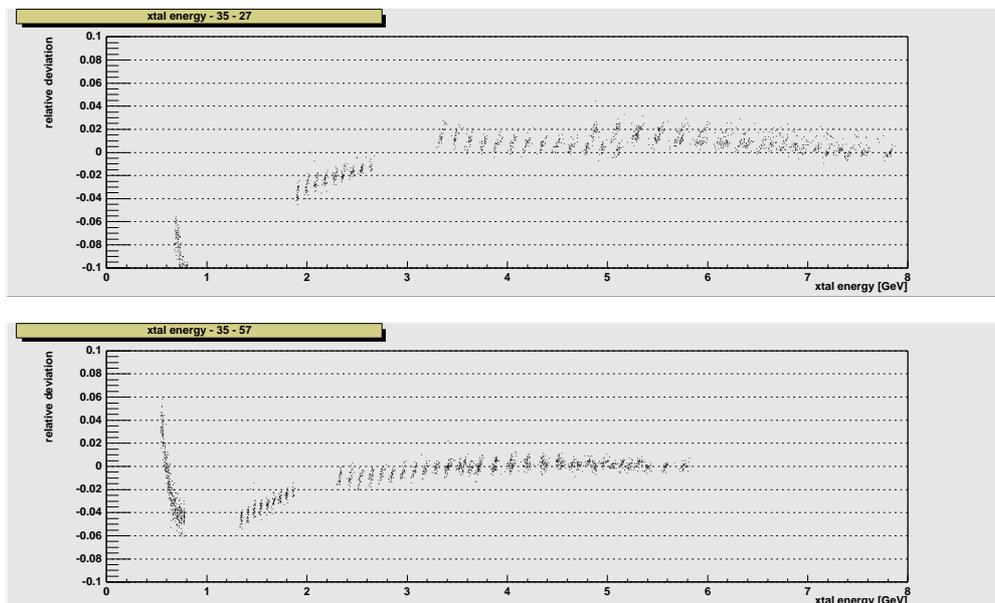


Abbildung 5.15: **Residuen von zwei Kanälen:** Jeweils ein Beispielkanal für Vorverstärker mit den kürzeren (oben) und den nominellen (unten) Zeitkonstanten.

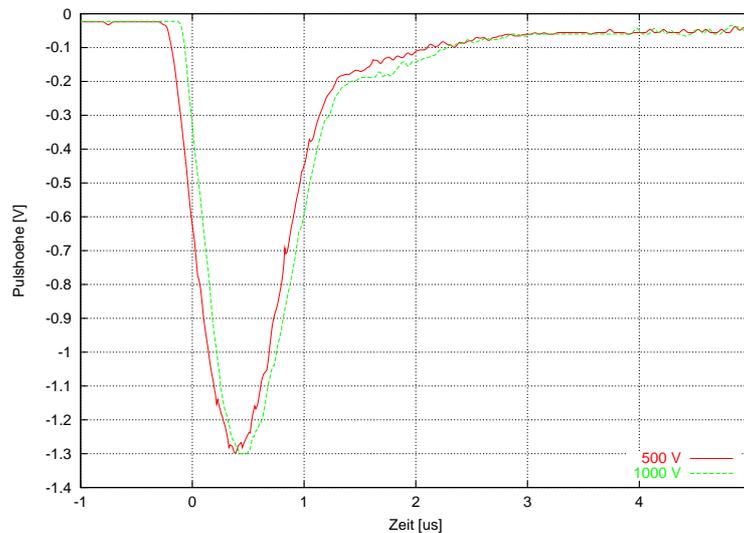


Abbildung 5.16: **Pulsform des Lampentyps L4633 bei verschiedenen Hochspannungen:** Die Pulshöhen für eine Hochspannung von 500 V und 1000 V sind mit einem globalen Faktor aufeinander skaliert.

5.5.2 Kontrolle der Elektronik-Kalibration

Ein deutliches Anzeichen für Nichtlinearitäten, die in der Auslekette der Kalorimeterelektronik verursacht werden, zeigt sich bei der Darstellung der Residuen mehrerer Kristalle. Hierzu wird ein Linearitäts-Run aufgezeichnet, bei dem wiederum die Hochspannung der Blitzlampe bei jeder Filterradeneinstellung variiert wird. Durch die kombinierte Darstellung mehrerer Kanäle lassen sich direkt systematische Abweichungen finden, die sonst nur durch einen Vergleich zahlreicher Einzeldarstellungen erkennbar sind.

Als Beispiel für mögliche Ursachen sei hier die *Feature Extraction* bei der Elektronik-Kalibration angeführt. Bei Linearitätskontrollen unter Verwendung des Lichtpulsersystems zeigte sich, daß auch bei der Elektronik-Kalibration (vgl. Kapitel 3.3.3) die Verwendung des in Abschnitt 5.4.1 erwähnten Polynoms dritten Grades zur Beschreibung der Pulsform eine deutliche Verbesserung der Linearität mit sich bringt. Abbildung 5.17 zeigt die Residuen für ein vollständiges Crate der Kalorimeter-Elektronik, d.h. für 10 Auslesemodule mit jeweils 72 Kanälen. Für diesen Teil der Auslekette kam die alte Elektronik-Kalibration zum Einsatz. Die in dieser Abbildung erkennbaren Sprünge im Energiebereich um 4 GeV befinden sich genau an dem Umschaltzeitpunkt der CARE-Chips zwischen den Bereichen mit den Verstärkungsfaktoren $\times 1$ und $\times 4$.

