

Aufbau und Simulation des KAOS-Spektrometers für  
Koinzidenzmessungen in der assoziierten  
Kaonproduktion

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz  
Lars Nungesser  
geboren in Zell/Mosel

Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
April 2009

Dekan:

1. Gutachter:

2. Gutachter:

Tag der Promotion: 27.05.2009

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Assoziierte Kaonproduktion</b>	<b>1</b>
1.1	Elementare Kaonenproduktion . . . . .	3
1.2	Kaonenproduktion an Kernen . . . . .	4
1.3	Hyperkerne in der Elektroproduktion . . . . .	7
1.3.1	Elektroproduktion am Jefferson Laboratorium . . . . .	14
1.3.2	Elektroproduktion mit KAOS an MAMI . . . . .	21
<b>2</b>	<b>GEANT4</b>	<b>27</b>
2.1	Grundprinzip . . . . .	30
2.2	Teilchengeneratoren . . . . .	34
2.2.1	Physikalische Generatoren . . . . .	34
2.2.2	Abtast-Generatoren . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Abbildungseigenschaften von KAOS</b>	<b>39</b>
3.1	Konventionen bei den Rechnungen zur Magnetoptik . . . . .	40
3.2	Feldkarten . . . . .	41
3.3	Akzeptanz . . . . .	43
3.3.1	Akzeptanz auf der Kaonenseite . . . . .	43
3.3.2	Akzeptanz auf der Elektronenseite . . . . .	46
3.3.3	Akzeptanzerweiterung durch Schrägeinschuss . . . . .	48
3.4	Bildfläche . . . . .	48
3.5	Rückrechnung . . . . .	53
3.6	Übersicht der Spektrometerparameter . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Simulation zur Detektorentwicklung</b>	<b>61</b>
4.1	Faserdetektor . . . . .	61
4.2	Aerogeldetektor . . . . .	64

<b>5</b>	<b>Simulation des Untergrunds</b>	<b>67</b>
5.1	Rechnungen zur Strahlführung . . . . .	67
5.1.1	Möglichkeiten einer Schikane . . . . .	67
5.1.2	Strahlenbelastung durch Bremsstrahlung . . . . .	70
5.2	Triggerkonzept . . . . .	73
<b>6</b>	<b>Datenerfassung und Experimentkontrolle</b>	<b>77</b>
6.1	Datenerfassungssystem AQUA . . . . .	77
6.2	Steuerungssystem MEZZO . . . . .	80
6.2.1	Hochspannungsversorgung . . . . .	81
6.2.2	Doppelschwellendiskriminator . . . . .	82
6.2.3	Dipolnetzgerät . . . . .	84
6.2.4	Teslameter . . . . .	84
<b>7</b>	<b>Ergebnisse der bisherigen Strahlzeiten</b>	<b>87</b>
7.1	Kalibration der Flugzeitwände . . . . .	87
7.1.1	Kalibration mit den Strahlzeitdaten . . . . .	88
7.1.2	Ineffizienzen im F-TOF Detektor . . . . .	90
7.1.3	Teilchenidentifikation durch Flugzeitmessung . . . . .	91
7.2	Untergrundreduktion durch Energieverlustmessung . . . . .	96
7.3	Identifikation von Hyperonen in der fehlenden Masse . . . . .	98
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>103</b>
<b>A</b>	<b>Abgleich der Feldsonden</b>	<b>109</b>
<b>B</b>	<b>Magnetschikane</b>	<b>111</b>
<b>C</b>	<b>Design criteria for multi-layerd ...</b>	<b>113</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Wirkungsquerschnitt $K^+$ -Produktion . . . . .	3
1.2	Quarkflussdiagramme zur Erzeugung von Hyperkerne . . . . .	5
1.3	Nuklidkarte der $\Lambda$ -Hyperkerne . . . . .	8
1.4	Fluss und Winkel der virtuellen Photonen . . . . .	10
1.5	Kinematik der Elektroproduktion . . . . .	11
1.6	Rückstoßimpuls auf das Hyperon . . . . .	13
1.7	Minimaler Rückstoßimpuls auf das Hyperon . . . . .	14
1.8	Rückstoßimpuls gegen Kaonwinkel . . . . .	15
1.9	Impulskorrelation zwischen Elektron und Kaon . . . . .	16
1.10	Detektoraufbau JLab Halle C . . . . .	17
1.11	Detektoraufbau JLab Halle A . . . . .	18
1.12	Hyperkernmessungen am JLab . . . . .	19
1.13	Überlebenswahrscheinlichkeit von Kaonen . . . . .	21
1.14	Polschuh von KAOS . . . . .	23
1.15	KAOS Jochteil am Kran . . . . .	24
1.16	KAOS in der Messposition . . . . .	26
2.1	Verteilung der Zweikörpermassen . . . . .	35
3.1	Feldkarte . . . . .	42
3.2	Verlauf der Feldkante . . . . .	42
3.3	Detektoren auf der Kaonenseite . . . . .	44
3.4	Impulskorrelation zwischen Elektron und Kaon . . . . .	46
3.5	Winkelakzeptanz für Elektronen . . . . .	47
3.6	Detektorplatzierung mit Teilchenspuren . . . . .	49
3.7	Abweichung der Fokalfpunkte für verschiedene Vertikalwinkel . . . . .	51
3.8	Abweichung des Schnittpunkts mit der Referenzbahn . . . . .	51

3.9	Fokalpunkte auf der Kaonenseite . . . . .	52
3.10	Dispersion von KAOS . . . . .	56
4.1	Winkelverteilung im Faserdetektor . . . . .	62
4.2	Multiplizität gegen Durchflugwinkel . . . . .	63
4.3	Geschwindigkeitsverteilung im Vetodetektor . . . . .	64
4.4	Winkelverteilung im Vetodetektor . . . . .	65
5.1	Horizontale Verteilung der Elektronen auf dem Strahlfänger . . . . .	69
5.2	2 Positionen der Schikane . . . . .	71
5.3	Elektronbahnen in der Halle mit Schikane . . . . .	72
5.4	Verteilung von Gammauntergrund in der Halle . . . . .	73
5.5	Signalkorrelation zwischen den Flugzeitwänden . . . . .	74
5.6	Signalkorrelation zwischen Kaon- und Elektronarm . . . . .	75
6.1	Struktur von AQUA . . . . .	78
6.2	Struktur von Mezzo . . . . .	80
6.3	Netzteil der HVSys512 Hochspannungsversorgung . . . . .	83
7.1	ADC-Kanal gegen Y-Position im Szintillator . . . . .	89
7.2	ADC-Kanal gegen Hochspannung . . . . .	90
7.3	Gemessener Winkel gegen den Ort in der zweiten Drahtkammer. . . . .	91
7.4	Winkel gegen Ort in der Drahtkammer . . . . .	92
7.5	Effizienz des F-Detektors . . . . .	93
7.6	Simulierte Flugzeiten . . . . .	94
7.7	Gemessene Flugzeit gegen Impuls . . . . .	95
7.8	Auf Pionen korrigiertes Zeitspektrum . . . . .	95
7.9	Energieverlust in den Flugzeitwänden . . . . .	97
7.10	Energieverlust in der F-Wand . . . . .	97
7.11	Gemessene Energiedeposition gegen Impuls . . . . .	99
7.12	Gemessene Massenverteilung . . . . .	101
7.13	Gemessene Fehlende Masse . . . . .	101

# Kapitel 1

## Assoziierte Kaonproduktion

Seltene Quarks tragen mit ihrer Strangenessladung eine Markierung, die über die Rolle der einzelnen Quarks in hadronischen Prozessen Auskunft geben kann, ohne dass die einzelnen Partonen aufgelöst werden. Die höhere Masse der seltenen Quarks prädestiniert sie für das Studium der Brechung der SU(3) Flavoursymmetrie und des Zusammenhangs von expliziter und spontaner Brechung der chiralen Symmetrie in der QCD [48]. Der direkte Nachweis eines  $K^+$  erlaubt daher aufgrund der Erhaltung der Strangeness in der starken Wechselwirkung auf den Strangenessgehalt des baryonischen Systems zu schließen. Einen weiteren Hinweis auf den Strangenessgehalt und Zugang zu Spinobservablen kann man auch aus typischen paritätsverletzenden Zerfallsmustern der Hyperonen ( $\Lambda, \Sigma^0$ ) erhalten.

Das Institut für Kernphysik betreibt seit 1979 einen Elektronenbeschleuniger, der nach dem Prinzip des mehrstufigen Rennbahnmikrotrons funktioniert. Die zweite Stufe mit einer Endenergie von 183 MeV wurde 1983 in Betrieb genommen (MAMI-A), 1990 folgte die dritte Stufe mit 855 MeV (MAMI-B). Diese ermöglichte das Studium der Schwellenproduktion leichter Mesonen ( $\pi, \eta$ ) durch Photo- bzw. Elektroproduktion. Seit der Fertigstellung der vierten Stufe, die als harmonisches doppelseitiges Mikrotron realisiert ist (MAMI-C), besteht die Möglichkeit durch den 1,508 GeV Elektronenstrahl Teilchen zu produzieren, die seltene Quarks beinhalten. Die Stromstärke, die hierbei erreicht werden kann, beträgt  $100 \mu A$  mit unpolarisierten Elektronen und  $20 \mu A$  mit polarisierten, bei einem Polarisationsgrad von ca. 80%. Die Energieunschärfe ( $1\sigma$ ) von MAMI-C beträgt nur 110 keV, was einer relativen Auflösung von  $7,3 \cdot 10^{-5}$  entspricht. Die Emittanz beträgt  $27 \times \pi \times 10^{-3} mm$  horizontal und  $1,2 \times \pi \times 10^{-3} mm$  vertikal [32]. Dies sind hervorragende Voraussetzungen um hochauflösende Reaktionsspektroskopie betreiben zu können. Die Energieunschärfe geht direkt in die Auflösung der fehlenden Masse ein und die geringe Strahlfleckgröße führt zusammen mit dünnen Targets zu gut lokalisierten Reaktionspunkten, was eine höhere Präzision bei der Winkelbestimmung und somit der Impulsrekonstruktion ermöglicht. Der hohe Dauerstrich-Strahlstrom lässt auch Experimente mit niedrigem Wirkungsquerschnitt zu.

Die hier vorliegende Arbeit beschäftigt sich damit, wie das an der GSI<sup>1</sup> entwickelte KAOS-Spektrometer die Drei-Spektrometer-Anlage an MAMI ergänzt um Koinzidenzexperimente mit Kaonen durchführen zu können. Auch die Verwendung von KAOS als doppelseitiges Spektrometer, die an der GSI nicht stattfand, wird untersucht. Hierzu war es nötig eine mögliche Realisierung mit einer magnetischen Schikane zu entwickeln, die geringe Änderungen an der bestehenden Strahlführung vorsieht. Dazu wurden Simulationen mit GEANT4 vorgenommen.

Im diesem einführenden Kapitel wird anhand von Beispielen auf die Physik eingegangen, die mit dem KAOS Spektrometer untersucht werden soll. Nach einem Überblick der bisherigen Experimente wird KAOS näher vorgestellt. Es werden Rechnungen zur Kinematik gezeigt und die Vorteile der Kaon-Elektroproduktion angeführt. Experimente und deren Ergebnisse an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility werden näher vorgestellt.

Ein wichtiges Hilfsmittel in der Vorbereitung von kernphysikalischen Experimenten ist GEANT4, das in Kapitel 2 vorgestellt wird. Die für Messungen mit KAOS an MAMI geschriebenen Erweiterungen werden in diesem Kapitel ebenfalls erläutert.

In Kapitel 3 wird dann auf die Abbildungseigenschaften von KAOS eingegangen, die sich zum vorherigen Aufbau bei der GSI deutlich geändert haben. Dort befand sich vor dem Dipol noch ein Quadrupol, der jetzt nicht mehr eingesetzt werden kann. Es konnte eine erste Abbildungsfunktion ermittelt werden die zur Auswertung der ersten Strahlzeitdaten verwendet wurde.

Zum neu entwickelten Faserdetektor zur Instrumentierung der bisher nicht verwendeten Seite wurden geometrische Überlegungen und Simulationen durchgeführt, die in Kapitel 4 beschrieben sind. Durch den Einsatz von KAOS als doppelseitiges Spektrometer unter  $0^\circ$  ergibt sich in der Spektrometerhalle auch eine neue Untergrundsituation. Diese wurde mit Augenmerk sowohl auf die Detektoren als auch auf die Umweltbelastung in Kapitel 5 untersucht.

Kapitel 6 beschreibt die Einbindung der von der GSI übernommenen und von neuer Elektronik in das vorhandene System der Drei-Spektrometer-Anlage. Hierzu waren einige Erweiterungen nötig, um alle Komponenten von KAOS erfassen zu können.

Erste Ergebnisse der Teststrahlzeiten im Herbst 2008, in denen Kaonen im Winkelbereich  $20^\circ$ - $40^\circ$  mit Impulsen zwischen 400 MeV und 600 MeV nachgewiesen wurden, werden im Kapitel 7 vorgestellt. Hierbei wurden die Reaktionen  $p(e, e'K^+)\Lambda$  und  $p(e, e'K^+)\Sigma^0$  im Spektrum der fehlenden Masse identifiziert. Eigenschaften des Spektrometers und der Detektoren wurden mit der Simulation verglichen.

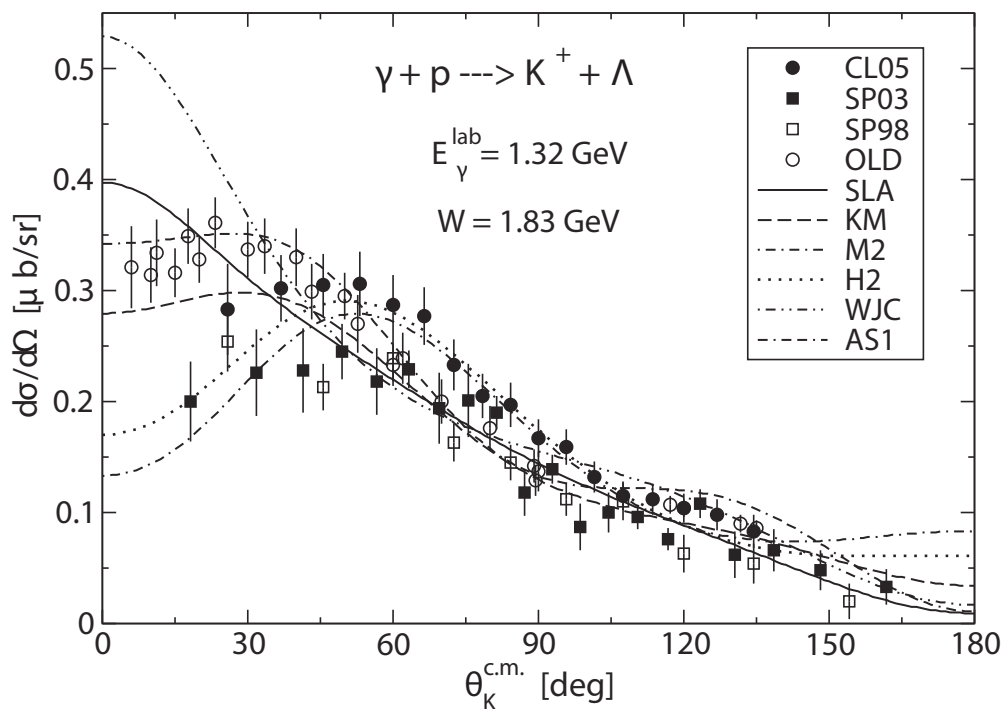
---

<sup>1</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH



## 1.1 Elementare Kaonenproduktion

Die Reaktion mit der niedrigsten Schwelle zur Erzeugung von Strangeness an MAMI ist die Kaon-Elektroproduktion. Diese kann durch verschiedene effektive Modelle beschrieben werden. Ein an der Universität Mainz entwickeltes ist Kaon-MAID [40]. Bei einem effektiven Modell sind nicht die Quarks die elementaren Freiheitsgrade, sondern die Nukelonen, deren Anregungen und die Mesonen. Die vielzähligen dabei auftretenden Kopplungskonstanten müssen an die experimentellen Daten angepasst werden. In der Abbildung 1.1 sind einige experimentelle Datensätze der Kaonproduktion zusammen mit verschiedenen phenomenologischen Modellen dargestellt. Die wichtigsten Datensätze kommen hier aus [14] (CLAS 2005) und [26] (SAPHIR 2003). Man erkennt, dass vor allem bei niedrigen Streuwinkeln die Daten noch deutlich voneinander abweichen und weitere Datenpunkte hier hilfreich sind. Ein Spektrometer, bei dem auch der Primärstrahl durch den Dipol geleitet werden kann, bietet hier die Möglichkeit Streuteilchen unterschiedlicher Ladung mit beliebig kleinen Winkeln koinzident nachweisen zu können. Es ist geplant, das in dieser Arbeit vorgestellte KAOS-Spektrometer auch in einer solchen Konfiguration aufzubauen.



**Abbildung 1.1:** Vergleich verschiedener Datensätze der Kaonproduktion mit den Vorhersagen verschiedener phenomenologischer Modelle [19]. Besonders bei kleinen Winkeln weichen die Datensätze, aber auch die Modelle noch voneinander ab.

Diese Reaktion lässt sich auch dazu verwenden um Hyperkerne zu erzeugen, die im folgenden Abschnitt näher erklärt werden.

## 1.2 Kaonenproduktion an Kernen

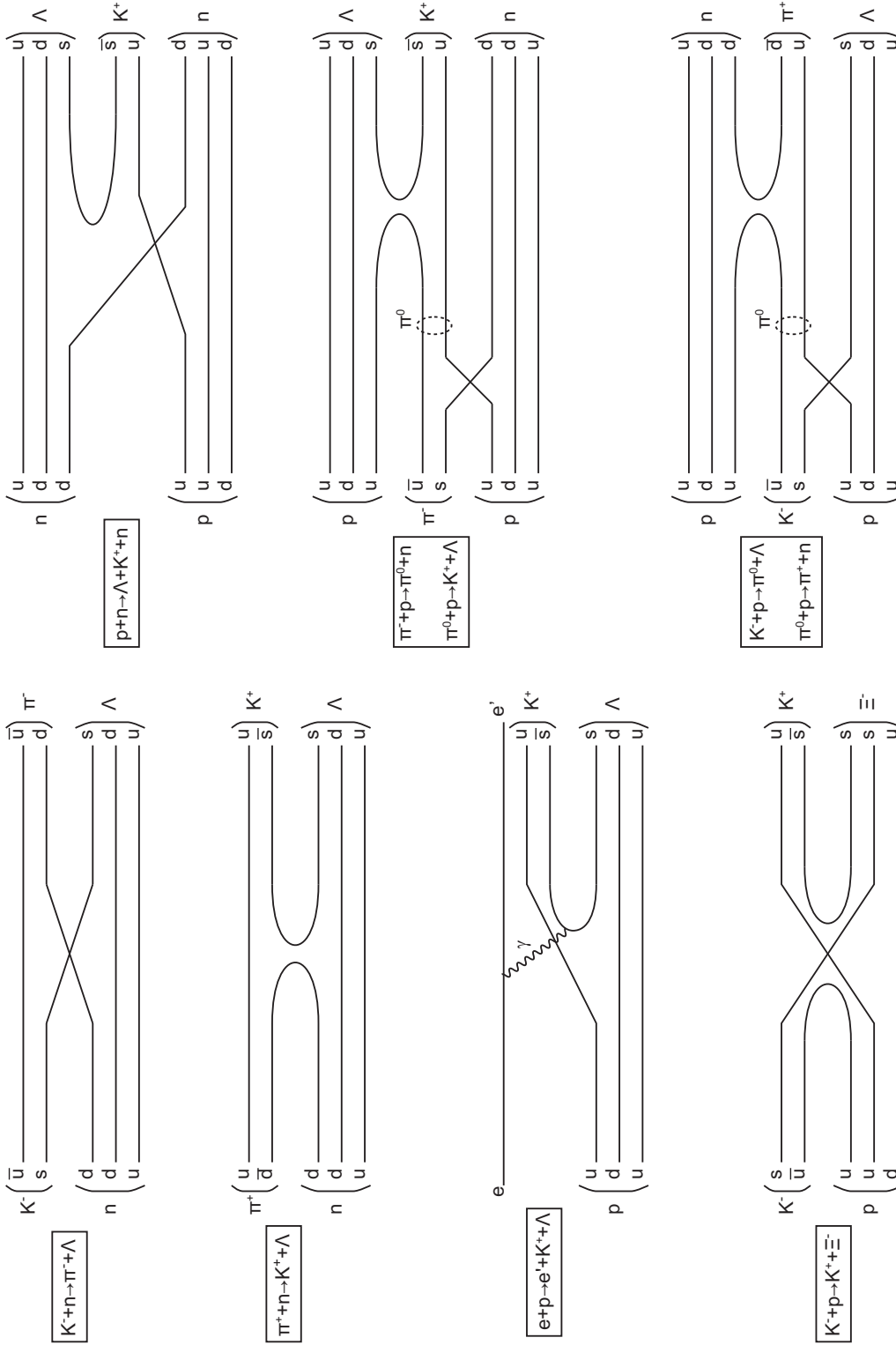
Wenn die Produktion der Strangeness nicht frei geschieht, sondern innerhalb eines Atomkerns, bietet dies die Möglichkeit diesen näher zu untersuchen. Bei der Temperatur  $T=0$  sind die niedrigsten Energiezustände lückenlos besetzt. Die N-N-Wechselwirkung führt nur zu einem Austausch zweier Nukleonen, was aber an der Gesamtwellenfunktion nichts ändert und deshalb nicht beobachtet werden kann. Eine Möglichkeit, ein einzelnes Nukleon zu „markieren“ besteht nun darin, ein Baryon in den Kern einzubauen, das auch Strange-Quarks enthält. Baryonen, die ein oder mehrere Strange-Quarks enthalten werden Hyperonen genannt. Kerne, die Hyperonen enthalten werden dann als Hyperkerne bezeichnet. Ein solcher wird traditionell mit  ${}^A_Y Z$  bezeichnet, wobei  $A$  für die Summe aller Nukleonen und Hyperonen,  $Y$  für das/die Symbol(e) des/der Hyperon(en) und  $Z$  für das chemische Symbol des Elements steht. So bezeichnet z.B.  ${}^{12}_\Lambda B$  ein Kern mit sechs Neutronen, fünf Protonen und einem  $\Lambda$ . Das sind zusammen 12 Baryonen und da er fünffach positiv geladen ist, handelt es sich um Bor [29]. Geladene Hyperonen tragen auch zur Kernladung bei und müssen bei der Angabe des Elements mitberücksichtigt werden.

Da das Hyperon im Kern auch den Freiheitsgrad der Strangeness trägt, wird es nach dem Pauli-Prinzip nicht durch die anderen Nukleonen blockiert und kann jeden Zustand im Kernpotential einnehmen. Das leichteste, und damit am einfachsten zu erzeugende Hyperon, ist das  $\Lambda$  mit einer Ruhemasse von  $1115,683(6) \text{ MeV}/c^2$  und einer Lebensdauer von etwa  $2 \times 10^{-10} \text{ s}$ . Es ist im Kern stabil gegen den Zerfall durch die starke Wechselwirkung, da hierbei ja die Strangeness-Quantenzahl erhalten bleibt. Die Lebensdauer ist hier etwa so lange wie für ein freies  $\Lambda$  und ermöglicht spektroskopische Experimente um die kernphysikalischen Eigenschaften untersuchen zu können [43].

Es gibt verschiedene Reaktionen, die aus ein und demselben Targetkern verschiedene Hyperkerne erzeugen, je nach dem, mit welchem Strahl gearbeitet wird und welcher elementare Prozess dann stattfindet. So erzeugen Reaktionen, die ein Neutron in ein Lambda umwandeln protonenreiche, diejenigen, die ein Proton in ein Lambda umwandeln neutronenreiche Hyperkerne. Damit sich ein Hyperkern bilden kann darf der Rückstoßimpuls auf das Hyperon nicht zu groß sein, damit dieses im Kern verbleibt. Je nach Reaktion und Strahlimpuls ist der minimal mögliche Rückstoßimpuls unterschiedlich.

Frühe Experimente am CERN und später am Brookhaven National Laboratory (BNL) benutzen  $K^-$  Strahlen. Erste Experimente gingen über die  $(K^-_{stop}, \pi^-)$ -Reaktion, bei der das gestoppte Kaon keinen Impuls zu übertragen hat, und so die Bildungswahrscheinlichkeit für einen Hyperkern sehr hoch ist. Spektroskopische Studien wurden über die  $(K^-, \pi^-)$  Reaktion möglich. Hierbei wird direkt „im Fluge“ Strangeness auf ein Neutron im Kern übertragen und dieses in ein  $\Lambda$  verwandelt (siehe erstes Diagramm in Abbildung 1.2 auf Seite 5). Bei der Streuung von  $K^-$  existiert ein „Magischer Impuls“, bei dem kein Rückstoß übertragen wird. Diese Reaktion hat den höchsten Wirkungsquerschnitt.

Eine weitere Möglichkeit ist die assoziierte Produktion über die Reaktion



**Abbildung 1.2:** Quarkflussdiagramme möglicher Reaktionen zur Erzeugung von Hyperkernen. Links oben sind zwei Reaktionen an Sekundärstrahlen dargestellt. Darunter sieht man die assoziierte Elektroproduktion, wie sie auch an MAMI stattfinden soll. Links unten ist eine Reaktion dargestellt, die zu einem  $S=-2$  Hyperkern führen kann. Rechts oben sieht man die assoziierte Produktion mit einem Protonenstrahl. Die beiden Darstellungen darunter zeigen einen doppelten Ladungsaustausch, der über ein intermediäres  $\pi^0$  geschieht und besonders Neutronenreiche Kerne produziert.

$(\pi^+, K^+)$ . Im Konstituenten-Quark-Modell kann man die Reaktion so beschreiben, dass ein  $d - \bar{d}$ -Paar vernichtet und ein  $s - \bar{s}$ -Paar erzeugt wird. Dies setzt allerdings Pionenstrahlen in hinreichender Qualität voraus. Auch hierbei wird ein Neutron in ein  $\Lambda$  umgewandelt (siehe zweites Diagramm links in Abbildung 1.2 auf Seite 5). Da hier deutlich mehr Rückstoßimpuls übertragen wird, werden hier häufig angeregte Zustände erzeugt und spektroskopiert. Den elektromagnetischen Zerfall dieser kann man dann mit einem  $\gamma$ -Spektroskop untersuchen. Ein prominentes Beispiel ist der Hyperball-Detektor, der am BNL und am KEK<sup>2</sup> eingesetzt wurde um die dort produzierten Hyperkerne zu spektroskopieren. Er bestand aus 14 koaxialen Germanium-Detektoren [49]. Auch im Rahmen der  $\overline{PANDA}$ -Kollaboration an FAIR<sup>3</sup> ist es geplant, einen Germaniumdetektor für die Hyperkern- $\gamma$ -Spektroskopie aufzubauen [1].

Die bisher beschriebenen Verfahren arbeiten mit Sekundärstrahlen, was Nachteile mit sich bringt. Zum einen ist die Luminosität durch die Strahlintensität beschränkt und man muss dicke Targets ( $> 1g/cm^2$ ) verwenden, zum anderen ist der Impuls der einfliegenden Teilchen nicht exakt genug bestimmt und limitiert so die spektroskopische Auflösung der Anregungsspektren. Dies bestimmt aber nicht die Auflösung der möglichen  $\gamma$ -Spektroskopie des elektromagnetischen Zerfallsspektrums.

Eine weitere Möglichkeit ist die Elektroproduktion mit einem Primärstrahl, welche an MAMI benutzt werden kann. Hierbei produziert ein virtuelles  $\gamma$  assoziativ ein  $s - \bar{s}$ -Paar, wodurch aus einem Proton ein  $K^+$  und ein  $\Lambda$  wird (Schematisch zu sehen in der dritten Darstellung links in der Abbildung 1.2). Vor- und Nachteile werden im Abschnitt 1.3 besprochen.

Eine Möglichkeit Hyperkerne mit  $S=-2$  zu erzeugen geschieht an einem sekundären  $K^-$ -Strahl über die Reaktion  $p(K^-, K^+)\Xi^-$  [9, 10]. Ein Quarkflussdiagramm dieser Reaktion ist in der Abbildung 1.2 links unten dargestellt.

Die bisher beschriebenen Prozesse sind Zweikörper-Reaktionen, in denen man nur ein geladenes Teilchen im Ausgangskanal nachweisen muss<sup>4</sup>.

An einem Protonenstrahl kann man assoziativ, ähnlich zur Elektroproduktion, ein Neutron in ein  $\Lambda$  umwandeln [51]. Ein Quarkflussdiagramm dieser Reaktion ist in der Abbildung 1.2 rechts oben dargestellt. Messungen hierzu wurden noch nicht veröffentlicht.

Ein Weg auch neutronenreiche Hyperkerne zu erzeugen geht über Reaktionen mit doppeltem Ladungsaustausch an Sekundärstrahlen (in Abbildung 1.2 rechts unten). So wurde z.B.  ${}_{\Lambda}^{10}Li$  über  $(\pi^-, K^+)$  aus  ${}^{10}B$  erzeugt [44]. Und mit der  $(K_{stop}^-, \pi^+)$ -Reaktion wird nach  ${}_{\Lambda}^6H$  und  ${}_{\Lambda}^7H$  gesucht [5]. Diese beiden Reaktionen können über einen zweistufigen Prozess beschrieben werden, bei dem

<sup>2</sup>japanisch ko-enerugi kasokuki kenkyu-kiko, nationales Forschungszentrum für Hochenergiephysik in Tsukuba

<sup>3</sup>Facility for Antiproton and Ion Research, geplante Erweiterung des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung

<sup>4</sup>Bei der Elektroproduktion muss natürlich auch das gestreute Elektron nachgewiesen werden, um das virtuelle  $\gamma$  im „Eingangskanal“ über dessen Impuls- und Energieverlust zu bestimmen.

ein intermediäres  $\pi^0$  erzeugt wird. Da hier sowohl das  $\Lambda$ , als auch das Neutron im Kern verbleiben wird hier im Ausgangskanal lediglich das  $K^+$ , bzw. das  $\pi^+$  nachgewiesen.

Es ist ebenfalls geplant, Hyperkerne über Schwerionen-induzierte Reaktionen zu erzeugen. Die bisher beschriebenen Verfahren ermöglichen nur die Untersuchung von Kernen nahe dem „Tal der  $\beta$ -Stabilität“. Mit Schwerionen könnte man neutronen- oder protonenreiche Hyperkerne mit extremen Isospins erzeugen [45].

Die Abbildung 1.3 zeigt die Nuklidkarte der  $\Lambda$ -Hyperkerne. Je nach verwendeter Erzeugungsreaktion kann man unterschiedliche Kerne erzeugen. Es sind nicht alle denkbaren Hyperkerne produzierbar, da die Voraussetzung für ein Experiment ein hinreichend stabiler Ausgangskern ist. Die verschiedenen Bereiche sind fast vollständig voneinander getrennt, da vor allem bei den leichten Kernen nur wenige verschiedene stabile Isotope existieren, die als Ausgangskern in Frage kommen und man dann abhängig von der verwendeten Reaktion jeweils ganz bestimmte Hyperkerne produziert. Von den eingezeichneten Kernen nimmt man an, dass sie stabil für die starke Wechselwirkung sind. Die orange markierten Kerne wurden in den im Abschnitt 1.3.1 besprochenen Experimenten untersucht.

### 1.3 Hyperkerne in der Elektroproduktion

Wenn man Hyperkerne über die assoziierte Produktion  $p(e, e'K^+)\Lambda$  erzeugt, muss man hierbei das Elektron und das Kaon koinzident nachweisen. Die Vorteile dieser Reaktion sind [36, 28]:

- Hohe Strahlintensität und hervorragende Energieauflösung des Elektronenstrahls ermöglichen es Hyperkernzustände mit einer Auflösung von wenigen hundert keV aufzulösen.
- Im Gegensatz zur  $\gamma$ -Spektroskopie können auch instabile Kerne untersucht werden.
- Da das (virtuelle) Photon den Spin 1 trägt, kann es im Kern zu einer Spinumkehr kommen.
- Der relativ hohe Impulsübertrag ( $q \geq 250 \text{ MeV}/c^2$ ) kann viele angeregte Zustände erzeugen. Es werden Zustände mit natürlicher und unnatürlicher Parität erzeugt.
- Im Gegensatz zu den  $(K^-, \pi^-)$  und  $(\pi^+, K^+)$  Reaktionen wird hier ein Proton in ein  $\Lambda$  umgewandelt, was die Produktion von neutronenreichen Kernen ermöglicht. Dies gilt vor allem bei leichten Kernen.
- Ein Vergleich der Spektren von „Spiegel“-Hyperkernen, wie zum Beispiel  ${}_{\Lambda}^{12}B$  und  ${}_{\Lambda}^{12}C$  könnte Hinweise auf die Ladungsasymmetrie der Hyperon-Nukleon Wechselwirkung geben.



- Es besteht die Möglichkeit kleine und dünne Targets zu verwenden. Selbst kleine, mit seltenen Isotopen angereicherte Targets können beschossen werden, da der Strahldurchmesser bei den Elektronstrahlen sehr klein ( $< 0,1 \text{ mm}\varnothing$ ) ist.

Die Elektroproduktion hat aber auch Nachteile:

- Der Wirkungsquerschnitt hierbei beträgt nur 140 nb/sr bei einem  $^{12}\text{C}$  Target [41], dies kann aber durch die Verfügbarkeit hoher Strahlintensitäten wettgemacht werden.
- Hoher Untergrund, besonders bei schweren Targetkernen. Hier muss, besonders für den Elektronenarm, ein hinreichend großer Bereich um die  $0^\circ$  ausgenommen werden.

Die Reaktionsteilchen sind bei der Elektroproduktion im Laborsystem alle stark nach vorne konzentriert. Dies kann man sehen, wenn man den Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion so schreibt, dass man einen Faktor  $\Gamma$  ausklammert, der als Fluss des virtuellen Photons pro gestreutem Elektron nach  $dE' d\Omega$  interpretiert werden kann. Er ergibt sich als [7]

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{E} \frac{k_\gamma}{Q^2} \frac{1}{1 - \epsilon} \quad (1.1)$$

mit

$$k_\gamma = \frac{(W^2 - m_i^2)}{2m_i} \quad (1.2)$$

und

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2\frac{|\vec{q}|^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}} \quad (1.3)$$

wobei  $\vec{q}$  der Dreierimpuls des virtuellen Photons ist. Diese Funktion, die nur eine Näherung ist, hat bei  $\theta = 0$  eine (unphysikalische) Polstelle. Ein Ausdruck für  $\Gamma$ , bei dem die Elektronmasse nicht vernachlässigt wird ist [30]

$$\begin{aligned} \Gamma = & (\alpha/4\pi^2\omega) [(E^2 + E'^2)/(2E^2(m^2\omega^2/4E^2E'^2 + \sin^2(\frac{\theta}{2}))) \\ & - E'm^2\omega^2/(4E^3E'^2(m^2\omega^2/4E^2E'^2 + \sin^2(\frac{\theta}{2}))^2) \\ & - (E + E')^2/4E^2(m^2\omega^2/4E^2E'^2 + \sin^2(\frac{\theta}{2}))] \end{aligned} \quad (1.4)$$

wobei  $\omega = E - E'$ . Dieser Ausdruck hat sein Maximum bei

$$\theta_{max} = \sin^{-1}\left(\frac{m\omega}{4EE'}\right) \quad (1.5)$$

Wenn man für die Einschussenergie 1508 MeV und für die Energie des nachgewiesenen Elektrons 300 MeV einsetzt, erhält man einen Winkel von  $0,02^\circ$  für  $\theta_{max}$ .

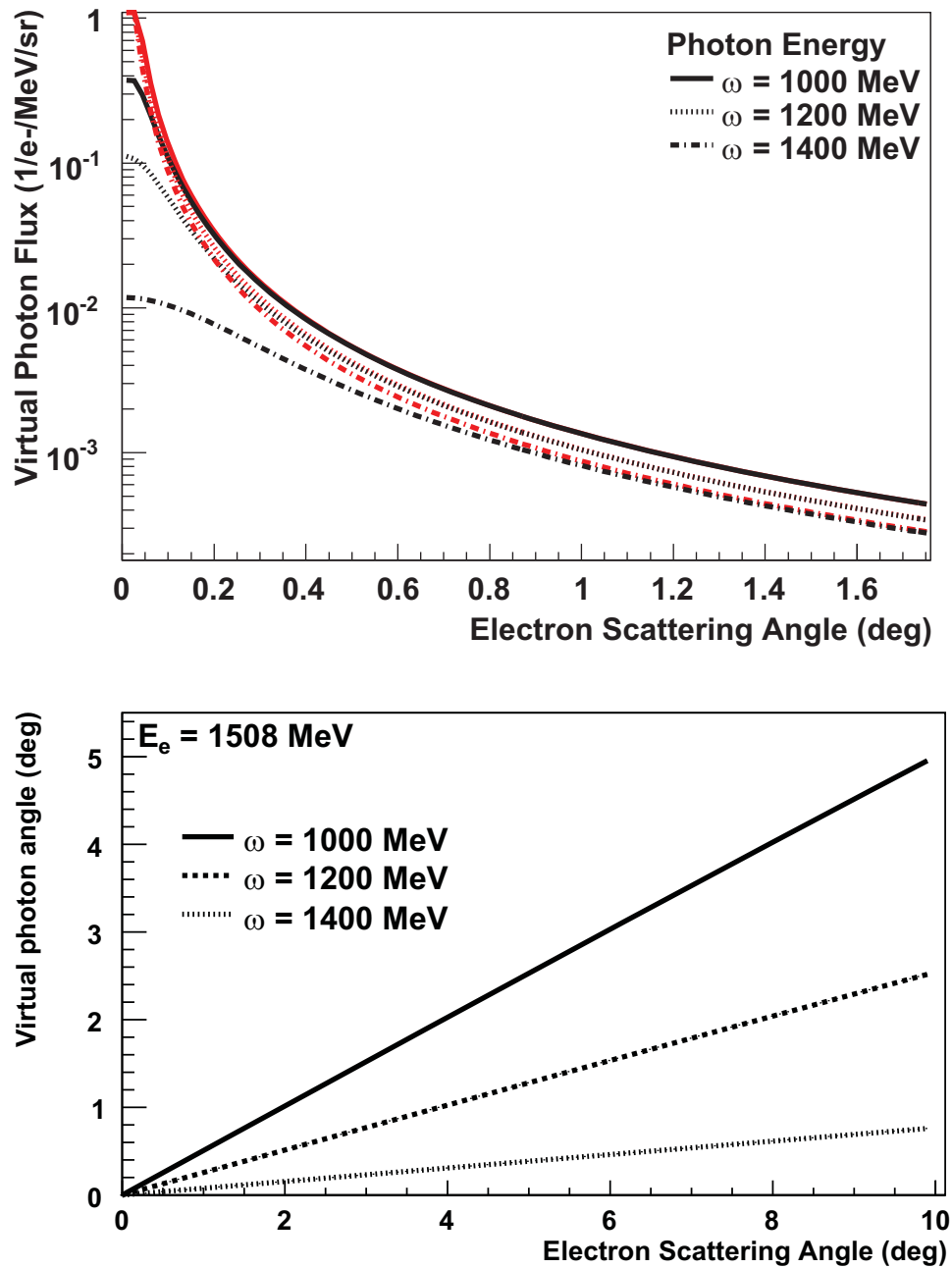
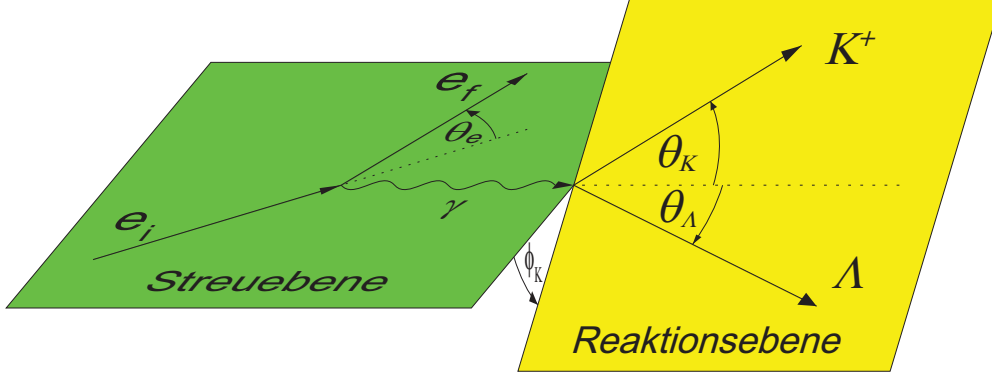


Abbildung 1.4: Fluss und Winkel der virtuellen Photonen in Abhängigkeit des Elektronstreuwinkels. Im oberen Bild ist in Schwarz der Verlauf nach der Formel 1.4 aufgetragen. In Rot sieht man die Näherung nach 1.1.



In der Abbildung 1.4 sieht man den Fluss und den Winkel der virtuellen Photonen in Abhängigkeit des Elektronstreuwinkels. Man erkennt deutlich den sehr starken Anstieg nahe der  $0^\circ$ , der für kleine  $\omega$  stärker ausgeprägt ist. Der Laborwinkel des virtuellen Photons hängt linear vom Elektronwinkel, aber auch vom Energieübertrag ab. Im Gegensatz zur Näherung 1.1 geht  $\Gamma$  in 1.4 für  $\theta \rightarrow 0$  gegen einen endlichen Wert.



**Abbildung 1.5:** Räumliche Kinematik der Kaon-Elektroproduktion, wie sie auch bei Streuexperimenten an MAMI verwendet wird.

Wenn man das Proton und das virtuelle Photon als einlaufende Teilchen betrachtet, dann kann man die Strangeness-Produktion als Zweikörper-Kinematik  $\gamma + p \rightarrow K + Y$  betrachten. Dies entspricht dann dem rechten Teil in der Abbildung 1.5. Der  $Q$ -Wert einer Reaktion ist definiert als die Massendifferenz

$$Q = m_p - m_K - m_Y \quad (1.6)$$

und ist in unserem Fall immer  $< 0$ . Das bedeutet, dass die Reaktion nur oberhalb einer bestimmten Schwelle

$$|\vec{p}_\gamma^{Schwelle}| = \frac{(m_K + m_Y)^2 - m_p^2}{2m_p} \quad (1.7)$$

stattfinden kann [39]. Im Falle der Kaon-Elektroproduktion liegt diese bei 911 MeV/c.