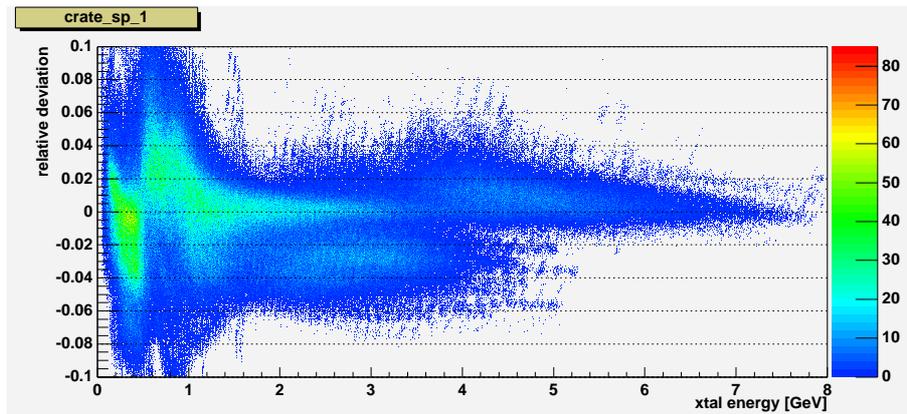


Abbildung 5.17: **Residuen für 720 Auslesekanäle (alte Elektronik-Kalibration)**

Für diesen Linearitäts-Run wurde die in einem anderen Crate zusammenlaufende Ausleseelektronik mit der neuen *Feature Extraction* kalibriert, d.h. alle hier gezeigten Daten sind in einem Run aufgezeichnet worden. Abbildung 5.18 zeigt die Daten für diese 720 Kanäle, die mit der neuen Methode kalibriert wurden. Hier ist deutlich zu erkennen, daß die Sprünge am Umschaltunkt nicht vorhanden sind. Der Einsatz der *Feature Extraction*, die die Pulsform mit einem Polynom dritten Grades annähert, kuriert also die Nichtlinearitäten im Energiebereich um 4 GeV.

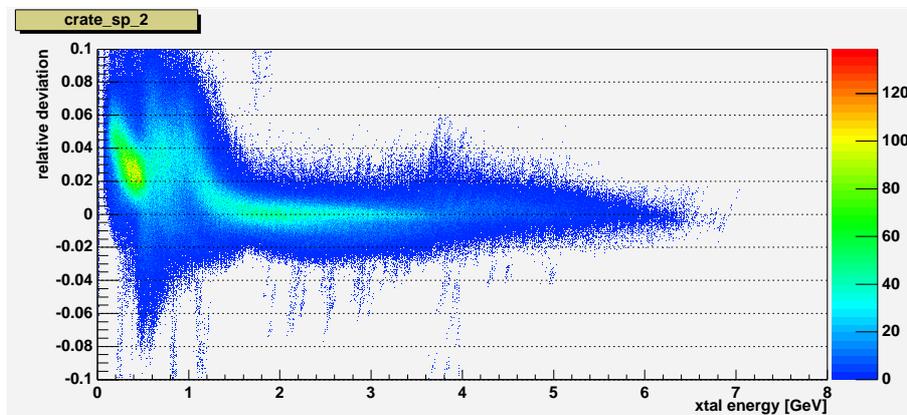


Abbildung 5.18: **Residuen für 720 Auslesekanäle (neue *Feature Extraction*)**

Wie aber anhand dieser Abbildung ebenfalls ersichtlich ist, verbleiben im Bereich unterhalb von 1,5 GeV deutliche Strukturen, deren Ursachen durch weitere Untersuchungen geklärt werden müssen.

Um mit Hilfe des Lichtpulsersystems verbleibende Nichtlinearitäten in dem Verhalten der Kalorimeterausleseelektronik nicht nur aufzudecken, sondern auch geeignete Korrekturdatensätze (Look-Up-Tables) bereitstellen zu können, muß geklärt werden, ob mit dem Lichtpulser ein derart feinstufiges und stabiles Abfahren des gesamten Energiebereichs möglich ist.

5.6 Ausblick

Die gegenwärtigen Testmessungen in Bochum werden zeigen, welche Erweiterungen am Lichtpulsersystem vorgenommen werden müssen, um verbleibende Nichtlinearitäten in der Kalorimeterauslese nicht nur aufzudecken, sondern vielmehr auch einen Satz Kalibrationskonstanten zur Korrektur dieser Abweichungen bereitstellen zu können.

Dazu ist explizit zu klären, welche Form der Lichtabschwächung die geeignetste ist, wobei einem einheitlichen Mechanismus gegenüber einer Kombination unterschiedlicher Verfahren sicherlich der Vorzug zu geben ist. Der aussichtsreichste Kandidat hierfür ist der in Kapitel 5.5 erwähnte variable Graukeil, der aus zwei einzelnen Neutralglasfiltern besteht, die jeweils anstelle eines homogenen Abschwächungsfaktors einen Gradienten in ihrer optischen Dichte aufweisen und gegeneinander verschoben werden. Die homogen abschwächende Fläche wird hier durch den Überlappungsbereich der zwei Filter definiert. Bei Verwendung dieses Graukeils ist die Anzahl der einstellbaren Abschwächungsfaktoren aufgrund der kontinuierlichen Abschwächungsgradienten nur durch mechanische Toleranzen bei der Positionierung begrenzt.

Für die Extraktion der bereits erwähnten Kalibrationskonstanten ist eine jederzeit durchführbare elektrische Kalibration der gesamten Auslekette des Linearitätssystems erforderlich, da die Präzision der hieraus erhaltenen Referenzdaten die erzielbare Auflösung bei der Vermessung der Residuen definiert. Ein geeignetes Mittel zur Durchführung dieser Kalibration wäre ein Pulsgenerator, der eine hochpräzise und stabile Durchstimmung der Amplitude ermöglicht, und dessen Ausgangssignal in die Eingänge der spektroskopischen Vorverstärker eingespeist wird.

Somit leisten derartige Weiterentwicklungen einen wertvollen Beitrag zur Korrektur der zuvor beschriebenen Nichtlinearitäten in der Ausleseelektronik, was eine Verbesserung der Energieauflösung des Kalorimeters zur Folge hat, die gerade bei den in dieser Arbeit angeführten präzisen Untersuchungen zum Test des Standardmodells von entscheidender Bedeutung ist.

Kapitel 6

Auswertung erster Daten

6.1 Erste Daten

Der BABAR-Detektor wurde nach seiner Installation in der Wechselwirkungszone des PEP-II-Speicherrings im April 1999 in Betrieb genommen.

Am 26. Mai 1999 gegen 4⁰⁰ morgens (Pacific Standard Time) wurden die ersten hadronischen Ereignisse aus der e^+e^- -Kollision aufgezeichnet. Bereits Mitte Juli wurde bei PEP-II eine Luminosität von $5,6 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht.

Abbildung 6.1 zeigt auf der linken Seite den Verlauf der bis Mitte Mai 2000 täglich aufgezeichneten Luminosität. Die rechte Darstellung zeigt die integrierte aufgezeichnete Luminosität.