Die Reaktion  $e + \text{Kern} \mapsto e' + K^+ + \text{Hyperkern}$  hat fünf Freiheitsgrade. Wenn man z.B. die Energie und Richtung des auslaufenden Elektrons und die Richtung des Kaons vorgibt ist die Kinematik im Schwerpunktsystem vollständig bestimmt. Im Laborsystem ergeben sich zu **einer** Richtung für das Kaon aufgrund des Boosts zwei Lösungen.

$$\vec{p}_{KY} = \vec{q}_e - \vec{q}_{e'} = \vec{q} \quad (1.8)$$

$$E_{KY} = E_e + m_{\text{Target}} - E_{e'} = m_{\text{Target}} + \omega \quad (1.9)$$

wobei mit KY das System aus Kaon und Hyperkern  $p_{KY}^\mu = p_K^\mu + p_Y^\mu$  gemeint ist<sup>5</sup>. Wenn man nun die Richtung des Kaons vorgibt kann man aus der Viere-

<sup>5</sup>Variablen mit hochgestelltem  $\mu$  stehen für Vierervektoren, der Dreierimpuls wird mit  $\vec{p}$  gekennzeichnet. Ein  $p$  alleine steht für den Betrag des Dreiervektors.

rimpulserhaltung und der Energieerhaltung die zwei Lösungen berechnen:

$$E_{KY} = E_K + E_Y = \sqrt{p_K^2 + m_K^2} + \sqrt{p_Y^2 + m_Y^2} \quad (1.10)$$

$$\vec{p}_Y = \vec{p}_{KY} - \vec{p}_K \quad (1.11)$$

$$p_Y^2 = p_{KY}^2 - 2\vec{p}_{KY} \cdot \vec{p}_K + p_K^2 = p_{KY}^2 - 2\vec{p}_{KY} \cdot \vec{e}_K \cdot |\vec{p}_K| + p_K^2 \quad (1.12)$$

Mit der Definition

$$D = \vec{p}_{KY} \cdot \vec{e}_K \quad (1.13)$$

kann die quadratische Gleichung dann mit

$$a = 4(D^2 - E_{KY}^2) \quad (1.14)$$

$$b = 4D(E_{KY}^2 - p_{KY}^2 + m_K^2 - m_Y^2) \quad (1.15)$$

$$c = (E_{KY}^2 - p_{KY}^2)^2 + (m_K^2 - m_Y^2)^2 + 2p_{KY}^2(m_Y^2 - m_K^2) - 2E_{KY}^2(m_K^2 + m_Y^2) \quad (1.16)$$

zu

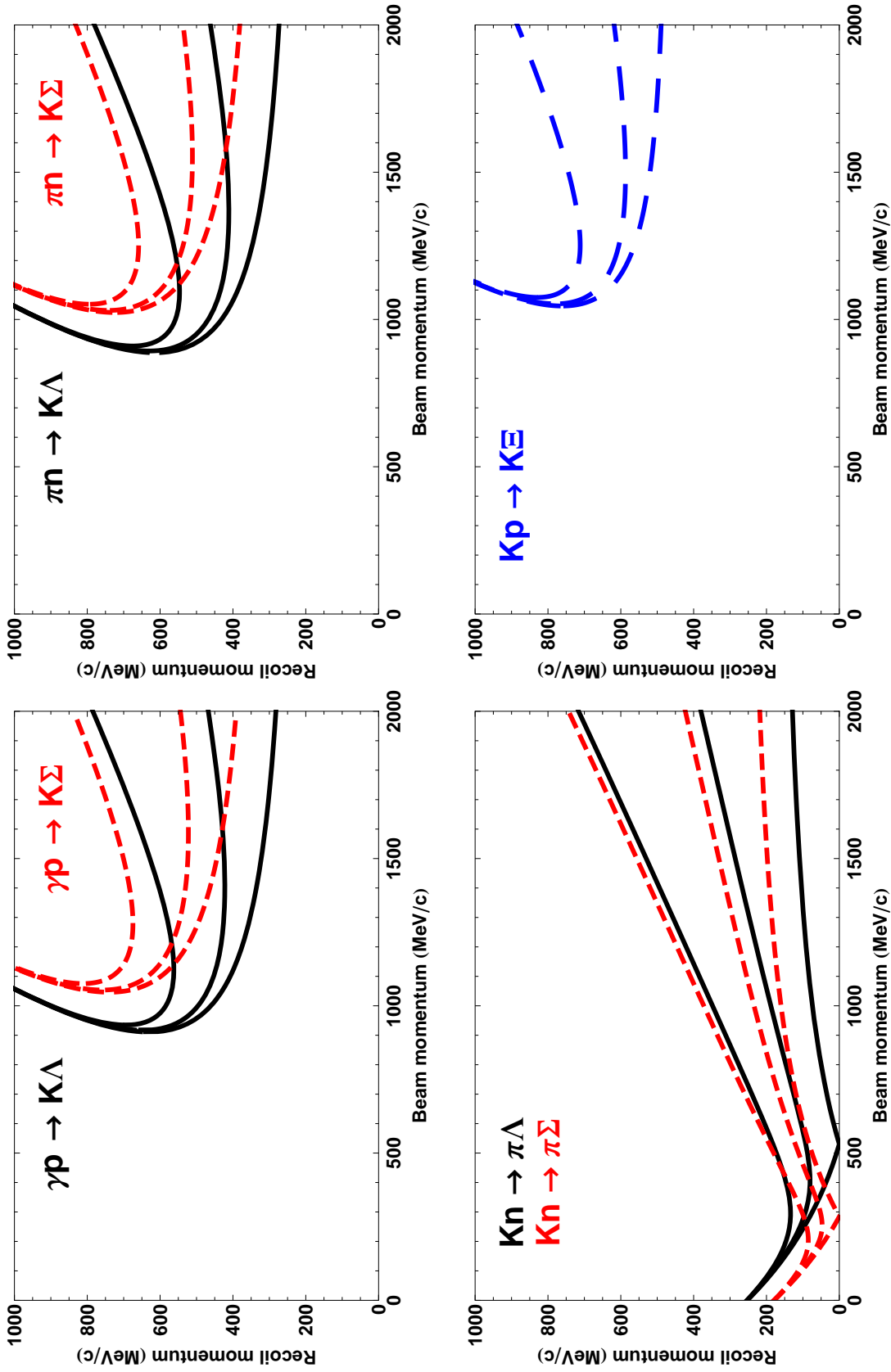
$$|\vec{p}_K|_{\pm} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (1.17)$$

gelöst werden. Der Rückstoßimpuls auf das Hyperon ergibt sich dann nach Gleichung 1.11. Die Abbildung 1.8 wurde so berechnet.

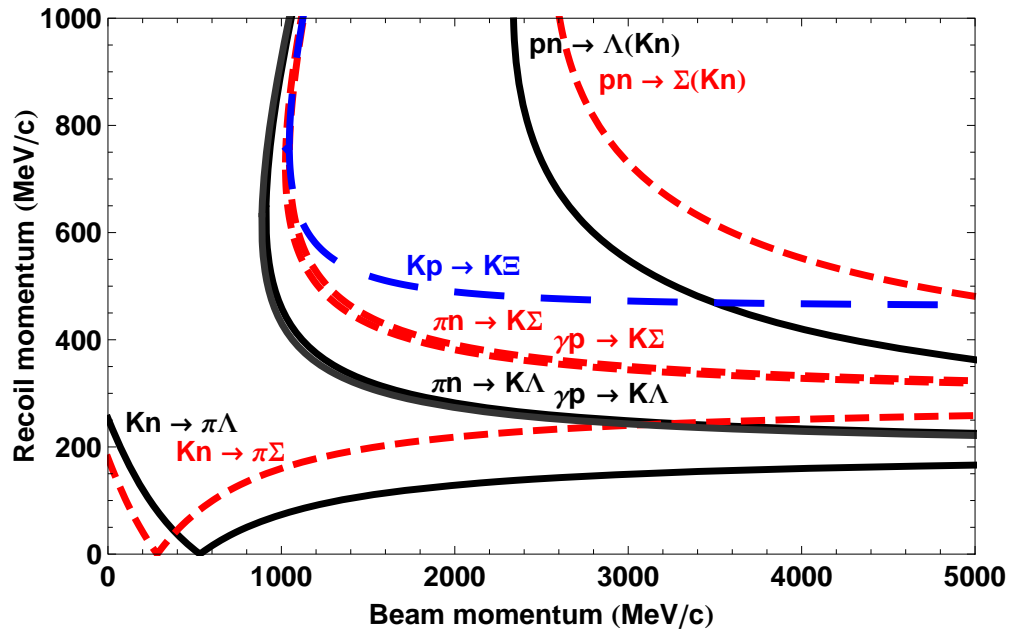
Wie schon in der Einleitung erwähnt, darf der Rückstoßimpuls auf das Hyperon nicht zu groß sein, damit dieses im Kern verbleibt und sich ein Hyperkern bildet. Aus den jeweiligen Kinematiken ergibt sich für die verschiedenen Reaktionen in Abhängigkeit des Strahlimpulses ein unterschiedlicher minimaler Rückstoßimpuls. Für die Strangeness-Austausch-Reaktion ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) existiert sogar ein Impuls bei dem das Hyperon in Ruhe bleiben kann.

In der Abbildung 1.7 kann man sehen, dass bei der Elektroproduktion ähnliche Rückstoßimpulse auftreten wie bei den Pion-induzierten Reaktionen. In der Abbildung 1.6 sind noch einmal die Rückstoßimpulse für die verschiedenen Reaktionen jeweils für drei verschiedene Winkel aufgetragen. Die untere Linie gehört jeweils zu  $0^\circ$ . Aus diesen kinematischen Gründen ist es günstiger, das Kaon unter einem sehr kleinen Winkel nachzuweisen, da sich um so wahrscheinlicher ein Hyperkern bildet, je langsamer das Hyperon ist. Ein Doppelspektrometer, bei dem auch der Primärstrahl durch den Dipol geleitet werden kann ist ideal für eine solche Aufgabe. Es ist geplant, das KAOS Spektrometer in einer solchen Konfiguration aufzubauen. Die Voruntersuchungen hierzu werden in dieser Arbeit dargestellt.

Falls sich ein Hyperkern bildet sind Elektron- und Kaonimpuls stark korreliert. In der Abbildung 1.9 ist die Impulskorrelation zwischen Elektron und Kaon aufgetragen. Es handelt sich hier um kinematische Rechnungen für die Hyperkernproduktion an Kohlenstoff, sowie der freien Produktion von  $\Lambda$  und  $\Sigma$ . Wenn man diese beiden elementaren Reaktionen am quasifreien Proton mitmisst, so



**Abbildung 1.6:** Rückstoßimpuls auf das  $\Lambda$ - bzw.  $\Sigma^0$ -Hyperon für jeweils drei Emissionswinkel des ausgehenden Kaons ( $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ) in der  $\gamma p \rightarrow K^+ Y$  Photoproduktion (oben links), in der  $\pi^+ n \rightarrow K^+ Y$  Pionproduktion (oben rechts), in der  $K^- n \rightarrow \pi^- Y$  Kaonproduktion (unten links), sowie auf das  $\Xi^-$ -Hyperon in der  $K^- p \rightarrow \Xi^- K^+$  Ladungsaustausch-Reaktion (unten rechts).



**Abbildung 1.7:** Minimaler Rückstoßimpuls auf das  $\Lambda/\Sigma^0$  bzw.  $\Xi^-$ -Hyperon in der  $\gamma\text{p} \rightarrow \text{K}^+\text{Y}$  Photoproduktion, der  $\pi^+\text{n} \rightarrow \text{K}^+\text{Y}$  Pionproduktion, der  $\text{K}^-\text{n} \rightarrow \pi^-\text{Y}$  Kaonproduktion, der  $\text{pn} \rightarrow \text{K}^+(\text{Yn})$  Hadroproduktion, sowie in der  $\text{K}^-\text{p} \rightarrow \Xi^-\text{K}^+$  Ladungsaustausch-Reaktion.

kann man seine Massenskala kalibrieren [42]. Ebenso ist die Impulsakzeptanz von KAOS eingezeichnet. Falls man einen etwas anderen kinematischen Bereich untersuchen möchte besteht in gewissen Grenzen auch die Möglichkeit, den Akzeptanzbereich zu verschieben. Durch die Variation des Magnetfeldes in KAOS ändern sich die Impulse für die Kaonen und die Elektronen jeweils im gleichen Faktor. Zusätzlich besteht die Möglichkeit durch Verschieben der Detektoren auf der Kaonenseite dort die Akzeptanz um ca. 50% zu variieren (siehe Tabelle 3.1 auf Seite 45).

### 1.3.1 Elektroproduktion am Jefferson Laboratorium

An der Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab) werden seit dem Jahr 2000 erfolgreich Hyperkerne über die Elektroproduktion spektroskopiert. Im Frühjahr 2004 wurde hier eine Auflösung von weniger als MeV über die Reaktion  $^{12}\text{C}(e, e'K^+)_{\Lambda}^{12}\text{B}$  erreicht [41]. Eine Übersicht über die verwendeten Detektorkonfigurationen befindet sich in den Abbildungen 1.10 und 1.11. Teile der bisher veröffentlichten Ergebnisse sind in der Abbildung 1.12 zusammengestellt.

Das erste Experiment in der Halle C des Jefferson Lab war E91-016. Hierbei wurde mit der Standardapparatur, bestehend aus dem „Short Orbit Spectrome-

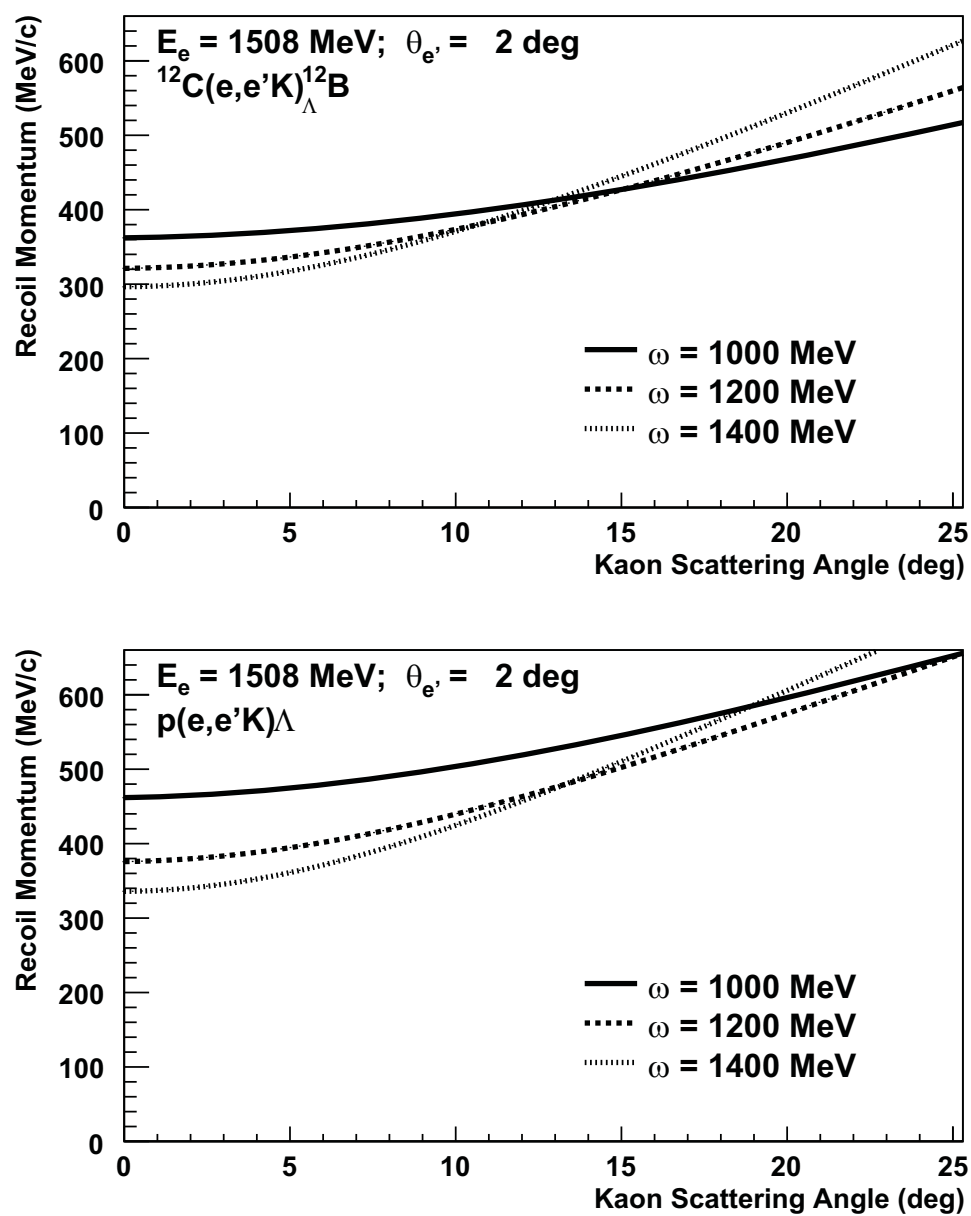
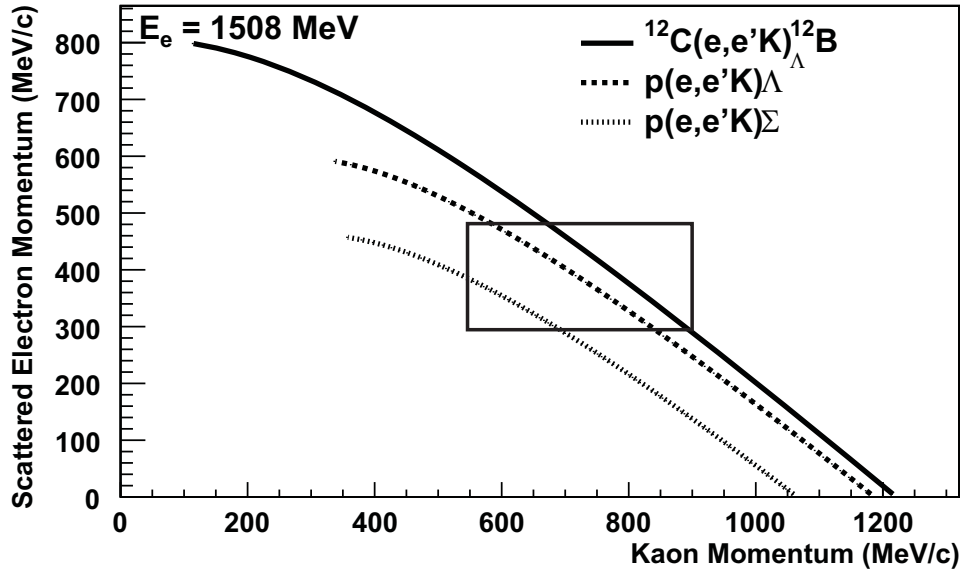


Abbildung 1.8: Rückstoßimpuls gegen Kaonwinkel. Wie man sieht ist es wichtig, das Kaon unter einem möglichst kleinen Winkel nachzuweisen, da hier der Rückstoßimpuls am niedrigsten ist.



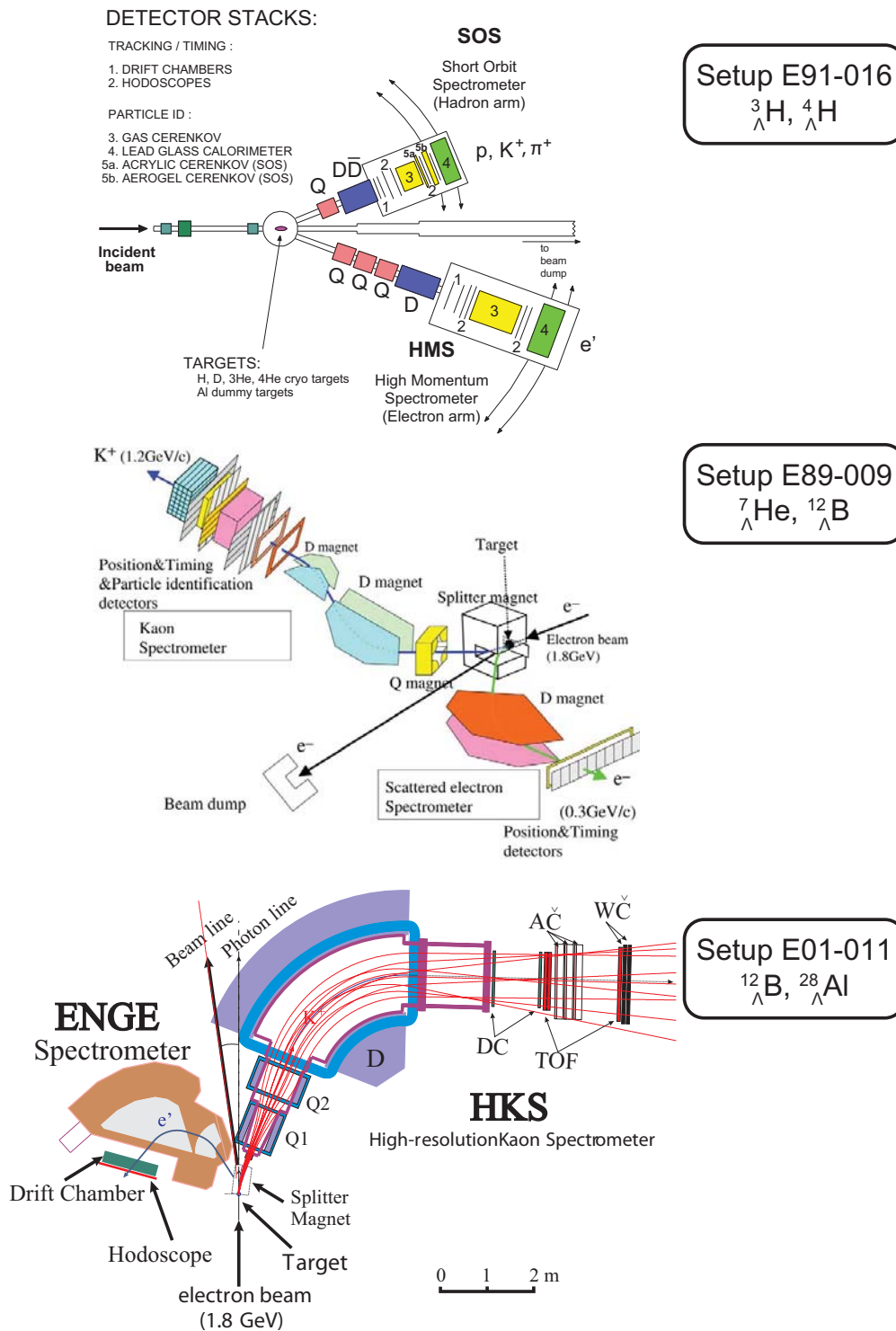
**Abbildung 1.9:** Hier ist die Korrelation zwischen dem Elektron- und dem Kaonimpuls aus rein kinematischen Rechnungen dargestellt. Das Rechteck deutet die Impulsakzeptanz von KAOS an (vergleiche Abbildung 3.4 auf Seite 46).

ter<sup>6</sup> (SOS) für die Kaonen und dem „High Momentum Spectrometer“ (HMS) für die Elektronen, die Winkelverteilung der Reaktionen  ${}^3\text{He}(e, e'K^+){}^3_{\Lambda}\text{H}$  und  ${}^4\text{He}(e, e'K^+){}^4_{\Lambda}\text{H}$  untersucht [23]. Der Winkel des Elektronarms, und somit der Fluss der virtuellen Photonen, wurden konstantgehalten bei  $Q^2 = 0,35 \text{ GeV}^2$ . Für den mittleren Laborwinkel zwischen dem  $\gamma^*$  und dem Kaon wurden  $1,7^\circ$ ,  $6^\circ$  und  $12^\circ$  eingestellt. Bei allen Messungen ist im Histogramm der fehlenden Masse nur eine breite Struktur nahe der gestrichelt eingezeichneten Schwelle zu erkennen, für  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  deutlicher als für  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ .

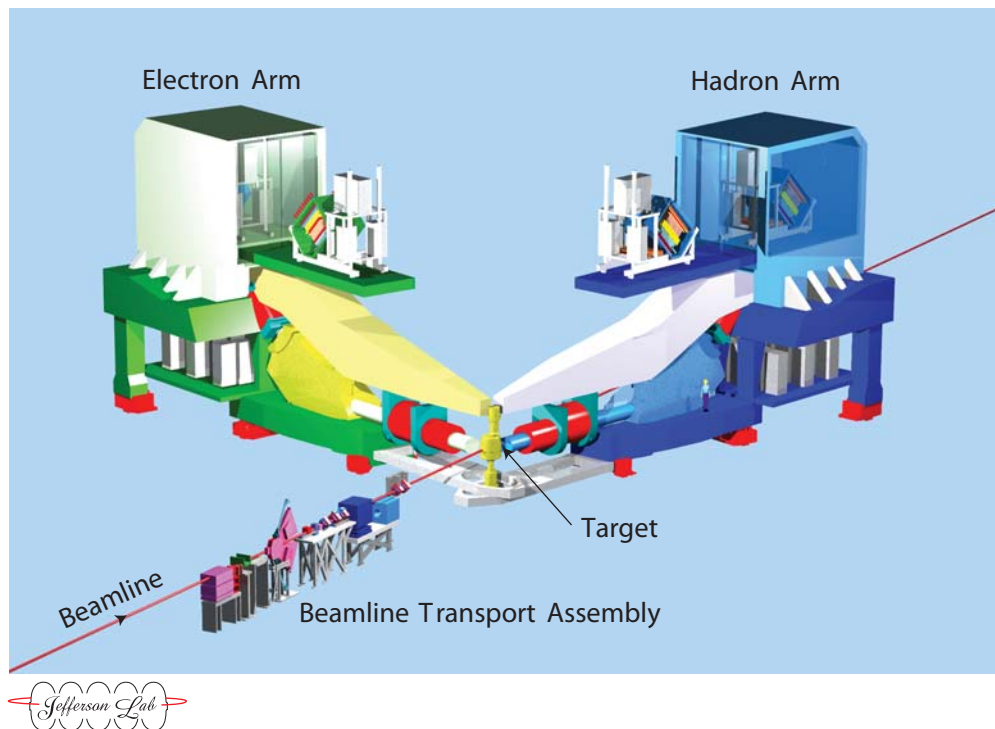
In einem Nachfolgeexperiment E89-009 wurde das HMS Spektrometer durch den ENGE-Dipol ersetzt [54]. Um die beide unter kleinem Winkel emittierten Teilchen nachweisen zu können wurde der Targetpunkt strahlaufwärts verlegt und ein zusätzlicher Magnet zur Aufspaltung (Septum Magnet) eingeführt. Aufgrund hoher Untergrundbelastung durch Bremsstrahlungselektronen und die Møller Elektronen musste das Experiment allerdings mit einem geringen Strahlstrom von  $0,6 \mu\text{A}$  und einem dünnen Target von  $20 \text{ mg/cm}^2$  durchgeführt werden, da eine Rate von einigen  $10^8 \text{ Hz}$  im Elektronarm die Luminosität beschränkte. Demnach war auch die Hyperkern-Produktionsrate niedrig mit nur 0,9 Ereignissen pro Stunde für den  ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$  Grundzustand. Untersucht wurden hier die Reaktionen  ${}^7\text{Li}(e, e'K^+){}^7_{\Lambda}\text{He}$  und  ${}^{12}\text{C}(e, e'K^+){}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ . Im Spektrum der Bindungsenergie für  ${}^7_{\Lambda}\text{He}$  sind keine signifikanten Strukturen zu erkennen. Im Spektrum für  ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$  erkennt man deutlich zwei Strukturen, die auch mit den Vorhersagen übereinstimmen.

Um die hohe Ratenbelastung im Elektronarm durch den Untergrund zu

<sup>6</sup>Spektrometer mit kurzer Flugbahn

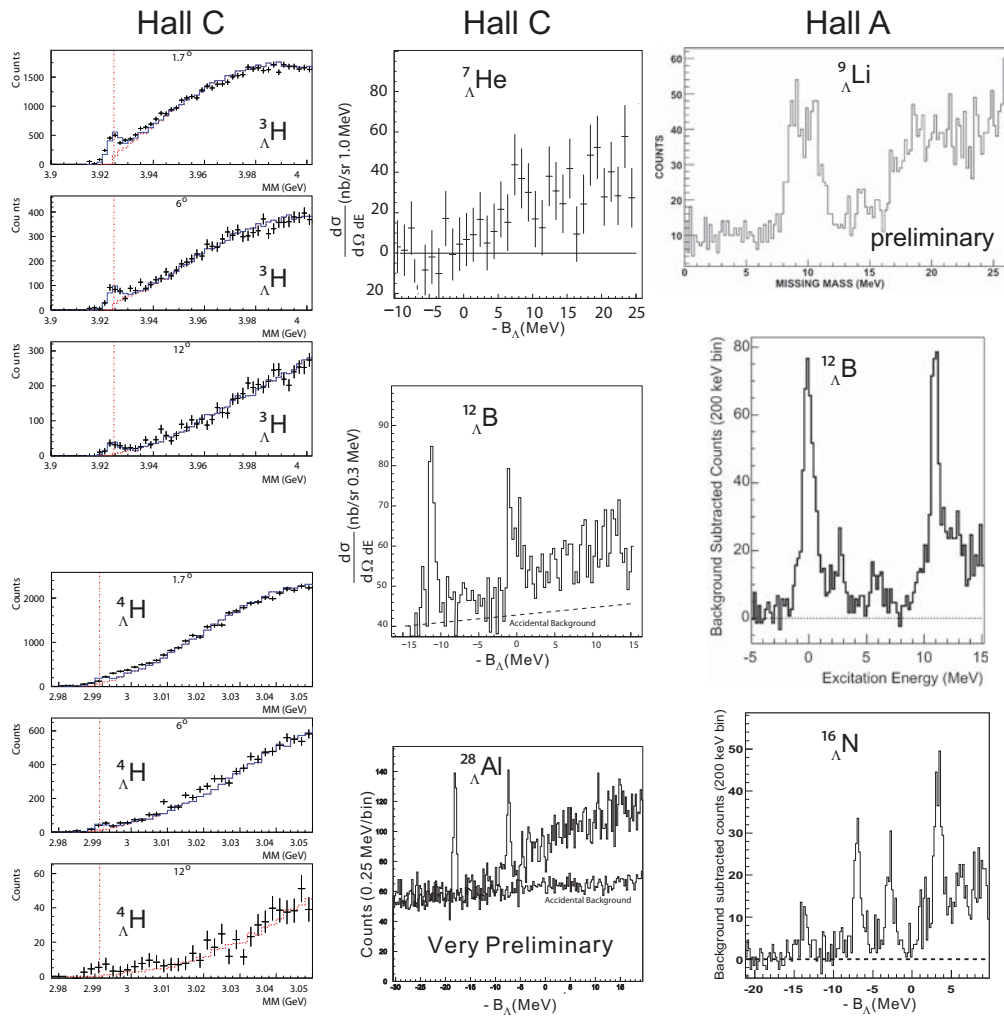


**Abbildung 1.10:** Übersicht über die verschiedenen Detektoranordnungen in der Halle C des Jefferson Lab bei den bisherigen Hyperkernexperimenten [24, 29, 28].



**Abbildung 1.11:** Detektoraufbau in der Halle A des Jefferson Lab (Quelle: <http://www.jlab.org/help/Ghelp/halla3d.html>). Für das E94-107 Experiment wurde es noch um einen Septummagneten erweitert um die kleinen Winkel nachweisen zu können.





**Abbildung 1.12:** Übersicht der Ergebnisse der Hyperkernmessungen am Jefferson Lab. [23, 54, 37, 21, 28]

minimieren wurde in einer weiteren Generation im Experiment E01-011 das Elektronenspektrometer um  $8^\circ$  gegenüber der Strahlebene geneigt. Das SOS-Spektrometer für die Kaonen wurde durch das dedizierte hochauflösende Kaonenspektrometer (HKS) ersetzt [28]. Zur Eichung wurde hier, wie auch schon bei E89-009  $CH_2$  als Target eingesetzt. Ein exakter Wirkungsquerschnitt der  $p(e, e'K^+)\Lambda$  kann hier allerdings nicht gewonnen werden, da der Strahl das Material zerstört und so die Luminosität mit der Zeit unkontrolliert abnimmt. Allerdings können der  $\Lambda$ - und der  $\Sigma^0$ -Peak zur Energieeichung eingesetzt werden. Neben  $^{12}C$  als Target wurde auch erstmals  $^{28}Si$  eingesetzt, was zu einem  $^{28}_{\Lambda}Al$  Hyperkern führt. Im Spektrum der Bindungsenergie sind auch hier deutlich zwei Strukturen zu erkennen.

Parallel zu den Experimenten in der Halle C wurde in der Halle A das Experiment E94-107 durchgeführt. Als Detektoren dienten hier das Standardpaar der hochauflösenden Spektrometer [37]. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 1.11 zu sehen. Allerdings musste auch hier aufgrund der geringen Streuwinkel ein Septum Magnet installiert werden. Die zusätzliche Installation eines RICH-Detektors zur Teilchenidentifikation war hier nötig, um Untergrund wirksam abtrennen zu können. Untersucht wurden die Reaktionen  $^9Be(e, e'K^+)_{\Lambda}^9Li$ ,  $^{12}C(e, e'K^+)_{\Lambda}^{12}B$  und  $^{16}O(e, e'K^+)_{\Lambda}^{16}N$ . Für  $^9_{\Lambda}Li$  liegt zur Zeit nur ein vorläufiges Rohspektrum vor. Im Falle des  $^{12}_{\Lambda}B$  Hyperkerns kann man im Spektrum der Anregungsenergie nicht nur den  $s - \Lambda$  und den  $p - \Lambda$  Zustand erkennen, sondern auch Strukturen dazwischen. Auch für den  $^{16}_{\Lambda}N$  Hyperkern wurde ein qualitativ hochwertiges Spektrum aufgenommen und der gemessene Wirkungsquerschnitt ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen [20]. Die Tabelle 1.1 fasst die Experimente mit ihrer Auflösung zusammen. Als Statistik ist hier die ungefähre Anzahl der nachgewiesenen Einträge im Grundzustand gemeint.

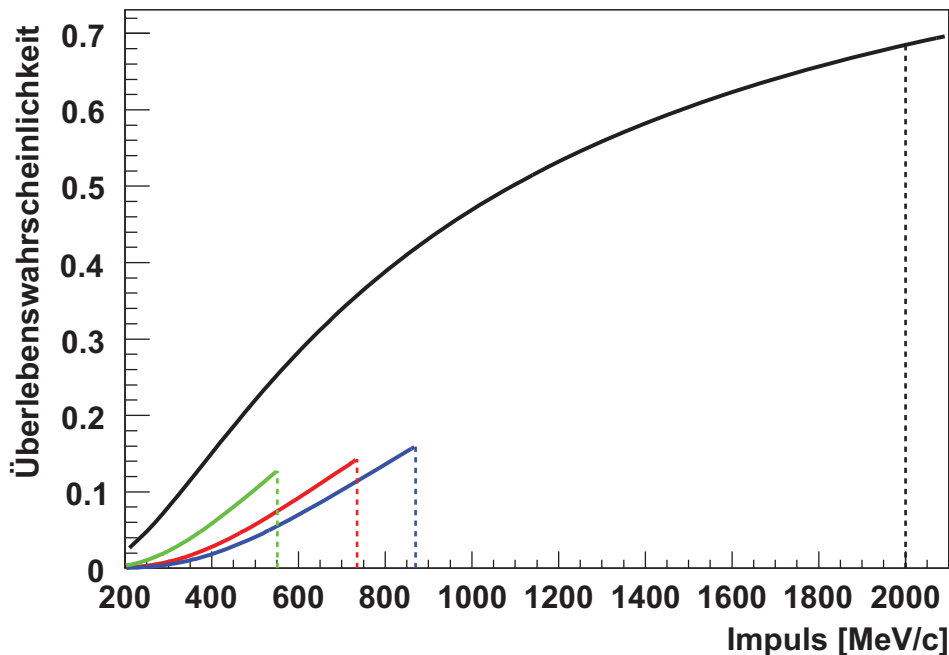
**Tabelle 1.1:** Übersicht über die bisherigen Hyperkern-Elektroproduktion Experimente am Jefferson Lab. Mit Statistik ist die ungefähre Anzahl der nachgewiesenen Einträge im Grundzustand gemeint.

Experiment	Hyperkerne	$\Delta E_{FWHM}$ (MeV)	Statistik	Referenz
E91-016	$^3_{\Lambda}H, ^4_{\Lambda}H$	4	1300, 100	[23]
E89-009	$^7_{\Lambda}He, ^{12}_{\Lambda}B$	0,75	0, 130	[54]
E01-011	$^{12}_{\Lambda}B, ^{28}_{\Lambda}Al$	0,75	650, 235	[28]
E94-107	$^9_{\Lambda}Li, ^{12}_{\Lambda}B$	0,67	300, 435	[37]
	$^{16}_{\Lambda}N$	0,67	150	[21]

### 1.3.2 Elektroproduktion mit KAOS an MAMI

Seit 1992 betreibt die A1 Kollaboration eine Anlage mit drei Magnetspektrometern. Diese sind ringförmig um den Targetplatz angeordnet und deren Winkel kann in bestimmten Grenzen mit einer Genauigkeit von  $0,01^\circ$  eingestellt werden. Die Experimente streuen dann Elektronen an festen, flüssigen und gasförmigen Targets. Die auslaufenden Teilchen können dann koinzident nachgewiesen werden [13]. Eine Übersicht der wichtigsten Parameter, der in der Experimentierhalle befindlichen Magnetspektrometer, befindet sich in der Tabelle 3.3 auf Seite 59 am Ende des Kapitels 3.

Mit der bestehenden Anlage ist es nicht möglich Hyperkerne zu untersuchen. Dies liegt zum einen daran, dass Kaonen nur eine mittlere Lebensdauer von  $1,2385(24) \cdot 10^{-8} \text{ s}$  haben und deshalb bei Impulsen zwischen 300 MeV und 800 MeV größtenteils zerfallen, bevor sie die Detektoren der vorhandenen Spektrometer erreichen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Kaon nicht zerfällt, bevor es alle Detektorebenen durchflogen hat, ist für die einzelnen Spektrometer in Abbildung 1.13 dargestellt. Sie liegt bei den Spektrometern A, B und C bei nur ca. 10%. Im KAOS-Spektrometer werden in diesem Impulsbereich schon ca. 30% erreicht, bei höheren Impulsen sogar bis zu 60%.



**Abbildung 1.13:** Überlebenswahrscheinlichkeit von Kaonen bis zur Detektorebene. Die Wahrscheinlichkeit vor dem Durchfliegen aller Detektoren nicht zu zerfallen ist hier für KAOS in Schwarz, für Spektrometer A in Rot, B in Blau und C in Grün in Abhängigkeit vom Impuls dargestellt. Die vertikalen Linien sind bei den jeweiligen Maximalimpulsen eingezeichnet.

Auch der geringe Winkel zwischen dem Kaon und dem Elektron stellt hier

ein Problem dar. Der minimale Winkel von Spektrometer A beträgt  $18^\circ$  und von Spektrometer B  $7^\circ$ . Somit kommt ein solcher Aufbau nicht in Frage. Die Verschiebung des Targets und der Einbau eines Magnets zur Aufspaltung wäre zwar auch prinzipiell denkbar, es bleibt aber die hohe Zerfallswahrscheinlichkeit. Und mindestens ein weiterer Magnet zusätzlich zum Septummagnet wäre bei solch einem Aufbau zusätzlich vonnöten, um den Primärstrahl wieder auf den Strahlfänger zu lenken.

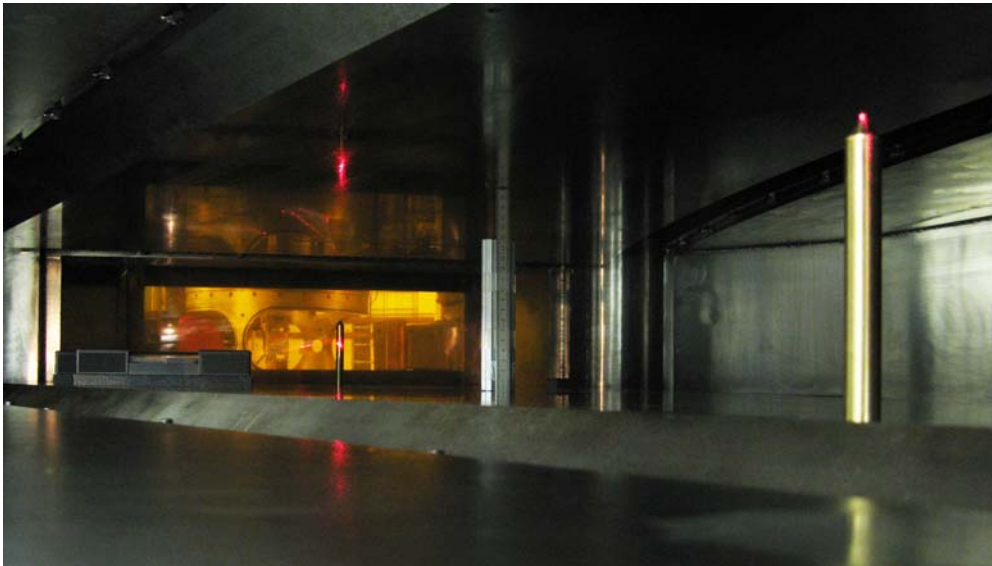
Um dennoch Hyperkernphysik betreiben zu können, wird die Anlage mit dem KAOS Spektrometer erweitert. Es handelt sich auch um ein Magnetspektrometer, das im Vergleich zu den bestehenden aber deutlich kompakter ist<sup>7</sup> und auch als Doppelspektrometer eingesetzt werden kann [47]. Dies bedeutet, dass der Dipol zu beiden Seiten hin geöffnet ist und Teilchen beider Ladungen getrennt werden und gleichzeitig detektiert werden können. Somit ist es möglich, Kaon und Elektron gemeinsam koinzident mit einem Spektrometer nachzuweisen, sodass beliebig kleine Winkel im Akzeptanzbereich liegen. Letzteres ist für die Untersuchung von Hyperkernen wegen der geringen Streuwinkel unverzichtbar. In der Abbildung 1.14 sieht man durch die Vakuumkammer mit Blick auf das Target. Man sieht ebenfalls zwei Justierstifte aus Messing, die von rechts außerhalb des Bildes durch ein Laser angeleuchtet werden. Dieser ist so angebracht, dass er die Zentralbahn und deren Verlängerung in alle Richtungen projiziert. So kann KAOS auf das Target ausgerichtet und der Zentralwinkel bestimmt werden.

Es wurde ein Konzept entwickelt, wie das für die GSI in Darmstadt gebaute KAOS-Spektrometer die A1-Spektrometeranlage in Mainz erweitern kann. Dabei wurde Wert darauf gelegt, dass das neu in der Halle befindliche KAOS-Spektrometer den sonstigen Experimentierbetrieb nur gering stört und die Einsatzfähigkeit der bestehenden drei Magnetspektrometer nicht beeinträchtigt wird. Da der Dipol aus fünf Einzelteilen besteht, ergab sich die Möglichkeit, diesen zu zerlegen und die Teile einzeln nach Mainz zu transportieren und in die Spektrometerhalle zu bringen. Der dort installierte Kran kann mit seiner maximalen Traglast von 63 t den KAOS-Dipol mit seinen über 100 t nicht am Stück heben. Deshalb wurde dieser erst auf dem Hallenboden wieder zusammengesetzt, und zwar auf einer dafür vorgesehenen Verschiebplattform. Dieser Transport nach Mainz fand im Jahr 2003 statt. In der Abbildung 1.15 sieht man ein Jochteil mit angeschraubtem Polschuh bei der Einbringung in die Halle am Kran. Man erkennt gut die gebogene Form des Polschuhs auf der Kaonenseite. Das Spektrometer wurde danach zusammen mit den ebenfalls von der GSI übernommenen Detektoren auf dieser Plattform am Rande der Spektrometerhalle wieder aufgebaut. In der Zeit, in der das KAOS-Spektrometer nicht benötigt wird, befindet es sich in dieser Position, in der es die bestehenden Spektrometer nicht beeinträchtigt. Strom und Kühlwasseranschluss stehen hier ebenso zur Verfügung, damit auch unabhängig vom restlichen Experimentierbetrieb das Spektrometer und die Detektoren getestet und verbessert werden können.