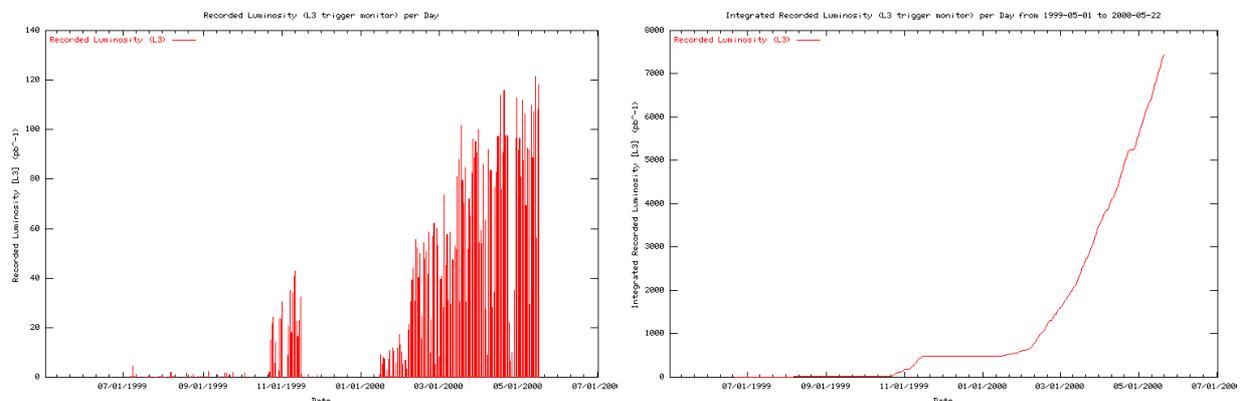


Abbildung 6.1: Aufgezeichnete Luminosität

Nach einer Betriebspause im Oktober 1999, während derer die bis dahin fehlenden Quarzbarren in den DIRC installiert wurden, stieg die aufgezeichnete Ereigniszahl kontinuierlich an. Da PEP-II zur Reparatur eines Vakuumslecks im Hochenergiebereich vorübergehend außer Betrieb gesetzt werden mußte, wurden vor der Abschaltung von Mitte Dezember 1999 bis Mitte Januar 2000 keine Ereignisse aus Kollisionen aufgezeichnet. Seit der Wiederinbetriebnahme im Januar 2000 wurde die Gesamtmenge der aufgezeichneten Ereignisse von ca. $0,5 \text{ fb}^{-1}$ auf ca. $7,4 \text{ fb}^{-1}$ erhöht.

6.2 Erste Ergebnisse

Als erstes in Bochum erhaltenes Ergebnis soll hier die Rekonstruktion des Zerfallskanals

$$D_s^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm \quad (6.1)$$

vorge stellt werden.

Hierfür wurde ein Datenvolumen von $3,3 \text{ fb}^{-1}$ herangezogen, das im Zeitraum von Januar bis März 2000 aufgezeichnet wurde. Die Analyse wurde mit dem in Bochum entwickelten **Pico Analysis Framework** [Ku 99] durchgeführt, das gegenwärtig in Kooperation mit der TU Dresden weiterentwickelt wird.

6.2.1 Motivation

Die Analyse dieses Zerfallskanals stellt einen Beitrag zu der in Kapitel 1.6.2 angesprochenen Mesonenspektroskopie dar. Wie in Abbildung 6.2 verdeutlicht, koppeln Zerfälle des D_s^\pm an Mesonen, deren Wellenfunktionen $s\bar{s}$ -Beiträge enthalten. Daher können solche mesonische Resonanzen in dem hier aufgeführten Zerfallskanal beobachtet werden.

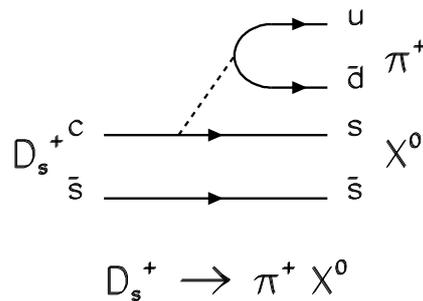


Abbildung 6.2: Zerfallsdiagramm für D_s^\pm -Mesonen

Eine Untersuchung dieser Zerfälle ermöglicht somit eine präzise Ermittlung der Verzweigungsverhältnisse für $s\bar{s}$ -Zustände.

Beispielsweise könnte das isoskalare $f_0(980)$ -Meson untersucht werden, um aus der Stärke seiner Kopplung an die $K\bar{K}$ -Endzustände Informationen über seine innere Struktur zu gewinnen.

Weiterhin könnten in dem hier untersuchten Zerfallskanal auch Evidenzen für einen Gluonenball gefunden werden. Im *Crystal Barrel*-Experiment ist die Kopplung des Glueball-Kandidaten $f_0(1500)$ an Zustände mit u - und d -Quarks genau untersucht worden, wohingegen die Kopplung an Mesonen mit Strangeness (K, \bar{K}) noch weitgehend ungeklärt ist.

In einem Datensatz von 30 fb^{-1} , der im Jahr 2001 verfügbar sein wird, sollten knapp 7500 Ereignisse des Kanals $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ aus unterschiedlichen B -Zerfällen enthalten sein.

Der Gang einer solchen Analyse an dem bisher verfügbaren, jedoch nicht optimalen Datensatz wird im folgenden vorgestellt.

6.2.2 Kaonen-Selektion

Der erste Schritt in der Analyse besteht in der Selektion der geladenen Kaonen, deren Produktion gegenüber der geladener Pionen um den Faktor sieben unterdrückt ist. Einer von fünf zur Verfügung stehenden Selektoren ist der *Kaon-Roy-Selector*.¹ Dieser bietet die effizienteste Pionen-Unterdrückung und wurde für die vorliegende Selektion mit der Einstellung *loose* betrieben.

Zur Selektion wurden die Werte für die in Vertexdetektor und Driftkammer gemessenen spezifischen Energieverluste $\frac{dE}{dx}$ verwendet. Bei hinreichend großen Impulsen $p > 500 \text{ MeV}/c$ wird auch der im DIRC gemessene Cherenkovwinkel Θ_C zur Teilchenidentifikation herangezogen. Die zur Selektion herangezogenen Größen sind in den Abbildungen 6.3 bis 6.5 gegen den Impuls p aufgetragen. Links ist jeweils die Gesamtzahl der Eingangsereignisse und rechts sind die als Kaonen identifizierten Ereignisse eingetragen.