Um die Flexibilität der A1-Spektrometeranlage zu erhalten wird das KAOS-

---

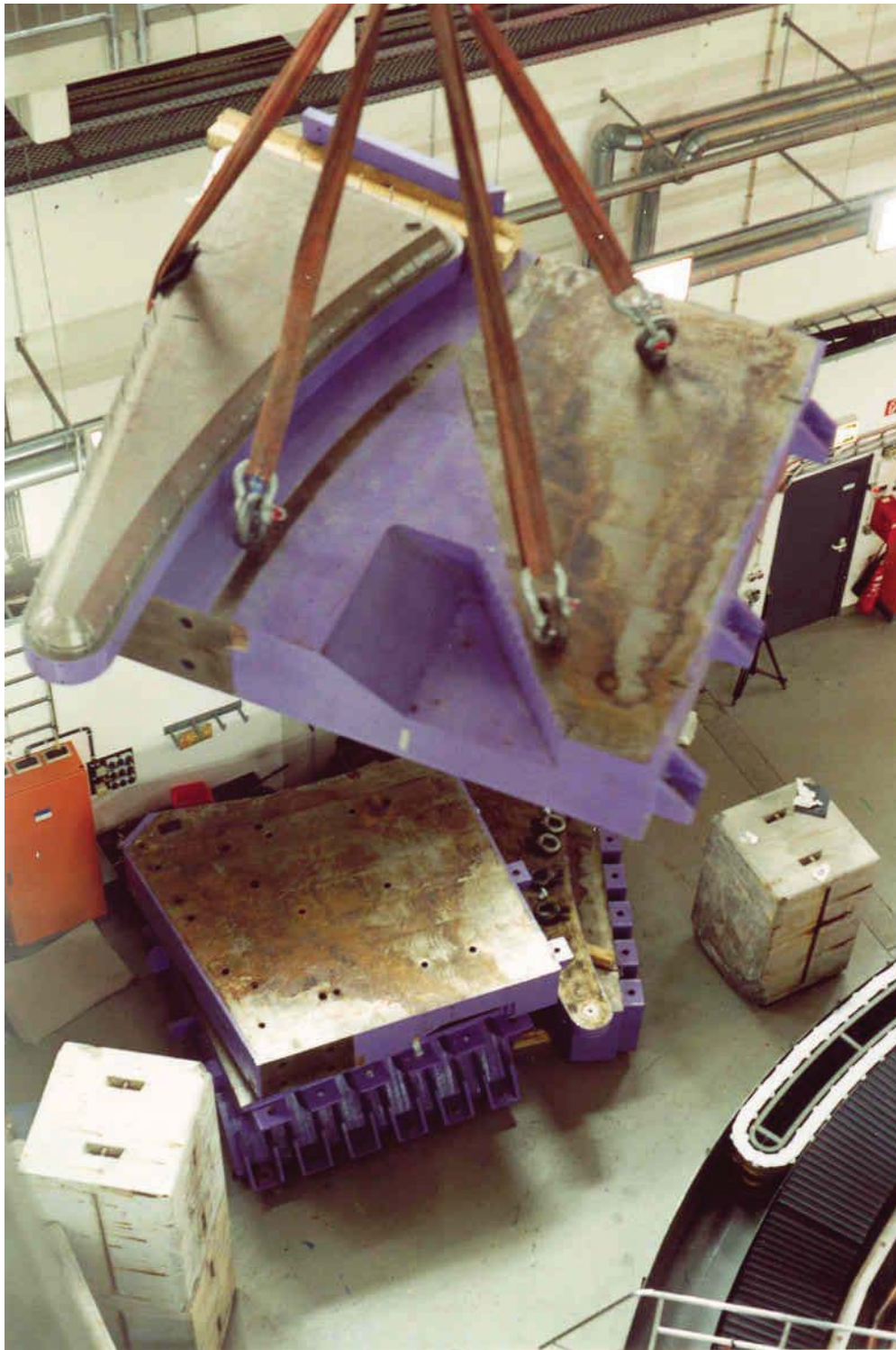
<sup>7</sup>5 m Bahnlänge im Vergleich zu ca. 10 m



**Abbildung 1.14:** Polschuh von KAOS. Geladene Teilchen, die durch die Eintrittsöffnung (gelbe Folie) kommen können zu beiden Seiten hin (nach vorne links und hinten rechts) abgelenkt und nachgewiesen werden. Man sieht zwei Justierstifte aus Messing, die von rechts außerhalb des Bildes durch ein Laser angeleuchtet werden. Dieser ist so angebracht, dass er die Zentralbahn und deren Verlängerung in alle Richtungen projiziert. So kann KAOS auf das Target ausgerichtet und der Zentralwinkel bestimmt werden.

Spektrometer nur bei Bedarf in die Messposition ans Target gefahren. In der Abbildung 1.16 sieht man das Spektrometer auf seiner Plattform in der Messposition. Um einen schnellen Umbau zu ermöglichen wurde ein Transportsystem geplant und aufgebaut, das es gestattet, das Spektrometer innerhalb von zwei Tagen aus der Park- in die Messposition zu bewegen. Hierzu sind unter der Plattform zwei Kufen montiert, die in Transportschienen liegen, deren vorderer Teil auf- und abgebaut werden kann. In den Transportschienen befinden sich Teflon-Kissen, auf denen die Stahlkufen gleiten. Diese sind im Bild rechts unten zu sehen. Die Plattform wird dann von zwei Hydraulikzylindern (diese sind in der Abbildung noch am Ende der Transportschienen zu erkennen) entweder geschoben (Richtung Target) oder gezogen (zur Parkposition). Die Fahrt entlang dieser Schienen dauert nur ca. 15 min.

Die Kabel zur Stromversorgung für KAOS werden über einen 9 m langen, beweglichen Kabelarm von oben herangeführt. Über diesen laufen ebenfalls Signalleitungen in den Netzgeräteraum und in den Messraum. Ebenso enden an der Spitze des Arms vier 8-adrige Netzkabel, deren anderes Ende im Messraum zugänglich sind. Sie dienen dazu, die auf der KAOS-Plattform befindlichen Computer in das A1-Mess- und Steuerungssystem zu integrieren. Ursprünglich war es vorgesehen, sämtliche Kabelverbindungen beim Bewegen der Plattform zu lösen und den Arm getrennt von KAOS zu bewegen. In der Praxis hat sich aber gezeigt, dass der Spielraum der Kabel groß genug ist um den Tragarm



**Abbildung 1.15:** KAOS Jochteil mit Polschuh am Kran bei der Einbringung in die A1-Spektrometerhalle. Man erkennt den nach beiden Seiten offenen Polschuh, der den Einsatz als Doppelspektrometer ermöglicht. Die gekrümmte Seite ist hier so angepasst, dass Kaonen isochron in der Fokalebene abgebildet werden.



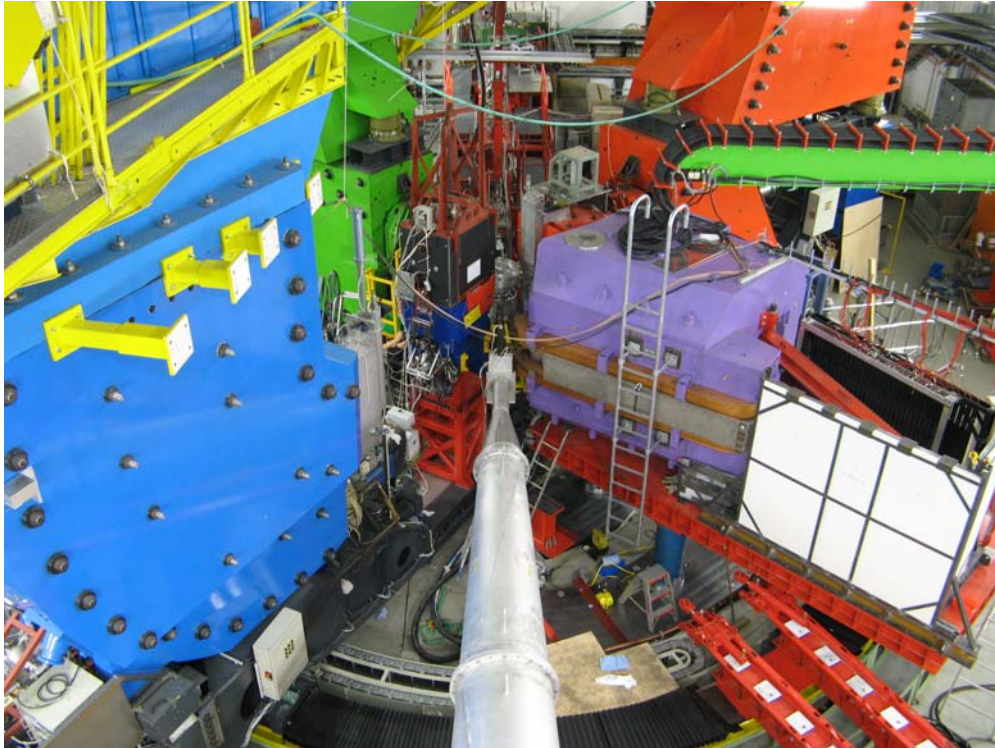
parallel zur Plattform mitbewegen zu können ohne die Verbindungen lösen zu müssen.

Nahe der Targetposition steht das Spektrometer dann auf drei Stahlfüßen, die auf der Unterseite ebenfalls eine Teflonschicht haben, damit sie auf dafür vorgesehenen Stahlplatten verschoben werden können. Bei der Montage war es wichtig die Platten exakt zu nivellieren, damit das Spektrometer nicht von alleine wegrutscht. Die Lage der Platten konnte über drei Schrauben eingestellt werden und wurde mit einer präzisen Wasserwaage kontrolliert. Nach der Justierung wurde der Freiraum zum Boden mit Kunstharz ausgegossen um die Platten zu fixieren. Sobald die Plattform in den Transportschienen ganz nach vorne gefahren wurde, werden die drei Füße montiert und eine darin befindliche Hydraulik hebt sie dann aus den Schienen. Einer davon ist in Blau in der Abbildung 1.16 unter der Plattform zu erkennen. Die Transportschienen müssen dann abmontiert werden, damit man das Spektrometer auf die gewünschte Messposition schieben kann. Es ist möglich, diese in gewissen Grenzen zu variieren. In der im Bild gezeigten Position wird KAOS als Einzelspektrometer unter ca.  $30^\circ$  verwendet. Ergebnisse aus Messungen in dieser Konfiguration sind in Kapitel 7 gezeigt.

Um KAOS als Doppelspektrometer betreiben zu können sind Umbaumaßnahmen an der Strahlführung nötig. In diesem Fall durchläuft der Primärstrahl den Dipol und wird dadurch zwangsläufig abgelenkt. Einen weiteren passenden Strahlfänger aufzubauen ist in der A1-Spektrometerhalle nicht möglich. Deshalb musste nach einer Lösung gesucht werden den Strahl der ungestreuten Elektronen wieder zum bisherigen Strahlfänger zu leiten. Da in der Spektrometerhalle nicht ausreichend Platz für zwei weitere Umlenkdiplane zwischen KAOS und dem Strahlfänger ist, wird die Strahlführung so geändert, dass die Elektronen vor dem Target so umgelenkt werden, dass die nach der weiteren Ablenkung in KAOS doch wieder auf den vorhandenen Strahlfänger treffen. Rechnungen hierzu finden sich im Abschnitt 5.1.

An der GSI wurde bisher nur die linke Seite des Spektrometers verwendet. Dementsprechend waren auch nur für diese Seite Detektoren, bestehend aus zwei Vieldrahtproportionalkammern und zwei Szintillatorwänden, inklusive Elektronik vorhanden. Diese musste in das A1-Datenerfassungssystem und in das Steuerungssystem integriert werden. Die Auslese der Szintillatorwände ist ähnlich zu den bestehenden Spektrometern der A1 Kollaboration realisiert. Die für KAOS nötigen Erweiterungen und Neuerungen sind im Kapitel 6 ab Seite 77 ausführlicher beschrieben. Die Ansteuerung der Auslese der Drahtkammern, vor allem die Ereignissynchronisation, wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [18] neu entwickelt.

Zur besseren Teilchenidentifikation und Untergrundseparation soll die linke Seite noch durch einen Aerogel-Tscherenkov-Vetodetektor ergänzt werden. Ein Prototyp des geplanten Veto-Detektors wurde ebenfalls schon getestet. Auf der rechten Seite wird ein Spurdetektor installiert, der aus mehreren Ebenen Szintillationsfasern besteht, die sich in einer neu gebauten Vakuumkammer befinden. Hiermit beschäftigen sich zur Zeit zwei Doktorarbeiten.



**Abbildung 1.16:** Das KAOS-Spektrometer (Lila) auf seiner Vershubplattform in der Messposition. Dahinter befindet sich in Rot das Spektrometer A. Auf der linken Seite sind im Vordergrund in Hellblau das Spektrometer B und auf dessen Lafette in Dunkelblau das Pionspektrometer zu sehen. Dahinter ist in Grün das Spektrometer C zu erkennen. Rechts unten erkennt man die zwei Transportschienen mit den weißen Teflon-Kissen. Rechts oben ragt in Grün der Kabeltragarm von KAOS ins Bild.



# Kapitel 2

## GEANT4

GEANT (GEometry ANd Tracking) ist ein Softwarepaket zur Simulation der Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen mit Materie. Des Weiteren berechnet es auch den Transport dieser Teilchen durch magnetische und elektrische Felder.

GEANT gibt es seit 1974 und wird seitdem am CERN weiterentwickelt. Bis zur Version 3.21 ist die Software in FORTRAN geschrieben. Da diese Sprache einige Einschränkungen hinsichtlich der Erweiterbarkeit und Flexibilität beinhaltet, wurde ca. 1993 damit begonnen, die am CERN intensiv genutzten Programme in einer modernen Sprache neu zu implementieren. Neben dem ebenfalls in FORTRAN geschriebenen Analyseprogramm PAW, das seinen Nachfolger in ROOT [17] bekam, wurde auch eine neue Version von GEANT, GEANT4 angefangen. Diese Version sollte mit den Vorzügen moderner Computertechnologien ausgestattet sein. Hierzu bildete sich eine große internationale Kollaboration<sup>1</sup>. Eine objektorientierte Implementation in C++ wurde dann 1998 erstmals veröffentlicht<sup>2</sup>. Algorithmen und Formeln zur Beschreibung der Physik wurden teilweise aus GEANT3 übernommen der neue Code ist aber eine vollständig in C++ geschriebene Klassenbibliothek, die dann für die jeweilige Anwendung erweitert werden muss [6].

Neben den vielzähligen Klassen, die die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie beschreiben und simulieren, werden von GEANT4 acht abstrakte<sup>3</sup> Klassen für den Anwender zur Verfügung gestellt, von denen drei zwingend selbst implementiert werden müssen:

`G4VUserDetectorConstruction` definiert das geometrische Aussehen des Detektors. Auch die Materialien und Parameter für die Visualisierung werden hier definiert. Man hat hier die Möglichkeit seine Welt aus einfachen geometri-

---

<sup>1</sup>mehr unter <http://geant4.cern.ch/collaboration/index.shtml>

<sup>2</sup>Auf C++ und die Konzepte der objektorientierten Programmierung kann im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen werden.

<sup>3</sup>Als abstrakte Klasse wird in der objektorientierten Programmierung eine Klasse bezeichnet die zwar einen gewissen Funktionsumfang definiert, diesen aber nicht ausfüllt. Es ist hierbei notwendig von diesen eigene Klassen abzuleiten die dann die gewünschte Funktion implementieren.

schen Objekten wie z.B. Quader, Zylinder, Trapezen usw. zusammenzubauen. Dies bezeichnet man dann als konstruktive Festkörpergeometrie. Auch boolesche Operationen wie Addition und Subtraktion sind mit diesen Körpern möglich. Alternativ kann man die Körper auch durch die sie begrenzenden Flächen definieren. Verschiedene Volumina können ineinander geschachtelt sein. Das oberste Volumen in der Hierarchie wird als „Welt“ bezeichnet.

In `G4VUserPhysicsList` muss man definieren, welche der zahlreichen zur Verfügung stehenden physikalischen Prozesse man für welche Teilchen simulieren möchte. Es ist möglich die Sammlung um eigene zu erweitern. Einige Prozesse werden im Abschnitt 2.1 genauer vorgestellt.

`G4VUserPrimaryGeneratorAction` ist dann für die Erzeugung der primären Teilchen zuständig, die dann simuliert werden. GEANT4 selbst enthält keinen „Eventgenerator“. Man muss selbst vorgeben, welche Teilchen man von wo aus mit welchem Impuls wohin schickt. Es existieren aber Schnittstellen zu externen Generatoren, die dann die von diesen erzeugten „Events“ aus Dateien einlesen. Die von uns geschriebenen Generatoren werden im Abschnitt 2.2 beschrieben.

Des Weiteren gibt es noch fünf weitere Klassen, die nicht zwingend erforderlich sind:

`G4UserEventAction` wird für Aktionen zum Beginn und zum Ende eines Events<sup>4</sup> benötigt. Hierzu zählt z.B. das Löschen von Zählern am Anfang und deren Auswertung am Ende.

Methoden von `G4UserRunAction` werden zum Beginn und am Ende eines jeden Runs<sup>5</sup> aufgerufen. Hier kann man dann z.B. am Ende zusammenfassende Informationen ausgeben.

`G4UserStackingAction` ermöglicht den benutzerspezifischen Zugriff auf Stapel<sup>6</sup> von „Tracks“.

`G4UserTrackingAction` ist der Code der im Zusammenhang mit der Erzeugung und Beendigung von „Tracks“ (engl. für Spur) ausgeführt werden soll. Ein Track ist die Summe aller Schritte (Steps) eines Teilchens von seiner Entstehung bis zu seinem Ende. Die Entstehung kann als Primärteilchen durch den vom Benutzer programmierten Generator erfolgen oder aber das Ergebnis eines physikalischen Prozesses, wie z.B. Bremsstrahlung oder Ionisation, sein. Die Spuren aller Teilchen enden, wenn sie die „Welt“ verlassen. Es kann aber auch vorkommen, dass die Simulation von Teilchen vorzeitig beendet wird, z.B. durch Zerfall oder Vernichtung ( $e^+$ ). Gegebenenfalls kann auch aus dem Benutzercode heraus das Tracking abgebrochen werden.

Die Methoden von `G4UserSteppingAction` werden dann für jeden einzelnen Simulationsschritt aufgerufen. Hier kann man dann ermitteln, wo sich ein Teil-

---

<sup>4</sup>Als Event wird in GEANT die Simulation aller Teilchen bezeichnet, die mit EINEM Aufruf des „PrimaryGenerator“ erzeugt werden.

<sup>5</sup>Als Run wird bei GEANT4 die sequentielle Abarbeitung mehrerer einzelner Ereignisse (=Event) genannt.

<sup>6</sup>Auf Englisch stack. So wird eine Datenstruktur bezeichnet, bei der man nur an das oberste Element kommt. Es existiert nur eine Funktion um ein Element auf den Stapel zu legen und eine weitere, die das zuletzt hinzugefügte wieder zurückgibt und entfernt.

chen gerade befindet und gegebenenfalls einige Parameter zur späteren Analyse abspeichern. In den Methoden der hiervon abgeleiteten Klassen passiert dann die eigentliche „Auswertung“ der Simulation.

Wenn man auch den Transport von Teilchen in Feldern simulieren möchte, muss man noch eine zusätzliche Klasse implementieren, die das/die Feld(er) beschreibt. Die entscheidende Methode dieser Klasse muss dann zu jedem gegebenen Ort den Feldvektor zurückgeben. Daraus berechnet der Transportprozess von GEANT4 dann mit Hilfe einer Runge-Kutta Integration die Bewegung des Teilchens. Hierfür werden auch verschiedene Implementationen angeboten, die je nach Problemstellung und Aussehen des Feldes eine bessere bzw. schnellere Berechnung liefern. Feldkarten für KAOS konnten von der GSI übernommen werden, die diese in einer GEANT3 Simulation verwendeten (siehe 3.2).

## 2.1 Grundprinzip

Um nun die verschiedenen Wechselwirkungen der Teilchen in Materie zu simulieren wird bei GEANT4 abhängig vom Material eine Reichweite für den Schritt bestimmt und dann mit dem diesen bestimmenden Prozess ausgeführt. Die Überlebenswahrscheinlichkeit für eine Strecke  $l$  ist

$$P(l) = e^{-n_\lambda} \quad (2.1)$$

wo

$$n_\lambda = \int_0^l dl/\lambda(l) \quad (2.2)$$

ist.

Wenn man nun  $n_\lambda = r$  setzt, mit  $r$  als gleichverteilte Zufallszahl zwischen 0 und 1, so erhält man für jeden Prozess eine Art „Reichweite“ und die kürzeste wird dann genommen.

Jeder Prozess kann je nach Fragestellung individuell integriert werden [53]. Der einfachste „Prozess“ ist hier der reine Transport, er wird hier genauso wie alle anderen behandelt, nur dass seine Reichweite meist durch die geometrischen Grenzen bestimmt wird<sup>7</sup>. Denn es ist notwendig an den Volumengrenzen eine Schrittgrenze zu machen, da sich dort ja mit dem Material auch sämtliche physikalischen Eigenschaften, und somit die Reichweiten, unstetig ändern. Der Transportprozess ist auch für die korrekte Spurberechnung geladener Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern verantwortlich. Zur Lösung der Bewegungsgleichungen sind mehrere numerische Runge-Kutta Methoden implementiert. Für die KAOS Simulation wird der `G4HelixImplicitEuler` verwendet, der auf homogene Magnetfelder optimiert ist.

Es gibt Prozesse, die einen kontinuierlichen Energieverlust simulieren, im Gegensatz zu diskreten Prozessen. Diese werden in der Simulation für KAOS dazu verwendet um zu entscheiden ob ein Szintillator anspricht indem man die in ihm deponierte Energie auswertet. Da die Prozesse des Energieverlusts für Elektronen, Positronen, Myonen und geladene Hadronen sehr ähnlich sind wird eine einheitliche Beschreibung in GEANT4 verwendet. Wenn der differentielle Wirkungsquerschnitt pro Atom für die Emmission eines Sekundärteilchens mit der kinetischen Energie  $T$  durch ein Primärteilchen mit der Energie  $E$  durch

$$\frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} \quad (2.3)$$

gegeben ist, kann die mittlere Rate des Energieverlusts wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{dE_{soft}(E, T_{cut})}{dx} = n_{at} \cdot \int_0^{T_{cut}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} T dT \quad (2.4)$$

$T_{cut}$  ist hierbei die Produktionsschwelle. Unterhalb dieser werden die Sekundärteilchen nicht simuliert und als kontinuierlicher Energieverlust behandelt. Darüber werden sie explizit erzeugt und auf den Stapel der zu simulierenden Teilchen

---

<sup>7</sup>Man kann hier auch eine maximale Schrittweite vorgeben, die dann kürzer sein kann als es aus geometrischen Gründen nötig wäre.

gelegt, um später abgearbeitet zu werden. Der totale Wirkungsquerschnitt pro Atom für das Herausschlagen eines Sekundärteilchens mit der Energie  $T > T_{cut}$  ist dann

$$\sigma(Z, E, T_{cut}) = \int_{T_{cut}}^{T_{max}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} dT \quad (2.5)$$

wobei  $T_{max}$  die maximal übertragbare Energie ist. Falls es mehrere Prozesse gibt, die zum kontinuierlichen Energieverlust beitragen, muss über diese summiert werden:

$$\frac{dE_{soft}^{tot}(E, T_{cut})}{dx} = \sum_i \frac{dE_{soft,i}^{tot}(E, T_{cut})}{dx} \quad (2.6)$$

All diese Werte werden bei der Initialisierung von GEANT4 in einer Tabelle gespeichert. Aus diesen werden zu diesem Zeitpunkt noch zwei weitere Tabellen mit den Reichweiten und den inversen Reichweiten gefüllt. Sie werden dann während der eigentlichen Simulation benutzt.

Ebenfalls wichtig und in KAOS meist verwendet ist die Kleinwinkelstreuung [50]. Sie hat direkten Einfluss auf die Teilchenbahnen und somit die Genauigkeit der Ortsmessung. GEANT4 simuliert hier nicht jeden einzelnen Stoßprozess sondern verwendet Modellfunktionen um die Orts- und Winkelverteilung zu berechnen. In der Simulation legen die Teilchen in einem Schritt eine geometrische Weglänge  $z$  zurück. Diese ist kürzer als die tatsächliche Weglänge  $t$ , die für die Mehrfachstreuung benötigt wird. Deren Eigenschaften sind durch die mittlere freie Fluglänge  $\lambda_k$  bestimmt. Die  $k$ -te mittlere freie Fluglänge ist definiert als

$$\frac{1}{\lambda_k} = 2\pi n_a \int_{-1}^1 [1 - P_k(\cos \chi)] \frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega} d(\cos \chi) \quad (2.7)$$

wobei  $\frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega}$  der differentielle Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses,  $P_k(\cos \chi)$  das  $k$ -te Legendre-Polynom und  $n_a$  die Anzahl der Atome pro Volumen darstellt. Die meisten simulierten Eigenschaften hängen nur von der ersten und zweiten Ordnung ab. Der Erwartungswert der geometrischen Weglänge  $\langle z \rangle$  hängt nach

$$\langle z \rangle = \lambda_1 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\lambda_1}\right) \right] \quad (2.8)$$

von der echten Weglänge  $t$  ab. Die Transformation zwischen der echten und der geometrischen Weglänge wird Weglängenkorrektur genannt. Sei nach einem Schritt der Länge  $t$  der Streuwinkel  $\theta$ . Dann ist der Erwartungswert von  $\cos \theta$  durch

$$\langle \cos \theta \rangle = \exp\left[-\frac{t}{\lambda_1}\right] \quad (2.9)$$

und die Varianz durch

$$\sigma^2 = \langle \cos^2 \theta \rangle - \langle \cos \theta \rangle^2 = \frac{1 + 2e^{-2\kappa\tau}}{3} - e^{-2\tau} \quad (2.10)$$

gegeben. Hier sind  $\tau = t/\lambda_1$  und  $\kappa = \lambda_1/\lambda_2$ . Die Verschiebung im Ort ist schwieriger zu berechnen. Das Quadrat der Erwartungswert der Ortsverschiebung kann

aber durch

$$\langle x^2 + y^2 \rangle = \frac{4\lambda_1^2}{3} \left[ \tau - \frac{\kappa + 1}{\kappa} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} e^{-\tau} - \frac{1}{\kappa(\kappa - 1)} e^{-\kappa\tau} \right] \quad (2.11)$$

genähert werden. Es wird davon ausgegangen, dass das Teilchen am Anfang parallel zur z-Achse geflogen ist. Die räumliche Korrelation ist dann durch

$$\langle xv_x + yv_y \rangle = \frac{2\lambda_1}{3} \left[ 1 - \frac{\kappa}{\kappa - 1} e^{-\tau} + \frac{1}{\kappa - 1} e^{-\kappa\tau} \right] \quad (2.12)$$

gegeben, wobei hier  $v_x$  und  $v_y$  hier die x und y Komponenten des Einheitsvektors der Bewegungsrichtung sind. Da  $\kappa$  nur schwach variiert, wird in der Simulation ein konstanter Wert von 2,5 verwendet. Um die Winkelverteilung zu simulieren wird die Größe  $u = \cos \theta$  mit Hilfe einer Funktion  $g(u)$  gewürfelt. Sie ist gegeben durch

$$g(u) = q[pg_1(u) + (1 - p)g_2(u)] + (1 - q)g_3(u) \quad (2.13)$$

wobei  $0 \leq p, q \leq 1$ , und die  $g_i$  sind einfache Funktionen von  $u = \cos \theta$ , die im Bereich von -1 bis 1 normalisiert sind. Die  $g_i$  sind gegeben durch

$$g_1(u) = C_1 e^{-a(1-u)} \quad -1 \leq u_0 \leq u \leq 1 \quad (2.14)$$

$$g_2(u) = C_2 \frac{1}{(b-u)^d} \quad -1 \leq u \leq u_0 \leq 1 \quad (2.15)$$

$$g_3(u) = C_3 \quad -1 \leq u \leq 1 \quad (2.16)$$

wobei  $a > 0$ ,  $b > 0$ ,  $d > 0$  und  $u_0$  Modellparameter und die  $C_i$  Normalisationskonstanten sind.

Die Simulation von Bremsstrahlung ist im Zusammenhang mit der Strahlenbelastung in der Spektrometerhalle und für andere Untergrundbetrachtungen wichtig. Der niederenergetische Anteil unterhalb einer bestimmten Energie  $k_c$  trägt zum oben beschriebenen kontinuierlichen Energieverlust bei. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Photons mit einer Energie größer als  $k_c$  ist dann durch

$$\sigma_{brems}(Z, T, k_c) = \int_{k_c}^T \frac{d\sigma(Z, T, k)}{dk} dk \quad (2.17)$$

gegeben und wurde mit Hilfe der EEDL (Evaluated Electrons Data Library) Daten wie folgt parametrisiert:

$$\sigma_{brems}(Z, T, k_c) = Z(Z + \xi_\sigma)(1 - c_{sigh} Z^{1/4}) \left[ \frac{T}{k_c} \right]^\alpha \frac{f_s}{N_A} \quad (2.18)$$

$f_s$  ist ein Polynom in  $x = \lg(T)$  mit Z-abhängigen Koeffizienten falls  $x < x_l$  und  $f_s = 1$  falls  $x \geq x_l$ .  $\xi_\sigma$ ,  $c_{sigh}$  und  $\alpha$  sind Konstanten,  $N_A$  ist die Avogadrozahl.

Auch Paarbildung wird von GEANT4 simuliert. Sie führt unter anderem zu  $e^+$  Untergrund Im Kaonendetektor. Der Wirkungsquerschnitt ist durch

$$\sigma(Z, E_\gamma) = Z(Z + 1) \left[ F_1(X) + F_2(x)Z + \frac{F_3(x)}{Z} \right] \quad (2.19)$$

parametrisiert, wobei  $X = \ln(E_\gamma/m_e c^2)$ . Die Funktionen  $F_n$  sind durch

$$F_1(X) = a_0 + a_1 X + a_2 X^2 + a_3 X^3 + a_4 X^4 + a_5 X^5 \quad (2.20)$$

$$F_2(X) = b_0 + b_1 X + b_2 X^2 + b_3 X^3 + b_4 X^4 + b_5 X^5 \quad (2.21)$$

$$F_3(X) = c_0 + c_1 X + c_2 X^2 + c_3 X^3 + c_4 X^4 + c_5 X^5 \quad (2.22)$$

gegeben. Die Parameter  $a_i, b_i, c_i$  wurden durch einen Fit an experimentelle Daten bestimmt. Sie ist für  $1 \leq Z \leq 100$  und  $1,5 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 100 \text{ GeV}$  gültig. Als mittlere freie Weglänge ergibt sich dann

$$\lambda(E_\gamma) = \left( \sum_i n_{ati} \cdot \sigma(Z_i, E_\gamma) \right)^{-1} \quad (2.23)$$

wobei  $n_{ati}$  die Anzahl der Atome pro Volumen des  $i$ -ten Elements im gegebenen Material ist.

Aus der Impulserhaltung folgt, dass der Impuls des Gammas, des Elektrons und des Positrons in einer Ebene liegen müssen.

Entscheidend für die Schrittlänge sind die Eigenschaften des Materials, in dem sich das Teilchen gerade befindet. Dies kann auf unterschiedlichen Ebenen definiert werden. Grundbaustein hier ist das Isotop, repräsentiert durch die Klasse `G4Isotope`. Es wird eindeutig durch einen Namen, die Kernladungszahl und die Nukleonenzahl definiert. Optional kann auch noch die Molmasse angegeben werden. Das nächst größere ist dann das Element (`G4Element`). Es kann aus verschiedenen Isotopen zusammengesetzt sein oder direkt über die Kernladungszahl und eine effektive Molmasse definiert werden. Zusätzlich zum Namen wird auch noch das chemische Symbol gespeichert. Aus mehreren Elementen kann man dann schließlich ein Material zusammensetzen. Es wird durch seinen Namen, seinen Aggregatzustand, seine Temperatur und seinen Druck beschrieben. Sonst kann man entweder direkt Kernladungszahl und Molmasse angeben oder es aus Elementen oder anderen Materialien anteilig zusammenbauen. Ein „reines“ Vakuum ist in GEANT4 nicht vorgesehen, es kann durch ein Gas sehr geringer Dichte angenähert werden. Für eine realistische Simulation spricht aber nichts dagegen Luft mit den erreichbar niedrigen Dichten zu verwenden.

Nachdem ein Schritt mit zugehörigem Prozess simuliert wurde, wird die registrierte `G4UserSteppingAction` mit diesem Schritt als Parameter aufgerufen. Ein Schritt enthält dann Informationen über den Ort (Beginn und Ende), die Schrittlänge, den Energieverlust und den Prozess, der diesen Schritt verursacht hat. Auch die beteiligten Volumina werden übergeben. So kann man z.B. feststellen, ob ein bestimmter Detektor getroffen wird und dann, abhängig von der gerade zu untersuchenden Fragestellung, die entsprechenden Statistiken selbst füllen.

## 2.2 Teilchengeneratoren

Kern der Simulation von KAOS mit GEANT4 ist die Spurverfolgung durch das Dipolfeld von KAOS, das durch eine Feldkarte repräsentiert wird und die anschließende Energiedeposition in den Detektoren. Neben der Definition der Geometrien ist ein wichtiger Bestandteil der Simulation die Erzeugung der Primärteilchen. Pro Ereignis wird von GEANT4 einmal die Methode `GeneratePrimaries` der von `G4VUserPrimaryGeneratorAction` abgeleiteten Klasse aufgerufen. Es ist dann dem Anwendungsprogrammierer überlassen hier alle nötigen Primärteilchen zu definieren.

In Abhängigkeit der zu untersuchenden Fragestellung ist es sinnvoll, sich seine Primärteilchen unterschiedlich zu erzeugen. Hierbei kann man die Methoden grob in zwei Kategorien aufteilen. Zum einen haben wir physikalische Generatoren implementiert, die aus Target und Einschussenergie unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung physikalisch korrekte Ereignisse mit akkuraten Winkelverteilungen liefern, die dann gegebenenfalls auch noch mit ihrem theoretischen Wirkungsquerschnitt gewichtet werden können. Zum anderen wurden für die KAOS Simulation Generatoren geschrieben, die Teilchen „einfach so“ erzeugen, z.B. um möglichst effizient Fokalebenepunkte, Akzeptanzen oder Detektoreffizienzen zu bestimmen. Des Weiteren wird vor der eigentlichen Spurverfolgung der Teilchen in bestimmten Fällen noch überprüft, ob die generierten Impulse auch in Richtung des Spektrometers zeigen, um die Simulation zu beschleunigen oder künstliche Winkelschnitte einzubauen.

### 2.2.1 Physikalische Generatoren

Die physikalischen Generatoren versuchen möglichst realistische Ereignisse zu erzeugen. Es gibt einen Dreiteilchen- und einen N-Teilchen Generator.

Der Dreiteilchengenerator erzeugt Events der Art

$$P_a + P_b \rightarrow P_1 + P_2 + P_3 \quad (2.24)$$

Mit  $P_a$  und  $P_b$  werden hier das einlaufende Teilchen und das Target bezeichnet, mit  $P_{1,2,3}$  die auslaufenden Teilchen.  $P_a$  ist in unserem Fall fest ein Elektron, bei dem nur die Energie variiert werden kann.  $P_b$  wird dann als Target in Ruhe angenommen. Daraus bestimmt sich die invariante Masse  $M$  des Gesamtsystems und dessen Viererimpuls  $P$ . Solch eine Reaktion hat fünf Freiheitsgrade, die es in der Monte-Carlo-Simulation zu ermitteln gilt. Wir würfeln zwei der drei invarianten Zweikörpermassen  $m_{ij}^2 = p_{ij}^2$ <sup>8</sup> und drei Winkel. Die Massen  $m_{12}^2$  und  $m_{23}^2$  werden gleichverteilt in den kinematischen Grenzen

$$(m_i + m_j)^2 < m_{ij}^2 < (M - m_k)^2 \quad (2.25)$$

---

<sup>8</sup> $p_{ij} = p_i + p_j$

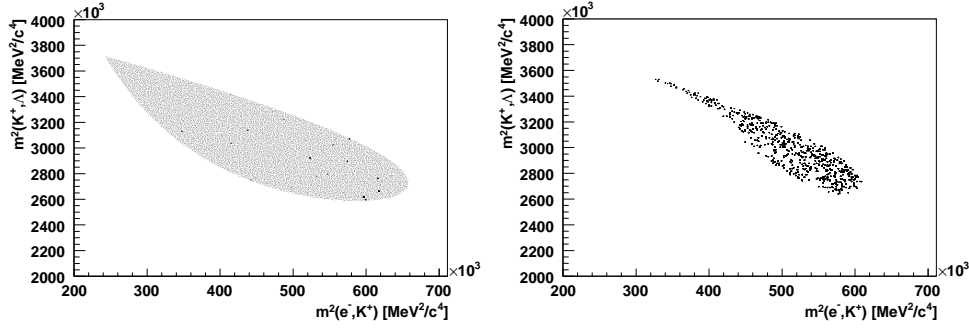


gewürfelt.  $m_i$  und  $m_j$  sind hier die Ruhemassen. Eine mögliche Verteilung ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die dritte Masse bestimmt sich dann aus der Viererimpulserhaltung

$$m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{23}^2 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 \quad (2.26)$$

zu

$$m_{13}^2 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 - m_{12}^2 - m_{23}^2 \quad (2.27)$$



**Abbildung 2.1:** Verteilung der gewürfelten Zweikörpermassen  $m_{12}$  und  $m_{23}$ . Links sieht man die vom Generator erzeugte Verteilung, rechts die in den Detektoren in Koinzidenz nachgewiesenen. Simuliert wurde KAOS unter  $31,5^\circ$  und Spektrometer B unter  $15,5^\circ$

Dies bestimmt zwei der fünf Freiheitsgrade der Dreikörperstreuung. Die Energien der drei Teilchen im Ruhesystem von  $M$  ergeben sich dann aus

$$m_{ij}^2 = (P - p_k)^2 = M^2 + m_k^2 - 2ME_k \quad (2.28)$$

Im Ruhesystem liegen die Impulse der drei Teilchen in einer Ebene und die relativen Winkel zueinander sind durch die Energien bestimmt. Dann wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit der Impuls des 2. Teilchens in die  $X$ -Richtung gelegt und die Impulsvektoren der beiden anderen so bestimmt, dass die Streuebene in der  $XY$ -Ebene liegt. Um eine isotrope Symmetrie zu erzeugen werden die Vektoren dann noch um drei gewürfelte Eulerwinkel gedreht, welche die verbleibenden drei Freiheitsgrade bestimmen.

Zur Beschleunigung der Simulation kann man auf das Würfeln von zwei der drei Winkel verzichten, wenn man fordert, dass das auslaufende Elektron zentral in ein anderes Spektrometer läuft. Dies verhindert, dass man nicht detektierbare Ereignisse erzeugt, die nicht koinzident nachgewiesen werden können.

Der Generator für  $n$ -Teilchen, ist in der Lage die Teilchen für Reaktionen des Typs

$$P_a + P_b \rightarrow P_1 + \dots + P_n \quad (2.29)$$

zu erzeugen. Dieser ist auch in der Lage Vernichtungsreaktionen korrekt zu berechnen. Hierbei wird der Vierervektor eines Teilchens ausgewürfelt und vom

Gesamtsystem abgezogen um daraus das Restsystem aus  $n-1$  Teilchen zu erhalten. Dies wird solange gemacht, bis am Ende nur noch zwei Teilchen übrig sind, deren Kinematik sich im Schwerpunktsystem direkt ergibt.

Nachdem diese Generatoren die Vierervektoren im Schwerpunktsystem erzeugt haben müssen diese, bevor sie an sie Spurverfolgung übergeben werden können, noch ins Laborsystem geboostet werden.

Um eine Zählratenabschätzung vornehmen zu können muss pro Ereignis noch der Wirkungsquerschnitt abgeschätzt werden. Hierzu wird KMAID verwendet, das im Jahre 2000 von T. Mart basierend auf MAID entwickelt wurde [12]. Der hieraus erhaltene fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt wird dann noch mit dem virtuellen Fluss  $\Gamma$  (Formel 1.1) multipliziert.

Falls die Simulation feststellt, dass das Endprodukt ein Hyperkern ist, z.B. ein selbstdefiniertes  $\Lambda$ , wird das Gewicht noch mit der Einfangwahrscheinlichkeit multipliziert. Um diese abschätzen zu können muss man einige Modellannahmen machen. Unter Berücksichtigung der 3er-Impulserhaltung kann der übertragene Impuls als Differenz zwischen dem  $\Lambda$  und dem Restkernimpuls  $\vec{p}_{A-1}$  geschrieben werden. Er ist auch eine Funktion des angenommenen Protons  $\vec{k}$  und dem Rückstoßimpuls des Hyperkerns  $\vec{p}_Y$ :

$$q(k) \equiv |\vec{p}_\Lambda \vec{p}_{A-1}| = |\vec{p}_Y + 2\vec{k}| \quad (2.30)$$

Des weiteren wurde angenommen, dass der Impuls des angenommenen Protons durch eine Fermigasverteilung beschrieben werden kann:

$$F = 2\pi \int_0^\infty n(k) k^2 dk \quad (2.31)$$

wobei  $n(k)$  als Gaußverteilung angenommen wurde:

$$n(k) = (2^{-4} k_F \sqrt{\pi})^{-3} \exp - \frac{\sqrt{2} k^2}{k_F^2} \quad (2.32)$$

### 2.2.2 Abtast-Generatoren

Diese Generatoren erzeugen keine physikalisch konsistenten Ereignisse. Je nach Fragestellung werden sogar nur einzelne Teilchensorten erzeugt.

Zur schnellen Berechnung der Fokalebene werden nacheinander drei Teilchen mit unterschiedlichem Winkel losgeschickt. Um zu entscheiden in welche Richtung die Winkelabweichung gehen soll, wird der Modulo<sup>9</sup> der Eventnummer verwendet. Je nachdem, ob dieser 0, 1 oder 2 ist wird das Teilchen auf, links oder rechts neben der Zentralbahn generiert.

Um die Felder in der Schikane (siehe 5.1) und den dann entstehenden Untergrund bestimmen zu können, werden nur Elektronen mit der Maximalenergie

---

<sup>9</sup>Rest der Ganzzahldivision

erzeugt, diese allerdings einige Meter vor dem Target, sodass die Strahlführung durch zwei weitere Magnete simuliert werden konnte.

Zur effizienten Untersuchung des Untergrunds in den Kaon-Detektoren durch Positronen existiert auch noch ein Generator, der diese nach einer physikalischen Verteilung erzeugt. Die Positronen entstehen durch  $e^+/e^-$  Paarbildung aus Bremsstrahlungsphotonen. Dazu wird zuerst ein Photon nach einer realistischen Verteilung erzeugt. Der Code hierzu wurde aus der GEANT4-Klasse `G4eBremsstrahlungModel` entnommen und leicht modifiziert. Daraus wird dann das Positron der Paarbildung nach dem Modell des Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitts berechnet. Hierzu wurden Teile aus `G4BetheHeitlerModel` verwendet.

Zur Bestimmung der Rückrechnungsfunktionen (siehe Abschnitt 3.5) wird immer ein Teilchen in einem Winkel- und Impulsraaster losgeschickt. Der Impulsbereich und der Bereich der X und Y Winkel werden für die beiden Seiten von KAOS getrennt anhand des eingestellten Feldes festgelegt, da sie deutlich unterschiedlich sind. Wie auch bei der Fokalebene, allerdings etwas komplizierter, wird auch hier aus der Eventnummer mit Hilfe der Modulo-Funktion berechnet, wohin genau das Teilchen geschossen werden soll. Wenn man z.B. E verschiedene Energien, X verschiedene horizontale und Y vertikale Winkel abtasten will, so ergibt sich die Eventnummer aus

$$Eventnummer = E_{nr} + E \cdot X_{nr} + E \cdot X \cdot Y_{nr} \quad (2.33)$$

wobei  $E_{nr} \in \mathbb{N}[0, E - 1]$ ,  $X_{nr} \in \mathbb{N}[0, X - 1]$  und  $Y_{nr} \in \mathbb{N}[0, Y - 1]$ . Umgekehrt kann man also  $E_{nr}$ ,  $X_{nr}$  und  $Y_{nr}$  aus der Eventnummer bestimmen:

$$X_{nr} = (Eventnummer / {}^{10}E) \text{ modulo } X \quad (2.34)$$

Zum schnellen Abtasten der Akzeptanzen gibt es noch einen Generator der ähnlich zu dem der Rückrechnung funktioniert. Dieser erzeugt aber immer zwei Teilchen pro Event, meist ein Elektron und ein  $K^+$ . Hierbei kann man zum einen wählen, ob die Winkel in X/Y oder  $\theta / \phi$ <sup>11</sup> gleichverteilt sein sollen. Je nach dem erhält man eine andere Normierung der Akzeptanz. Bei diesem Generator kann man zusätzlich noch einstellen, ob der Bereich in äquidistanten Schritten abgetastet werden soll oder ob gleichverteilt gewürfelt wird. Dies gibt natürlich keine physikalisch korrekten Verteilungen, ist aber der effizienteste Weg um z.B. die Winkel und Impulsakzeptanzen zu ermitteln, da es hier nur auf die Grenzen ankommt.

---

<sup>10</sup>Hier wird Ganzzahldivision verwendet.

<sup>11</sup>X bzw Y bezeichnen den Winkel horizontal bzw. vertikal zur Strahlachse (Z).  $\theta$  und  $\phi$  geben den Streuwinkel zur Strahlachse und die Rotation um diese an.



## Kapitel 3

# Abbildungseigenschaften von KAOS

KAOS ist ein Doppel-Magnetspektrometer. Magnetspektrometer „sortieren“ geladene Teilchen nach unterschiedlichen Impulsen aufgrund der Lorentzkraft. Für ein Teilchen mit der Masse  $m$ , der Ladung  $q$  und dem Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  gilt in einem Magnetfeld der Induktion  $\vec{B}$  folgende Bewegungsgleichung für den Impuls  $\vec{p}$ :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.1)$$

In einem homogenen statischen Feld ergibt sich eine Zentripetalbeschleunigung senkrecht zu den Feldlinien:

$$\frac{mv^2}{\rho} = q \cdot |v| \cdot |B| \quad (3.2)$$

wobei hier  $\rho$  der Radius der Kreisbahn ist, auf dem sich das Teilchen bewegt. Wenn man nun mit ortsauflösenden Detektoren hinter einem Dipol die Spur eines geladenen Teilchens misst kann daraus der Radius ermittelt werden und man kann dann den Impuls bestimmen, den das Teilchen hat:

$$|p| = q \cdot |B| \cdot \rho \quad (3.3)$$

Als Doppelspektrometer ermöglicht es die Messung von Impulsen von positiven **und** negativen Teilchen gleichzeitig. Die Form des Dipols wurde auf der linken Seite durch eine geeignete Krümmung so angepasst, dass bei entsprechender Polung positive Kaonen alle **zur gleichen Zeit** in der Fokalebene ankommen. Dies ermöglicht eine einfache Teilchenidentifikation über die Flugzeit. Diese Seite wird im Weiteren Kaonenseite genannt. Die andere Seite ist eine einfache gerade Kante, die zur Eintrittskante einen Winkel von  $71^\circ$  bildet. Da bei den Hyperkernexperimenten geplant ist hier Elektronen nachzuweisen, wird sie im Folgenden Elektronenseite genannt.

### 3.1 Konventionen bei den Rechnungen zur Magnetoptik

Um ein Magnetspektrometer betreiben zu können muss man dessen Abbildungseigenschaften kennen. Hierbei muss man wissen, wie sich Koordinaten vor dem Spektrometer, d.h. am Target in Koordinaten hinter dem Spektrometer transformieren. Eine ausführliche Erklärung findet sich in [16]. Zuerst stellt sich hier die Frage nach einem geeigneten Koordinatensystem. Eine gute Wahl ist hier ein rechtshändiges gekrümmtes System mit den Variablen  $t$  tangential entlang der Trajektorie,  $x$  senkrecht dazu in der magnetischen Mittenebene und  $y$  senkrecht zu dieser. Zur Vereinfachung der Rechnungen wird von einer Symmetrie um die Mittenebene ausgegangen in der ein skalares magnetischen Potential  $\varphi$  eine ungerade Funktion in der Koordinate  $y$  ist:  $\varphi(x, y, t) = -\varphi(x, -y, t)$ . Dies ist äquivalent zu folgenden Feldeigenschaften:

$$B_x(x, y, t) = -B_x(x, -y, t) \quad (3.4)$$

$$B_y(x, y, t) = B_y(x, -y, t) \quad (3.5)$$

$$B_z(x, y, t) = -B_z(x, -y, t) \quad (3.6)$$

Hieraus folgt für die Mittenebene direkt, dass  $B_x = B_z = 0$ . Dies bedeutet, dass  $\vec{B}$  dort immer senkrecht auf dieser steht und ein Teilchen, dessen Spur am Anfang in der Mittenebene liegt, diese nie verlässt.

Um nun eine beliebige Spur beschreiben zu können wird diese mit sechs Koordinaten entlang der Zentralbahn charakterisiert. Diese sind dann  $\mathbf{x}(t)$  und  $\mathbf{y}(t)$ , die Ortsablage in der Mittenebene und senkrecht dazu. Dazu kommen dann die jeweiligen Winkelkoordinaten  $\theta = \frac{dx}{dt}$  und  $\varphi = \frac{dy}{dt}$ <sup>1</sup>. Zusätzlich werden noch  $l$ , die Pfadlängendifferenz zur Zentralbahn und  $\delta$ , die Impulsdifferenz, verwendet. Zur Lösung der Bewegungsgleichungen kann man diese in Potenzen von  $x$ ,  $y$ ,  $\theta$  und  $\varphi$  entwickeln. Man entwickelt hierbei die Trajektorie um die Referenzbahn in Abhängigkeit von den Targetkoordinaten<sup>2</sup>  $(x_0, \theta_0, y_0, \varphi_0, \delta_0)$ :

$$x(t) = \sum_{i,j,k,l,m} \langle x | x_0^i \theta_0^j y_0^k \varphi_0^l \delta_0^m \rangle x_0^i \theta_0^j y_0^k \varphi_0^l \delta_0^m \quad (3.7)$$

$$\theta(t) = \sum_{i,j,k,l,m} \langle \theta | x_0^i \theta_0^j y_0^k \varphi_0^l \delta_0^m \rangle x_0^i \theta_0^j y_0^k \varphi_0^l \delta_0^m \quad (3.8)$$

$$y(t) = \sum_{i,j,k,l,m} \langle y | x_0^i \theta_0^j y_0^k \varphi_0^l \delta_0^m \rangle x_0^i \theta_0^j y_0^k \varphi_0^l \delta_0^m \quad (3.9)$$

$$\varphi(t) = \sum_{i,j,k,l,m} \langle \varphi | x_0^i \theta_0^j y_0^k \varphi_0^l \delta_0^m \rangle x_0^i \theta_0^j y_0^k \varphi_0^l \delta_0^m \quad (3.10)$$

<sup>1</sup>in der Näherung  $\tan \alpha = \alpha$

<sup>2</sup>Bei einem Detektor ist das Target **vor** dem Magneten. Es sind die physikalisch relevanten Parameter der im Experiment zu untersuchenden Reaktion.  $l_0$  ist hier per Definition 0.

Für die bei Magnetspektrometern verwendeten statischen Felder mit Mittensymmetrie lässt sich dann die Abbildung in erster Ordnung in folgender Matrixform schreiben:

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ \theta(t) \\ y(t) \\ \varphi(t) \\ l(t) \\ \delta(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 0 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \varphi_0 \\ l_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Die Tatsache, dass die Elemente  $R_{13} = R_{14} = R_{23} = R_{24} = R_{31} = R_{32} = R_{41} = R_{42} = R_{36} = R_{46} = 0$  sind ist eine Konsequenz aus der Symmetrie der Mittenebene.

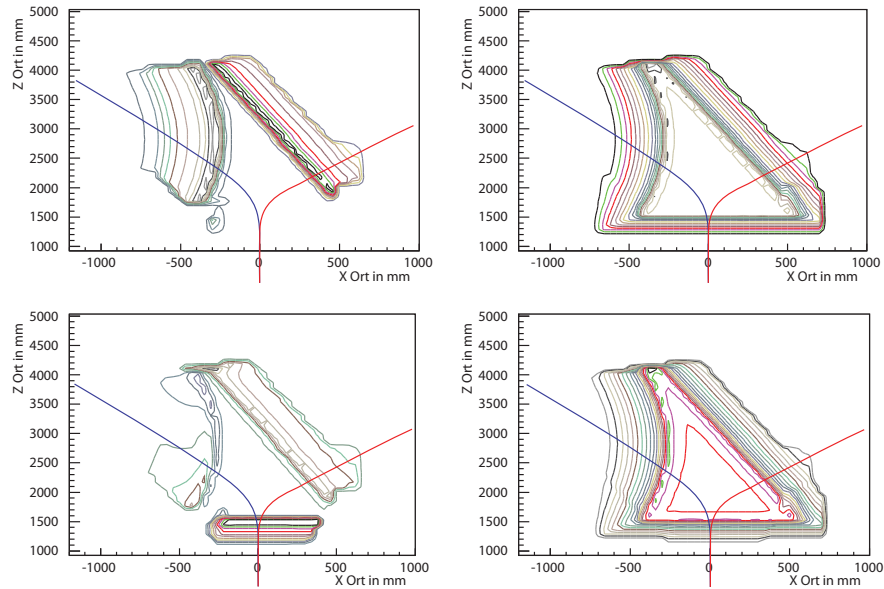
Eine Punkt-zu-Punkt Abbildung erster Ordnung hat man dann, wenn  $x(t)$  nicht vom anfänglichen Winkel  $\theta_0$  abhängt. Dies ist dann der Fall, wenn  $R_{12} = 0$  ist. Gleiches gilt für  $y$ . Parallel-zu-Punkt Abbildung erhält man, wenn  $x(t)$  nicht vom anfänglichen  $x_0$  abhängt, bzw. wenn  $R_{11} = 0$  ist.

Bei einem „einfachen“ Dipol ist hier besonders die sog. Fokalebene interessant, da sich hier Teilchenbahnen, die mit gleichem Impuls, aber unterschiedlichem Winkel in das Spektrometer einfliegen, wieder treffen. Somit ist allein der Ort entlang dieser Fokalfläche schon ein gutes Maß für den Impuls.

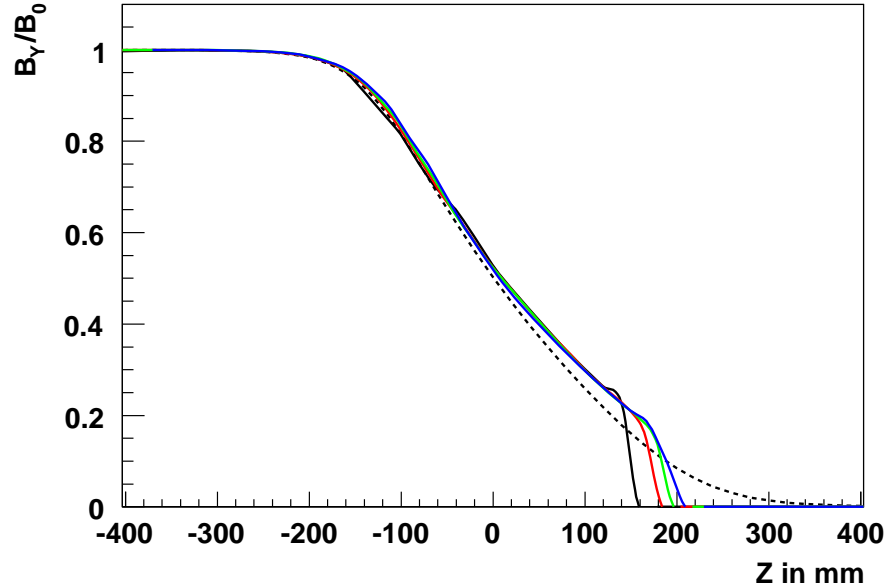
## 3.2 Feldkarten

Zur Untersuchung der Abbildungseigenschaften standen eine gerechnete und eine gemessene Feldkarte zur Verfügung. Beide Karten decken das Feld in einem dreidimensionalen Raster von 2cm ab. Ein Algorithmus zur linearen Interpolation konnte ebenfalls von der GSI übernommen werden. Er ist in FORTRAN implementiert und konnte in C++ übersetzt und in die Simulation integriert werden. Ein Schnitt in der Ablenkebene von KAOS ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Feldkarte für KAOS wurde nur zur Hälfte berechnet und erfüllt somit die Anforderungen an die in Abschnitt 3.1 erwähnte Symmetrie um die Mittenebene exakt. Die gemessene Feldkarte erfüllt diese Symmetrie nicht.

Falls die lineare Interpolation verwendet wird, ist das so entstehende Feld dann allerdings nicht stetig differenzierbar, was bei der Bahnverfolgung zu numerischen Problemen führt. Besonders bei der genauen Untersuchung der Dispersion stellte sich heraus, dass es beim Transport zu Unstetigkeiten kommt. Um diese zu minimieren, wurde deshalb eine Interpolation mit Splines implementiert, die die simulierten Abbildungseigenschaften verbessert haben. Aufgrund der in GEANT4 verwendeten Numerik ist die Abbildung dann aber immer noch nicht stetig. Die Größe der „Sprünge“ musste auf ein tolerierbares Maß reduziert werden, um verlässliche Aussagen über die mögliche Auflösung und Rückrechnung machen zu können. Es stehen verschiedene Algorithmen zur Bahnbestimmung zur Verfügung. Bei einer geeigneten Wahl ist es möglich die numerischen



**Abbildung 3.1:** Schnitt durch die gemessene Feldkarte in X-Z-Ebene 9 cm unterhalb der Mittenebene. Links oben sieht man die X-Komponente, rechts oben die Y-Komponente, links unten die Z-Komponente und rechts unten den Feldbetrag. In Blau ist die mögliche Spur eines positiven Teilchens, in Rot die für ein negatives eingezeichnet. Hierbei ist das Feld „positiv“ gepolt ist, sodass die Feldlinien von oben nach unten verlaufen.



**Abbildung 3.2:** Gemessene Feldstärke senkrecht zur Feldkante. Die gestrichelte Linie ist am Eintritt, die ungestrichelten wurden an verschiedenen Positionen entlang der Austrittskante bestimmt.  $Z=0$  wurde so gewählt, dass hier das Feld auf die Hälfte seines Sollwertes abgefallen ist.



Schwankungen zu minimieren, was aber zu Kosten der Rechenzeit geht. Deshalb ist es sinnvoll die Genauigkeit der Problemstellung anzupassen.

Die gemessene Feldkarte hat gegenüber der gerechneten ihre Vor- und Nachteile. Als Vorteil kann man sicher anführen, dass sie die Realität besser abbildet. Dies gilt aber nur im der Messung zugänglichen Bereich. Werte ober- und unterhalb der Polschuhkante existieren leider nicht. Dies bedeutet, dass direkt an den Polschuhkanten das Randfeld oberhalb bzw. unterhalb dieser Kanten fehlt und so die Teilchenbahnen nicht korrekt bestimmt werden können. Vor allem (De-)fokussierungseffekte werden dann nicht mehr korrekt simuliert.

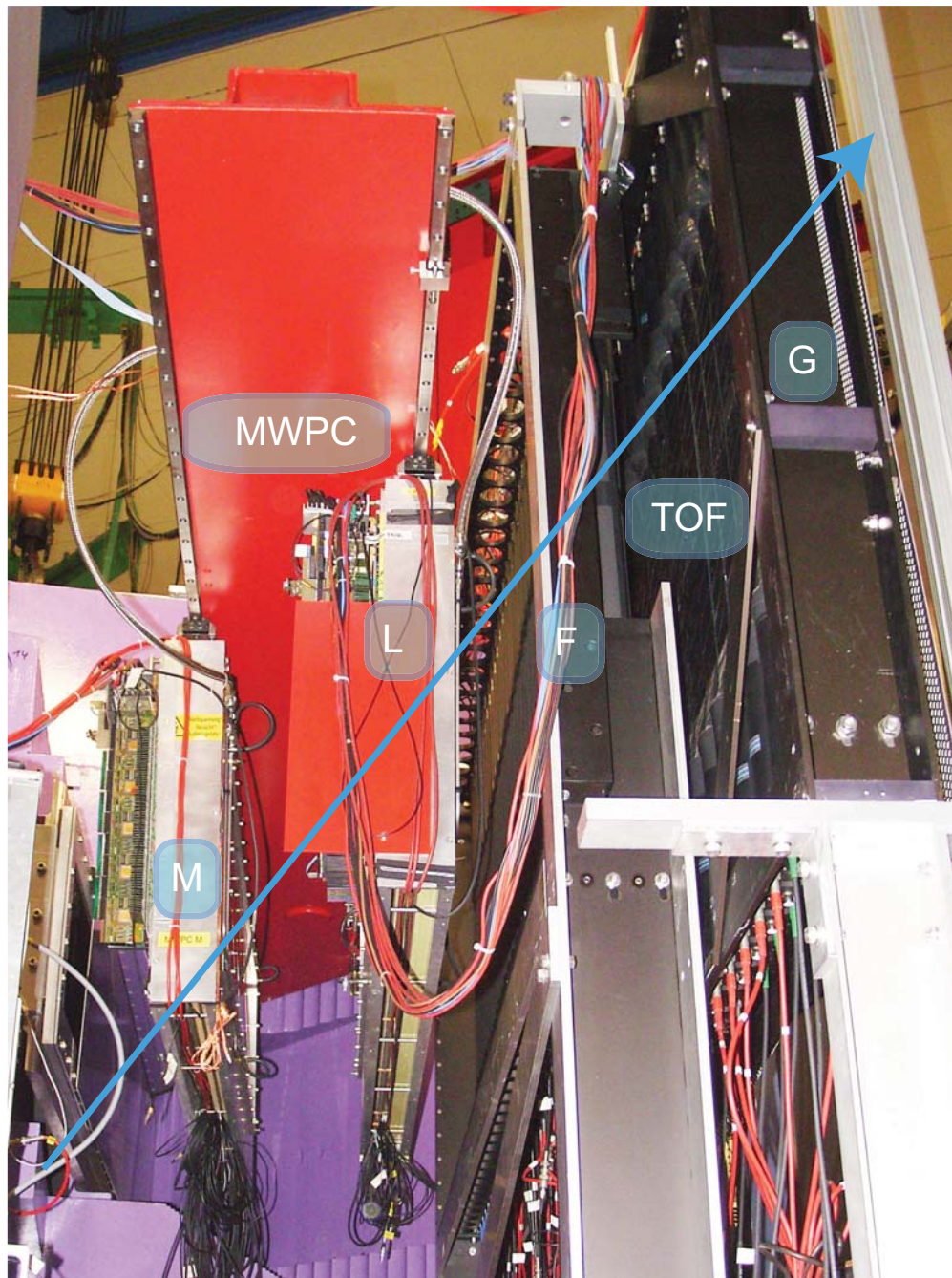
Bei der Verwendung von KAOS als Doppelspektrometer muss auch der Primärstrahl durch das Dipolfeld. Um sicherzustellen, dass er danach auch wieder den Strahlfänger trifft (siehe Abschnitt 5.1.1) sind weitere Transportrechnungen, auch getrennt von GEANT4, nötig. Ein im Institut dafür verwendetes Programm ist Ptrace. Um das Dipolfeld in dieses Transportprogramm einzubauen benötigt man den Verlauf der Y-Komponente des Feldes senkrecht zur Polschuhkante. Der Eintritt bei dieser Konfiguration soll zentral erfolgen. Der Ort des Austritts hängt aber von der Feldstärke und der Strahlenergie ab. Deshalb wurde die Feldkante an verschiedenen Stellen entlang der Austrittskante aus der Feldkarte extrahiert. Das Ergebnis ist in der Abbildung 3.2 dargestellt. Der scharfe Abfall am Ende ist darauf zurückzuführen, dass hier nicht weiter gemessen wurde, da die Elektronenseite bei der GSI nicht von Bedeutung war. Gegebenenfalls muss man hier auf die berechnete Feldkarte zurückgreifen oder erneut selbst messen.

### 3.3 Akzeptanz

In diesem Abschnitt wird diskutiert, welche Impuls- und Winkelbereiche bei gegebenem Targetabstand von den vorhandenen Detektoren nachgewiesen werden können. Der Abstand des Spektrometers zum Streuzentrum hat nicht nur einen rein geometrischen Einfluss auf den nachweisbaren Raumwinkel sondern beeinflusst auch die Lage der Fokalebene.

#### 3.3.1 Akzeptanz auf der Kaonenseite

Auf der Kaonenseite werden die Detektoren verwendet wie wir sie von der GSI übernommen haben. Das sind zwei Drahtkammern und zwei Szintillatorwände. Die Drahtkammern sind an einem drehbaren Arm aufgehängt und können parallel zueinander verschoben werden und befinden sich größtenteils vor der Fokalfläche. Direkt dahinter befinden sich die zwei Szintillatorwände. Der momentane Aufbau ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Er entspricht nicht exakt dem an der GSI verwendeten. So wurden z.B. die beiden Flugzeitwände so dicht wie möglich zusammengeschoben um eine enge Korrelation zwischen den beiden Detektorebenen zu haben, was bei entsprechender Triggerlogik eine bessere Abgrenzung des Untergrunds ermöglicht (siehe Abbildung 5.5 auf Seite 74 im Abschnitt 5.2).



**Abbildung 3.3:** Detektoren auf der Kaonenseite. Links sieht man das zum Teil abgedeckte Vakuumaustrittsfenster. Dann kommen zwei Vieldrahtproportionalkammern. Rechts sieht man die zwei Szintillatorwände zur Flugzeitmessung und Triggerung. Der Pfeil deutet die Flugrichtung der zu detektierenden Teilchen an.

Die vordere, im Folgenden F-Wand<sup>3</sup> oder F-Detektor genannt, besteht aus 30 Plastikszintillatoren mit den Abmessungen 3,7 cm x 2 cm x 38 cm, die an beiden Enden mit schnellen Photomultipliern ausgelesen werden. Sie sind um 37° um die Längsachse gedreht sodass die 3,7 cm breite Seite senkrecht zu den Kaonenbahnen steht. Der Abstand von Mittelpunkt zu Mittelpunkt entlang der Wand beträgt 6,3 cm. Somit werden 1,89 m abgedeckt. In den Strahlzeiten im Herbst 2008 zeigten sich hier allerdings Effizienzlücken (siehe Abschnitt 7.1.2). Soweit das bei der gekrümmten Fokalfäche möglich war, steht die Wand „in“ der „Fokalebene“ um als schneller Detektor optimale Informationen für den Trigger zu liefern (vergleiche 5.2). Direkt dahinter befindet sich die zweite Szintillatorwand, im Folgenden G-Detektor genannt. Sie hat zur Zeit 30 Szintillatoren mit den Abmessungen 7,4 cm x 2 cm x 47 cm. Der Mittelpunktsabstand beträgt hier 7,6 cm wodurch eine Länge von 2,2 m abgedeckt wird. Dieser Detektor dient dazu zusammen mit dem F-Detektor auf Teilchen zu triggern, die aus der Richtung des Targets kommen.

Vor den beiden schnellen Triggerdetektoren befinden sich zwei Drahtkammern zur Spurrekonstruktion. Sie haben jeweils eine aktive Fläche von 120 cm x 35 cm. Weitere Informationen zu diesen Kammern finden sich in den Diplomarbeiten [27] und [18].

Bei der derzeitigen Platzierung der Detektoren beträgt der zentrale Impuls bei einem Feld von 1 Tesla 756,805 MeV. Er wurde so definiert, dass ein Teilchen, das ohne Winkelablage in den Dipol einfliegt genau die Mitte der zweiten Drahtkammer, welche näher an der Bildfläche ist, durchfliegt.

Da die Position der Drahtkammern variiert werden kann, ist es möglich, den akzeptierten Impulsbereich in gewissen Grenzen zu variieren. Die beiden möglichen Extremwerte sind zusammen mit der Sollposition in der Tabelle 3.1 aufgeführt.

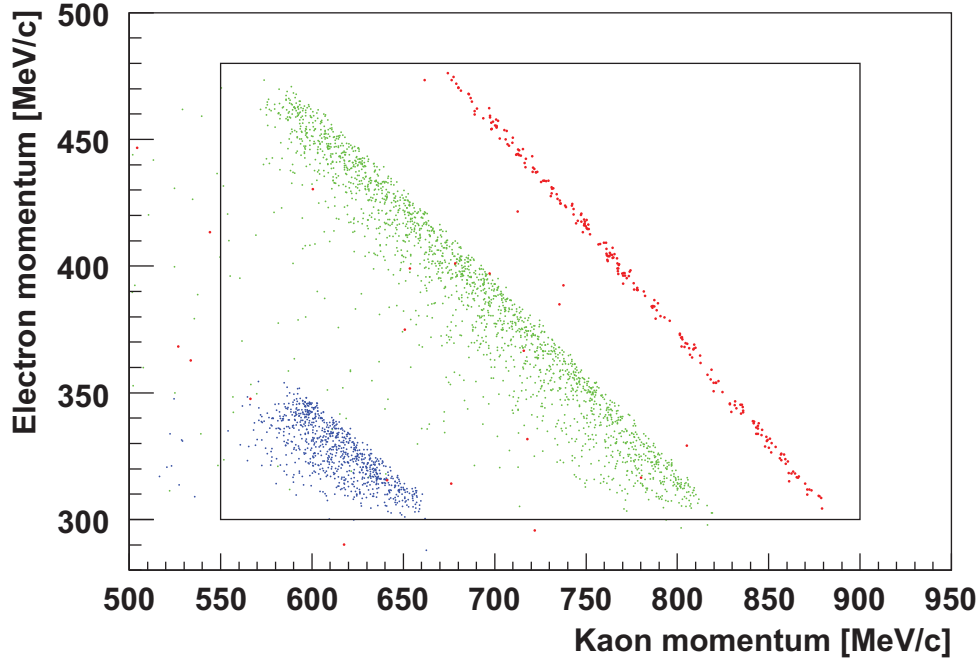
**Tabelle 3.1:** Mögliche simulierte Impulsakzeptanzen für Kaonen bei einem Feld von 1 Tesla. L ist hier die zweite Kammer, die nahe oder in der Fokalfäche liegt. Die Kammer M muss entsprechend der schrägen Teilchenbahnen vor der Kammer L platziert werden.

$M_x$	$L_x$	$p_{min}$	$p_{max}$
1280	1380	521	808
1363	1844	558	1007
1800	2430	752	1324

Falls sich ein Hyperkern bildet sind Elektron- und Kaonimpuls stark korreliert. Deshalb ist darauf zu achten, dass die akzeptierten Impulse auf beiden Seiten zusammenpassen. In der Abbildung 3.4 sieht man in Rot das Band, das sich für die Reaktion  $^{12}C(e, e'K^+)_{\Lambda}^{12}B$  aus einer Simulation ergibt. Ebenso sind hier simulierte Ereignisse für die Reaktion  $p(e, e'K^+)\Lambda$  (grün) und  $p(e, e'K^+)\Sigma$

<sup>3</sup>Die Bezeichnung der verschiedenen Detektoren mit Buchstaben stammt noch von der GSI und wurde zum leichteren Vergleich mit alten Aufzeichnungen beibehalten.

(blau) dargestellt. Wenn man diese beiden elementaren Reaktionen am quasi-freien Proton mitmisst, so kann man seine Massenskala kalibrieren [42].



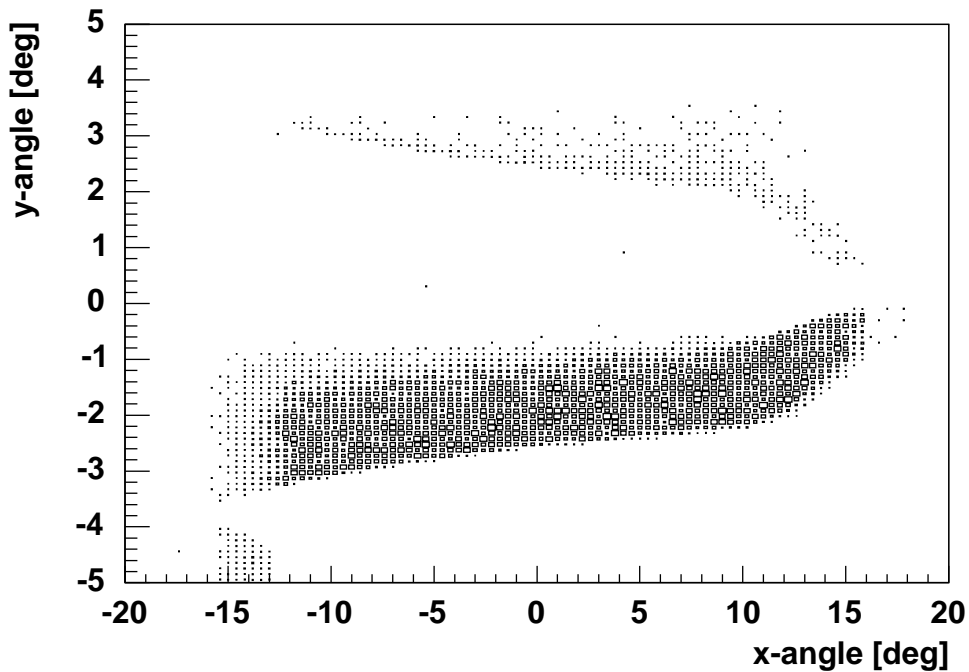
**Abbildung 3.4:** Hier sieht man die simulierte Korrelation zwischen Elektron- und Kaonimpuls. Die grünen ( $\Lambda$ ) und blauen ( $\Sigma$ ) Punkte wurden für die Freie Reaktion am Proton gerechnet. Für die roten wurde die Reaktion  $^{12}\text{C}(e, e'K^+)^{12}\text{B}$  simuliert. Man vergleiche hierzu die Abbildung 1.9, die diese Korrelation aus rein kinematischen Rechnungen darstellt. Das Rechteck deutet die Impulsakzeptanz von KAOS an.

Wenn man die Simulation mit den kinematischen Rechnungen in Abbildung 1.9 auf Seite 16 vergleicht sieht man eine gute Übereinstimmung. In der Kinematikrechnung ist nur der minimale Impuls für das Hyperon aufgetragen. In der freien  $\Lambda$  und  $\Sigma$  Produktion kann dieser aber deutlich höher sein, was die breiteren Bänder in der simulierten Impulskorrelation für diese beiden Reaktionen ergibt.

### 3.3.2 Akzeptanz auf der Elektronenseite

Die Elektronenseite wurde bisher bei der GSI nicht verwendet. Sie wird von uns mit einem neu entwickelten Faserdetektor ausgestattet. Es ist vorgesehen drei Ebenen von Fasern aufzubauen. Zwei sollen einen Ort in horizontaler Richtung messen, einer in vertikaler Richtung. Die Detektoren in horizontaler Richtung werden aus 0,83 mm dicken runden Szintillationsfasern aus Polystyrol aufgebaut, von denen jeweils vier hintereinander angeordnete zusammen einen Kanal bilden. Details zur Geometrie befinden sich in Abschnitt 4. Dabei befindet sich eine Detektorebene am Ort der Fokalebene um für den Trigger optimal platziert

zu sein (vergleiche 5.2). Diese Ebene wird im Folgenden X-Detektor genannt. Da die zur Auslese verwendeten Photomultiplier mehr Platz benötigen als die Fasern selbst und für diese ja auch eine Halterung existieren muss, beträgt der Mindestabstand zur nächsten Ebene 26 cm. In diesem Abstand befindet sich dann die zweite horizontale Ebene, im Folgenden  $\Theta$ -Ebene genannt, da die zweite Ebene dazu da ist den Winkel in der Ablenkebene zu bestimmen. Der dritte Detektor, der den vertikalen Ort bestimmen soll, kann, da er von den Seiten ausgelesen wird, zwischen die beiden anderen Ebenen geschoben werden. Er wird im Folgenden Y-Detektor genannt. Es ist angedacht Fasern mit quadratischem Querschnitt zu verwenden und mit sog. „Solid State Photomultiplier“ (SSPM) auszulesen. Experimente hierzu werden von S. Sanchez innerhalb der KAOS Arbeitsgruppe durchgeführt. Aus Platzgründen wird die  $\Theta$ -Ebene vor der X-Ebene aufgebaut. Dies beeinträchtigt die direkte Impulsmessung in der X-Ebene. Diese ist aber für den geplanten impulskorrelierten Hyperkernttrigger (siehe 5.2) immer noch gut genug.



**Abbildung 3.5:** Winkelakzeptanz für Elektronen für den Fall, dass der Einschuss nicht in der Mittenebene von KAOS erfolgt und die Faserdetektoren ebenfalls nicht in diese Ebene hinein ragen.

Die in der Abbildung 3.5 gezeigte Winkelakzeptanz ist für den Fall gerechnet, dass die Fasern nicht bis in die Streuebene hereinreichen. Dies ist nötig, um dem hohen Untergrund durch Bremsstrahlungs- und Møllerelektronen zu entgehen. Die Einträge im positiven  $y$ -Winkelbereich kommen von Teilchen, die im Polschuh in die Detektoren gestreut werden. Sie tragen zum Untergrund bei.

Bei der derzeitigen Platzierung der Detektoren beträgt der zentrale Impuls bei einem Feld von 1 Tesla 337,1 MeV. Er wurde so definiert, dass ein Teilchen,

das ohne Winkelablage in den Dipol einfliegt genau die Mitte des ersten Faserdetektors durchfliegt. Die Position in den weiteren Detektoren ist leider nicht genau bestimmt, da die Teilchenbahnen durch Kleinwinkelstreuung abgelenkt werden. Er ist somit ca. halb so groß wie der Zentralimpuls auf der Kaonenseite. Wie man in Abbildung 3.4 auf Seite 46 sieht, ist dieses Verhältnis gut geeignet für die Spektroskopie von Hyperkernen.

### 3.3.3 Akzeptanzerweiterung durch Schrägeinschuss

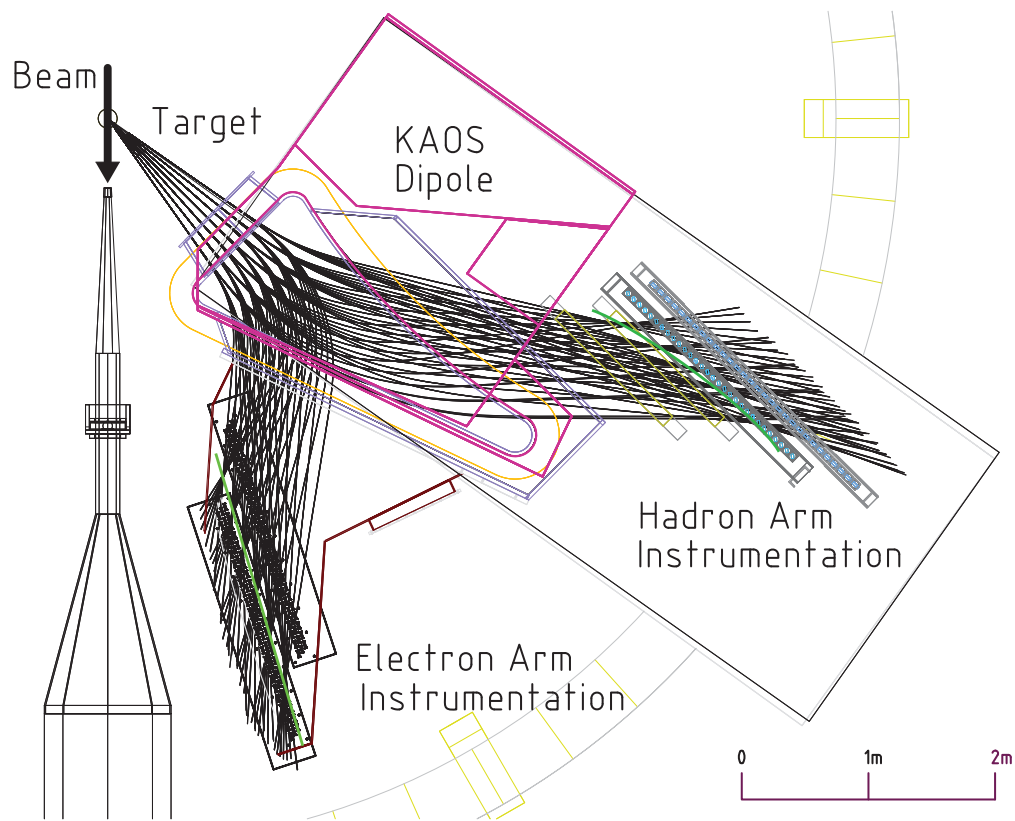
Im ursprünglichen Aufbau von KAOS befand sich vor dem Dipol noch ein Quadrupol zur Verbesserung der Akzeptanz. Mit diesem war die akzeptierte Fläche näherungsweise quadratisch [47]. Aufgrund der baulichen Gegebenheiten in der A1-Spektrometerhalle ist es nun nicht mehr möglich, diesen Quadrupol einzusetzen. Dadurch wird die Akzeptanz von KAOS stark in die Breite gezogen. Um nun die vertikale Akzeptanz zu erhöhen besteht die Möglichkeit schräg auf die Eintrittskante von KAOS zu schießen und so die Kantenfokussierung auszunutzen. Allerdings verliert man hier die Möglichkeit KAOS als Doppelspektrometer einzusetzen, da der Fokussierungseffekt für eine Teilchenladung zu einer Defokussierung der anderen Teilchenladung führt.

## 3.4 Bildfläche

Die sog. Bildfläche<sup>4</sup> ist die Fläche, in der sich Teilchenbahnen mit gleichem Impuls, aber unterschiedlichen Startwinkeln in der Ablenkebene wieder treffen. Dies bedeutet, dass eine einzige Ortskoordinate entlang dieser Fläche den ursprünglichen Impuls beschreibt. In der Realität ist dies aber nicht der Fall, da Randfelder und gekrümmte Austrittskanten, wie bei KAOS, zu Abweichungen führen. Deshalb bestimmt man mit mehreren Detektoren hinter dem Dipol die Teilchenspuren möglichst genau, um den ursprünglichen Dreierimpuls möglichst exakt messen zu können. Zusammen mit einer Teilchenidentifikation ergibt sich daraus dann auch der Viererimpuls. Auch bei einem idealen Dipolfeld treffen sich nicht alle Teilchenbahnen zu einem Impuls an exakt einem Punkt. Der tatsächliche Schnittpunkt hängt vom Relativwinkel  $\alpha_r$  der beiden Bahnen ab. Als Fokalpunkt definiert man dann den Punkt, der sich für  $\alpha_r \rightarrow 0$ , symmetrisch um die  $0^\circ$ -Bahn, ergibt.

In der Abbildung 3.6 sieht man Spuren für sechs verschiedene Impulse und sieben Winkel, die bis zu  $\pm 12^\circ$  von der Zentralbahn abweichen. Für die Kaonen wurde im Impulsbereich von 500 MeV bis 800 MeV simuliert, für die Elektronen von 260 MeV bis 380 MeV bei einem Feld von 1 Tesla. Die Bildebene auf der Kaonenseite ist deutlich gekrümmt und kann durch ein Polynom zweiten Grades angenähert werden. Sie durchdringt im vorderen Teil die hintere Drahtkammer und im hinteren Teil die F-Wand. Auf der Elektronenseite entspricht die Bildfläche in erster Ordnung einer Ebene. Der hinterste Faserdetektor befindet sich so

<sup>4</sup>Sie wird auch häufig als **Bildebene** bezeichnet. Bei KAOS kann diese Fläche aber als Polynom zweiten Grades beschrieben werden und ist somit definitiv **nicht** eben.



**Abbildung 3.6:** Dargestellt sind hier exemplarisch Spuren für verschiedene Impulse und Winkel, die bis zu  $\pm 12^\circ$  von der Zentralbahn abweichen. Auf der Kaonenseite geht die Fokalfäche durch die zweite Drahtkammer hindurch. Auf der Elektronenseite liegt sie ebenfalls nahe der zweiten Faserebene.

gut wie möglich in dieser Ebene. Auch die Umrisse einer im Bau befindlichen Vakuumkammer für die Faserdetektoren sind dargestellt.

Formal definiert sich die Bildfläche, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, als Fläche der Punkte, an denen  $x(t)$  nicht von  $\theta_0$  abhängt. In der Realität existiert so ein Punkt aber nicht. Deshalb muss man versuchen, sich diesem Punkt so gut es geht zu nähern. In der Simulation wird hierzu ein Teilchen unter  $0^\circ$ , also als Referenzbahn, losgeschickt. Sobald die Simulation den Schnittpunkt dieser Trajektorie mit einer weit hinter dem Spektrometer befindlichen Ebene erreicht, werden hier Ort und Flugrichtung des Teilchens notiert, um so die Geradengleichung zu erhalten. Das gleiche geschieht dann noch für zwei weitere Spuren, die mit einem kleinen Winkel  $\alpha_r$  symmetrisch um die  $0^\circ$  losgeschickt werden. Da sich zwei Geraden im  $\mathbb{R}^3$  im Allgemeinen nicht schneiden wird die Berechnung der Schnittpunkte in der Projektion auf die X-Z-Ebene durchgeführt. Das Gleichsetzen der Geradengleichungen im  $\mathbb{R}^2$  führt dann auf ein lineares Gleichungssystem mit zwei Gleichungen und zwei Unbekannten (pro Bahn mit  $\alpha \neq 0$ ), das mit dem Determinantenverfahren gelöst werden kann.

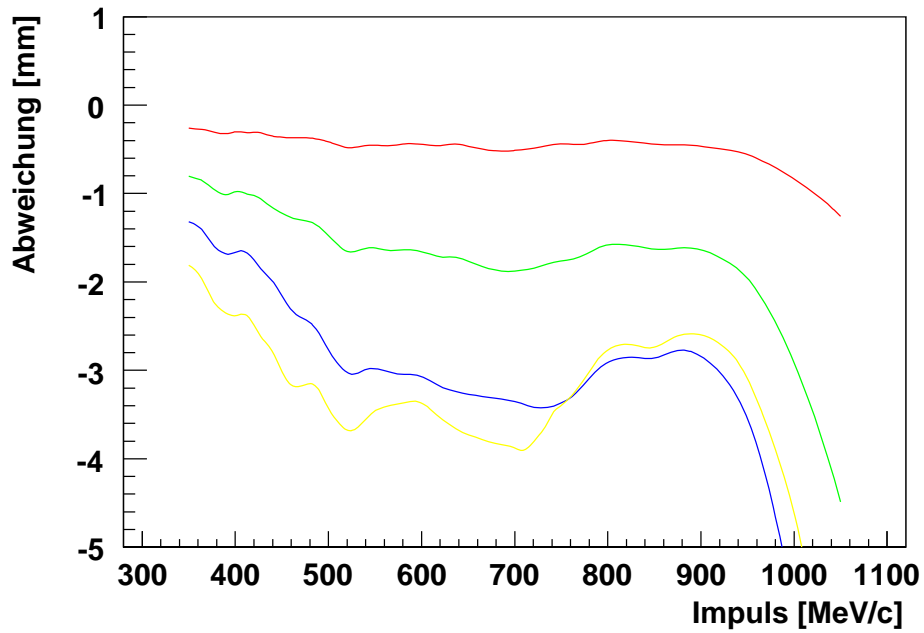
Da man für den Grenzwert  $\alpha_r \rightarrow 0$  annehmen kann, dass der gesuchte Punkt auf der  $0^\circ$ -Bahn liegt wird nun jeweils der Schnittpunkt mit der Referenzbahn gebildet und davon der Durchschnitt genommen, welcher dann ja auch auf der  $0^\circ$ -Trajektorie liegt.