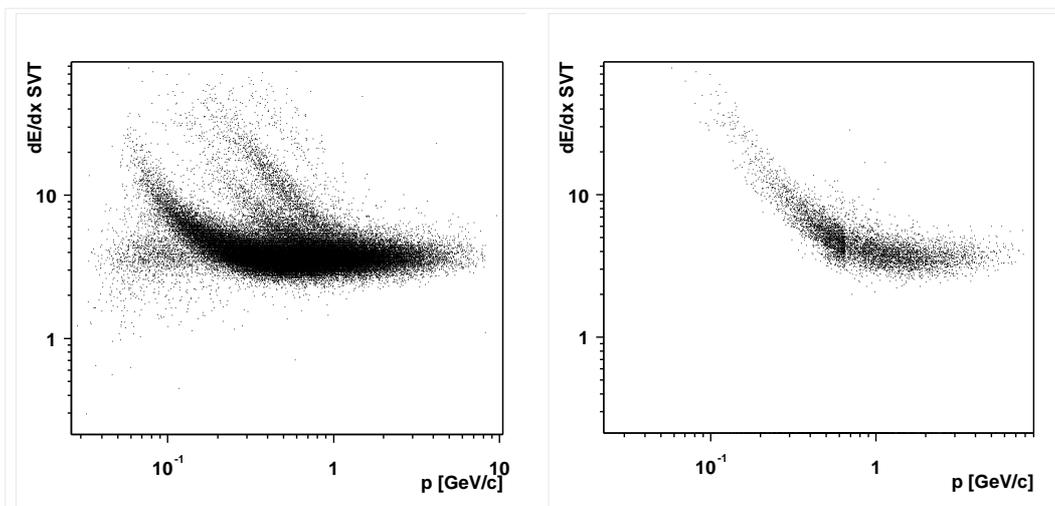


Abbildung 6.3: **Spezifischer Energieverlust im SVT:** Verteilung des spezifischen Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ in Abhängigkeit vom Impuls der geladenen Teilchen: links für den Eingangsdatensatz, rechts nach der Kaonenselektion.

¹Der Selektor ist nach dem Author Roy Aleksan benannt.

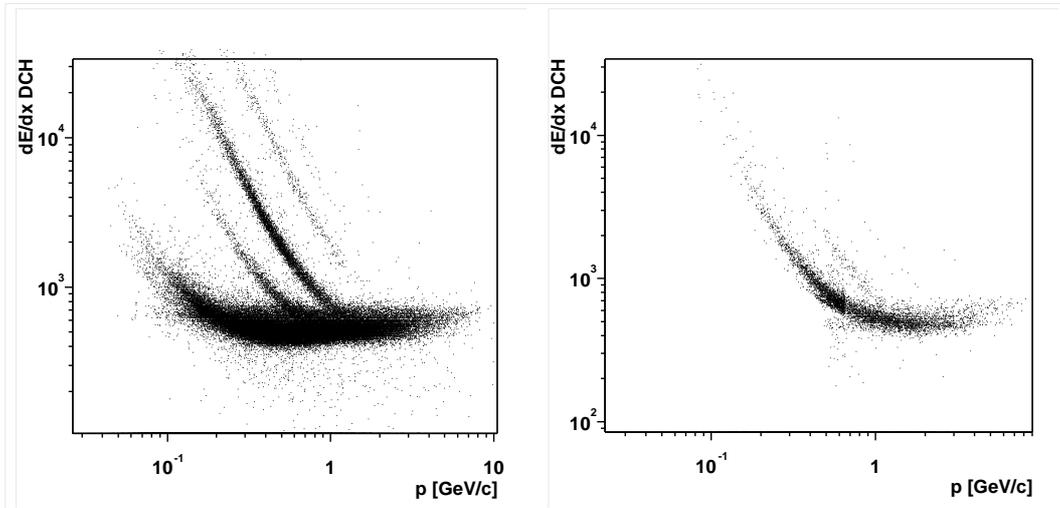


Abbildung 6.4: **Spezifischer Energieverlust in der DCH:** Verteilung des spezifischen Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ in Abhängigkeit vom Impuls der geladenen Teilchen: links für den Eingangsdatensatz, rechts nach der Kaonenselektion.

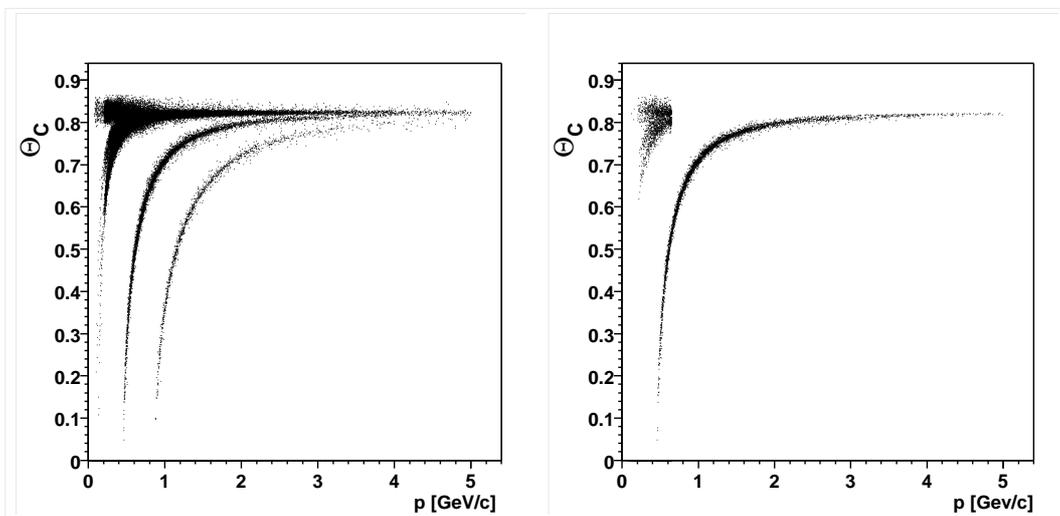


Abbildung 6.5: **Cherenkov-Winkel im DIRC:** Verteilung von Θ_C in Abhängigkeit vom Impuls der geladenen Teilchen: links für den Eingangsdatensatz, rechts nach der Kaonenselektion.

6.2.3 D_s^\pm -Rekonstruktion

Durch die Kombination der drei zuvor beschriebenen Teilselektionen erhält man den Ausgangsdatensatz für den nächsten Analyseschritt. In diesem werden für die erhaltenen Ereignisse jeweils

zwei Kaonen unterschiedlicher Ladung mit einem weiteren geladenen Teilchen unter der Annahme, daß es sich hierbei um ein Pion handelt, kombiniert. In einem weiteren Schnitt wird für Kaonen sowie für mögliche Pionen ein Mindestimpuls im System der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gefordert:

$$p(K^\pm) > 0,35 \text{ GeV}/c, \quad (6.2)$$

$$p(\pi^\pm) > 0,30 \text{ GeV}/c. \quad (6.3)$$

Der letzte angewandte Schnitt setzt sich aus zwei Forderungen zusammen: 1. für die drei kombinierten Teilchen ergibt sich für die Existenz eines gemeinsamen Vertex eine Wahrscheinlichkeit von mindestens 10 %, 2. der resultierende D_s^\pm -Kandidat besitzt im $\Upsilon(4S)$ -System einen Mindestimpuls von:

$$p(D_s^\pm) > 1,5 \text{ GeV}/c. \quad (6.4)$$

Abbildung 6.6 zeigt die Häufigkeitsverteilung für die invarianten Massen der selektierten $K^+K^-\pi^\pm$ -Kandidaten. Deutlich zu sehen sind die zwei Signale, die als D^\pm - und D_s^\pm -Kandidaten identifiziert werden, was durch den in Tabelle 6.1 aufgeführten Vergleich der Fit-Ergebnisse mit den Daten der Particle Data Group [PD 98] gestützt wird.

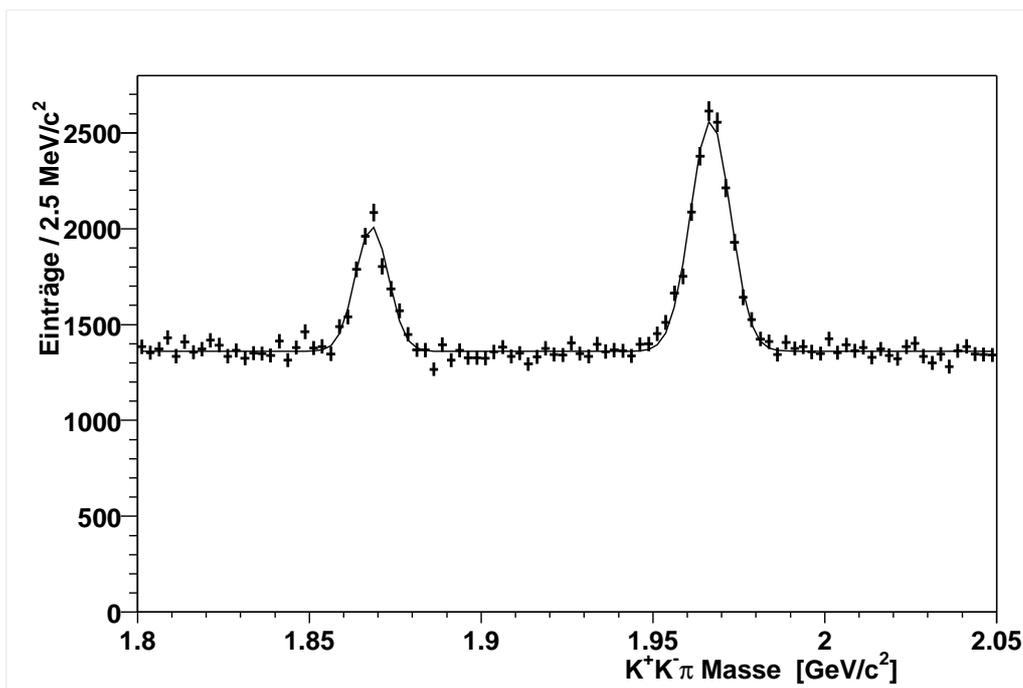


Abbildung 6.6: Häufigkeitsverteilung der $K^+K^-\pi^\pm$ -Masse

Abbildung 6.7 zeigt die Häufigkeitsverteilung der invarianten Massenquadrate von $K^+\pi^-$ aufgetragen gegen die invarianten Massenquadrate von K^+K^- . In diesem Dalitz-Plot ist in der Vertikalen deutlich die durch die Φ -Resonanz bedingte Überhöhung zu erkennen. Die horizontale Bande bei ca. $0,8 \text{ (GeV}/c^2)^2$ zeigen das $K^*(892)$ -Meson.

Größe		Fit-Ergebnisse	PDG
$m_{D_s^\pm}$	$[MeV/c^2]$	$1966,7 \pm 0,15$	$1968,5 \pm 0,6$
$\sigma(m_{D_s^\pm})$	$[MeV/c^2]$	$5,78 \pm 0,13$	
m_{D^\pm}	$[MeV/c^2]$	$1858,2 \pm 0,23$	$1869,3 \pm 0,5$
$\sigma(m_{D^\pm})$	$[MeV/c^2]$	$4,77 \pm 0,25$	
Ereignisse (D_s^\pm)		≈ 7100	

Tabelle 6.1: **Fit-Ergebnisse für D_s^\pm - und D^\pm -Kandidaten:** Die Fit-Ergebnisse im Vergleich mit den Daten der Particle Data Group [PD 98]

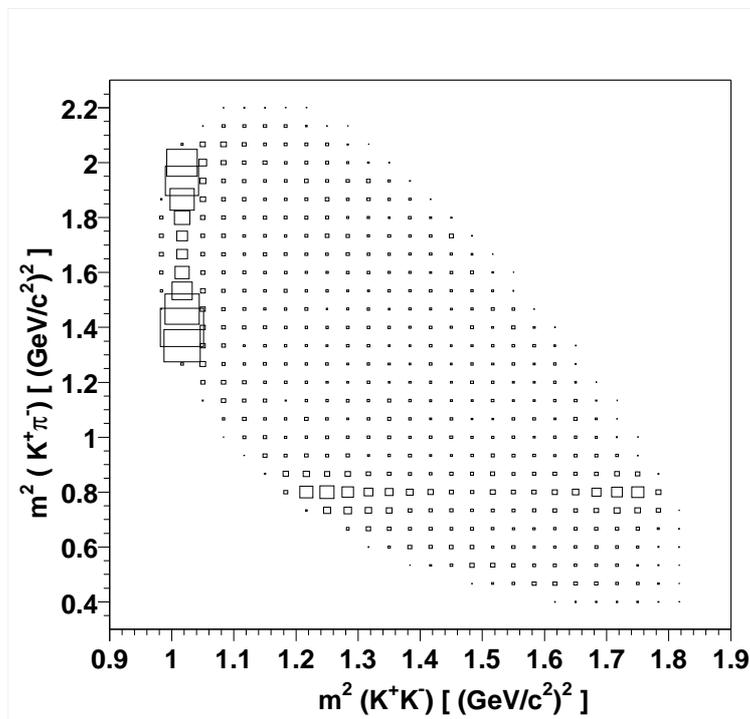


Abbildung 6.7: **Unsymmetrischer Dalitz-Plot der $K^+K^-\pi^\pm$ -Kandidaten:** In der Vertikalen zeigt sich deutlich die Überhöhung durch die Φ -Resonanz, horizontal die Bande des $K^*(892)$.