Der beschriebene Algorithmus wird dann für verschiedene Impulse wiederholt um die Fokallinie zu erhalten. Das Verfahren ist schnell genug um innerhalb kurzer Zeit viele tausend Fokalfpunkte zu bestimmen. So kann man auch untersuchen wie groß die (unphysikalischen) Unstetigkeiten in der Abbildung sind, die durch die endliche Auflösung der Numerik entstehen. Untersuchungen haben gezeigt, dass diese Fehler mit den Standardeinstellungen von GEANT4 durchaus in der Größenordnung der im Experiment angestrebten Auflösung liegen.

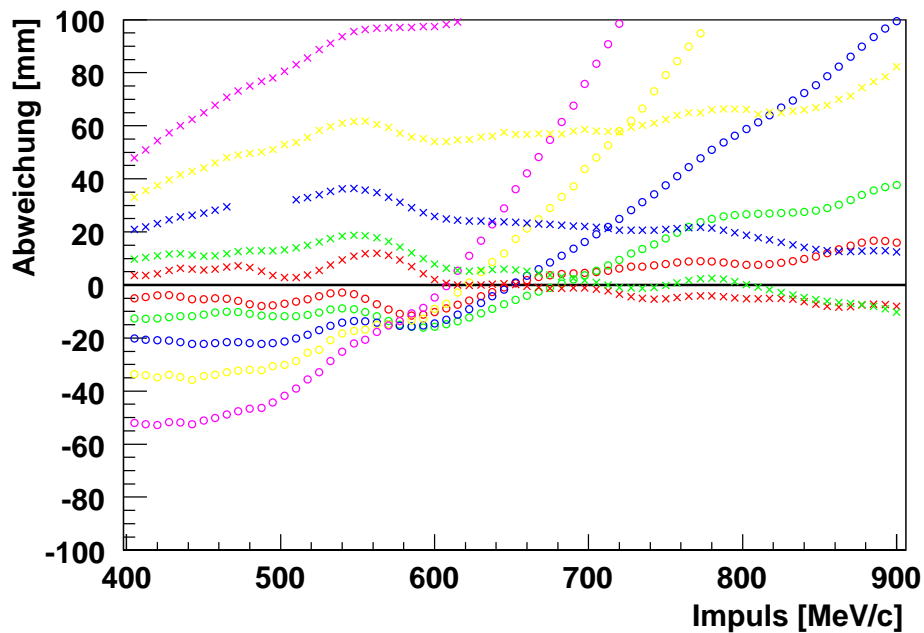
Zur Instrumentierung von KAOS stehen nur in vertikaler Richtung lineare Detektoren (Drahtkammern und Fasern) zur Verfügung. Deshalb ist es von Interesse, inwieweit die Fokalfpunkte vom vertikalen Winkel abhängen. In der Abbildung 3.7 sind die Abweichungen der Fokalfpunkte gegenüber Referenzpunkten in der Symmetrieebene des Detektors dargestellt. Simuliert wurde das ganze bei einem Feld von 1 Tesla und Impulsen zwischen 350 MeV und 1050 MeV. Der tatsächliche Akzeptanzbereich der Detektoren ist kleiner als dieser Bereich und wird somit von der Simulation vollständig abgedeckt.

In der dispersiven Ebene sieht die Situation deutlich anders aus. Hier hängt der Schnittpunkt von Teilchenbahnen mit gleichem Impuls stark vom Relativwinkel ab. Um dies zu untersuchen wurde der Schnittpunkt mit der Referenzbahn ( $0^\circ$ ) für verschiedene Einschusswinkel mit dem Fokuspunkt in paralleler Näherung verglichen. Das Ergebnis einer Rechnung bei 1 Tesla ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Wie zu erwarten nimmt die Abweichung mit dem Winkel zu. Für kleine Impulse sind die Abweichungen für die beiden Vorzeichen auch symmetrisch um 0. Für größere Impulse wirkt die stark gekrümmte Form der Austrittskante stärker, sodass diese Symmetrie hier verschwindet und die Abweichungen besonders für große Winkel stark zunehmen. Eine positive Abweichung bedeutet





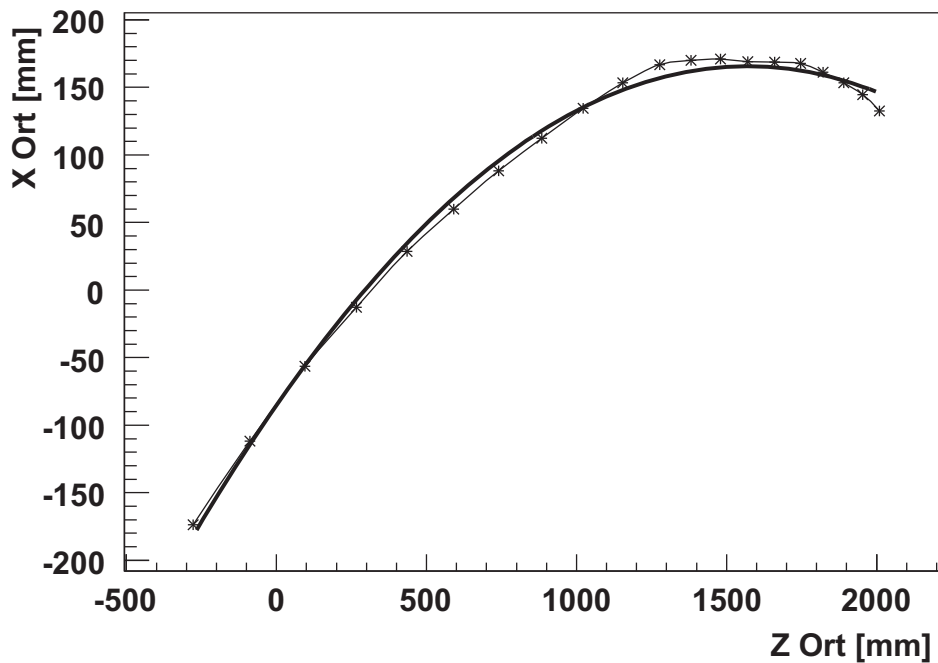
**Abbildung 3.7:** Abweichung der Fokalfpunkte auf der Kaonenseite für verschiedene Vertikalwinkel. Die Referenz ist hier die Symmetrieebene des Dipols. Rot entspricht einem Einschusswinkel von  $0.2^\circ$ , Grün sind  $0.4^\circ$ , Blau sind  $0.6^\circ$  und Gelb sind  $0.8^\circ$ .



**Abbildung 3.8:** Abweichung des Schnittpunkts mit der Referenzbahn vom Fokalfpunkt für verschiedene Einschusswinkel in der Ablenkebene. Die Kreise sind für Positive Winkel, die Kreuze für Negative. Rot= $1^\circ$ , Grün= $2^\circ$ , Blau= $4^\circ$ , Gelb= $6^\circ$  und Lila= $8^\circ$ .

hier eine Verschiebung in Flugrichtung nach rechts.

Um die Berechnung der Targetkoordinaten aus den Detektorkoordinaten zu vereinfachen ist es sinnvoll, die durch die Drahtkammern bestimmten Bahnen in die Fokalfäche zu projizieren und dann mit diesen weiterzurechnen. Ein weiterer Vorteil hiervon ist, dass die Umrechnung von Fokalebenekoordinaten in Targetkoordinaten unabhängig von der tatsächlichen Detektorposition gemacht werden kann und nur die Projektion der Detektorkoordinaten auf die Fokalebenekoordinaten von der momentanen Detektorposition abhängt. Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, dass der Abstand des Dipols zum Target durchaus die Lage der Fokalfäche beeinflusst und eine neue Anpassung aller Rückrechnungsparameter nötig ist. Die folgenden Rechnungen beziehen sich auf einen Targetabstand von 1,44 m, der dem bei den Strahlzeiten verwendeten entspricht. In der Simulation bezieht sich dieser Abstand auf die Magnetfeldkante, die bei den Feldkarten der Nullpunkt der Z-Achse in diesem Koordinatensystem ist. In der Abbildung 3.9 sind die Fokalebenepunkte zusammen mit einem Polynom 2. Grades dargestellt. Das Koordinatensystem ist hier so gewählt, dass Z hier in der Ebene der Kammern liegt. Der Ursprung liegt am Drehpunkt der Kammeraufhängung. X zeigt in Flugrichtung senkrecht von der Kammer weg. Die Orientierung dieses Koordinatensystems entspricht dem „Laborsystem“, in dem die Z-Achse entlang des einfliegenden Teilchens zeigt. Die Detektoren sind dann näherungsweise parallel dazu angeordnet. Die vertikale Komponente wird nicht beachtet, da die Fokalfunkte nur schwach von dieser abhängen (vergleiche Abbildung 3.7).



**Abbildung 3.9:** Fokalfunkte auf der Kaonenseite. Das Koordinatensystem ist so gewählt, dass es unabhängig von der tatsächlichen Position der Drahtkammern fest auf deren Aufhängung Bezug nimmt.

Wenn man die Fokalfläche, bzw. deren Projektion in die X-Z-Ebene mit

$$x(z) = p_0 + p_1 \cdot z + p_2 \cdot z^2 \quad (3.12)$$

parametrisiert und man noch den Abstand der Drahtkammern  $D_x$  und deren relative Verschiebung zueinander  $Z_{LM}$  kennt, kann man aus den beiden gemessenen Durchflugspunkten  $Z_L$  und  $Z_M$  den Schnittpunkt der Teilchenbahn mit der Fokalfläche berechnen. Hierzu muss für die Teilchenbahn eine Geradengleichung  $x(z) = m \cdot z + b$  aufgestellt werden und diese mit der Gleichung für die Parametrisierung der Fokalfläche gleichgesetzt werden. Dies führt dann auf:

$$m = \frac{D_x}{Z_L - Z_M - Z_{LM}} \quad (3.13)$$

$$b = -m \cdot Z_L \quad (3.14)$$

$$z = \frac{-(p_1 - m) - \sqrt{(p_1 - m)^2 - 4 \cdot p_2 \cdot (p_0 - b)}}{2 \cdot p_2} \quad (3.15)$$

Die X-Koordinate ergibt sich dann nach Gleichung 3.12. Als eigentliche Koordinate für die Rückrechnung nimmt man die Bahnlänge entlang der Fokalfläche, bzw. die Differenz dieser im Vergleich zum Referenzimpuls. Diese ergibt sich allgemein nach [15]

$$s = \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{1 + (x'(z))^2} dz \quad (3.16)$$

Für ein Polynom 2. Grades ergibt sich für die Bahnlänge:

$$\Delta s = \frac{Z'_2 \cdot \sqrt{1 + (Z'_2)^2} + \sinh^{-1}(Z'_2) - \left( Z'_1 \cdot \sqrt{1 + (Z'_1)^2} + \sinh^{-1}(Z'_1) \right)}{4 \cdot p_2} \quad (3.17)$$

$$Z'_i := p_1 + 2 \cdot p_2 \cdot z_i \quad (3.18)$$

Als Koordinate für  $\theta$  kann man die Differenz der Steigung zur Referenzbahnsteigung  $\Delta m$  benutzen, wenn man zusätzlich noch die Steigung der Fokalfläche, gegeben durch Gleichung 3.18, berücksichtigt. Die Detektorkoordinaten  $y$  und  $\varphi$  ergeben sich geometrisch aus den beiden vertikalen Drahtkammerkoordinaten.

## 3.5 Rückrechnung

Bei der Rückrechnung geht es darum, aus den Daten der Detektoren Eigenschaften des nachgewiesenen Teilchens am Targetort zu berechnen. Man wählt das Detektorkoordinatensystem so, dass die X-Koordinate horizontal entlang des Detektors geht, Y beschreibt die vertikale Komponente und Z steht senkrecht

auf der Detektorfläche. Dies entspricht in etwa dem mitbewegten Koordinatensystem, wie es am Anfang von Abschnitt 3.1 erläutert wird.

Auf der Kaonseite stehen hierzu vier Koordinaten aus zwei Drahtkammern zur Verfügung. Allerdings haben die Simulation und die Messungen gezeigt, dass die beiden Y-Koordinaten stark miteinander korreliert sind. Auf der Elektronenseite sind drei Faserdetektoren vorgesehen. Zwei messen den Ort in X um so Impuls und Winkel bestimmen zu können und ein weiterer soll die Y-Koordinate messen um den Y-Winkel bestimmen zu können. Somit ist es möglich vier, bzw. drei unabhängige Targetkoordinaten zu bestimmen.

Die Aufgabe der Rückrechnung besteht nun darin, für jede Targetkoordinate eine Funktion vom  $\mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ , wobei  $n$  die Anzahl der Detektorkoordinaten entspricht, zu finden.

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \\ y \\ \varphi \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} \delta_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \varphi_0 \\ l \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Hierbei ist  $l$  die zurückgelegte Bahnlänge des Teilchens, eine weitere wichtige Größe, die rekonstruiert werden muss. Sie ist zwar nicht unabhängig von den anderen Koordinaten, eine direkte Berechnung aus den Detektorkoordinaten ist aber aus praktischen Gründen von Vorteil. Zusammen mit dem Impuls gibt sie die theoretische Flugzeit unter der Annahme eines bestimmten Teilchens. Dies ist nötig um zusammen mit einer weiteren korrigierten Spektrometerzeit eine Teilchenidentifikation vornehmen zu können. Aus  $\delta_0$ ,  $\theta_0$  und  $\varphi_0$  kann dann der vollständige Dreierimpuls rekonstruiert werden. Mit einer korrekten Teilchenidentifikation und einem weiteren koinzident nachgewiesenen Teilchen kann somit die fehlende Masse berechnet werden.

Aus praktischen Gründen ist es von Vorteil, die gemessenen Koordinaten in den Detektoren in Fokalebenekoordinaten zu transformieren. Dazu muss man die Fokalebene wie in 3.4 beschrieben bestimmen und mit der dort beschriebenen Parametrisierung die benötigten Koordinaten berechnen. Diese sind dann  $\Delta s$ ,  $\Delta m$ ,  $y$  und  $\varphi$ . Ebenso ist es sinnvoll nicht direkt den absoluten Impuls, sondern den relativen Impulsunterschied  $\frac{\Delta p}{p_0}$  zum Referenzimpuls  $p_0$  zu berechnen. Dieser ist nämlich unabhängig vom eingestellten Magnetfeld und man benötigt nur einen Satz an Parametern für alle Felder.

In niedrigster Ordnung lässt sich eine solche Abbildung als Matrixmultiplikation schreiben:

$$\begin{pmatrix} \Delta s \\ \Delta m \\ y \\ \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} & V_{13} & V_{14} & V_{15} \\ V_{21} & V_{22} & V_{23} & V_{24} & V_{25} \\ V_{31} & V_{32} & V_{33} & V_{34} & V_{35} \\ V_{41} & V_{42} & V_{43} & V_{44} & V_{45} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \varphi_0 \\ l \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

Der Kehrwert des Elements  $V_{11}$  stellt die Dispersion dar, die bei einem Magnetspektrometer als  $\frac{dx}{dp}$  definiert wird, was numerisch einfach als  $\frac{\Delta x}{\Delta p}$  berechnet werden kann. Bei gegebenem räumlichen Auflösungsvermögen der Detektoren kann man hieraus die intrinsische Impulsauflösung des Gesamtsystems abschätzen. Das Auflösungsvermögen in der ersten Ordnung bestimmt sich aus dem Verhältnis der Dispersion  $D$  und der Bildgröße, die sich aus der Strahlfleckgröße am Target  $\sigma_0$  und der Vergrößerung in  $X$   $M_x$  bestimmt:

$$R = \frac{D}{M_x \sigma_0} \quad (3.21)$$

Aus der Simulation wurden die Vergrößerungen  $M_x = 2,02$  für die Kaonenseite und  $M_x = 2,5$  für die Elektronenseite bestimmt. Bei einer angenommenen Strahlfleckgröße von 0,5 mm und den Dispersionen aus den Abbildungen 3.10 ergibt sich somit ein Auflösungsvermögen von  $R \approx 2380$  für die Kaonenseite und  $R \approx 3200$  für die Elektronenseite. Wenn man die Detektorauflösung  $\sigma_x$  mit einbezieht ergibt sich die Impulsauflösung zu:

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{\frac{1}{D^2} (\sigma_x^2 + M_x^2 \sigma_0^2)} \quad (3.22)$$

Mit einer Ortsauflösung von 2 mm für die Drahtkammern ergibt sich dann eine Impulsauflösung von  $10^{-3}$ . Wenn man für den Faserdetektor der Elektronenseite eine Auflösung von 1 mm annimmt, kann hier eine Impulsauflösung von  $\approx 4 \cdot 10^{-4}$  erreicht werden.

Um  $\frac{\Delta x}{\Delta p}$  aus der Simulation berechnen zu können wurden einfach hinreichend viele Fokalebenepunkte mit dem im Abschnitt 3.4 beschriebenen Verfahren benutzt um die in den Abbildungen 3.10 erhaltenen Kurven darzustellen. Für die Elektronen ist hier  $\Delta p = 12$  MeV, für die Kaonen 33,25 MeV. Um ein möglichst realistisches Ergebnis zu erhalten wurde die gemessene Feldkarte bei 1 Tesla benutzt.

Eine Besonderheit des KAOS-Spektrometers ist die gekrümmte Austrittskante auf der linken Seite. Diese bewirkt nicht nur die gewünschte Isochronie für Kaonen sondern bringt auch Nachteile mit sich. Zum einen wäre da die in Kapitel 3.4 beschriebene stark gekrümmte Bildfläche. Zum anderen wird aber auch ein großer Impulsbereich auf einen relativ kleinen Detektor (1,2 m Drahtkammerlänge) abgebildet. Dies führt dann zu einer geringeren Dispersion als auf der Elektronenseite, wo die Feldkante gerade verläuft.

Eine bessere Rückrechnung als mit der einfachen Matrix erhält man, wenn man einen Polynomansatz für die einzelnen Koordinaten wählt:

$$k = \sum_i c_i \Delta s^{m_i} \Delta m^{n_i} y^{o_i} \varphi^{p_i} \quad (3.23)$$

wobei die  $m_i$ ,  $n_i$ ,  $o_i$  und  $p_i$  jeweils von 0 an laufen.

Um nun die Parameter  $c_i$  dieser Abbildung zu bestimmen benötigt man hinreichend viele Koordinatensätze der Detektorkoordinaten mit den dazugehörigen Targetkoordinaten. In der Simulation sind diese leicht zu erstellen, da man

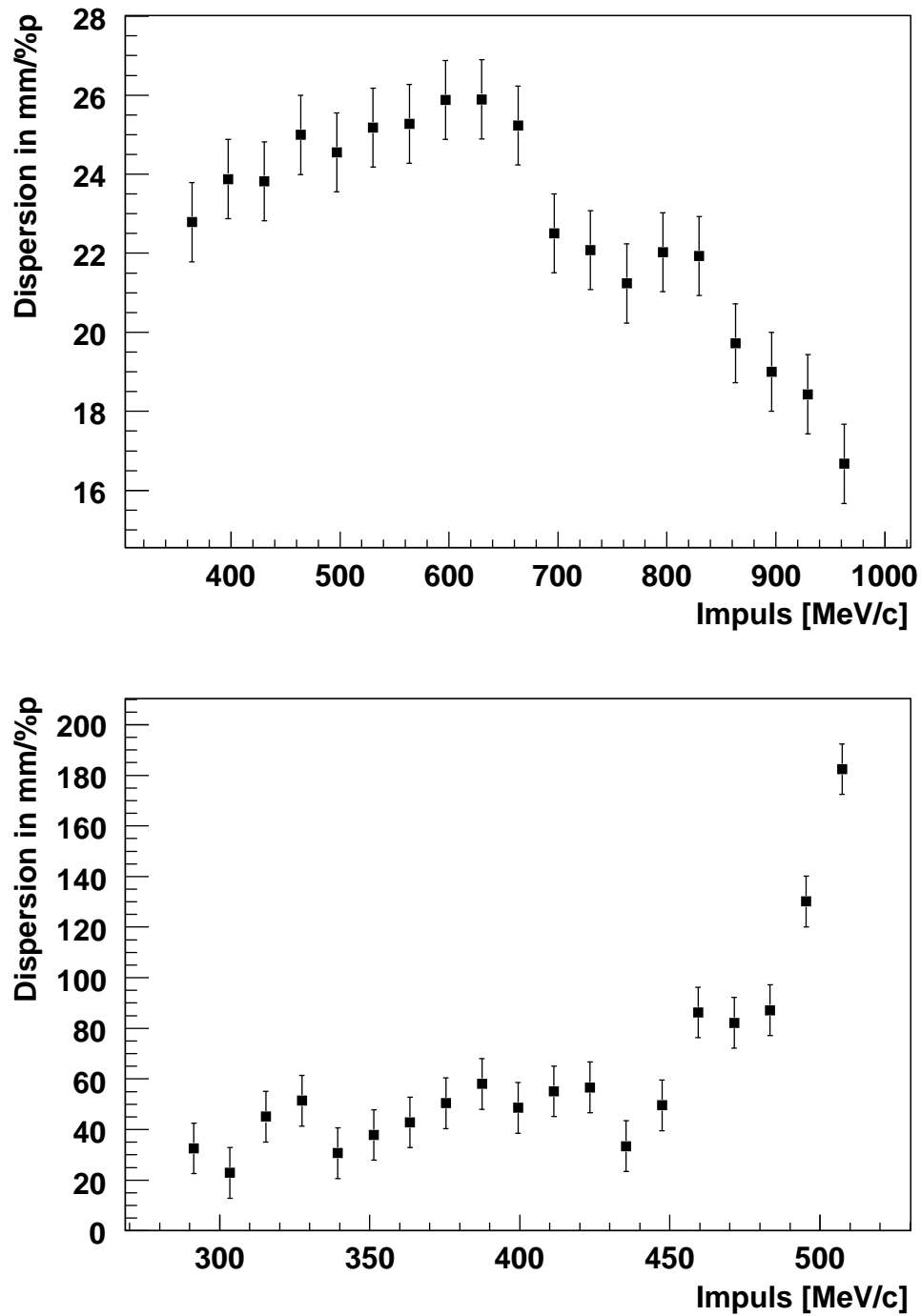


Abbildung 3.10: Dispersion simuliert mit der gemessenen Feldkarte bei 1 Tesla. Im oberen Bild ist die Rechnung für die Kaonenseite, im unteren für die Elektronenseite dargestellt.

hier jederzeit den vollen Zugriff auf alle Parameter der simulierten Teilchen hat. Beim realen Spektrometer ist dies nicht so einfach, da man hier keinen direkten Einfluss auf die generierten Teilchen hat. Die Winkel, bzw. die Flugbahn der Teilchen lässt sich durch eine Lochblende am Eingang des Spektrometers noch recht gut bestimmen. Um auch noch den Impulsbetrag festlegen zu können besteht die Möglichkeit elastisch an schweren Kernen zu streuen. Alternativ kann man auch elastisch am Wasserstoff streuen und das Proton koinzident in einem anderen Spektrometer nachweisen. Aus den Erhaltungssätzen kennt man dann den genauen Impulsvektor des Elektrons in KAOS.

Um die Abbildungsfunktion vollständig bestimmen zu können benötigt man aber die Daten von vielen verschiedenen Impulsen. Da es schwierig ist die Energie des Beschleunigers umzustellen, bietet sich auch die Möglichkeit an, das Magnetfeld zu variieren um den vollständigen Akzeptanzbereich der Detektoren abzudecken.

Die derzeitige Implementierung ist offen für viele verschiedene Funktionen, solange sie sich parametrisieren lassen. Für jede Targetkoordinate  $k$  gibt es eine unterschiedliche Funktion  $f$ , die dann auf unterschiedliche Weise von den vier Detektorkoordinaten  $\Delta s$ ,  $\Delta m$ ,  $y$  und  $\varphi$  abhängen kann. Um nun die Parameter  $\mathbf{p}$  zu bestimmen wird

$$\chi^2 = \sum_i (f(\Delta s_i, \Delta m_i, y_i, \varphi_i, \mathbf{p}) - k_i)^2 \quad (3.24)$$

minimiert. Hierbei läuft  $i$  über die Koordinatenätze der zueinander gehörenden Detektor- und Targetkoordinaten. Die Dimension des Parametervektors  $\mathbf{p}$  hängt von der Komplexität der Funktion  $f$  ab. Mit den so erhaltenen Parametern berechnet dann  $f$  aus den Detektorkoordinaten die Targetkoordinate mit einem möglichst geringen Fehler. Zur Minimierung wird zur Zeit die MINUIT-Klasse des Analysepakets ROOT verwendet.

Aus der Simulation ergibt sich in erster Ordnung in Matrixschreibweise folgende Abbildungsfunktion für die positive Seite von KAOS:

$$\begin{pmatrix} \Delta s \\ \Delta m \\ y_f \\ \varphi_f \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2,02 & 0 & 0 & 0 & 2380 \\ 0,0006 & -1,425 & 0 & 0 & 0,0398 \\ 0 & 0 & 3,2 & 11750 & 0 \\ 0 & 0 & 0,0014 & 3,75 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \varphi_0 \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

Der Vergleich der relevanten Matrixelemente aller A1 Spektrometern befindet sich in Tabelle 3.2. Die Koordinaten  $x$  und  $y$  beziehen sich hierbei auf das Koordinatensystem des Spektrometers. Da A, B und C vertikal nach oben ablenken und KAOS horizontal sind diese Koordinaten im Laborsystem um  $90^\circ$  gedreht.

**Tabelle 3.2:** Erste Ordnung der Abbildungsfunktion der A1 Magnetspektrometer [13].  $x$  ist hierbei die Koordinate in der Ablenkebene,  $y$  senkrecht dazu.

Spektrometer	A	B	C	KAOS +	KAOS -	KAOS @GSI [47]
$(x_f x_0)$	-0,532	-0,853	-0,526	2,02	-2,50	-0,380
$(x_f \theta_0)$	0	0	0	0	0	0
$(x_f \delta)$ [cm/%]	5,65	8,22	4,41	2,4	4,0	1,24
$(\theta_f x_0)$ [mrad/cm]	-9,92	-3,16	-12,70	6,0	-10,84	-19,89
$(\theta_f \theta_0)$	-1,88	-1,17	-1,90	-1,425	-1,45	-2,64
$(\theta_f \delta)$ [mrad/%]	3,12	14,0	2,92	2,99	6,36	3,90
$(y_f y_0)$	-0,532	-0,853	-0,526	3,2	1,93	-6,16
$(y_f \varphi_0)$ [cm/mrad]	-0,158	-0,008	-0,125	1,175	0,614	0,14
$(\varphi_f y_0)$ [mrad/cm]	6,53	-3,168	7,67	13,9	5,21	-22,18
$(\varphi_f \varphi_0)$	-0,40	-1,18	-0,41	3,75	2,31	0,35



### 3.6 Übersicht der Spektrometerparameter

In der folgenden Tabelle 3.3 findet sich eine Übersicht über die einfachsten magnetoptischen Eigenschaften der bestehenden A1-Spektrometer und des KAOS-Dipols.

**Tabelle 3.3:** Teilchenoptische Eigenschaften der A1 Magnetspektrometer [46]

Spektrometer		A	B	C	KAOS +	KAOS -
Konfiguration		QSDD <sup>a)</sup>	D <sup>b)</sup>	QSDD <sup>a)</sup>	D <sup>c)</sup>	D <sup>c)</sup>
Abbildungsverhalten						
dispersive Ebene		$pt \rightarrow pt$	$pt \rightarrow pt$	$pt \rightarrow pt$	$pt \rightarrow pt$	$pt \rightarrow pt$
nicht-dispersive Ebene		$\parallel \rightarrow pt$	$pt \rightarrow pt$	$\parallel \rightarrow pt$		
Maximaler Impuls	[MeV/c]	735	870	551	2100	775
Raumwinkel	[msr]	28	5,6	28	14	14
Streuwinkelbereich <sup>d)</sup>						
minimaler Winkel	[°]	18	7	18	31 <sup>e)</sup>	31 <sup>e)</sup>
maximaler Winkel	[°]	160	62 / 97 <sup>f)</sup>	160	37	37
Impulsakzeptanz	[%]	20	15	25	33	25
Winkelakzeptanzen						
dispersive Ebene	[mrad]	$\pm 70$	$\pm 70$	$\pm 70$	$\pm 175$	$\pm 175$
nicht-dispersive Ebene	[mrad]	$\pm 100$	$\pm 20$	$\pm 100$	$\pm 34$	$\pm 34$
Winkel der Bildebene	[°]	45	47	45	45	60
Länge der Bildebene	[m]	1,8	1,8	1,6	1,2	1,912
Länge der Zentralbahn	[m]	10,75	12,03	8,53	5,73	4,25
Dispersion (Zentralbahn)	[cm/%]	5,77	8,22	4,52	2,4	4,0
Vergrößerung (Zentralbahn)		0,53	0,85	0,51	2,02	2,5
Dispersion/Vergrößerung	[cm/%]	10,83	9,64	8,81	1,2	1,6
Impulsaufhebungsvermögen		$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$	$\approx 10^{-3}$	$\approx 4 \cdot 10^{-4}$
Winkelaufhebung am Target	[mrad]	$\leq 3$	$\leq 3$	$\leq 3$		
Ortsauflösung am Target	[mm]	3 - 5	$\leq 1$	1 - 5		

<sup>a)</sup> Dipolmagnete mit homogenem Feld

<sup>b)</sup> „clamshell“-Dipolmagnet

<sup>c)</sup> Doppelseitig nutzbarer Dipol mit homogenem Feld

<sup>d)</sup> Winkel der Zentralbahn zur MAMI-Strahlachse

<sup>e)</sup> Ohne Schikane, mit  $\theta_{min} = 0^\circ$

<sup>f)</sup> 62: rechts der Strahlführung, 97: links.



# Kapitel 4

## Simulation zur Detektorentwicklung

Von der GSI wurden zusammen mit den Magneten nur Detektoren zur Spur- und Zeitmessung für die isochrone Seite von KAOS übernommen. Das Spektrometer wurde und wird so betrieben, dass auf dieser Seite positive Teilchen, insbesondere  $K^+$ , nachgewiesen werden. Detektoren für die andere Seite wurden bisher nicht benötigt und existierten deshalb auch nicht. Seit dem Jahre 2000 wird in Mainz an der Entwicklung und dem Aufbau eines Scintillationsfaserdetektors gearbeitet [11]. Das Grundkonzept sieht vor, dass jeweils vier Fasern auf einen Kanal eines Multianodenphotomultipliers gegeben werden. Ein solcher Detektor bestimmt den Ort in einer Dimension. Man benötigt mindestens drei solcher Ebenen um den Impuls und den Streuwinkel des Teilchens korrekt bestimmen zu können um daraus die fehlende Masse des Ereignisses berechnen zu können. Dabei werden zwei Ebenen horizontal angeordnet, um den Betrag des Impulses und den X-Winkel bestimmen zu können und eine dritte Ebene vertikal für die Y-Position, die je nach vertikaler Ausdehnung und Beleuchtung des Targets mit dem Y-Winkel verknüpft ist.

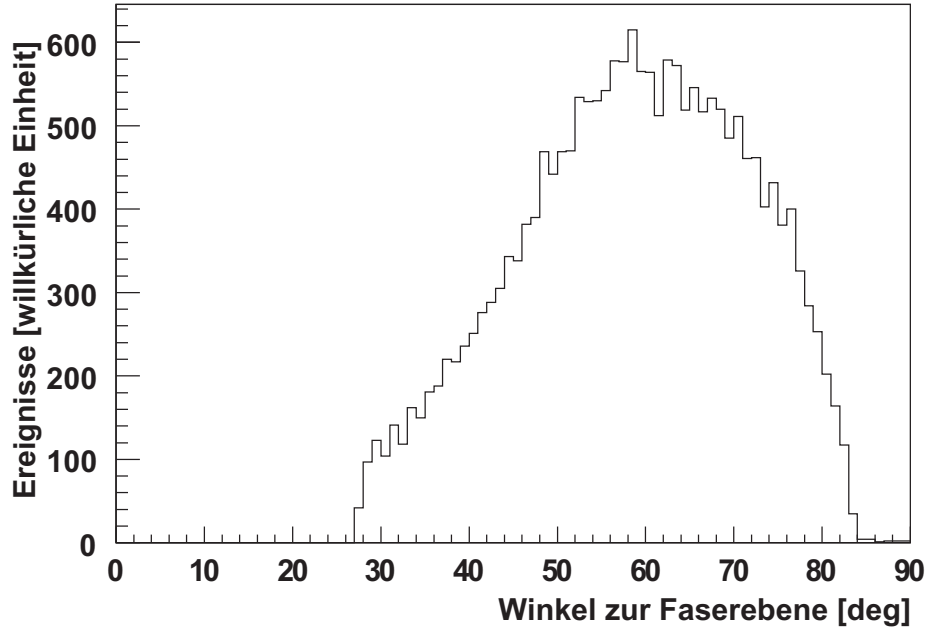
Im Rahmen der Simulation zum KAOS-Spektrometer wurde untersucht, wie gut die Effizienz der gewählten Anordnung im Verhältnis zum Durchflugswinkel ist und inwieweit die Kleinwinkelstreuung und Sekundärelektronen die Messgenauigkeit beeinflussen.

Zur besseren Teilchenidentifikation und Untergrundunterdrückung ist ein Aerogel-Tscherenkov-Detektor in der Entwicklung, der hinter den Flugzeitwänden ein Veto-Signal für schnelle Teilchen geben soll. Diese sind Pionen und Positronen. Auch für diesen Detektor können aus der Simulation Designparameter gewonnen werden.

### 4.1 Faserdetektor

Die Elektronen werden den bei KAOS zum Einsatz kommenden Faserdetektor nicht senkrecht durchfliegen sondern unter einem relativ spitzen Winkel. Eine

simulierte Winkelverteilung sieht man in Abbildung 4.1. Der Winkel bezieht sich auf die Normale der Detektorebene. Aufgrund dieser Verteilung hat man sich entschlossen die Fasern in einer hexagonal dichtesten Packung anzuordnen. Dies hat den Vorteil, dass dies die Effizienzlücken minimiert und auch relativ einfach im Aufbau ist. Je nach dem, wie man dann die jeweils vier Fasern der vorgesehenen Lagen zusammenfasst ergibt sich dann ein „Sollwinkel“ von 30° oder 60°. Letzteres wird bei KAOS realisiert.



**Abbildung 4.1:** Winkelverteilung der Elektronen beim Einflug in den Faserdetektor. Mit dem Maximum nahe bei 60° bietet sich hier eine hexagonal dichteste Packung zur Anordnung der Fasern an. Dies minimiert die Effizienzlücken und ist einfach zu bauen.

Weitere Überlegungen und Simulationen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, sind in [4] veröffentlicht. Das Dokument ist im Anhang C ab Seite 113 angefügt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht in welchem Umfang die Fasern als Materie die Flugbahn der Teilchen stören und somit die Spurverfolgung verfälschen. Der wichtigste Effekt hierbei ist die Kleinwinkelstreuung. Sie kann beschrieben werden durch:

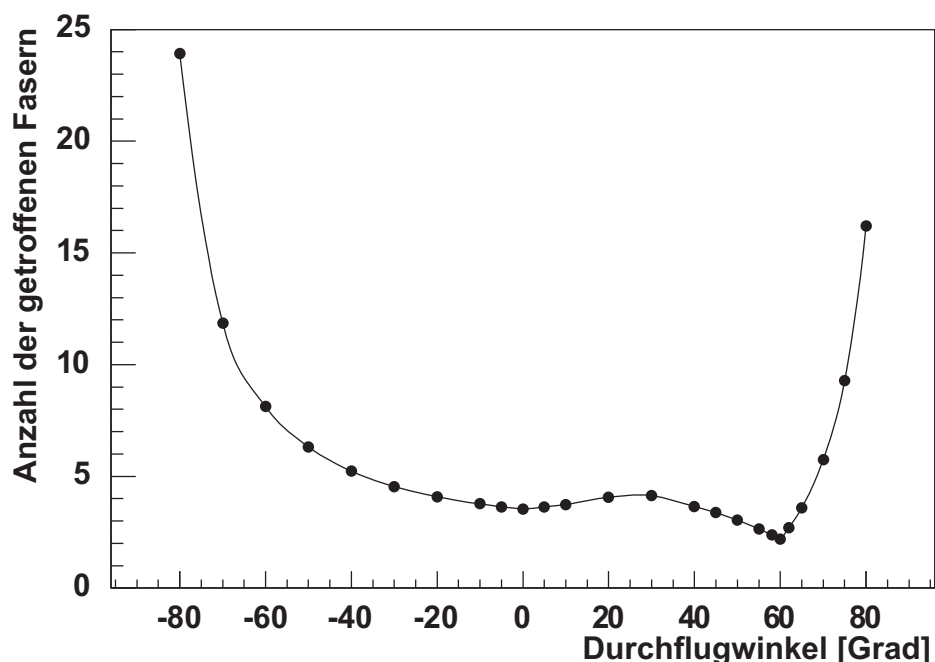
$$\Theta_0 = \Theta_{plane}^{RMS} = \frac{\Theta_{space}^{RMS}}{\sqrt{2}} \quad (4.1)$$

$$\Theta_0 = \frac{13,6MeV}{\beta cp} \cdot z \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left(1 + 0,038 * \ln \frac{x}{X_0}\right) \quad (4.2)$$

Für die bei KAOS verwendeten Szintillationsfasern gilt  $X_0 = 42,2cm$ ,  $\beta = 1$

und  $z = 1$  (für Elektronen). Im Prinzip könnte hiermit der Einfluss der Kleinwinkelstreuung auf die Auflösung beschrieben werden. Die Impulsverteilung ließe sich noch recht einfach durch z.B. eine Gleichverteilung nähern. Aber die Verteilung der Durchfluglänge  $x$  hängt kompliziert von Auftreffort und -winkel ab. Eine Monte-Carlo-Simulation mittelt hier bequem über all diese Parameter und liefert die Verteilung der Ablenkwinkel.

Ein weiterer Effekt, der untersucht wurde, war die Erhöhung der Multiplizität durch Sekundärteilchen. Da schon bei frühen Tests mit Faserbündeln eine deutlich höhere Multiplizität gemessen wurde als erwartet wurde die Vermutung geäußert, dass dies durch Sekundärteilchen erzeugt wurde. Die Simulation hat allerdings gezeigt, dass diese die Multiplizität nicht signifikant erhöhen. Spätere Untersuchungen haben dann auch gezeigt, dass es sich bei diesem Phänomen um ein optisches Übersprechen im Glas der Photomultiplier handelt.



**Abbildung 4.2:** Multiplizität gegen Durchflugwinkel für den  $60^\circ$  Detektor. Der Winkel wird zur Normalen der Detektorebene gerechnet. Wie zu erwarten ist die Multiplizität nicht symmetrisch um das Minimum von  $60^\circ$ , da ja auch die Geometrie nicht symmetrisch ist.

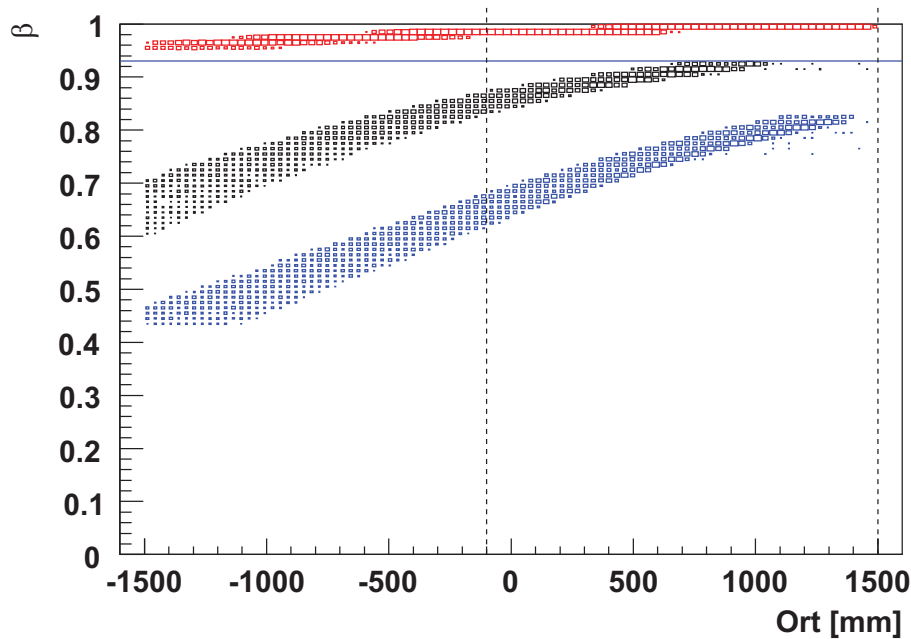
In der Abbildung 4.2 sieht man eine simulierte Multiplizität in Abhängigkeit vom Einflugwinkel für die bei KAOS verwendete  $60^\circ$  Geometrie<sup>1</sup>. Es handelt sich hier um eine „echte“ Multiplizität, d.h. Übersprechen im Photomultiplier oder in der Elektronik sind nicht enthalten. Es wurden Teilchen parallel zueinander gleichverteilt simuliert und die Energiedeposition in den einzelnen Fasern ermittelt. Jeweils vier hintereinander liegende Fasern wurden dann zusammengefasst und aufsummiert. Falls genügend Energie deponiert wurde zählt der Kanal als

<sup>1</sup>Gemeint ist hier der Winkel zum Einfallslot.

getroffen. Da man Effizienzlücken vermeiden muss, überlappen die Fasern und man erhält auch für den Sollwinkel von  $60^\circ$  eine Multiplizität grösser als 1. Der starke Anstieg hin zu größeren Winkeln ist dadurch zu erklären, dass hier die Teilchen sehr flach durch die Detektorebene fliegen und viele Kanäle durchflogen werden. Im anderen Fall werden nur deutlich weniger Fasern durchflogen.

## 4.2 Aerogeldetektor

Damit dieser Detektor optimal an die Anforderungen bei KAOS angepasst werden kann, ist es von Vorteil die Winkel- und Impulsverteilung der zu unterscheidenden Teilchen zu kennen. Hierzu wurden bei einem Feld von 1,2 Tesla Pionen durch das Magnetfeld propagiert und deren Dreierimpuls am Ort eines möglichen Veto-Detektors in eine Datei geschrieben, die dann extern weiterverwendet werden kann. Aus der Simulation wurden Daten einer 3 m breiten Wand extrahiert. Es ist angedacht ca. 2,0 m zu instrumentieren. Um aus geometrischen Gründen keine Akzeptanz zu verlieren ist es nötig etwas mehr als die Länge des G-Detektors abzudecken. Falls dies nicht möglich ist wird man sich auf die hohen Impulse beschränken, da hier die anderen Verfahren zur Teilchenidentifikation wie Flugzeit und Energiedeposition am schlechtesten funktionieren.

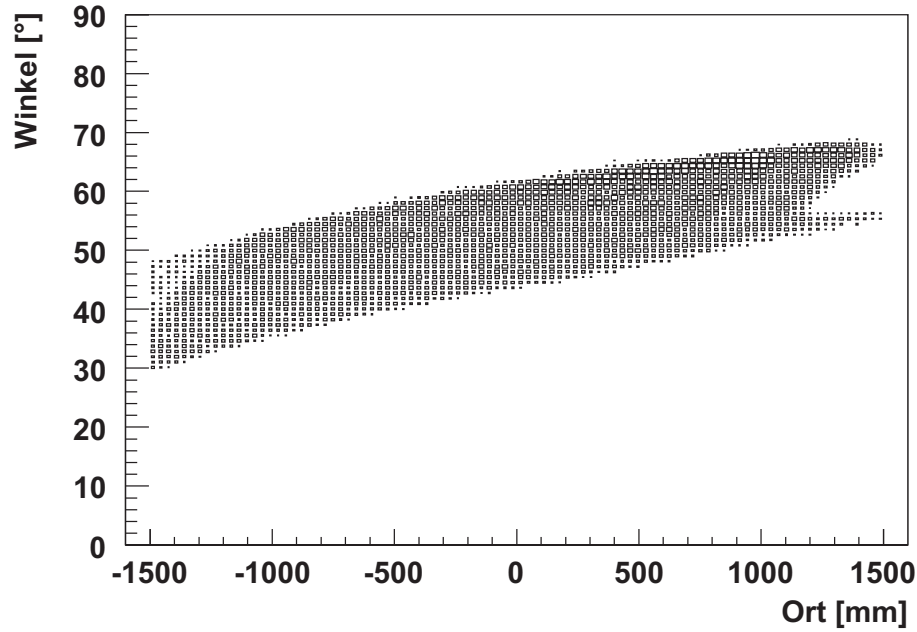


**Abbildung 4.3:** Simulierte Geschwindigkeitsverteilung beim Eintritt in einen möglichen Tscherenkow-Vetodetektor. Rot sind hier die Pionen, schwarz die Kaonen und in Blau Protonen dargestellt. Simuliert wurde ein Feld von 1,2 Tesla. Es wurden nur Kaonen bis zu einem Impuls von 1200 MeV simuliert, da schnellere Kaonen mit dem derzeitigen Beschleuniger nicht erzeugt werden können. Die gestrichelten Linien deuten den Bereich an, der instrumentiert werden kann.

Ein wichtiges Designkriterium ist die in Abbildung 4.3 dargestellte Ge-

schwindigkeitsverteilung. Wenn man den Brechungsindex zu 1,075 wählt, erhält man ein  $\beta_{Schwelle} = 0,93$ . Der mit 1,508 GeV Strahlenergie theoretisch mögliche Kaonenimpuls beträgt 1,186 GeV. Pionen und Protonen können jedoch mit höheren Impulsen produziert werden. Somit ist sichergestellt, dass man keine Kaonen aufgrund falscher Veto-Information verliert. Langsame Pionen können damit zwar nicht effektiv unterdrückt werden, bei diesen ist es aber einfacher möglich sie über die Flugzeit abzutrennen.

Wie man im Bild 4.4 sieht ist der Eintrittswinkel  $\theta$  in der Ablenkebene des Dipols zwischen  $40^\circ$  und  $60^\circ$ , abhängig vom Impuls und demnach auch vom Ort. Die Geometrie des Detektors sollte hierauf angepasst werden.



**Abbildung 4.4:** Simulierte Winkelverteilung beim Eintritt in einen möglichen Tscherenkow-Vetodetektor





# Kapitel 5

## Simulation des Untergrunds

Beim Untergrund muss man verschiedene Quellen unterscheiden. Zum einen die „zufällige“ Strahlung aus der Halle und zum anderen Teilchen, die durch Nebenreaktionen im Target entstehen. Die Quellen für den „zufälligen“ Untergrund sind vielfältig und können in einer Simulation nie vollständig abgebildet werden.

### 5.1 Rechnungen zur Strahlführung

Es wurden Rechnungen angestellt, um zu untersuchen wie es möglich ist, den MAMI-Strahl durch KAOS wieder zum Strahlfänger zu bringen. Hierbei lag ein besonderes Augenmerk darauf, wie sich die Untergrundsituation in der Halle im Vergleich zur derzeitigen Situation verändert, da eine absolute Vorhersage nur schwer möglich ist.

#### 5.1.1 Möglichkeiten einer Schikane

Um Teilchen, die mit sehr kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung erzeugt werden, in KAOS nachweisen zu können muss der Elektronenstrahl ebenfalls durch KAOS und wird da natürlich abgelenkt. Um den Primärstrahl der ungestreuten Elektronen wieder auf den Strahlfänger zu lenken wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei verschiedene Lösungen untersucht.

Eine Möglichkeit ist, den Strahl nach KAOS mit Hilfe von zwei Dipolen wieder auf die ursprüngliche Strahlachse zu bringen. Ein Vorteil hierbei wäre, dass die Photonen, die durch Bremsstrahlung im Target entstehen auch im Strahlfänger gestoppt werden. Diese Lösung wurde zuerst untersucht. Es hat sich aber schnell herausgestellt, dass hier enge Biegeradien erforderlich sind und dieser Aufbau aufgrund der räumlichen Situation in der Spektrometerhalle nicht realisierbar ist.

Eine anderer Weg ist es, den Primärstrahl vor dem Target so abzulenken, dass er nach einer Ablenkung in KAOS den Strahlfänger trifft. Allerdings fliegt

dann die Bremsstrahlung nicht mehr auf den Strahlfänger. Diese verursacht in der Hallenluft  $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$  und  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$  Reaktionen die zu Untergrund und zur radioaktiven Belastung der Abluft führen.

### Vorhandene Umlenk dipole

Die im Moment für diesen Zweck zur Verfügung stehenden Magnete sind  $30^\circ$  Umlenkmagnet mit einer Spalthöhe von 110mm und einer Breite von 340mm. Wenn man allerdings die Spalthöhe, die Vakuumkammer und den Strom anpasst, dann kann man mit diesen Magneten auch Ablenkungen von mehr als  $45^\circ$  erreichen. Der maximale Ablenkwinkel, der mit solchen Magneten im Institut bereits realisiert wurde beträgt  $46^\circ$  [38]. Sie werden im Folgenden DCI-Magnete genannt, da sie vom Elektron-Positron Speicherring DCI<sup>1</sup> des „Institut national de physique nucléaire et de physique des particules“ in Orsay/Frankreich übernommen wurden.

### Strahlfänger

Der zentrale Bereich des Strahlfängers ist modelliert als Zylinder der Länge 1910mm mit einem Durchmesser von 476mm dessen Mittelachse genau auf der Strahlachse liegt. Vorne und an der Seite ist er von einer 12mm dicken Aluminiumhülle umgeben. An der Rückwand ist diese 35mm dick. Dahinter befindet sich noch eine Kupferscheibe der Dicke 110mm. Der Strahlfänger ist gefüllt mit Aluminium-Granulat das von Kühlwasser umspült wird. Um dies zu modellieren wurde ein Gemisch aus Wasser und Aluminium mit einem Volumenanteil von 60,8% Al generiert. Der Volumenanteil wurde im Rahmen der Diplomarbeit von D. Dimmer aus dem Jahre 1988 experimentell bestimmt. Das Mischmaterial hat dann eine Dichte von  $2,034\text{g}/\text{cm}^3$  und eine Strahlungslänge von 12,621cm.

### Methoden der Modellierung

Um die Möglichkeiten der Strahlführung zu untersuchen wurde fast die komplette Strahlführung in GEANT4 nachgebildet. Die Elektronen werden 8m vor dem Target generiert, was der momentanen Position eines Wedlers<sup>2</sup> in der A1 Strahlführung entspricht. So können Einflüsse eines aufgeweiteten Strahls ebenfalls untersucht werden. Die komplette Strahlführung ab hier ist aus Volumina aufgebaut, die als Material „Vakuum“ enthalten. Der Strahlfänger ist mit den oben genannten Parametern modelliert. Je nachdem, was genau untersucht werden soll, kann der vollständige elektromagnetische Schauer in diesem simuliert werden oder es kann die Spurverfolgung beim Eintritt abgebrochen werden, da die große Anzahl der Sekundärteilchen im Schauer die Rechenzeit pro Ereignis deutlich erhöht.

---

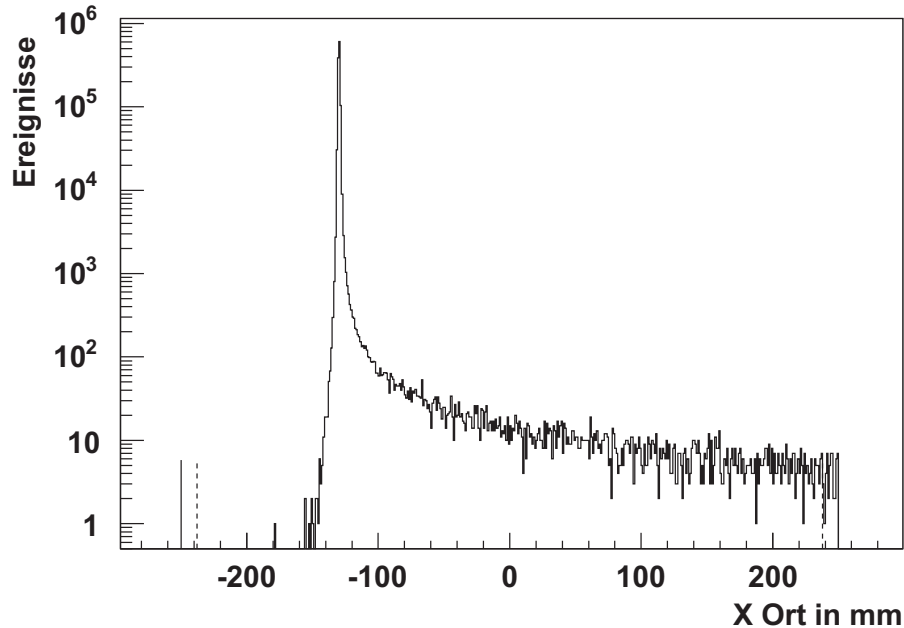
<sup>1</sup>Dispositif de Collision dans l'Igloo

<sup>2</sup>Der Einsatz eines Wedlers ist nötig, falls flüssiger Wasserstoff als Target verwendet wird um eine lokale Überhitzung und Blasenbildung zu vermeiden. Diese würde zu unkontrollierbaren Dichteschwankungen führen.

Die Feldkarte von KAOS ist wie in Kapitel 3 beschrieben implementiert. Für die zusätzlichen Magnete steht bisher keine Feldkarte zur Verfügung. In der Simulation wird hier überprüft, ob man sich zwischen den Polschuhen befindet und dann dort ein homogenes Feld in Y-Richtung angenommen. Eine X- und Z-Komponente wird nicht berechnet. Mit diesem Verfahren bekommt man zwar keine präzise Abbildung, es reicht aber aus um die Machbarkeit und die nötigen Feldstärken abzuschätzen.

Es ist geplant mit Hilfe zweier DCI-Magnete den Strahl vor dem Target so abzulenken, dass er am Ende wieder auf den Strahlfänger trifft. Um nicht zu viele Änderungen an der vorhandenen Strahlführung vornehmen zu müssen ergibt sich für den ersten Magneten eine Position ca. 6m vor dem Target. Da dieser Magnet den Strahl nur max.  $14^\circ$  ablenken muss, wird er so gesetzt, dass der Strahl unter einem Winkel von  $10^\circ$  auf die Polkante trifft. Je nach gewünschtem Ablenkwinkel tritt er dann auch wieder unter ca.  $10^\circ$  aus.

Die Position und Feldstärke des zweiten DCI-Magneten müssen dann so eingestellt werden, dass der Strahl das Target trifft.



**Abbildung 5.1:** Horizontale Verteilung der Elektronen auf dem Strahlfänger. Die gestrichelten Linien markieren den Rand des inneren Wassertanks, die durchgezogenen den äußeren Rand des Tanks. Der „Schwanz“ nach rechts entsteht durch die Dispersion im KAOS Dipolfeld für die Elektronen die (z.B. durch Bremsstrahlung) im Target Energie verloren haben.

Am Ende versucht man den Strahlfänger dann nicht mehr mittig zu treffen, um zum einen den entstehenden Schauer möglichst vollständig einzufangen, zum anderen aber auch den durch Bremsstrahlung und Dispersion entstehenden „Schwanz“ noch möglichst gut auf den Strahlfänger zu bekommen um die Stahlrohre und Wände nicht unnötig zu belasten. Eine mögliche Verteilung des

Primärstrahls auf dem Strahlfänger ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Da die Simulation gezeigt hat, dass die aus dem Strahlfänger austretende Gammastrahlung den größten Anteil bei der radioaktiven Belastung der Hallenluft darstellt ist es hier wichtig, den Schauer im Strahlfänger möglichst gut einzufangen.

Das Vorgehen um eine mögliche Konfiguration zu finden war wie folgt:

1. Positionierung des zweiten Magneten im technisch realisierbaren Bereich.
2. Anpassung der Feldstärke des ersten Magneten um eine bestimmte Stelle auf der Polschuhkante des zweiten Magneten zu treffen.
3. Anpassung der Feldstärke des zweiten Magneten um das Target mittig zu treffen. Dies ergibt dann den Winkel unter dem das Target getroffen wird.
4. Positionierung von KAOS unter dem vorher ermittelten Winkel
5. Anpassung der Feldstärke in KAOS um den Strahlfänger zu treffen.

In der Abbildung 5.2 sieht man zwei verschiedene Ergebnisse dargestellt. Weitere Möglichkeiten sind in der Tabelle B.1 im Anhang auf Seite 111 aufgelistet.

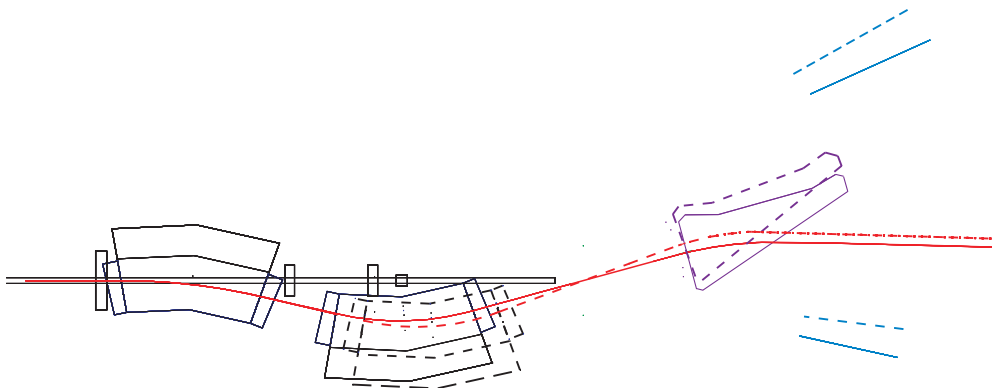
### Mögliche Varianten der Schikane

Die Lösungen sind allerdings nicht eindeutig, da man vier Freiheitsgrade (zwei Ortskoordinaten des zweiten Magneten und zwei Feldstärken) hat um den Strahl so einzustellen, dass er das Target trifft. Es gibt jeweils eine Schar von Möglichkeiten, die zum gleichen Winkel führen. Die dazugehörige Feldstärke in KAOS hängt dann davon ab, wo genau man den Strahlfänger treffen möchte und wie weit KAOS vom Target entfernt steht. Die Rechnungen wurden für einen Abstand von 1,4m zwischen Target und Zentrum der Polschuhkante gerechnet. Die daraus resultierenden Konfigurationen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

#### 5.1.2 Strahlenbelastung durch Bremsstrahlung

Wenn KAOS wie oben geschildert für den Nachweis von Teilchen unter  $0^\circ$  aufgebaut ist und der Primärstrahl vor dem Target abgelenkt wird, kann die Bremsstrahlung, die im Target entsteht, nicht mehr auf den Strahlfänger treffen und durchquert ca. 10m der Halle. Dabei entstehen durch  $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$  und  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$  Reaktionen radioaktive Isotope, die zum einen für zusätzlichen Untergrund sorgen, zum anderen die Abluft belasten, da sie nicht rausgefiltert werden können. Deshalb ist es nötig zu untersuchen, inwieweit sich die Produktionsraten erhöhen, die für die radioaktive Belastung der Umwelt verantwortlich sind.

Mit Hilfe der Simulation kann man abschätzen, welche Gammas welche Strecken in Luft zurücklegen. In der Abbildung 5.3 kann man einen möglichen Strahlengang mit entstandener Bremsstrahlung sehen. Hierbei wurde ein  $^{12}\text{C}$ -Target

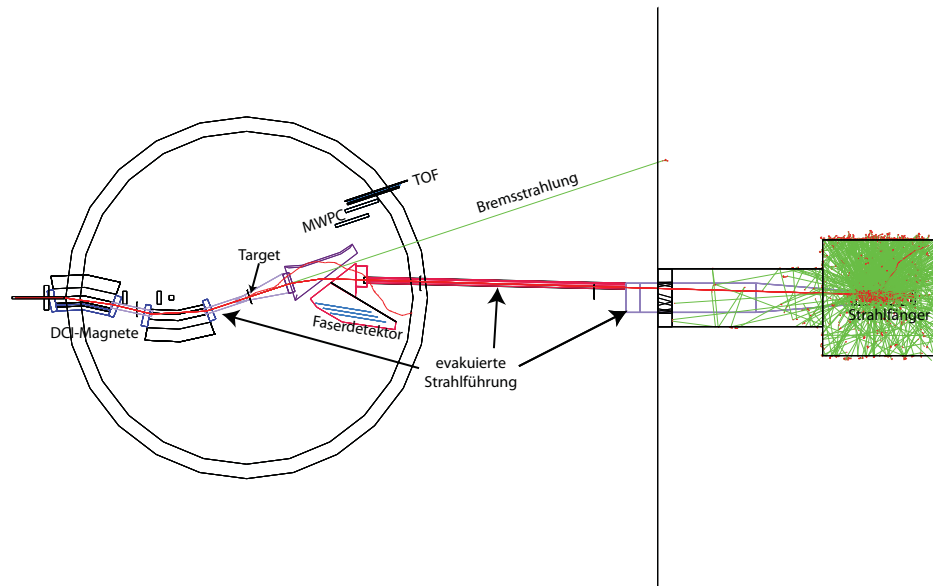


**Abbildung 5.2:** Zwei mögliche Positionen des zweiten Magnets der Schikane und zugehörige Strahlengänge. Je nach gewünschtem Feld in KAOS wird dort der Primärstrahl unterschiedlich abgelenkt und muss deshalb unter einem anderen Winkel auf das Target treffen um wieder zum Strahlfänger zu gelangen.

**Tabelle 5.1:** Eigenschaften der Magnetschikane für eine Strahlenergie von 1,5 GeV. Der Ablenkwinkel,  $\theta$ , und das Feld,  $B$ , in den beiden DCI Magneten, und der Abstand,  $L$ , des zweiten Magneten zum Target ist angegeben. Der Einschuss ins KAOS-Spektrometer erfolgt unter  $0^\circ$  und der Ablenkwinkel des Strahls ist  $\alpha$ . Die Impulsakzeptanz ist für den Elektron- und den Kaonarm angegeben.

DCI-1		DCI-2		Target		KAOS	Elektron	Kaon
$\theta_1$	$B_1$	$\theta_2$	$B_2$	$L$	$\alpha$	$B$	$p_{min}-p_{max}$	$p_{min}-p_{max}$
(deg)	(T)	(deg)	(T)	(m)	(deg)	(T)	(MeV/c)	(MeV/c)
14.2	0.64	36.4	1.66	1.31	22.1	1.54	420–590	720–1400
13.1	0.59	33.4	1.53	1.29	20.4	1.38	370–520	650–1320
13.5	0.61	32.0	1.45	1.47	18.4	1.20	330–470	560–1120
13.6	0.61	30.7	1.40	1.56	17.2	1.10	290–420	520–1020
11.6	0.52	25.2	1.15	1.62	13.7	0.82	220–310	390– 780
9.1	0.40	19.1	0.87	1.70	10.1	0.55	150–215	350– 510

mit einer Dicke von 0,25mm angenommen. Dies entspricht in etwa dem zur Zeit in der A1 verwendeten Kohlenstofftarget mit einer Dicke von  $45g/cm^2$ . Wie man sieht, entsteht im Raum um den Strahlfänger deutlich mehr Gammastrahlung als in der Halle, sodass die Aktivierung der Luft durch direkte Bremsstrahlung um ca. eine Größenordnung kleiner ist als die durch aus dem Strahlfänger entweichende Strahlung.



**Abbildung 5.3:** Elektronbahnen in der Halle mit Schikane. Die Spuren der Elektronen sind hier rot, die Bremsstrahlung ist grün zu sehen. Wie man sieht ist die Belastung in der Umgebung des Strahlfängers deutlich höher als in der Halle.

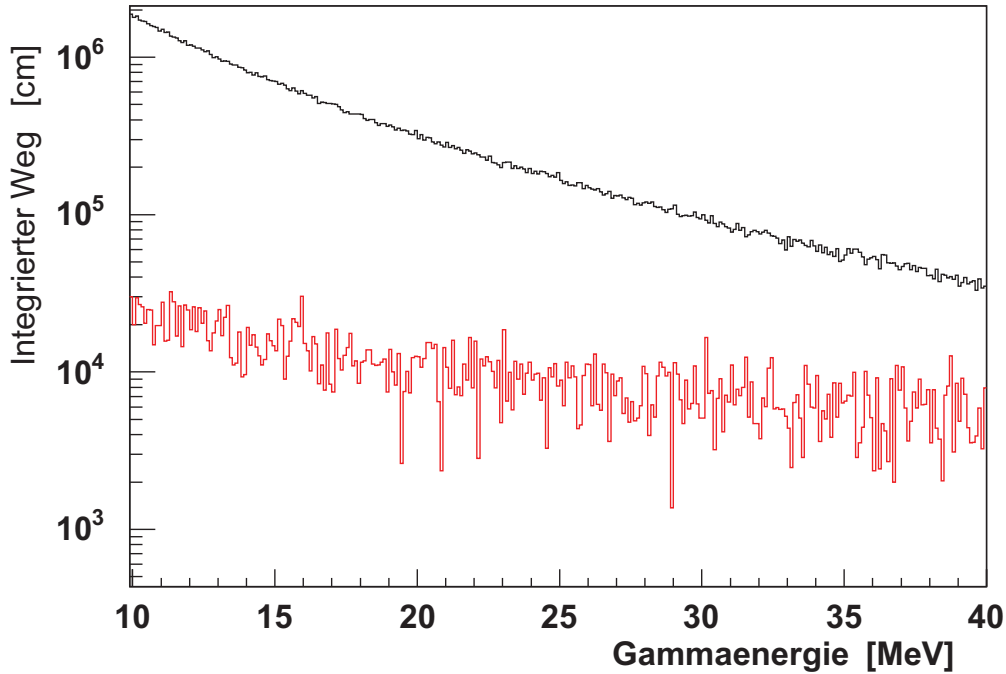
Allerdings erhöht sich durch den Schrägeinschuss die Menge der aus dem Strahlfänger austretenden Photonen. Die Simulation ergibt für die Strahlführung ohne Ablenkung (derzeitige Situation) eine Produktionsrate von ca.  $2,2 \cdot 10^7$   $^{13}N$  und  $9,5 \cdot 10^6$   $^{15}O$  bei  $1 \mu C$  eingeschossener Elektronen. Bei einem Schrägeinschuss erhöhen sich diese Zahlen auf  $3,5 \cdot 10^7$  für  $^{13}N$  und  $1,7 \cdot 10^7$  für  $^{15}O$ . Dies bedeutet eine Erhöhung um den Faktor 1,7.

### $^{13}N$ und $^{15}O$ Produktion in Luft

Elektromagnetische Strahlen ab einer Energie von ca. 10,6 MeV produzieren radioaktive Isotope in der Luft. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  von der Energie ist recht kompliziert und wurde deshalb in jeweils 2 Bereichen linear genähert. Für die  $^{14}N(\gamma, n)^{13}N$  Reaktion wird zwischen 11 und 16 MeV ein Wirkungsquerschnitt von 0,5 mbarn angenommen, bis 26 MeV dann 3 mbarn. Für die  $^{16}O(\gamma, n)^{15}O$  Reaktion wird im Bereich von 16 bis 22 MeV ein Wirkungsquerschnitt von 3 mbarn und dann bis 40 MeV dann 10 mbarn [25]. Die Produktionsrate  $N$  berechnet sich dann nach:

$$N = \sigma \cdot \text{Strecke} \cdot \frac{N_A}{V_0} \cdot \text{Anteil} \cdot 2 \cdot \text{Anzahl}_\gamma \quad (5.1)$$

wobei  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ ,  $V_0$  das Standardmolvolumen = 22,4l und „Anteil“ der Anteil des entsprechenden Gases an der Luft ist. Es wurde mit 78% Stickstoff und 21% Sauerstoff gerechnet. Bei der Berechnung der Dichte der Streuzentren  $\frac{N_A}{V_0} \cdot 2$  muss man berücksichtigen, dass Stickstoff und Sauerstoff zweiatomige Gase sind. Um die Wegstrecke zu bestimmen wird in der Simulation immer dann, wenn ein Gamma ein Volumen mit dem Material „Air“ durchflogen hat, die Weglänge und die Energie mitgeschrieben.



**Abbildung 5.4:** Hier sieht man, welche Wegstrecken Gammas in Abhängigkeit von ihrer Energie an Luft zurückgelegt haben. Es wurde über alle simulierten Ereignisse summiert. In Schwarz ist der Anteil im Strahlfängertunnel aufgetragen, in Rot der Anteil in der Halle.

Im Bild 5.4 sieht man die in Luft zurückgelegten Wegstrecken von Gammas in Abhängigkeit von ihrer Energie. Für die Abbildung wurde über die  $1,12 \cdot 10^6$  simulierten Ereignisse summiert. In Schwarz ist der Anteil im Strahlfängertunnel aufgetragen, in Rot der Anteil in der Halle. Man erkennt, dass der Anteil im Strahlfängertunnel um ein bis zwei Größenordnungen höher ist als der in der Halle.

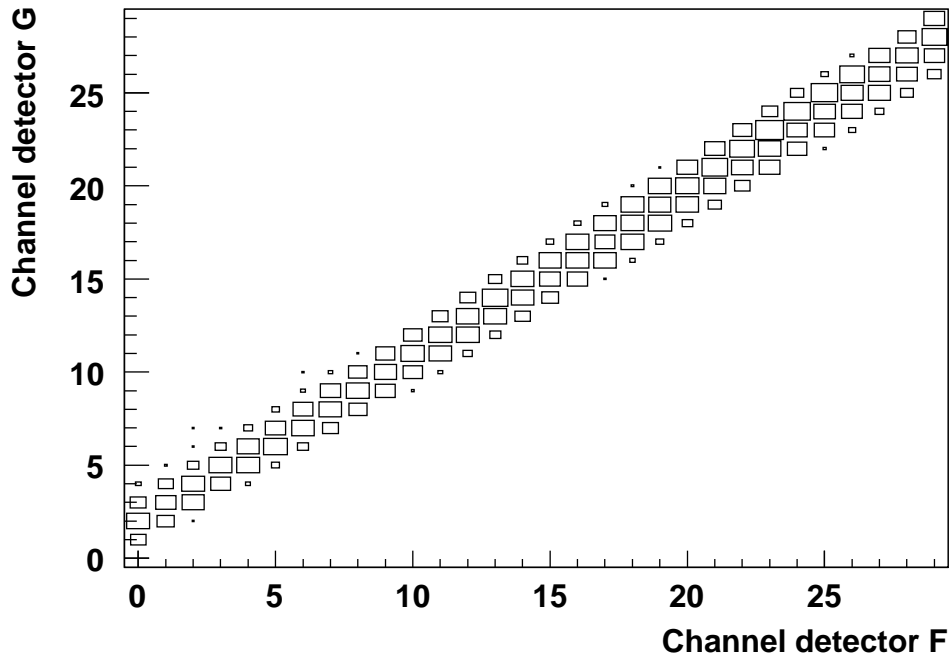
## 5.2 Triggerkonzept

Ein guter Trigger zeichnet sich dadurch aus, dass er nur bei physikalisch interessanten Ereignissen anspricht und den Untergrund ignoriert. Um dem möglichst

nahe zu kommen ist es nötig einen flexiblen und intelligenten Trigger zu haben. Mit dem Verfügbarwerden von großen FPGAs<sup>3</sup> ist es nun möglich viele Kanäle gleichzeitig auf Hardwareebene intelligent miteinander zu verknüpfen um so eine angepasste Triggerentscheidung zu generieren.

Zur Triggerentscheidung können nur schnelle Detektoren herangezogen werden. Dies sind meist Szintillationsdetektoren, die dann mit schnellen Photomultipliern ausgelesen werden. Auf der Kaonenseite stehen hier zwei Wände zu je 30 Kanälen zur Verfügung (siehe hierzu Abschnitt 3.3.1 auf Seite 43). Die Drahtkammern kommen schon wegen ihres relativ langsamen Funktionsprinzips nicht in Frage, aber auch die Art der Auslese über Transputer (siehe 6.1) macht das Einbeziehen dieser in den Trigger unmöglich. Der auf der Elektronikseite vorgesehene Faserdetektor erfüllt die Anforderungen um in die Triggerentscheidung einzugehen, da hier ebenfalls mit schnellen Photomultipliern ausgelesen wird. Die im Hause entwickelten Diskriminatorkarten (siehe Abschnitt 6.2.2) hierfür enthalten auch einen passenden Anschluss für die FPGA basierte Triggerelektronik.

Eigentlich möchte man nur die Daten von Teilchen aufnehmen, die vom Target durch den Dipolmagneten durch alle Detektoren geflogen sind. Die Verknüpfung der Informationen der beiden Szintillatorebenen kann dazu verwendet werden um schon eine Vorauswahl der Winkel zu treffen. Auch wenn im Falle der F- und G-Wand die Ortsauflösung nicht besonders hoch ist, ermöglichen sie doch schon einen guten Schnitt auf die akzeptierten Teilchenspuren.



**Abbildung 5.5:** Signalkorrelation zwischen den Flugzeitwänden auf der Kaonenseite. Mit dieser Information wird der Trigger programmiert.

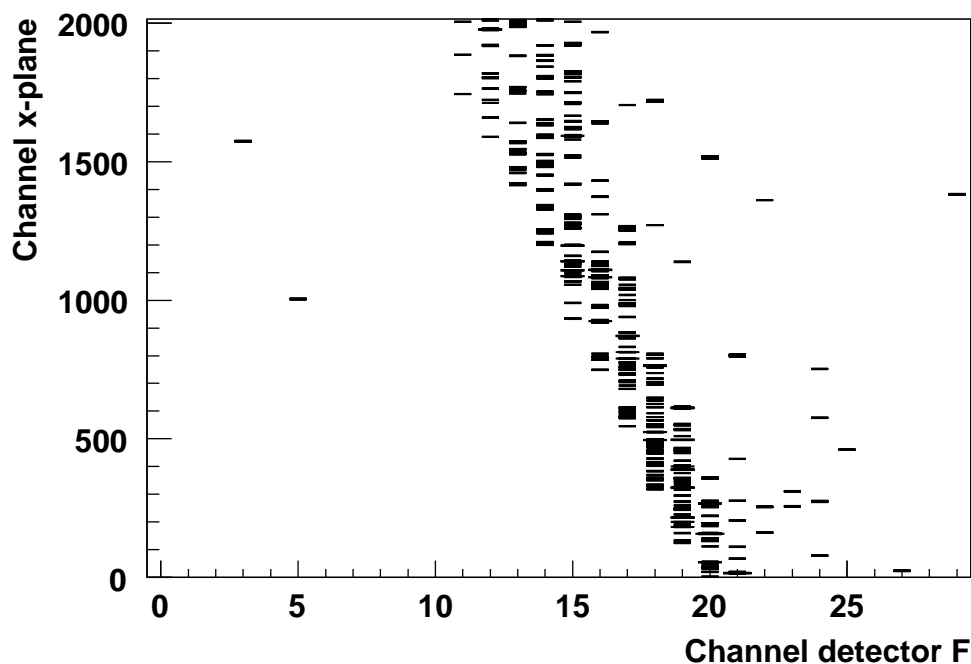
<sup>3</sup>Field Programmable Gate Array



Die in Abbildung 5.5 gezeigte simulierte Korrelation wurde verwendet um den Trigger zu programmieren. So konnte die Ereignisrate je nach Strahlstrom, Feld und verwendetem Target um einen Faktor von bis zu 10 im Vergleich zu einem einfachen „Oder“-Trigger gesenkt werden.

Auf der Elektronikseite soll das gleiche Verfahren zur Anwendung kommen. Da man auf der Trigger-Ebene die extrem hohe Auflösung des Faserdetektors nicht benötigt wird hier allerdings vor der Verknüpfung die Zahl der Kanäle durch Zusammenfassen um den Faktor 5 gesenkt. Je nach gewünschter Winkelakzeptanz kann man dann das akzeptierte Band mehr oder weniger breit einstellen.

Um eine weitere sinnvolle Reduktion der ungefilterten Datenrate zu erreichen kann man nun auch noch die Ortsinformation der beiden Detektoren nahe der Fokalebene miteinander verknüpfen. Dies ist möglich, da für die Hyperkernproduktion der Impuls des Kaons mit dem des Elektrons stark korreliert ist (siehe Kapitel 1, Abbildung 3.4). Die Abbildung 5.6 enthält Daten, die mit einer Feldstärke von 1,2 Tesla simuliert wurden. Ein Ereignis wurde nur dann akzeptiert, wenn in beiden Kaon-Szintillatorwänden und in beiden Faserebenen hinreichend viel Energie deponiert wurde.



**Abbildung 5.6:** Signalkorrelation zwischen Kaon- und Elektronarm. Man erkennt deutlich die Impulskorrelation zwischen Kaon und Elektron.



## Kapitel 6

# Datenerfassung und Experimentkontrolle

Das neue KAOS Spektrometer soll in der Spektrometerhalle zusammen mit den bestehenden Spektrometern betrieben werden. Hierzu war es nötig die vorhandene und neue Hardware in das bestehende Datenerfassungs- und Steuerungssystem zu integrieren. Große Teile der Elektronik für die Kaonenseite konnten von der GSI übernommen werden und nur die Auslese musste angepasst werden. Die Elektronikseite war bisher noch nicht instrumentiert weshalb die Hardware hierfür neu entwickelt und beschafft werden musste.

Zuerst wird hier ein Überblick über die in A1 verwendete Datenerfassungssoftware AQUA und das Steuerungssystem MEZZO gegeben. Im Anschluss wird dann auf die für KAOS neu hinzugekommenen Komponenten im Einzelnen eingegangen.

### 6.1 Datenerfassungssystem AQUA

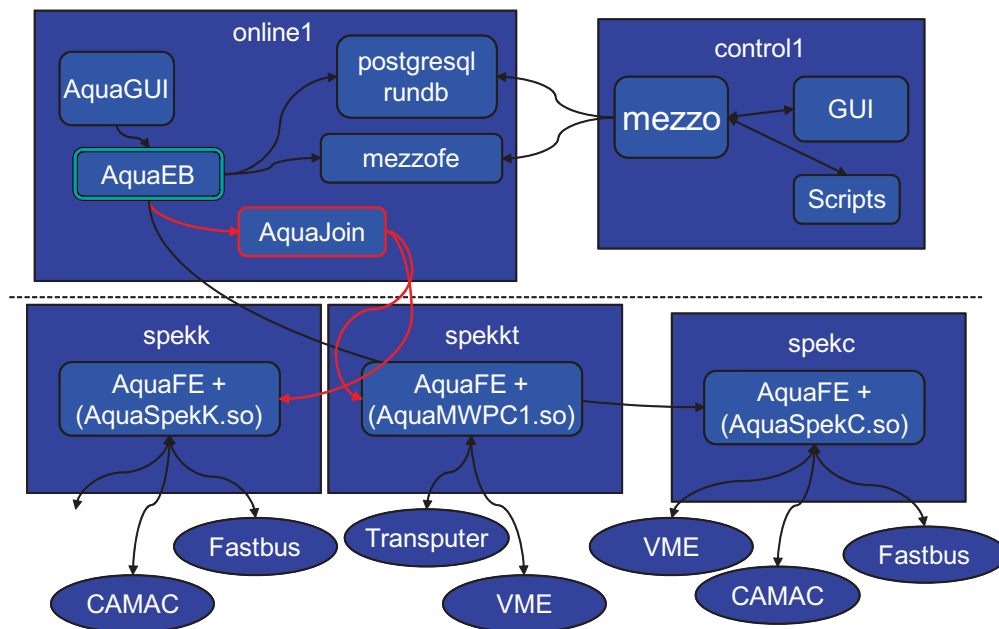
AQUA steht für A1 data aQUisition. Es wurde seit 1999 von M.Distler im Rahmen der A1-Arbeitsgruppe im Institut entwickelt [22]. Es ist modular aufgebaut und größtenteils objektorientiert in C++ geschrieben.

Eine bisher nicht zur Geltung gekommene Einschränkung des A1 Datenerfassungssystems ist eine Beschränkung der Anzahl der beteiligten Spektrometer in der Eventsynchronisation<sup>1</sup> auf drei. Aber schon bei der Teststrahlzeit vom März 2008 waren vier CPUs als Datenquellen am Experiment beteiligt. Hierzu musste sowohl die Hardware als auch die Software erweitert werden.

Die zentrale Komponente von AQUA ist der sog. Eventbuilder (AquaEB). Er ist dafür verantwortlich von den verschiedenen am Experiment beteiligten Computern die Datenpakete einzusammeln und alle zu einem Event gehörenden Daten zusammenzupacken und auf der Festplatte zu archivieren. Gestar-

---

<sup>1</sup>Event = engl. Ereignis. Es ist wichtig, *alle* Daten, die zu einem Ereignis gehören *gemeinsam* abzuspeichern, um sie korrekt auswerten zu können.



**Abbildung 6.1:** Zusammenhang der verschiedenen Programmteile von AQUA. Die Rechtecke symbolisieren die beteiligten Rechner, die abgerundeten Rechtecke die darauf laufenden Prozesse. Die Ovale stellen die externe Hardware da. Die gestrichelte Linie zeigt die Trennung zwischen Messraum und Experimentierhalle.

tet wird AquaEB von der graphischen Benutzerschnittstelle Aqua++ (im Bild 6.1 AquaGUI<sup>2</sup>) in der zu Beginn konfiguriert wird welche Komponenten gestartet und benutzt werden sollen. Dann wird auf den benötigten Frontendrechnern, an denen die Erfassungshardware direkt angeschlossen ist, der Aqua-Frontendprozess (AquaFE) gestartet. Er bekommt das benötigte „shared object“<sup>3</sup>, das den eigentlichen Code zur Auslese der Hardware enthält, als Parameter übergeben. Dieser wartet dann darauf, dass der Eventbuilder sich mit ihm verbindet und die eigentliche Datenerfassung startet.

Jeder unabhängige „Arm“ der Datenerfassung muss über ein sog. „SyncModul“ verfügen. Ein „Master Sync“ ist direkt mit der Koinzidenzlogik verbunden und generiert ein 16bit-Wort, das zur Synchronisation an alle beteiligten Systeme über ein Flachbandkabel verteilt wird. Die obersten drei Bit werden dazu verwendet um die Spektrometer zu kennzeichnen, die zur Triggerentscheidung beigetragen haben<sup>4</sup>. Die restlichen 13bit enthalten dann eine fortlaufende Nummer. In der bisherigen Datenerfassung sind diese Module als CAMAC ausgeführt. Als Datenerfassungsrechner werden VME-Bus-CPU's eingesetzt, die dann über ein dort eingestecktes CAMAC-Branch-Interface das Synchronisationsmodul und eine Verriegelung ansprechen.

<sup>2</sup>GUI steht im englischen für Graphical User Interface

<sup>3</sup>Als shared object, wörtlich „geteiltes Objekt“, wird in der Datenverarbeitung Code genannt, der von verschiedenen Programmen zur Laufzeit dynamisch nachgeladen wird.

<sup>4</sup>Hieraus ergibt sich die Beschränkung auf die drei Arme.

Die bei KAOS verwendeten Drahtkammern werden über eine Kette von Transputern<sup>5</sup> ausgelesen. Als Anbindung an die restliche Datenerfassung dient ein herkömmlicher PC, in dessen PCI-Bus eine spezielle Transputer-Link-Karte gesteckt ist. Eine ausführliche Beschreibung dieses Subsystems findet sich in [18]. Damit nun dieser Computer ebenfalls die Synchronisationsinformation erhalten kann, wurde zusätzlich noch ein ATVME-Interface zu einem VME-Bus eingesteckt. In diesem befindet sich nun eine „Pattern Unit“, die die Event-Information bereitstellt. Um die im Eventbuilder enthaltene Einschränkung auf drei Arme zu umgehen wurde von M. Distler eine Software implementiert, die in der Lage ist zwei Datenströme zusammenzufassen und dem Eventbuilder als **ein** Datenstrom zur Verfügung zu stellen. Sollte sich in Zukunft die Anzahl der beteiligten Rechner weiter erhöhen, z.B. ein weiterer Rechner für die Drahtkammern um durch Parallelisierung die Auslesegeschwindigkeit zu steigern und damit die Totzeit zu verringern, wird es nötig sein dieses Programm (AquaJoin) zu kaskadieren oder dahingehend zu erweitern, dass es mehr als zwei Quellen verschmilzt.

Die Elektronik für die Flugzeitwände der Kaonenseite besteht hauptsächlich aus Modulen für Fastbus und CAMAC. Beides wird im bisherigen Konzept für die Auslese und Steuerung der bestehenden Spektrometer schon verwendet und funktioniert. Nur für einige bisher nicht verwendete Module musste neuer Code geschrieben werden, der sich in das vorhandene Programmpaket einfügt. So wurden LeCroy 1875A TDCs übernommen, die bisher innerhalb der A1 Kollaboration nicht verwendet wurden. Die Art der Auslese (FASTBUS) und die Datenstrukturen sind zu den bereits im Einsatz befindlichen LeCroy ADC sehr ähnlich, sodass diese Module schnell integriert werden konnten und nun erfolgreich im Einsatz sind. Ein Nachteil, der hier verwendeten FASTBUS-Module, ist eine relativ lange Konversionszeit, was ein erheblicher Teil der Totzeit darstellt. Sie beträgt  $265 \mu s$  für den 1885F ADC [34] und  $10 \mu s + 2,5 \mu s \cdot n$  für den 1875A TDC, wobei  $n$  der Anzahl der zu digitalisierenden Kanäle entspricht [33].

Die LeCroy ADCs 1885F und die TDCs 1875A haben eine Auflösung von 12bit. Um den dynamischen Bereich zu erweitern besitzen sie aber zwei Messbereiche (Ranges), die sich um drei Bit, also den Faktor 8 unterscheiden. Man kann den zu verwendenden Messbereich entweder per Software fest einstellen oder aber die Module auch im „Auto“ Modus betreiben. Auf jeden Fall wird die Information, in welchem Messbereich die 12bit aufgenommen wurden in einem 13. Bit mit übertragen und abgespeichert. Da zu Beginn der Inbetriebnahme von KAOS nicht klar war, in welchem Bereich unsere Signale liegen und wie groß der dynamische Bereich sein muss wurde der Automatik-Modus gewählt.