6.2.4 $D_s^{*\pm}$ -Rekonstruktion

In einem weiteren Schritt wurden Daten aus dem Kalorimeter zur Analyse hinzugezogen. Um den Zerfallskanal

$$D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^\pm + \gamma \quad (6.5)$$

rekonstruieren zu können, wurde für die neutralen Teilchen eine Mindestenergie von

$$E(\gamma) > 120 \text{ MeV} \quad (6.6)$$

Größe	Fit-Ergebnisse	PDG
$m_{D_s^{*\pm}} - m_{D_s^\pm}$ [MeV/c ²]	145.5 ± 0,4	143,8 ± 0,4
$\sigma(m_{D_s^{*\pm}} - m_{D_s^\pm})$ [MeV/c ²]	5,6 ± 0,5	
Ereignisse (Signal)	≈ 950	

Tabelle 6.2: **Fit-Ergebnisse für die Massendifferenz $m(D_s^{*\pm}) - m(D_s^\pm)$** : Die Fit-Ergebnisse im Vergleich mit den Daten der Particle Data Group [PD 98]

gefordert. Zur Reduzierung des aus π^0 -Zerfällen stammenden Photonenergrunds wurde eine Kombination neutraler Teilchen zu einem neutralen Pion mit einem Mindestimpuls $p(\pi^0) > 200 \text{ MeV}/c$ als Veto-Kriterium verwendet. Vor der Kombination der hiernach verbleibenden neutralen Teilchen mit einem D_s^\pm -Kandidaten wurde ein Schnitt auf dessen Masse vorgenommen:

$$1,952 \text{ GeV}/c^2 < m_{D_s^\pm} < 1,982 \text{ GeV}/c^2. \quad (6.7)$$

Abbildung 6.8 zeigt für diese Kandidaten die Differenz der Massen der zwei Mesonen, die ein Maß für die Photonenergie in dem Zerfall $D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^\pm + \gamma$ ist.

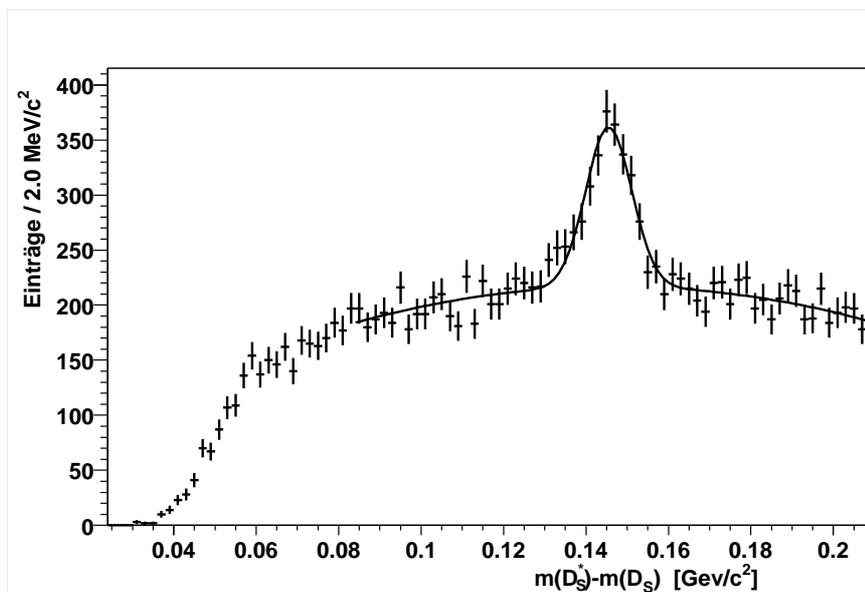


Abbildung 6.8: **Häufigkeitsverteilung für die Massendifferenz der $D_s^{*\pm}$ - und D_s^\pm -Kandidaten**

Der Vergleich des Fit-Ergebnisses mit den Daten der Particle Data Group [PD 98] ist in Tabelle 6.2 aufgelistet. Im Rahmen der Fehler zeigt sich hier eine gute Übereinstimmung. Diese Ergebnisse einer Analyse der ersten Daten zeigen, daß der Detektor und insbesondere das Kalorimeter allen in sie gesetzten Erwartungen entsprechen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für das BABAR-Experiment am SLAC in Menlo Park ein Lichtpulsersystem für das elektromagnetische Kalorimeter entwickelt, aufgebaut, getestet und betrieben. Daran waren neben der Gruppe der Ruhr-Universität Bochum auch Arbeitsgruppen der TU Dresden und der University of Edinburgh beteiligt. Das Lichtpulsersystem ist von seinen Spezifikationen her äußerst anspruchsvoll und leistet nach seiner Implementierung in den Detektor wichtige Dienste, was sowohl die Monitorierung der Kristalle, der Elektronik als auch die Langzeitstabilität anbelangt. So konnten die Ursachen für nichtlineare Effekte in der elektronischen Auslese erkannt und korrigiert, sowie eine Monitorierung der Strahlenschäden realisiert werden. Die Analyse der ersten mit BABAR gemessenen Daten zeigt, daß der Detektor nach sehr kurzer Zeit der erwarteten Performance nah gekommen ist und erfolgreich Experimente auf dem Gebiet der CP -Verletzung, aber auch der Mesonenspektroskopie durchgeführt werden können.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zerfallsraten für neutrale Kaonen in zwei Pionen	5
1.2	Darstellung einiger Gleichungen aus der Unitaritätsbedingung	9
1.3	Unitaritätsdreieck	10
1.4	Feynman-Diagramme für die B^0/\overline{B}^0 -Oszillation	11
1.5	Mischung und Asymmetrie im K^0/\overline{K}^0 -System	12
1.6	Mischung und Asymmetrie im B^0/\overline{B}^0 -System	13
1.7	Feynman-Graphen für B^0/\overline{B}^0 -Zerfall auf Quarkenebene	15
1.8	Diagramme für den Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 K^+$	16
1.9	Zerfallsgraphen für $\overline{B}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	19
1.10	Zerfallsgraphen für $\overline{B}^0 \rightarrow D^+ D^-$	20
1.11	Golden Event: $B^0/\overline{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S$	22
1.12	Einschränkungen für das Unitaritätsdreieck	23
2.1	Der PEP-II-Speicherring	25
2.2	Der BABAR-Detektor	27
2.3	Der SVT	28
2.4	Die Driftkammer	29
2.5	Der Cherenkov-Detektor DIRC	30
2.6	Das Kalorimeter (EMC)	31
2.7	Barrel des IFR	32
3.1	Elektromagnetischer Schauer	36
3.2	Uniformität der Lichtausbeute	38
3.3	CsI(Tl)-Kristall mit Auslesebox	39
3.4	Aufbau eines Barrel-Moduls	40
3.5	Support-Zylinder	41
3.6	Signalverarbeitungskette des Kalorimeters	42
3.7	Aufbau der Mini-Crates	44
3.8	Aufbau der CARE-Chips	45
3.9	Abtastung eines Szintillationspulses	46
4.1	Struktur des Lichtpulsersystems	52
4.2	Aufbau des Lampentyps L4633	54
4.3	Intensitätsvergleich der <i>Hamamatsu</i> -Blitzlampen	55
4.4	Pulsform für CsI(Tl)-Szintillation und Xe-Blitzlampe	56
4.5	Spektrale Verteilung des Lichts der Lampe L4633	57