Prinzipiell möchte man dann zur Analyse alle Daten in *einem* Histogramm speichern. Dazu muss man die Daten, die im „High Range“ aufgenommen wurden noch mit 8 multiplizieren bevor man sie weiterverarbeitet. Wenn man das so naiv macht, stellt man fest, dass „Sprünge“ in den Daten vorhanden sind. Es ist noch nötig einen Offset zu ermitteln, der noch zu den High Range Daten hinzukommt.

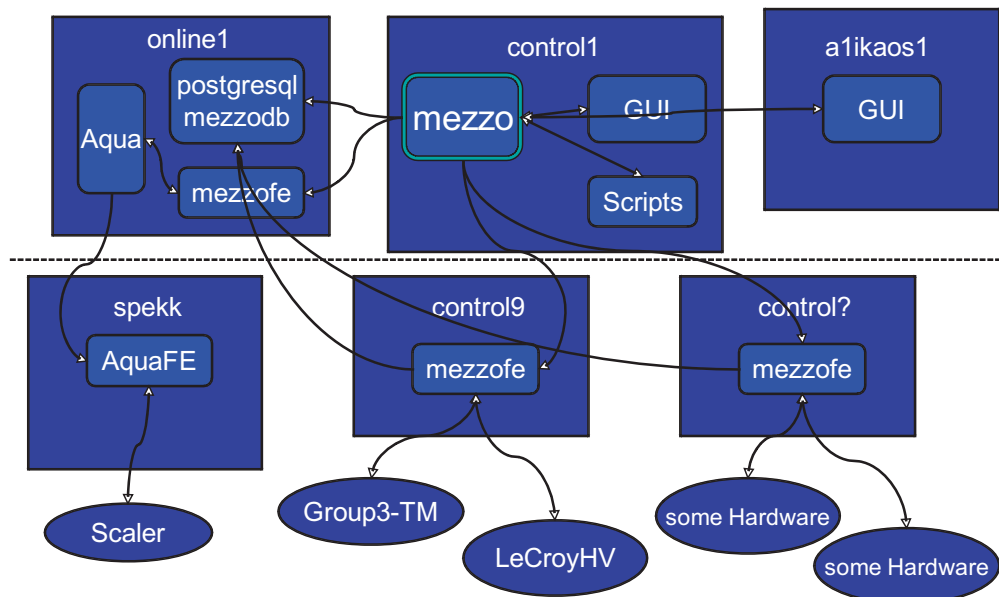
---

<sup>5</sup>Das Wort Transputer setzt sich aus „Transmit“ und „Computer“ zusammen. Diese CPUs haben besondere Kommunikationsschnittstellen die es ermöglichen besonders einfach und effizient Netze aufzubauen. Man versucht die Arbeitsleistung durch Parallelisierung zu erhöhen.

Um diesen zu ermitteln muss man die Low Range und die High Range Daten getrennt histogrammieren, dann das obere Ende der Low Range Daten suchen und die Differenz zum unteren Ende der High Range Daten bilden.

## 6.2 Steuerungssystem MEZZO

Das zur Zeit verwendete Steuerungssystem MEZZO wurde seit 1998 von M. Weis im Rahmen der A1-Arbeitsgruppe im Institut entwickelt [52].



**Abbildung 6.2:** Übersicht der Komponenten von Mezzo. Die Rechtecke symbolisieren die beteiligten Rechner, die abgerundeten Rechtecke die darauf laufenden Prozesse. Die Ovale stellen die externe Hardware da. Die gestrichelte Linie zeigt die Trennung zwischen Messraum und Experimentierhalle. Der Zentrale Prozess auf der control1 legt seine Daten in der Datenbank auf der online1 ab und kontrolliert die einzelnen „mezzofe“ Frontendprozesse, die dann direkt mit der Hardware kommunizieren. Gesteuert wird das ganze dann über shell-Kommandos und -Skripts oder über eine in java geschriebene graphische Benutzerschnittstelle (GUI)

In der Abbildung 6.2 ist das Zusammenspiel der einzelnen Komponenten schematisch dargestellt. Kern des Systems bildet der zentrale Mezzo Prozess. Diese speichert seine gesamten Daten in einer Datenbank. In der momentanen Implementierung ist dies postgresql, das auf einem separaten Rechner läuft. Auf den einzelnen Frontendrechnern, die teilweise im während des Experiments unzugänglichen Bereich stehen, wird dann jeweils ein Prozess „mezzofe“<sup>6</sup> gestartet. Dieser holt sich die Information über die von ihm zu steuernde Hardware und deren Interfaces ebenfalls aus der zentralen Datenbank. Sobald dies

<sup>6</sup>  $fe = \underline{f}rontend$

geschehen ist und alle Geräte initialisiert wurden, warten diese Prozesse auf eine Verbindung die vom zentralen Mezzo Prozess ausgeht<sup>7</sup> und dann bestehen bleibt. Bedient wird MEZZO entweder über eine Kommandozeilenschnittstelle, für das dann auch Skripte zum Einsatz kommen, oder eine in java geschriebene graphische Benutzeroberfläche (GUI). Letztere ermöglicht es die gewünschten Sollwerte bequem und übersichtlich einzustellen und zeigt den Betriebszustand aller überwachbaren Parameter an.

Die umfangreichste Neuerung für MEZZO zur Integration von KAOS war die direkte Einbindung von der GSI übernommenen CAMAC CFDs<sup>8</sup>. In den Systemen der vorhandenen Spektrometer befinden sich alle zu steuernden CAMAC-Module in den Überraumen, die auch von AQUA genutzt werden. Deshalb werden diese nur indirekt über AQUA gesteuert. Die erste Implementation für KAOS ist diesem Konzept gefolgt. Allerdings hat sich herausgestellt, dass die große Anzahl von mehr als 360 Kanälen<sup>9</sup> über AQUA nur sehr zäh zu steuern ist und die Datenerfassung beeinträchtigt. Deshalb wurde für KAOS die Steuerung der sich auf zwei Überraumen verteilenden CFDs auf einen extra Rechner ausgelagert der ausschließlich für die Steuerung vorgesehen ist. Neben der Entlastung der Datenerfassung hat diese Entkopplung auch noch den Vorteil, dass die Datenerfassung nicht mehr laufen muss um Schwellen und Walk einzustellen.

Die oben erwähnten Diskriminatoren sind auf Modulen zu je acht Kanälen untergebracht. Die Schwellen können über das CAMAC-Interface mit einer Auflösung von 11bit eingestellt werden. Eine vorhandene Walk-Korrektur kann mit einer Auflösung von 12bit eingestellt werden. Des weiteren enthält jedes Modul noch Test-Ausgänge an denen ein gewähltes Analogsignal und dessen Walk abgegriffen werden können. Um im Messraum jeden beliebigen Kanal überwachen zu können und die Walk-Korrektur besser vornehmen zu können werden noch vier weitere CFD-Module als Multiplexer eingesetzt um nicht 32 Kabel in den Messraum legen zu müssen. Dazu sind die Test-Ausgänge der CFDs der Datenerfassung mit den Eingängen der als Multiplexer verwendeten Module verbunden und nur deren Test-Ausgänge sind in den Messraum verbunden.

### 6.2.1 Hochspannungsversorgung

Bei der Hochspannungsversorgung für die Multianodenphotomultiplier (MAPMT) für den Faserdetektor will man nicht vom klassischen Konzept der zentralen Hochspannungsgenerierung und anschließender Verteilung Gebrauch machen, sondern ein neues Konzept verwenden. Zum Einsatz kommt das System HVSys512 [31], welches in der Lage ist viele Kanäle einfach und sicher

<sup>7</sup>Für die verwendete TCP-Verbindung stellt also der Frontend den Server dar, der zentrale Mezzo-Prozess ist hier der Client.

<sup>8</sup>Constant Fraction Discriminator. Ein spezieller Diskriminator zur Erzeugung exakter Zeitmarken aus breiten Impulsen mit wechselnder Signalamplitude, aber konstanter Anstiegszeit [35]

<sup>9</sup>Für jeden der 120PMTs gibt es eine Schwelle und den Walk. Dazu kommen noch 60 Summensignale, ebenfalls mit Schwelle und Walk. Und es werden weitere CFDs als Multiplexer gebraucht.

mit Hochspannung zu versorgen. Dabei wird die eigentliche Hochspannung nicht zentral erzeugt und an die einzelnen MAPMTs geleitet sondern „vor Ort“ mit Hilfe einer Cockcroft-Walton-Kette erzeugt. Ein einzelnes zentrales Netz- und Steuergerät (Abbildung 6.3) ist in der Lage  $4 \cdot 127 = 508$  MAPMTs gleichzeitig mit verschiedenen Spannungen zu versorgen<sup>10</sup>.

Bei dem hier verwendeten System wird jeder MAPMT direkt auf ein Modul zur Spannungsversorgung aufgesteckt. Dieses wird über ein 10adriges Flachbandkabel versorgt und gesteuert. Hierzu stehen +5V (auf 2 Adern), 2 Adern  $I^2C$  und +150V Versorgungsspannung zur Verfügung. Zwischen den Adern liegt zur Abschirmung jeweils Masse. In diesen Modulen wird dann die über die Steuerleitungen eingestellte Hochspannung erzeugt. Ein Nachteil dieses Verfahrens gegenüber herkömmlicher Spannungsteiler auf Widerstandsbasis ist, dass zwischen den einzelnen Dynoden nur äquidistante Spannungsabstände hergestellt werden können. Da das aber in der Praxis selten anders verwendet wird, ist das kein Grund, der gegen eine Verwendung spricht. Dafür hat man aber praktisch eine „aktive“ Spannungsversorgung, was bei hohen Raten eine bessere Spannungsstabilität gewährleistet.

### 6.2.2 Doppelschwellendiskriminator

Da die Zeitauflösung für den Faserdetektor sehr wichtig ist wird ein Doppelschwellendiskriminator verwendet. Der Chip hierfür wurde bei der GSI entwickelt. Dieser Diskriminatortyp erzeugt eine von der Signalamplitude weitgehend unabhängige Zeitmarke. Auf einem Chip werden hier jeweils vier Kanäle zusammengefasst. Um diesen Chip für KAOS verwenden zu können, wurde im Institut für Kernphysik eine 6U Europakarte entwickelt, auf der sich acht solcher Diskriminatorchips befinden, sodass eine Karte 32 Kanäle besitzt. Diese Zahl wurde gewählt, da sie zu dem verwendeten Multianodenphotomultiplier passt. Die Diskriminatorkarte wird über eine VME-ähnliche Backplane<sup>11</sup> versorgt und gesteuert. Die für die Doppelschwellendiskriminatoren beiden notwendigen Referenzspannungen werden von einer ebenfalls am Institut entwickelten dazu passenden Steuerkarte generiert, von der jeweils genau eine in einem Überrahmen sitzt [3]. Über einen 8bit DAC können dann zwischen 0% und 10% der Referenz als tatsächliche Schwelle dem Diskriminatorchip zur Verfügung gestellt werden. Die dann anliegende Spannung wird wieder von einem 12bit ADC gemessen und kann über einen  $I^2C$ -Bus, mit dem die einzelnen Karten an die Steuerkarte angeschlossen sind, ausgelesen werden. Über diesen Bus werden auch die DACs programmiert. Ein weiterer „interner“  $I^2C$ -Bus auf der Steuerkarte kommuniziert mit den dort vorhandenen DACs und ADCs zur Einstellung und Überwachung der Referenz und Versorgungsspannungen. Die Referenzspannungen werden von je 8 parallelgeschalteten 8bit DACs erzeugt und ebenfalls von

<sup>10</sup>Die Zahl 127 kommt daher, dass für die serielle Kommunikation ein  $I^2C$ -Bus verwendet wird der 7bit Adressen verwendet. Eine Adresse wird hierbei vom Controller benötigt, bleiben 127.

<sup>11</sup>Es sei nochmal explizit darauf hingewiesen, dass diese Karten *NICHT* in einem VME-Crate laufen!!!





**Abbildung 6.3:** Netzteil und Steuergerät der HV512 Hochspannungsvorsorgung. Das Modul passt in einen 6U Europarahmen und wird mit 220V versorgt. In der Mitte der linken Seite ist der Anschluss für das Flachbandkabel zu den vier „Ästen“. Der darunter befindliche 9pol. SubD Anschluss dient der Ansteuerung über eine serielle RS232-Leitung von einem Computer aus.

12bit ADCs überwacht. Die Anbindung an einen PC erfolgt über den Parallelport<sup>12</sup>. Somit kann fast jeder beliebige PC als Steuerungsrechner verwendet werden. Ein entsprechendes Modul für Mezzo ist implementiert und funktioniert zufriedenstellend.

### 6.2.3 Dipolnetzgerät

Das Netzgerät für den Dipol wurde zusammen mit anderer Elektronik von der GSI aus Darmstadt übernommen und in einem Seitenraum der Spektrometerhalle aufgebaut und angeschlossen. Allerdings konnte die Schnittstelle zum Steuerungssystem nicht weiterverwendet werden, da sie an ein spezielles GSI-Steuerungssystem angepasst war. Deshalb wurde im Hause eine neue Schnittstelle zur Fernsteuerung des Netzteils entwickelt. Diese verwendet nun eine RS232-Schnittstelle und einem einfachen ASCII Protokoll. Somit war es einfach die Ansteuerung in die bestehende A1 Steuerung zu integrieren. Prinzipiell lassen sich über diese Schnittstelle alle Funktionen des Netzteils steuern, allerdings hat man aus Sicherheitsgründen darauf verzichtet, das Gerät aus der Ferne einschalten zu können. Deshalb muss man auch den Polwender lokal bedienen.

### 6.2.4 Teslameter

Um sich nicht nur auf den Strom des in 6.2.3 beschriebenen Netzgerätes verlassen zu müssen ist es unerlässlich das tatsächliche Feld in KAOS zu überwachen. Die präziseste Möglichkeit Magnetfelder zu messen ist mit Hilfe der Kernspinresonanz. Hierzu stünden auch vier Sonden zur Verfügung. Allerdings benötigen diese Sonden ein sehr homogenes Feld. Dieses existiert nur im Zentralbereich von KAOS (siehe Kapitel 3) in dem diese leider nicht platziert werden können, da sich hier die zu untersuchenden Teilchenbahnen befinden. Außerdem würde eine so hohe Strahlenbelastung die Messfühler schnell zerstören. Eine weitere Möglichkeit zur Messung eines Magnetfelds beruht auf dem Hall-Effekt. Ein homogenes Feld ist hier nicht nötig, es wird nur die Feldkomponente in eine bestimmte Richtung gemessen. Am hinteren Ende der Vakuumkammer wurde ein 50cm tiefes Tauchrohr angebracht um eine auf diesem Prinzip beruhende Sonde eines Messgerätes aufzunehmen.

Angeschafft wurde ein Teslameter der Firma GROUP3, von denen schon einige im Institut im Einsatz sind. Das für KAOS beschaffte Gerät hat einen Messbereich bis 3T und eine absolute Genauigkeit von  $10^{-4}$ . Dies wird dadurch erreicht, dass in der Sonde noch ein zusätzlicher Temperatursensor untergebracht ist und das Temperaturverhalten des Hall-Sensors ausgemessen und als Kalibrationskurve im Stecker eingespeichert ist.

Das Messgerät kann von einem Computer aus über eine serielle RS232-Leitung angesteuert werden. Zur Integration in das A1 Steuerungssystem wurde ein Modul geschrieben, das das aktuelle Magnetfeld und die Temperatur ausliest und zur Verfügung stellt. Zur Erhöhung der Genauigkeit arbeitet das Messgerät

---

<sup>12</sup>auch als „Druckerport“ bekannt

in vier verschiedenen Messbereichen<sup>13</sup>. Das Programm sorgt automatisch dafür, dass immer der optimale Bereich eingestellt ist. Die Sonde ist so eingebaut, dass ein positiver Wert für das Feld bedeutet, dass positive Teilchen zur isochronen (gekrümmten) Seite hin abgelenkt werden.

Durch die Integration ins A1 Steuerungssystem werden die Messwerte mit einem einstellbaren Intervall automatisch protokolliert und deren zeitlicher Verlauf kann dargestellt werden. Auch die in MEZZO integrierten Verfahren zur sanften und exakten Einstellung des Zentralimpulses in den Magnetfeldern benutzen diese Sonde.

Zum besseren Vergleich der Simulation ist es nötig den von der Sonde im Tauchrohr gemessenen Wert mit dem im Zentralbereich zu vergleichen. Hierzu konnten die vorher im Text beschriebenen NMR-Sonden verwendet werden. Ein Vergleich verschiedener Positionen im Zentralbereich mit diesen Sonden zeigte dort eine Homogenität  $< 10^{-3}$ . Zum Vergleich mit der Hall-Sonde wurden die NMR-Sonden auf der Spektrometerachse 40 cm hinter der Polschuhkante platziert und es wurden bei verschiedenen Strömen Messpunkte aufgenommen. Diese finden sich in Tabelle A.1 auf Seite 109. Hieraus ergibt sich ein Umrechnungsfaktor von 1177 A/Tesla. Die Hall-Sonde zeigt einen um 1,096 höheren Wert an, als im Zentralfeld herrscht. In der Simulation wird allerdings immer das Zentralfeld vorgegeben. Das Feld an der Position der Hall-Sonde hängt von deren exakter Platzierung im Tauchrohr ab. Da das Tauchrohr fast auf dem Polschuh aufliegt und die Sonde in diesem unten aufliegt misst sie einen höheren Wert als im Zentralbereich, da am Rand die Magnetfeldlinien dichter gepackt sind. Wie sich in der Strahlzeit im Oktober 2008 herausstellte ist der angenommene lineare Zusammenhang zwischen dem Strom und der Feldstärke nur bei niedrigen Strömen/Feldern zu gebrauchen. Eine präzise Messung im gesamten möglichen Bereich und die Parametrisierung dieses Zusammenhangs ist nötig, um das Spektrometer sicher auf einen gewünschten Zentralimpuls einstellen zu können. Bei so einer Messung ist darauf zu achten, dass sich das Feld erst ca. zwei Stunden nach der Stromänderung im Rahmen der mit der Hallsonde erreichbaren Genauigkeit nicht mehr verändert.

---

<sup>13</sup>0T-0,3T; 0,3T-0,6T; 0,6T-1,2T und 1,2T-3T



# Kapitel 7

## Ergebnisse der bisherigen Strahlzeiten

In den bisherigen Teststrahlzeiten konnte die Funktion der Flugzeitwände und der Drahtkammern überprüft werden. Es wurde ebenfalls die Ratenbelastbarkeit des Detektorsystems untersucht und verbessert. Dabei zeigten sich Ineffizienzen in der F-TOF-Wand. Ein Test mit neun Faserbündeln verlief auch erfolgreich.

### 7.1 Kalibration der Flugzeitwände

Während der Strahlzeit im März 2008 wurden auch Daten zur Kalibration der Hochspannungen der Photomultiplier der Flugzeitwände aufgenommen. Hierzu wurde die Feldrichtung im Spektrometer so eingestellt, dass Elektronen durch die Drahtkammern und Flugzeitwände fliegen. Von diesen weiß man, dass sie minimalionisierend sind und somit immer die gleiche Energiemenge pro Weglänge deponieren. Somit kann man ein Verfahren entwickeln die Hochspannungen so einzustellen, dass bei gleicher Energiedeposition in allen Kanälen der gleiche ADC-Kanal gefüllt wird. Wenn man dann davon ausgeht, dass die Verstärkung der ADCs annähernd gleich ist, kann man so auch die Schwellen der Diskriminatoren gleichmäßig einstellen, was für eine gute Funktion des Triggers unerlässlich ist.

Unter der Annahme, dass der Zusammenhang zwischen Pulshöhe, und damit ADC-Kanal, und Spannung durch

$$U = K \cdot |V|^a \tag{7.1}$$

beschrieben wird, so kann man durch die Bestimmung des Peaks im ADC-Spektrum bei verschiedenen Hochspannungen die Parameter  $K$  und  $a$  bestimmen. Umgekehrt kann man nun die benötigte Hochspannung ausrechnen die man benötigt, um das mittlere Signal eines minimalionisierenden Teilchens in einem bestimmten Kanal zu haben:

$$V = - \left( \frac{U}{K} \right)^{\frac{1}{a}} \quad (7.2)$$

wobei U dem gewünschten Kanal entspricht. Ein entsprechendes Skript zum bequemen Setzen aller Hochspannungen wurde in das A1-Steuerungssystem Mezzo integriert.

### 7.1.1 Kalibration mit den Strahlzeitdaten

Als Datenbasis wurden bei verschiedenen Hochspannungen zwischen -1600V und -2200V ADC Spektren in Koinzidenz mit den Drahtkammern aufgenommen. Da die Szintillatoren eine gewisse Opazität zeigen ist es wichtig die Drahtkammerdaten in die Auswertung mit einzubeziehen, da die am PMT ankommende Lichtmenge vom Durchtrittsort in Y abhängt. Auch die vom Teilchen durchflogene Weglänge, besonders in der G-Wand, hat einen Einfluss auf die Pulshöhe, da die deponierte Energiemenge proportional zur durchflogenen Strecke ist. Diese kann aber aus der Spurrekonstruktion durch die Drahtkammern bestimmt und darauf korrigiert werden. Da die Detektoren der F-Wand um  $37^\circ$  gegen die Wandebene gedreht sind ist hier die Weglängenschwankung deutlich geringer.

#### Weglängenkorrektur

Die Weglängenkorrektur wird dadurch gemacht, dass der ADC-Wert mit  $\cos \theta$  multipliziert wird um einen auf die Länge normierten Wert zu erhalten.  $\theta$  ist hierbei der Winkel zur Flächennormalen des Szintillators. Diese Korrektur wird sowohl horizontal als auch vertikal durchgeführt. Aufgrund der geringen vertikalen Winkelakzeptanz von KAOS ist die Korrektur hierfür allerdings klein gegenüber der Korrektur in der dispersiven Ebene.

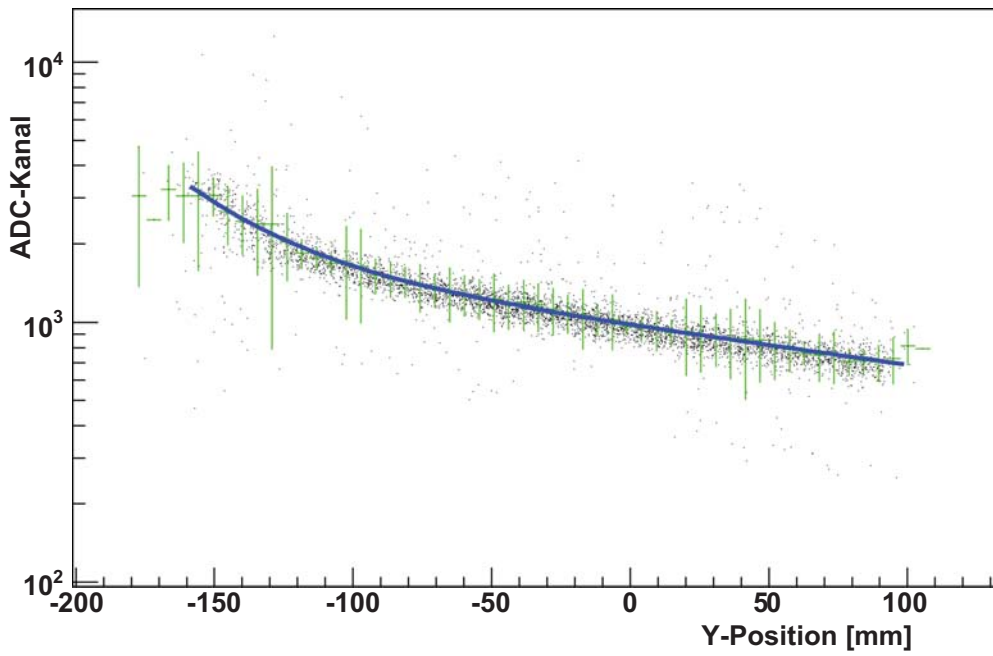
#### Korrektur durch die Y-Position

Die Abhängigkeit des PMT-Signals, und damit des ADC-Wertes von der Y-Position des Durchtritts ist wesentlich komplizierter als die Winkel-, bzw. Weglängenkorrektur, da es hier auf die Absorption der Photonen im oparken Szintillatormaterial ankommt. Da man die mittlerweile 15 Jahre alten Detektoren nicht mehr aus ihrer lichtdichten Verpackung nehmen möchte kann man die Absorption nicht so leicht bestimmen. Der erste Ansatz eines exponentiellen Verhaltens hat nicht ausgereicht die Daten korrekt zu beschreiben. Erst eine Funktion der Form

$$p_0 \cdot e^{p_1 \cdot y} + p_2 \cdot e^{p_3 \cdot y} \quad (7.3)$$

führt zu einer brauchbaren Anpassung an die gemessenen Kurven.

Um die Parameter zu bestimmen wurden die nach oben beschriebenen Verfahren korrigierten ADC-Werte gegen die durch die Drahtkammern bestimmte



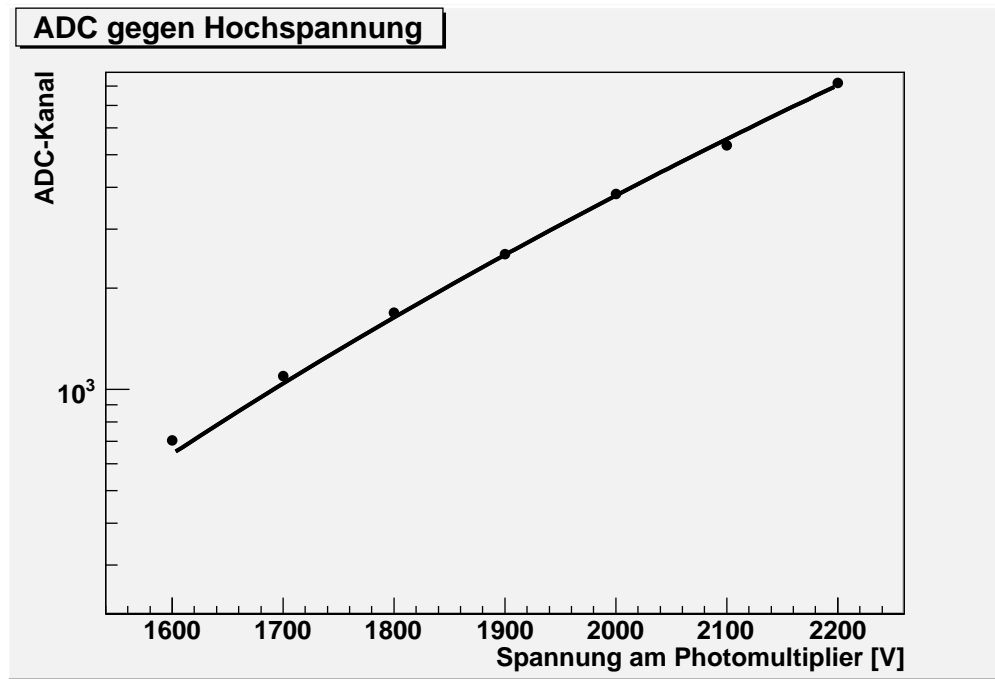
**Abbildung 7.1:** ADC-Kanal gegen Y-Position im Szintillator. In Schwarz sieht man die Datenpunkte, in Grün ist das Profil und in Blau eine Fitfunktion nach 7.3 eingezeichnet

Y-Position eingetragen. In der Abbildung 7.1 sieht man am Beispiel des unteren Photomultipliers des Kanals 21 der F-Wand wie sich die Funktion 7.3 an die Daten anpasst. Die Randbereiche wurden nicht in den Fit mit aufgenommen, da sie das Ergebnis zu stark verfälschen. Um die statistischen Fehler zu minimieren wurden Daten von Protonen herangezogen, die während der Strahlzeit in hinreichender Menge aufgezeichnet wurden. Anschließend wurde mit ROOT ein Profil<sup>1</sup> in das zweidimensionale Histogramm gelegt um die eindimensionale Funktion mit Hilfe des in ROOT integrierten MINUIT anzufitten. Als eigentlicher Fit-Algorithmus wird MIGRAD verwendet.

### Parameter für die Hochspannungskalibration

Unter der Annahme, dass Elektronen als minimalionisierende Teilchen immer die gleiche Menge Energie und demnach Licht pro Strecke im Szintillator deponieren, lassen sie sich zum Abgleich der Hochspannungen verwenden. Dazu muss man die Daten noch mit den zuvor ermittelten Parametern auf den Winkel und die Y-Position korrigieren. Dann erhält man die Abhängigkeit der PMT-Pulshöhe  $U$  von der Spannung  $V$  durch den in Gleichung 7.1 beschriebenen Zusammenhang und kann auch für die in der Strahlzeit bestimmten Spektren die Parameter  $K$  und  $a$  bestimmen.

<sup>1</sup>Bei einem Profil ermittelt ROOT aus einem zweidimensionalen Histogramm in einer vorgegebenen Dimension jeweils den Mittelwert um eine eindimensionale Verteilung zu erhalten.



**Abbildung 7.2:** Fit für die HV Kalibration. Am Beispiel des oberen Photomultipliers des Kanals 21 der F-Wand sieht man den Fit mit einer Exponentialfunktion in logarithmischer Darstellung.

Dies wurde ebenfalls mit MINUIT und MIGRAD gemacht. In der Abbildung 7.2 ist am Beispiel eines Kanals das Ergebnis eines solchen Fits aufgetragen. Mit dem derzeitigen Aufbau lassen sich allerdings nicht alle Kanäle gleichzeitig erfassen, da die Drahtkammern nicht alle Flugzeitdetektoren abdecken. Deshalb benötigt man zwei Messdurchläufe um alle Kanäle des Flugzeitdetektors kalibrieren zu können.

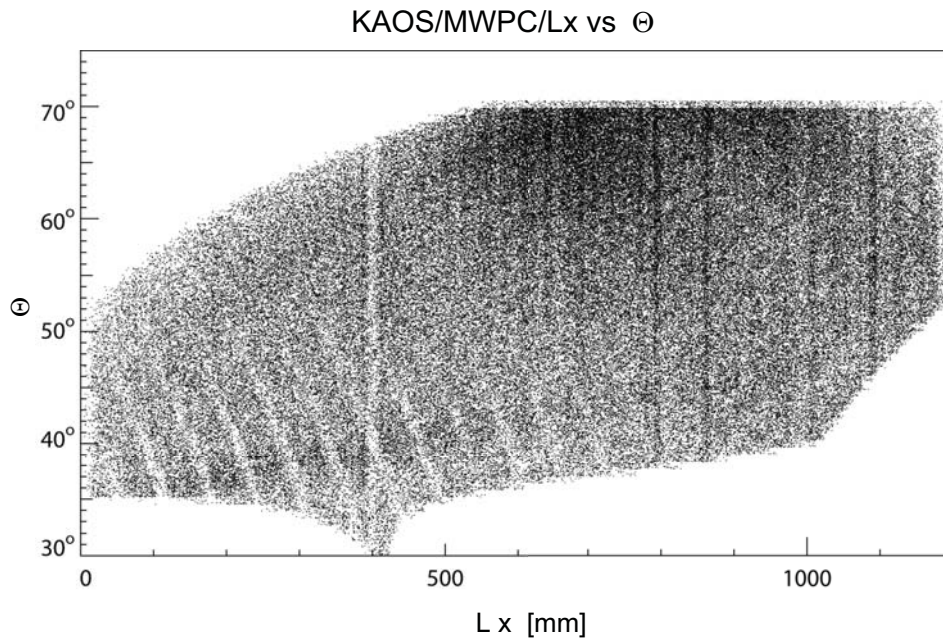
### 7.1.2 Ineffizienzen im F-TOF Detektor

Während der Strahlzeiten zwischen September und November 2008 zeigten sich Effizienzlücken als Streifen in einigen Rohspektren. In der Abbildung 7.3 sind diese, besonders bei kleinen Winkeln zu erkennen. Um nun unterscheiden zu können, ob es sich um fehlerhaft funktionierende Hardware, oder um ein Designproblem handelt wird die Situation mit der Simulation verglichen.

Hierzu wurden nun bei einem Feld von 647 mT Pionen in X und Y gleichverteilt simuliert in das Spektrometer geschickt und deren Spur verfolgt. Der Feldwert entspricht in etwa dem, der während der Strahlzeit im November für die  $K^+ - \Lambda$  und die  $K^+ - \Sigma$  Kinematik eingestellt war. Es wurden die Ortskoordinaten in den Drahtkammerebenen und die Energiedeposition in den Flugzeitzintillatoren aufgenommen. Das simulierte Äquivalent zur Abbildung 7.3 ist in der Abbildung 7.4 dargestellt.

Die Datenpunkte wurden nun unterschiedlich eingefärbt, je nachdem, in wel-





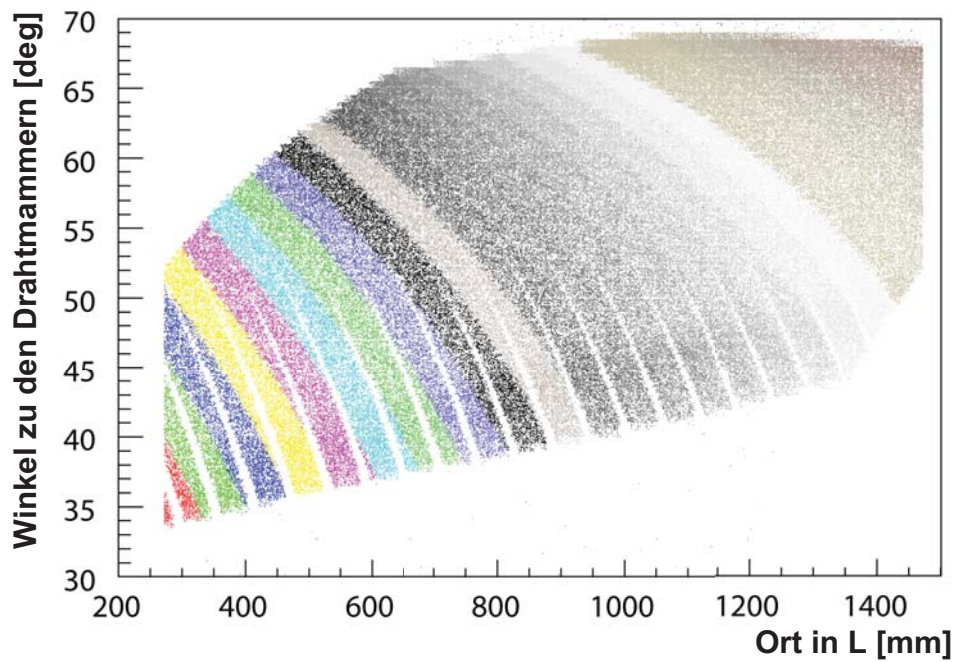
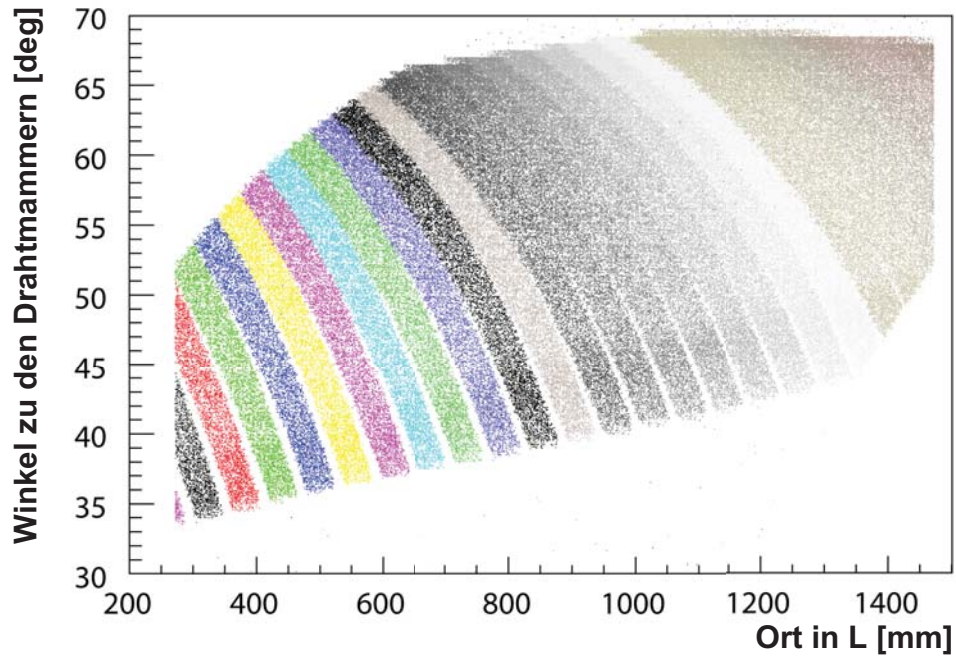
**Abbildung 7.3:** Gemessener Winkel gegen den Ort in der zweiten Drahtkammer.

chem Szintillatorstreifen die meiste Energie deponiert wurde. Man erkennt deutlich, dass die Lücken mit den Streifen der F-Wand korrelieren, nicht aber mit der G-Wand.

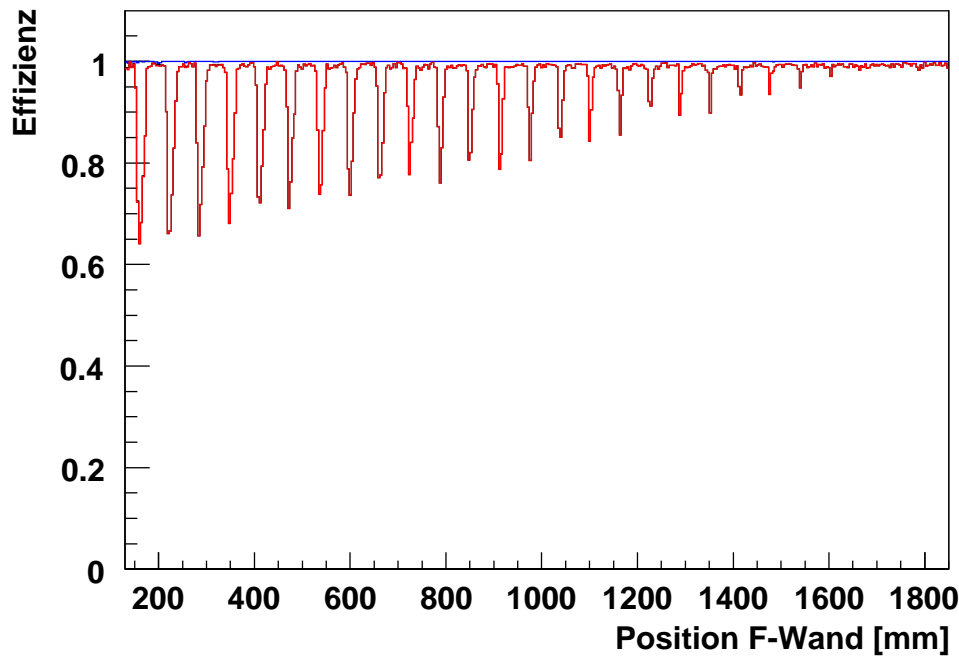
Daraufhin wurde noch einmal explizit die Effizienz der F-Wand in der Simulation untersucht. Es wurde das Verhältnis der Teilchen, die genügend Energie in F und G deponieren zu den Teilchen, die die F-Wand erreichen gebildet. Selbst wenn man nur fordert, dass überhaupt Energie deponiert wurde, erkennt man, wie in Abbildung 7.5 dargestellt, dass es noch Ineffizienzen gibt. Dies legt den Schluss nahe, dass es sich um geometrische Lücken handelt. Entlang des Detektors zu größeren Ortskoordinaten hin nimmt aufgrund des Dipolfeldes auch der Durchflugwinkel durch die Detektorebenen zu und somit verringern sich die Lücken. Der Abstand zweier negativer Spitzen in der Abbildung 7.5 entspricht auch dem Raster von 6,3 mm in dem die einzelnen Szintillatoren des F-Detektors angeordnet sind.

### 7.1.3 Teilchenidentifikation durch Flugzeitmessung

Eine wichtige Messgröße zur Identifikation der nachgewiesenen Teilchen ist die Flugzeit. So, wie die Magnetspektrometer bei A1 betrieben werden ist es nicht möglich, einen Startdetektor zu verwenden, sodass nur der Zeitunterschied zwischen zwei Spektrometern herangezogen werden kann. Wie man in der Abbildung 7.6 sieht, können Pionen, Kaonen und Protonen deutlich voneinander getrennt werden. In der Simulation wurde hier lediglich die Flugzeit bis in die erste TOF-Wand aufgetragen. Auch hier sieht man die simulierten Ineffizienzen



**Abbildung 7.4:** Durchflugswinkel gegen den Kammerort in der L-Drahtkammer. Im oberen Bild wurden die Punkte je nach getroffenem F-Streifen eingefärbt. Man erkennt deutlich, dass die Lücken mit den Streifen korrelieren. Im unteren Bild wurde die Einfärbung anhand des G-Detektors vorgenommen.



**Abbildung 7.5:** Simulierte Effizienz des F-Detektors als Funktion des Ortes.

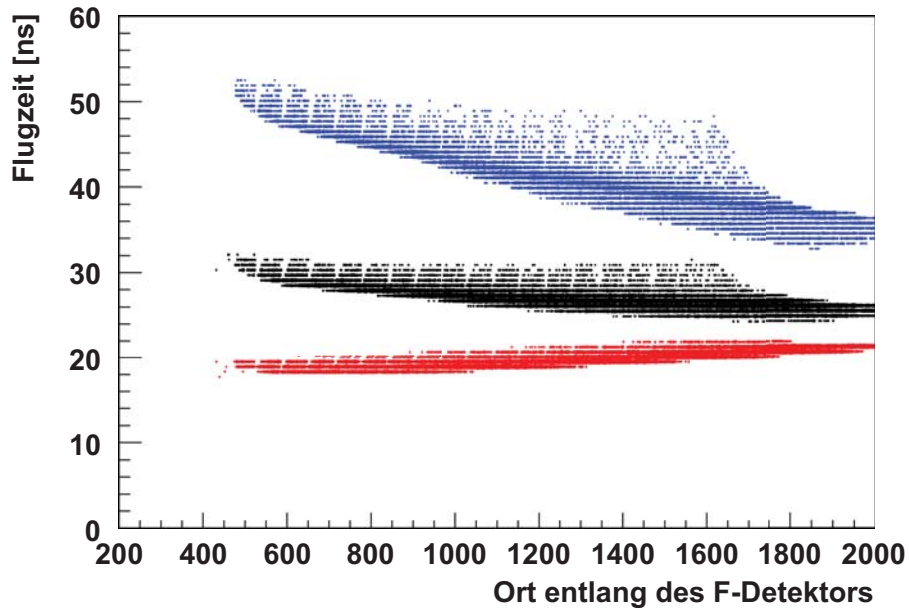
im F-Detektor.

Um nun die benötigte Zeitauflösung von weniger als 1 ns zu erreichen müssen die gemessenen Zeiten noch auf mehrere Arten korrigiert werden. Der Effekt der Lichtlaufzeitunterschiede in den Szintillatoren zu den beiden Photomultipliern fällt automatisch dadurch raus, wenn man hier den Mittelwert zwischen den beiden Enden bildet. Da die Durchlaufzeit der Elektronen im Photomultiplier von der eingestellten Hochspannung abhängt und diese auf eine einheitliche Amplitude hin optimiert wurde (siehe Kapitel 7.1) müssen die einzelnen Szintillatorkanäle untereinander abgeglichen werden. Des weiteren hat natürlich die Weglänge vom Target bis zu den Flugzeitwänden einen Einfluss auf die Zeit.