4.6	Filterkombinationen und resultierende Abschwächungsfaktoren	59
4.7	Meßaufbau für den Lichtpulser-Prototyp	60
4.8	Quotientenspektrum	61
4.9	Langzeitstabilität	62
4.10	Lateralverschiebung des Lichtmischers	63
4.11	Winkelverteilung	63
4.12	Komponenten des am SLAC aufgebauten Lichtpulsersystems	64
4.13	Aufbau der Lichtpulserbox für das Barrel	65
4.14	Aufbau des Referenzsystems	66
4.15	FT-400-EMT-Fasern	67
4.16	Ankopplung der sekundären Fasern	68
4.17	Aufbau des Bulkhead-Steckers	69
4.18	Verlegungsschema der Modulfasern	70
4.19	Modul-Lichtmischer	71
4.20	Kristallauslese und Lichteinkopplung	72
4.21	Modul mit installiertem Faserbündel	73
4.22	Aufbau der Lichtpulserracks	77
4.23	Temperatur und Luftfeuchtigkeit	78
5.1	Aufteilung der Lichtpulserelektronik	81
5.2	<i>Triggerboard</i>	82
5.3	<i>EPICS</i> -Kontrolle für das Lichtpulsersystem	84
5.4	Übersichtseite für einen Monitorierungs-Run	86
5.5	Relative Intensitätsdifferenz ($\theta - \phi$ -Darstellung)	89
5.6	Relative Intensitätsdifferenz (Häufigkeitsverteilung)	90
5.7	Relative Differenzen des Szintillationszeitpunktes (Häufigkeitsverteilung)	91
5.8	Vergleich der Algorithmen zur <i>Feature-Extraction</i>	92
5.9	Stabilität (θ/ϕ -Darstellung)	93
5.10	Stabilität (Häufigkeitsverteilung)	93
5.11	Häufigkeitsverteilungen für die Referenzquellen	94
5.12	Schwerpunkte der Referenzsystemdaten	95
5.13	Hinweise für Strahlenschäden	96
5.14	Erste Linearitätskontrolle	97
5.15	Residuen von zwei Kanälen	98
5.16	Pulsform des Lampentyps L4633	99
5.17	Residuen für 720 Auslesekanäle (alte Elektronik-Kalibration)	100
5.18	Residuen für 720 Auslesekanäle (neue <i>Feature Extraction</i>)	100
6.1	Aufgezeichnete Luminosität	103
6.2	Zerfallsdiagramm für D_s^\pm -Mesonen	104
6.3	Spezifischer Energieverlust im SVT	105
6.4	Spezifischer Energieverlust in der DCH	106
6.5	Cherenkov-Winkel im DIRC	106
6.6	Häufigkeitsverteilung der $K^+ K^- \pi^\pm$ -Masse	107
6.7	Unsymmetrischer Dalitz-Plot der $K^+ K^- \pi^\pm$ -Kandidaten	108

6.8 Massendifferenz der $D_s^{*\pm}$ - und D_s^\pm -Kandidaten 109

Tabellenverzeichnis

1.1	Zerfallskanäle der B^0/\overline{B}^0 -Mesonen	19
2.1	Parameter des PEP-II-Speicherrings	26
2.2	SVT-Daten	28
2.3	DCH-Daten	29
2.4	DIRC-Daten	31
2.5	IFR-Daten	33
3.1	Eigenschaften von CsI(Tl)	37
4.1	Abschwächungsfaktoren des Newport-Filtersatzes FS-3	58
6.1	Fit-Ergebnisse für D_s^\pm - und D^\pm -Kandidaten	108
6.2	Fit-Ergebnisse für die Massendifferenz $m(D_s^{*\pm}) - m(D_s^\pm)$	109

Literaturverzeichnis

- [Al 87] H. Albrecht *et al.* (ARGUS-Kollaboration), Phys. Lett. **192B** (1987) 245
- [Al 99] A. Alavi-Harati *et al.* (KTeV-Kollaboration), Phys. Lett. **83** (1999) 22
- [Ba 93] G. D. Barr *et al.*: Phys. Lett. **B317** (1993) 233
- [Ba 99] G. D. Barr *et al.* (NA48-Kollaboration), Phys. Lett. B465 (1999) 335-348
- [Be 92] C. Berger: Teilchenphysik, Springer (1992)
- [Be 96] R. Bernet *et al.*: Calibration and Monitoring for the BABAR Calorimeter, BABAR-Note 363 (1996)
- [Bu 97] A. Buras, R. Fleicher: Quark Mixing, CP Violation an Rare Decays after the Top Quark Discovery
- [CG 96] CsI Calorimeter Group: Calibration and Monitoring for the *BABAR* Calorimeter (1996)
- [CP 99] CPLEAR: A determination of the CP violation parameter η_{+-} from the decay of strangeness-tagged neutral kaons (1999)
- [Da 98] G. Dahlinger: Aufbau und Test eines Kalorimeter-Prototyps aus CsI(Tl) zur Energie- und Ortsmessung hochenergetischer Photonen, Dissertation, Dresden (1998)
- [De 98] T. Deppermann: Simulation und Messung der Lichtintensitäten des Lichtpulsersystems für den *BABAR*-Detektor, Diplomarbeit, Bochum (1998)
- [Fe 98] M. Feindt: Teilchen-Antiteilchen-Oszillationen und *CP*-Verletzung in *B*-Meson-Systemen, Antrittsvorlesung, Karlsruhe (1998)
- [Fl 00] K. Flood: Persönliche Mittleilung (2000)
- [Fr 96] J. Fry, S. McMahon und S. Playfer: Proposal for a Light Pulser System for the Forward Electromagnetic Calorimeter (1996)
- [Ha 97] Hamamatsu, Firmenkatalog (1997)
- [Ha 98] P.F. Harrison *et al.*: The BABAR Physics Book (1998)
- [He 98] J. Heckmann: Aufbau und Test eines Lichtpulsers-Prototyps für das BABAR-Kalorimeter, Diplomarbeit, Bochum (1998)

- [Ka 89] B. Kämmler: Aufbau des Lichtpulsers für den Crystal Barrel Detektor und Untersuchungen der Eigenschaften und Funktionsweise von Xenon-Blitzlampen, Diplomarbeit, Hamburg (1989)
- [Kl 84] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, Stuttgart (1984)
- [Ku 92] Y. Kubota *et. al.*: CLEO II Collaboration, NIM A 320, 66 (1992)
- [Ku 99] M. Kunze *et. al.*: The Pico Analysis Framework, akzeptiert zur Veröffentlichung in NIM (1999)
- [L3 92] L3-Kollaboration: The xenon monitor of the L3 electromagnetic calorimeter, Genf (1992)
- [LC 97] Laser Components, Produktinformation (1997)
- [Le 68] C. Lederer *et. al.*: Table of Isotopes, Sixth Edition, Wiley (1968)
- [Ma 97] H. Marsiske *et. al.*: Absolute Photon Energy Calibration in the BABAR Calorimeter using π^0 's, BABAR-Note 339 (1997)
- [Ne 95] Newport, Firmenkatalog (1995)
- [Ne 96] Newport: Grundlagen der Lichtwellenleiter-Technologie, Produktinformation (1996)
- [PD 98] Particle Data Group: Particle Physics Booklet, extracted from Review of Particle Physics **C3**, 1 (1998)
- [Ri 98] J.D. Richman: Heavy-Quark Physics and CP Violation, Elsevier Science B.V. (1998)
- [Ro 96] N. Roe und M. Riordan: Why are we building *B*-factories? Beam Line (Spring/Summer 1996)
- [Sc 92] D. Schmehle: Das Lichtpulser-System des Crystal Barrel, Diplomarbeit, Hamburg (1992)
- [Sk 97] Y. I. Skovpen: Calibration of Calorimeter with Bhabha Events, BABAR-Note 356 (1997)
- [TD 95] BABAR-Kollaboration, Technical Design Report, SLAC-R-457 (1995)
- [Wa 98] R. Waldi: BaBar - ein Experiment am SLAC zum Verständnis der CP-Verletzung (1998)
- [Wo 83] L. Wolfenstein: Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich noch all den Personen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle gilt mein Dank hier meinem Themensteller, Prof. Dr. H. Koch, der in allen Fragen stets als Ansprechpartner zur Verfügung stand und für das in mich gesetzte Vertrauen bei diesem Projekt. Durch dieses interessante Thema hat er es mir auch ermöglicht, viele neue Erfahrungen und Einsichten, insbesondere während der vielen Aufenthalte am SLAC, zu gewinnen.

Für viele Anregungen und Hilfen auf dem Gebiet der Teilchenphysik und die Durchsicht des theoretischen Teils dieser Arbeit geht mein Dank an HD Dr. Klaus Peters.

Dr. Matthias Steinke danke ich für viele Hilfestellungen in Elektronikfragen sowie für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Für die freundschaftliche und fruchtbare Zusammenarbeit danke ich allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der BABAR-Arbeitsgruppe, insbesondere auch Jörg Heckmann, Thomas Depermann und Helmut Schmücker für die gemeinsame Zeit und unzählige interessante und auch vergnügliche Gespräche.

Mein Dank gilt auch allen Mitgliedern dieses Lehrstuhls sowie der feinmechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt. Sie alle haben maßgeblich dazu beigetragen, daß das Arbeitsklima an diesem Institut freundschaftlich und fruchtbar ist. Ferner haben ihre Anregungen mir stets in meiner Arbeit weitergeholfen.

Besonders danke ich den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt Ludwig Brockmann, Winfried Ball und Petra Meyer, mit denen ich das Vergnügen hatte, am SLAC zusammenzuarbeiten.

Danken möchte auch den Kollegen in Dresden und Edinburgh, insbesondere seien hier Dr. Peter Eckstein, Dr. Rainer Schwierz und Martin Kocian hervorgehoben.

Ein Danke geht weiterhin an die vielen Personen am SLAC, mit denen ich zusammengearbeitet habe, insbesondere Dr. Pierre-Alexandre Fischer, Dr. Ivo Eschrich sowie Robert Moore, einem interessanten Menschen, der immer eine Geschichte zu erzählen hat und eine wunderbare Quelle für Kleinteile ist.

Ein gesonderter Dank geht an Tim Leatherman für die Entwicklung seines Pocket-Tools, das mir besonders bei meinen Aufenthalten am SLAC in zahlreichen Situationen hervorragende Dienste geleistet hat.

Ein ganz spezieller Dank geht an Udo Kurilla für Unmengen Kondensmilch und Gespräche auch abseits der Physik.

Ganz besonders danke ich Andrea für ihre liebevolle Unterstützung und eine wundervolle Zeit, für viele neue Einsichten und besonders für ihre Geduld, gerade in den letzten Wochen der Fertigstellung dieser Arbeit.

Schließlich möchte ich einen ganz speziellen Dank an meine Familie richten, die mir diesen Weg erst ermöglicht hat, sowie auch allen Freunden, die mich auf diesem unterstützt und ihn mit Interesse verfolgt haben.