In der Strahlzeit im Oktober 2007 konnten erstmals Flugzeitspektren aufgenommen werden. Da hierbei nur eine Energie von 855MeV zur Verfügung stand konnten nur Protonen und Pionen beobachtet werden. Im März 2008 wurde dann eine weitere Testmessung durchgeführt, diesmal mit beiden Drahtkammern und einer Energie von 1508MeV. In den beiden Strahlzeiten im September und Oktober 2008 konnten dann die im März gewonnenen Korrekturen angewandt und weiter verbessert werden.

### Zeitkorrekturen

Zur Kalibration der Detektoren (siehe auch 7.1) war KAOS nicht nur auf den Nachweis von positiven Teilchen eingestellt, sondern zeitweise auch auf negative. Damit werden in KAOS hauptsächlich Elektronen nachgewiesen die alle quasi Lichtgeschwindigkeit haben. Wenn man nun davon Gebrauch macht, dass man



**Abbildung 7.6:** Simulierte Flugzeiten für Protonen (blau), Kaonen (schwarz) und Pionen (rot) vom Target bis in die Ebene des ersten Flugzeitdetektors (F-Wand). Die Lücken im linken Bereich bei langsameren Zeiten entstehen durch die mitsimulierte Ineffizienz des F-Detektors.

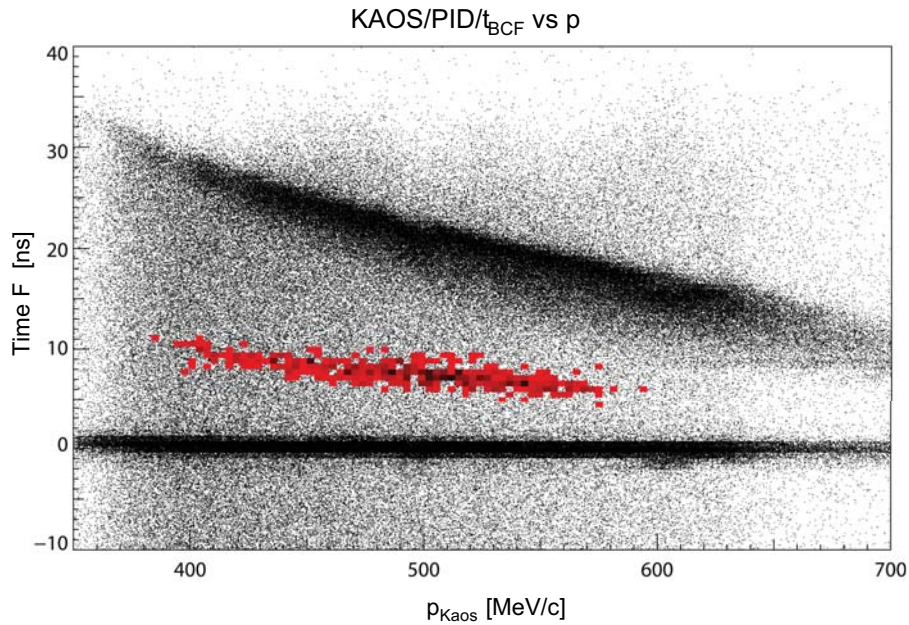
zwei Flugzeitwände zur Verfügung hat kann man eine Korrektur von Streifen zu Streifen machen. Die Idee besteht nun darin, die Flugzeit von einem Kanal der F-Wand zu einem Kanal in der G-Wand mit dem benachbarten Kanal in der F-Wand zum selben Kanal in der G-Wand zu vergleichen. Zur Verbesserung dieser Daten werden diese noch mit der Fluglänge korrigiert, die aus der Spurrekonstruktion mit Hilfe der Drahtkammern bekannt ist<sup>2</sup>. Zur Kontrolle des Verfahrens kann man, sofern genügend Daten vorhanden sind, den Vergleich zwischen zwei F-Kanälen mit verschiedenen G-Kanälen durchführen, da die Differenz zwischen den F-Kanälen nicht vom als Referenz gebrauchten G-Kanal abhängen darf:

$$(T_{Fi} - T_{Gk}) - (T_{Fi+1} - T_{Gk}) = T_{Fi} - T_{Fi+1}$$

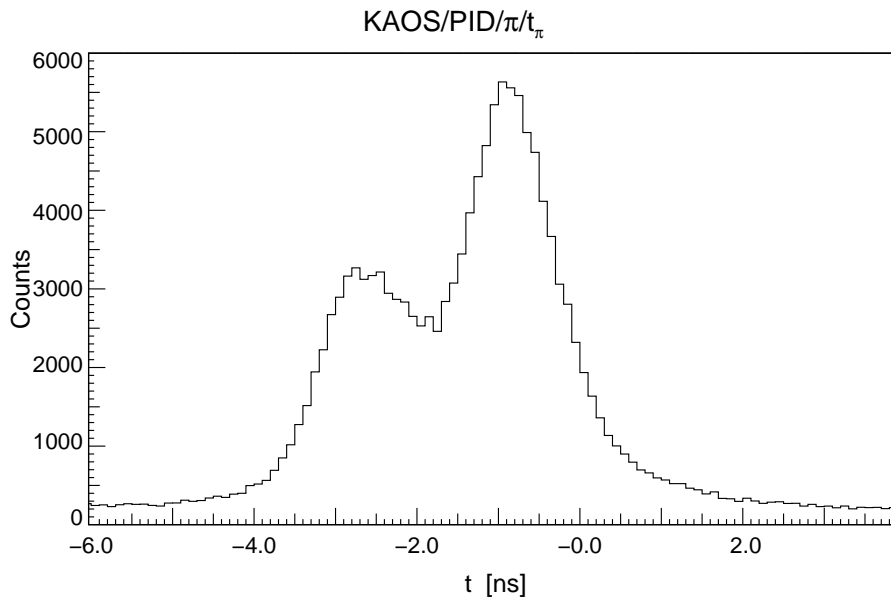
Die Korrektur der Weglänge kommt aus der Rückrechnung (siehe Kapitel 3.5 auf Seite 53). Hierbei muss man aber auch eine Annahme über die Teilchenmasse machen, da Teilchen deren Ruhemasse im Bereich der nachgewiesenen Impulse liegen nicht mehr mit Lichtgeschwindigkeit fliegen und damit die relativistische Geschwindigkeit vom Impuls abhängt. Mit dieser Korrektur fällt die Abhängigkeit der Flugzeit vom TOF-Kanal bzw. vom Impuls heraus.

<sup>2</sup>Dies führt leider dazu, dass man nicht alle Kanäle gleichzeitig abgleichen kann, da die Akzeptanz der Drahtkammern nur 23 Kanäle der Flugzeitwände gut abdeckt.





**Abbildung 7.7:** Auf Pionen korrigierte Flugzeit gegen den Impuls. Man erkennt deutlich das Band für die Protonen und die Pionen. Die identifizierten Kaonen wurden hier in Rot eingezeichnet.



**Abbildung 7.8:** Man sieht hier ein Zeitspektrum, das mit der Annahme korrigiert wurde, dass es sich bei den Teilchen um Pionen handelt. Zur Teilchenidentifikation wurde ein Schnitt in der Energiedeposition in den Szintillatoren der F- und G-Wand angewendet. Die zweite Spitze bei ca. -2 ns ist dadurch zu erklären, dass hier in Spektrometer B kein Elektron, sondern ein  $\pi^-$  nachgewiesen wurde. Sie verschwindet, wenn man einen Schnitt auf den zur Teilchenidentifikation eingebauten Tscherenkov-Detektor in Spektrometer B anwendet.

### Gemessene Zeitspektren

In der Strahlzeit im Oktober 2008 konnte die Zeitauflösung des Gesamtsystems, bestehend aus KAOS und Spektrometer B, mit allen Korrekturen erstmals auf einen Wert von 1,6 ns FWHM gebracht werden. Damit konnten die in KAOS nachgewiesenen Teilchen erfolgreich identifiziert werden. Die Identifikation von Protonen ist hier weniger schwierig, da sie deutlich langsamer sind als die Kaonen und auch signifikant mehr Energie in den Flugzeitwänden deponieren und damit auch identifiziert werden können. Wie man in der Abbildung 7.6 sieht liegen die Pionen zeitlich deutlich näher an den Kaonen, können aber aufgrund der guten Zeitauflösung deutlich getrennt werden. In der Abbildung 7.7 sieht man die während der Strahlzeit gewonnenen Daten.

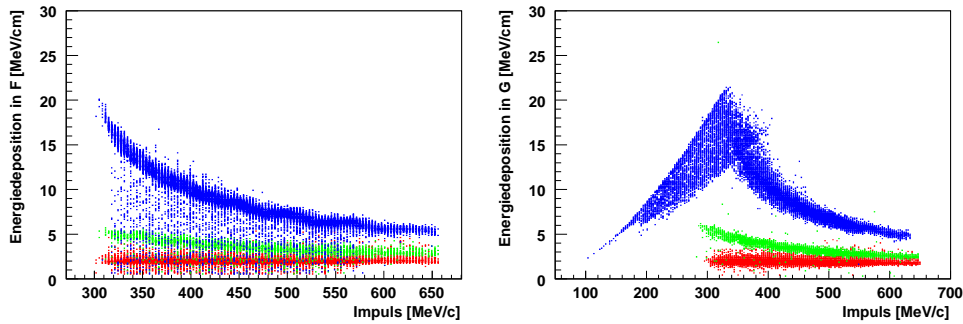
In der Abbildung 7.8 erkennt man zwei Peaks für Pionen. Dies kommt daher, dass verschiedene Teilchen koinzident in Spektrometer B nachgewiesen werden. Diese können aber leicht mit dem dort installierten Gas-Tscherenkovdetektor unterschieden werden. Die rechte Spitze kommt aus der Reaktion  $p(e, e'\pi^+)n$  und liegt bei 0 ns, da hier korrekterweise für die Zeitkorrektur in Spektrometer B Elektronen angenommen werden. Bei der linken Spitze werden in Spektrometer B  $\pi^-$  nachgewiesen, die aus einer  $\pi^+\pi^-$  Paarbildung stammen. Da die Pionen in Spektrometer B ca. 2 ns langsamer sind als die Elektronen liefert die Zeitkorrektur hier einen falschen Wert. Das Zeitsignal von Spektrometer B erreicht den TDC später, was dann so aussieht, als ob die  $\pi^+$  in KAOS schneller wären.

## 7.2 Untergrundreduktion durch Energieverlustmessung

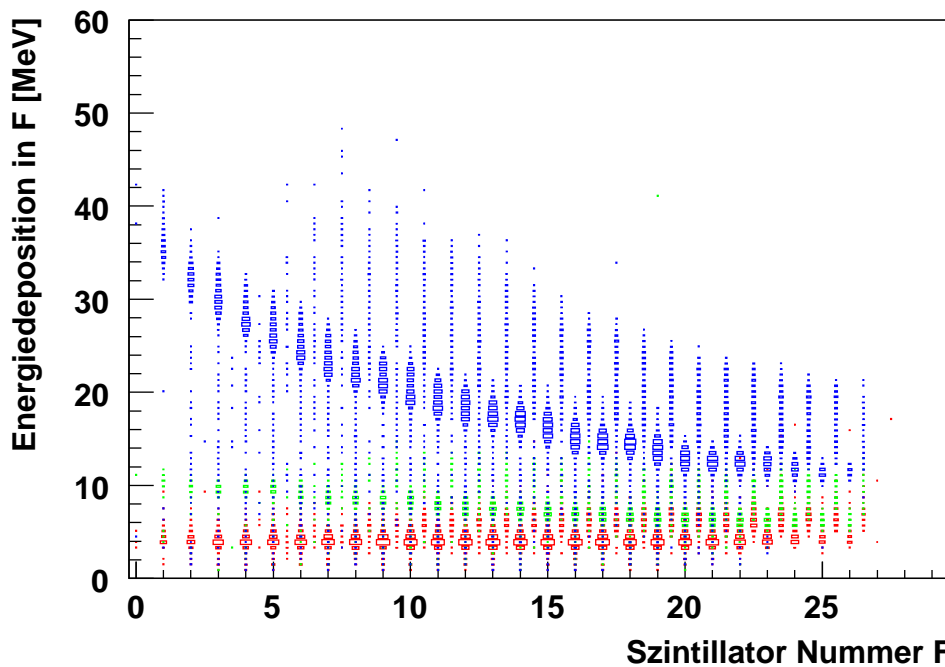
Im niederenergetischen Bereich kann man außer der Flugzeit auch den Energieverlust in den Szintillatoren zur Teilchenidentifikation heranziehen. Um die gemessenen ADC-Spektren besser verstehen zu können und gegebenenfalls Schnitte anwenden zu können wurde der Energieverlust von Protonen, Pionen und Kaonen in den beiden Flugzeitwänden simuliert.

In den Abbildungen 7.9 und 7.10 sieht man das Ergebnis der Simulation mit einer Feldstärke von 0,577 Tesla, was in etwa dem während der Strahlzeit im Oktober eingestellten Feld entspricht. Am interessantesten sind hier die Protonen, da diese am meisten Energie verlieren und teilweise sogar gestoppt werden. Pionen und Kaonen haben eine geringere Masse und deshalb bei gleichem Impuls eine höhere Geschwindigkeit und verlieren weniger Energie. Deshalb werden sie bei gleichem Impuls auch nicht so leicht gestoppt. Daher sieht man im rechten Bild der Abbildung 7.9 den proportionalen Anteil zwischen Einflugsimpuls und Energiedeposition unter 300 MeV nur für die Protonen, da nur diese gestoppt werden und somit ihre gesamte Energie deponieren.

Die Kanalnummer in der Abbildung 7.10 wird über einfaches arithmetisches Mittel über die Kanäle gebildet, in denen überhaupt Energie deponiert wurde.



**Abbildung 7.9:** Simulierter Energieverlust in den Flugzeitwänden normiert auf die durchflogene Dicke. Links für die F-Wand, rechts für die G-Wand. Protonen sieht man hier im oberen Band in Blau, Pionen im unteren in Rot. Dazwischen sind in Grün Kaonen zu sehen. Der Bereich, in dem Einflugsimpuls und Energiedeposition proportional zueinander sind kommt durch gestoppte Protonen. Pionen und Kaonen werden nicht gestoppt.



**Abbildung 7.10:** Simulierter Energieverlust in der F-Wand. Protonen sieht man hier im oberen Band in Blau, Pionen im unteren in Rot. Dazwischen sind in Grün Kaonen zu sehen.

Im Bild für die F-Wand, erkennt man besonders bei hohen Kanalnummern, die höheren Impulsen entsprechen, dass für „halbe“ Kanalnummern im Mittel mehr Energie deponiert wird. Dies ist einfach dadurch zu erklären, dass hier auch zwei Szintillatoren durchflogen wurden. Aufgrund der unterschiedlichen Geometrie der G-Wand kommt es hier nicht zu einer Erhöhung der Energiedeposition durch Doppeltreffer. Hier ist nur der Winkel, und somit die Durchflugstrecke entscheidend. Diese beträgt, je nach Winkel, zwischen dem 1,3- und dem 2,7-fachen der Dicke von 2 cm. Da man die Spur aus den Drahtkammern aber gut kennt, kann man darauf einfach geometrisch korrigieren um den Energieverlust pro Strecke zu ermitteln. Eine weitere Korrektur besteht darin, für die G-Wand die schon in der F-Wand verlorene Energie ebenfalls zu berücksichtigen. Die Dickenkorrektur aufgrund des Winkels ist für die F-Wand klein, da diese Detektoren um  $37^\circ$  gegenüber der Anordnungsebene gedreht sind und somit fast senkrecht auf den Teilchenbahnen stehen. Falls hier zwei Kanäle durchflogen wurden, wird der Kanal mit der höchsten Energiedeposition ausgewählt. Wenn man diese Korrekturen berücksichtigt, erkennt man, dass die Energiedeposition gut der Bethe-Bloch-Formel [35] entspricht.

Protonen mit niedrigem Impuls, die schon in der F-Wand gestoppt wurden sind hier nicht eingezeichnet, da sie auch in den Messdaten nicht vorhanden sind, da unser Trigger ein Signal in F **und** G verlangt.

Die Protonen lassen sich über den Energieverlust größtenteils von den Kaonen abtrennen. Die Pionen hingegen lassen sich nicht abtrennen, ohne dass man auch Kaonen verliert. Die Abbildung 7.11 zeigt Messdaten aus der Strahlzeit.

### 7.3 Identifikation von Hyperonen in der fehlenden Masse

Im Herbst 2008 fanden zwei längere Strahlzeiten statt in denen die Detektoren auf der Kaonenseite vollständig in Betrieb genommen wurden. In Koinzidenz mit einem positiven Teilchen in KAOS wurde ein negatives Teilchen im Spektrometer B der Drei-Spektrometer-Anlage nachgewiesen<sup>3</sup>. In der Tabelle 7.1 sind die verwendeten Einstellungen zusammengefasst.

Es wurden die Reaktionen  $p(e, e' K^+) \Lambda$  und  $p(e, e' K^+) \Sigma$  exklusiv gemessen<sup>4</sup>. Das bedeutet, dass der Viererimpuls des  $\Lambda$  bzw.  $\Sigma$  nicht direkt gemessen wurde sondern über die Impulserhaltung berechnet werden muss. Hierzu muss der Viererimpuls des auslaufenden Elektrons und des Kaons möglichst gut bestimmt werden.

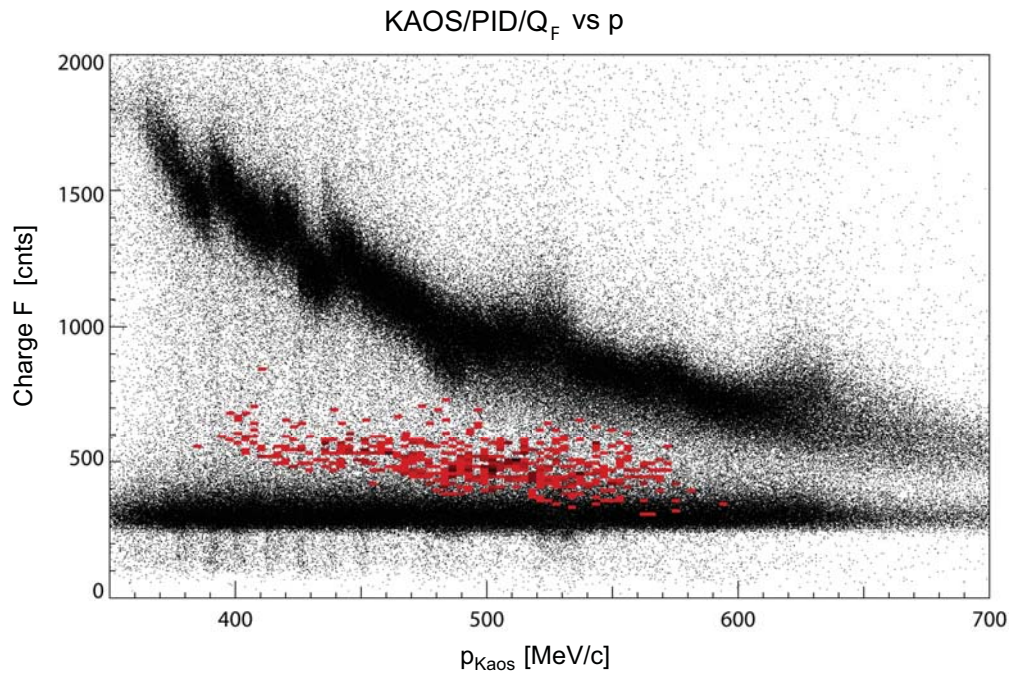
Bei der Spurrekonstruktion für Spektrometer B wurden die langjährig erprobten Verfahren der A1-Kollaboration verwendet. Dies ergibt direkt den

---

<sup>3</sup>Aufbau und Arbeitsweise der bisherigen Magnetspektrometer sind ausführlich in verschiedenen Publikationen und Promotionsarbeiten der A1-Kollaboration beschrieben. Einige Quellen sind [13], [46].

<sup>4</sup>Nur im November. Im Oktober war der Akzeptanzbereich so eingestellt, dass keine  $\Sigma$  beobachtet werden konnten.





**Abbildung 7.11:** Gemessene Energiedeposition gegen Impuls. Man erkennt deutlich jeweils ein Band für die Protonen (oben) und die Pionen (unten). Die mit Hilfe der Flugzeit identifizierten Kaonen sind in Rot hervorgehoben.

Dreierimpuls  $\vec{q}_e$ . Um nun den Viererimpuls zu erhalten benötigt man noch die Masse des Teilchens, es muss also korrekt identifiziert werden. Zur Unterstützung hierzu ist in Spektrometer B ein Gas-Tscherenkov-Detektorsystem hinter den Spur- und Flugzeitdetektoren angebracht. Es ist in der Lage Pionen von Elektronen zu trennen. Da diese deutlich leichter sind als die Pionen, emittieren sie Tscherenkov-Licht, welches dann von Photomultipliern nachgewiesen werden kann. Falls man diese Information vernachlässigt, werden auch  $\pi^-$  koinzident nachgewiesen, wie man in Abbildung 7.8 sehen kann. Die Ladung des Teilchens wird über die eingestellte Feldrichtung im Dipol bestimmt.

Für KAOS stand in diesen Strahlzeiten lediglich zwei Drahtkammern und zwei Szintillatorwände zur Spurerkennung und Teilchenidentifikation zur Verfügung. Deshalb muss die Identifikation hier über die Flugzeit  $t$ , wie in Abschnitt 7.1.3 erklärt, und über den Energieverlust in den Flugzeitwänden, erläutert in Abschnitt 7.2, geschehen. In den Fehler der Flugzeitbestimmung gehen die Auflösung und die Korrekturen des anderen verwendeten Spektrometers ein. Wie man in Abbildung 7.7 sieht, können Pionen, Kaonen und Protonen im nachgewiesenen Impulsbereich deutlich voneinander getrennt werden. Die Trennung über den Energieverlust ist zwischen Pionen und Kaonen nicht so deutlich, wie man in Abbildung 7.11 erkennen kann. Es ist nicht möglich alle Pionen wegzuschneiden ohne auch Kaonen zu verlieren. Die Spurrekonstruktion wurde mit in Abschnitt 3.5 beschriebenen Verfahren und aus der Simulation gewonnenen Parametern durchgeführt. Damit konnte nicht nur der Dreierimpuls, sondern

**Tabelle 7.1:** Kinematiken in den bisherigen Strahlzeiten

	Virt. Photon			Elektron Arm		Kaon Arm		
	$Q^2$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$W$ GeV	$\epsilon$ (trans.)	$\omega$ GeV	$p^{lab}(e')$ GeV/c	$\theta^{lab}(e')$ Grad	$p^{lab}(K)$ GeV/c	$\theta^{lab}(K)$ Grad
Okt	0,05	1,670	0,540	1,044	0,455	15,8	$\Lambda$ : 0,466	-31,5
Nov	0,036	1,750	0,395	1,182	0,318	15,5	$\Lambda$ : 0,642	-31,5
						15,5	$\Sigma$ : 0,466	-31,5
Strahlenergie :					1,508 GeV			
Strahlintensität :					1 $\mu A$			
Länge des Flüssigwassertargets :					48 mm			
Integrierte Luminosität :					284 <i>femtobarn</i> <sup>-1</sup>			

auch die Bahnlänge  $l$  bestimmt werden. Aus dieser und dem Impulsbetrag  $p$  kann nun auf die Masse des nachgewiesenen Teilchens zurückgerechnet werden.

$$p = \gamma m v \quad (7.4)$$

$$v = \frac{l}{t} \quad (7.5)$$

$$m = \frac{p}{\gamma v} = \frac{p}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (7.6)$$

Das Ergebnis hieraus ist in Abbildung 7.12 dargestellt. Erst nach einem Schnitt im Energieverlust erkennt man eine deutliche Anhäufung bei der Kaonenmasse von 493,7 MeV [8]. Wenn man nun auch hierauf schneidet, kann man die Kaonen herausfiltern. So ergibt sich auch der Viererimpuls in KAOS.

Die Teilchenidentifikation führt zusammen mit dem direkt gemessenen Dreierimpuls dann auf den Viererimpuls. Wenn man nun das Target als bekannt und in Ruhe voraussetzt und auch das Projektil und seinen Impuls kennt, kann man über die Viererimpulserhaltung das fehlende Teilchen berechnen:

$$q_e^\mu + p_t^\mu = q_{e'}^\mu + p_{K^+}^\mu + p_x^\mu \quad (7.7)$$

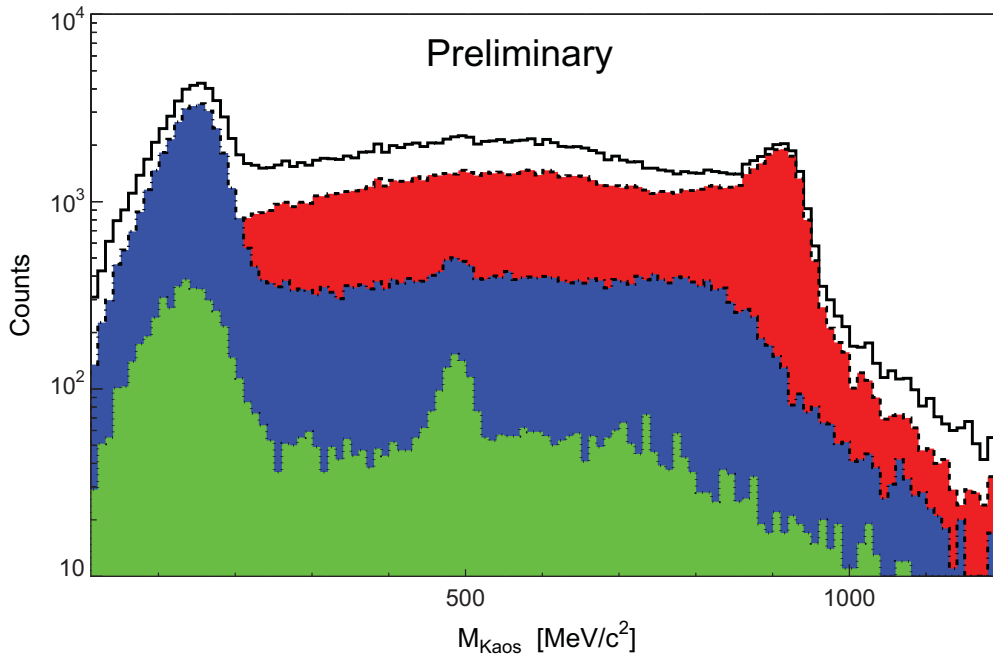
mit

$$q^\mu = q_e^\mu - q_{e'}^\mu \quad (7.8)$$

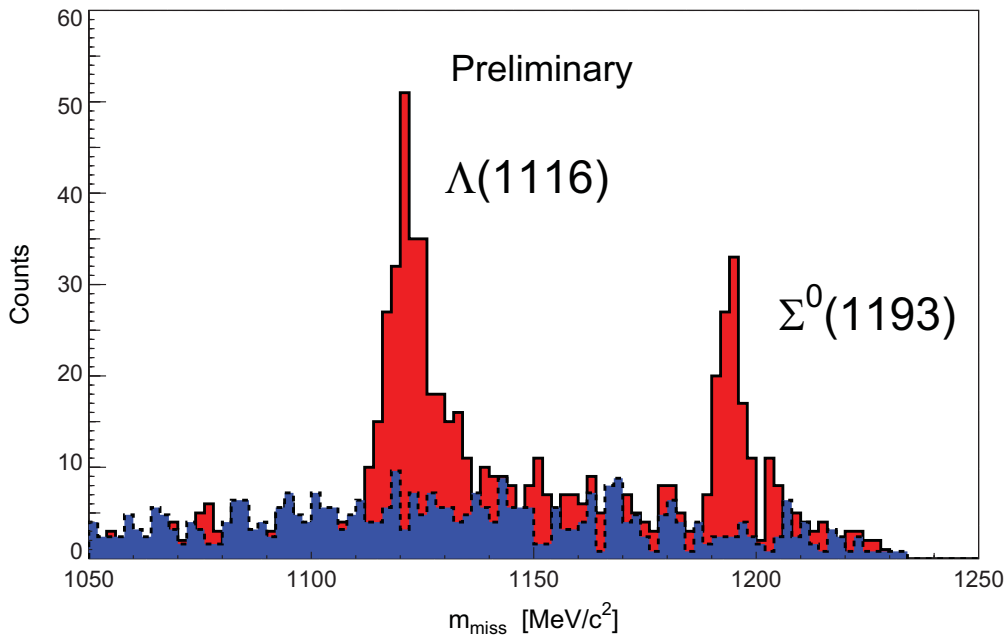
Daraus ergibt sich dann nach

$$m_x = \sqrt{E_x^2 - |\vec{p}_x|^2} \quad (7.9)$$

die Masse des fehlenden Teilchens. Die Ladung ist aufgrund ihrer Erhaltung ebenfalls bekannt. Dies identifiziert das nicht direkt nachgewiesene Teilchen. In der Abbildung 7.13 sind hier die gefilterten Daten aus der November-Strahlzeit dargestellt. Wie man sieht, ist die Auflösung gut genug, um das  $\Lambda$  und das  $\Sigma^0$  identifizieren zu können. Diese Ergebnisse werden unter anderem in [2] veröffentlicht.



**Abbildung 7.12:** Masse des nachgewiesenen Teilchens berechnet aus der Flugzeit und des Impulses. Die Teilchenidentifikation in diesem Bild geschieht über den Energieverlust in den Flugzeitwänden. In Rot sieht man die Teilchen, die nach einem Schnitt auf Protonen übrigbleiben. In Blau sieht man die, die über die Energiedeposition als Pionen identifiziert werden und in Grün sind die im Energiespektrum identifizierten Kaonen zu sehen.



**Abbildung 7.13:** Fehlende Masse, geschnitten auf Kaonen. Man sieht eine deutliche Spitze bei der Masse des Lambda und des Sigma.



## Kapitel 8

# Zusammenfassung und Ausblick

Mit der Erweiterung des Elektronenbeschleunigers MAMI um eine dritte Stufe ist es möglich geworden, am Institut für Kernphysik Teilchen mit offener Strangeness zu produzieren. Für deren Nachweis ist die Drei-Spektrometeranlage der Kollaboration A1 um das von der GSI in Darmstadt übernommene KAOS-Spektrometer erweitert worden. Untersucht wird damit die elementare Reaktion  $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$  wobei das auslaufende Elektron und das Kaon nachgewiesen werden müssen. Wird als Target nicht Wasserstoff verwendet, besteht die Möglichkeit dass sich ein Hyperkern bildet. Spektroskopische Untersuchungen an Hyperkernen bieten eine gute Möglichkeit das Potential in Atomkernen und die Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung zu untersuchen. Aufgrund der hervorragenden Strahlqualität bei der Elektroproduktion können hier Auflösungen von einigen hundert keV erreicht werden. Wie schon am Jefferson Laboratorium geschehen sollen auch in Mainz mit dem KAOS-Spektrometer Hyperkerne spektroskopiert werden.

Mit Hilfe von GEANT4 wurden die Detektoren und die Abbildungseigenschaften des Spektrometers simuliert. Geeignete Ereignisgeneratoren wurden implementiert. Es wurde untersucht, wie mögliche Treffermuster in den Detektoren aussehen, die von einem Trigger auf FPGA-Basis selektiert werden müssen. Ebenso konnte hieraus eine erste Abbildung der Spurkoordinaten auf die Targetkoordinaten und den Teilchenimpuls gewonnen werden.

Die Abbildungseigenschaften von KAOS eignen sich zum Einsatz als Doppelspektrometer an MAMI. Eine erste Abbildung der Spurkoordinaten auf die Targetkoordinaten und den Teilchenimpuls wurde aus der Simulation gewonnen und auf erste Strahlzeitdaten erfolgreich angewendet.

Verschiedene Aspekte der neu hinzukommenden Detektoren wurden ebenfalls mit Hilfe der GEANT4 Simulation untersucht. In diesem Zusammenhang wurde auch untersucht, wie mögliche Muster in den Detektoren aussehen, die von einem Trigger auf FPGA-Basis selektiert werden müssen.

Für das Hyperkernprogramm muss KAOS unter  $0^\circ$  Vorwärtsrichtung betrieben werden und der Primärstrahl mit Hilfe einer Schikane durch den Dipol gelenkt werden. Die Simulation zeigt hier eine nur moderate Erhöhung der Strah-

lenbelastung, vor allem im Bereich des Strahlfängers. Es hat sich gezeigt, dass die Belastung der Umwelt in diesem Fall nur um einen 1,7 Faktor zunimmt. Somit ist es möglich, KAOS als doppelseitiges Spektrometer in der Spektrometerhalle zu betreiben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die für sämtliche Detektoren nötige Auslese- und Steuerungselektronik in das vorhandene Datenerfassungssystem und das Steuerungssystem eingebunden.

Das in Abschnitt 3.5 vorgestellte Verfahren zur Impulsrekonstruktion muss über elastische Streuung an schweren Kernen und einer Lochblende auf Messdaten angewendet werden. Erste Messungen an Tantal wurden hierzu schon durchgeführt und die Dicke und Lochgröße der verwendeten Blende haben sich als brauchbar herausgestellt.

In zwei Strahlzeiten im Herbst 2008 wurden Kaonen im Winkelbereich  $20^\circ$ - $40^\circ$  mit Impulsen zwischen 400 MeV und 600 MeV nachgewiesen. Die aus der Simulation gewonnenen Daten zum Trigger und zur Abbildung kamen zum Einsatz. Es konnte die für eine gute Teilchenidentifikation nötige Zeitauflösung von ca. 1ns FWHM erreicht werden. Die erreichte Winkel- und Impulsauflösung war ausreichend um  $\Lambda$  und  $\Sigma^0$ -Hyperonen im Spektrum der fehlenden Masse leicht trennen zu können.

Zur Verbesserung der Simulation wäre es hilfreich, eine Feldkarte zu erstellen, deren Raster deutlich kleiner ist als das bisher verwendete von 2 cm. Wenn man das vorhandene Datenformat der Karte beibehält müsste an der Simulation nichts geändert werden um von der neuen Messung profitieren zu können. Man muss jedoch darauf achten, dass man auch die Randfelder oberhalb und unterhalb der Polschuhkanten mitvermisst, was bisher nicht der Fall war.

Der Einbau der beiden DCI-Magnete der Schikane zur Verwendung von KAOS als Doppelspektrometer ist für das Jahr 2009 geplant. Eine verbesserte Transportrechnung für diese beiden Magnete ist aber noch vonnöten, da bisher keine präzise Karte oder Parametrisierung zur Verfügung stand.

Auch ohne die Magnetschikane kann KAOS als Einzelspektrometer für Kaonen in Koinzidenz mit einem vorhandenen Spektrometer genutzt werden, die elementaren Produktionsreaktionen besonders bei niedrigem Energieübertrag zu untersuchen. Erste Messungen sind für den Sommer 2009 geplant.

# Literaturverzeichnis

- [1] ACHENBACH, P.: *Probing hypernuclei at  $\overline{PANDA}$  and at MAMI-C*. In: POCHODZALLA, J. und TH. WALCHER (Herausgeber): *Proceedings of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 10–14 October 2006*, Seiten 79–84, Berlin, 2007. Springer.
- [2] ACHENBACH, P.: *Status Of Strangeness Electro-Production At MAMI*. In: NAKAMURA, S.N. (Herausgeber): *Proceedings of the Sendai International Symposium On Strangeness in Nuclear and Hadronic Systems, Tohoku University, Sendai, 15–18 December 2008*, 2009. Im Druck.
- [3] ACHENBACH, P. et al.: *Front-End Electronics for the KAOS Spectrometer at MAMI*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 56:316–319, 2009.
- [4] ACHENBACH, P., L. NUNGESSER und J. POCHODZALLA: *Design criteria for multi-layered scintillating fibre arrays with inclined columns*. Nucl. Instrum. Meth., A591:406–410, 2008.
- [5] AGNELLO, M. et al.: *Search for  ${}^6_{\Lambda}H$  and  ${}^7_{\Lambda}H$  with the  $(K_{stop}^-, \pi^+)$  reaction*. Phys. Lett., B640:145–149, 2006.
- [6] AGOSTINELLI, S. et al.: *GEANT4: A simulation toolkit*. Nucl. Instrum. Meth., A506:250–303, 2003.
- [7] AMALDI, E., S. FUBINI und G. FURLAN: *Pion Electroproduction. Electroproduction At Low-Energy And Hadron Form-Factors*. Springer Tracts Mod. Phys., 83:1–162, 1979.
- [8] AMSLER, C. et al.: *Review of particle physics*. Phys. Lett., B667, 2008.
- [9] AOKI, S. et al.: *Production of Two Single- $\Lambda$  Hypernuclei by  $\Xi^-$  Capture*. Prog. Theor. Phys., 89:493–500, 1993.
- [10] AOKI, S. et al.: *Production of a twin single hypernuclei and the  $\Xi^-$  nuclear interaction*. Phys. Lett., B355:45–51, 1995.
- [11] AYERBE, C.: *Development of a fibre detector for the Kaos spectrometer*. Diplomarbeit, 2004.

- [12] BENNHOLD, C., H. HABERZETTL und T. MART: *A new resonance in  $K^+\Lambda$  electroproduction: The  $D_{13}(1895)$  and its electromagnetic form factors*. 1999. arXiv:nucl-th/9909022.
- [13] BLOMQVIST, K. I. et al.: *The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI*. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., A 403(3):263–301, 1998.
- [14] BRADFORD, R. et al.: *Differential cross sections for  $\gamma + p \rightarrow K^+ + Y$  for  $\Lambda$  and  $\Sigma^0$  hyperons*. Phys. Rev., C73:035202, 2006.
- [15] BRONSTEIN, I. N. und K. A. SEMENDJAJEW: *Taschenbuch der Mathematik*. Teubner, 1991.
- [16] BROWN, K. L.: *A First And Second Order Matrix Theory For The Design Of Beam Transport Systems And Charged Particle Spectrometers*. Adv. Part. Phys., 1:71–134, 1968.
- [17] BRUN, R. und F. RADEMAKERS: *ROOT: An object oriented data analysis framework*. Nucl. Instrum. Meth., A389:81–86, 1997.
- [18] BÖSZ, M.: *Datenerfassung und Spurerkennung mit den Vieldrahtproportional-kammern für das Kaos-Spektrometer an MAMI*. Diplomarbeit, 2009.
- [19] BYDZOVSKY, P. und T. MART: *Analysis of the data consistency on kaon photoproduction with Lambda in the final state*. Phys. Rev., C76:065202, 2007.
- [20] CUSANNO, F. et al.: *High resolution hypernuclear spectroscopy at Jefferson Lab Hall A: The experimental challenge*. In: POCHODZALLA, J. und TH. WALCHER (Herausgeber): *Proceedings of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 10–14 October 2006*, Seiten 37–40, Berlin, 2007. Springer.
- [21] CUSANNO, F. et al.: *High Resolution Spectroscopy of  ${}^{16}_{\Lambda}N$  by Electroproduction*. 2008. arXiv:0810.3853.
- [22] DISTLER, M. O., H. MERKEL und M. WEIS: *Data acquisition and analysis for the 3-spectrometer-setup at MAMI*. In: PERIS, E. SANCHIS, A. FERRER SORIA und V. GONZÁLEZ MILLÁN (Herausgeber): *Proceedings of the 12th IEEE Real Time Congress on Nuclear and Plasma Sciences, Valencia, Spain, 2001*, New York, 2001.
- [23] DOHRMANN, F. et al.: *Angular distributions for  ${}^{3,4}_{\Lambda}H$  bound states in the  ${}^{3,4}He(e, e'K^+)$  reaction*. Phys. Rev. Lett., 93:242501, 2004.
- [24] DOHRMANN, F. et al.: *Quasifree  $\Lambda$ ,  $\Sigma^0$ , and  $\Sigma^-$  electroproduction from  ${}^{1,2}H$ ,  ${}^{3,4}He$ , and Carbon*. Phys. Rev., C76:054004, 2007.
- [25] EWEN, K.: *Strahlenschutz an Beschleunigern*. Teubner, 1985.



- [26] GLANDER, K. H. et al.: *Measurement of gamma  $p \rightarrow K^+\Lambda$  and  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  at photon energies up to 2.6 GeV.* Eur. Phys. J., A19:251–273, 2004.
- [27] GOMEZ, M.: *Strahltest und Betrieb von Vieldrahtproportionalkammern für das Kaos-Spektrometer.* Diplomarbeit, 2008.
- [28] HASHIMOTO, O.: *Recent results of the JLab Hall C hypernuclear experiment E01-011.* In: POCHODZALLA, J. und TH. WALCHER (Herausgeber): *Proceedings of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 10–14 October 2006*, Seiten 41–46, Berlin, 2007. Springer.
- [29] HASHIMOTO, O. und H. TAMURA: *Spectroscopy of Lambda hypernuclei.* Prog. Part. Nucl. Phys., 57:564–653, 2006.
- [30] HUNGERFORD, E. V.: *Experimental considerations in electromagnetic production of hypernuclei.* Prog. Theor. Phys. Suppl., 117:135–149, 1994.
- [31] HVSYS: *HV cells for PhotoMultiplier Tubes (PMT)*, 2005. [http://www.hvsys.dubna.ru/pmt\\_cells.html](http://www.hvsys.dubna.ru/pmt_cells.html).
- [32] K.-H. KAISER et al.: *The 1.5 GeV harmonic double-sided microtron at Mainz University.* Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., A 593(3):159–170, August 2008.
- [33] LECROY: *Manual for the 1875A*, 1996.
- [34] LECROY: *Manual for the 1885F*, 1996.
- [35] LEO, WILLIAM R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.* Springer, 1987.
- [36] LEROSE, J.J. et al.: *Hypernuclear spectroscopy in JLab's Hall A.* In: POCHODZALLA, J. und TH. WALCHER (Herausgeber): *Proceedings of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 10–14 October 2006*, Seiten 29–32, Berlin, 2007. Springer.
- [37] LEROSE, JOHN J. et al.: *Hypernuclear spectroscopy via  $(e, e'K^+)$  in JLab's Hall A.* Nucl. Phys., A804:116–124, 2008.
- [38] LUDWIG-MERTIN, U., K.-H. KAISER, P. JENNEWEIN und S. RATSCHOW: *Beam Transport Magnets With 2.2 Tesla.* In: *Proceedings of European Particle Accelerator Conference*, Seiten 2361–2363, 2002.
- [39] MACHNER, H.: *Einführung in die Kern- und Elementarteilchenphysik.* WILEY-VCH, 2005.
- [40] MART, T. und A. SULAKSONO: *Kaon photoproduction in a multipole approach.* Phys. Rev., C74:055203, 2006.

- [41] MIYOSHI, T. et al.: *High Resolution Spectroscopy of the  ${}_{\Lambda}^{12}B$  Hypernucleus Produced by the  $(e, e'K^+)$  Reaction.* Phys. Rev. Lett., 90(23):232502, 2003.
- [42] NAKAMURA, S.N.: *Future hypernuclear experiments at JLab.* In: POCHODZALLA, J. und TH. WALCHER (Herausgeber): *Proceedings of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 10–14 October 2006*, Seiten 51–56, Berlin, 2007. Springer.
- [43] POVH, B.: *Teilchen und Kerne.* Springer, 1997.
- [44] SAHA, P. K. et al.: *Production of the neutron-rich hypernucleus  ${}_{\Lambda}^{10}Li$  in the  $(\pi^-, K^+)$  double charge-exchange reaction.* Phys. Rev. Lett., 94:052502, 2005.
- [45] SAITO, T.R. et al.: *The HypHI project at GSI and FAIR.* In: POCHODZALLA, J. und TH. WALCHER (Herausgeber): *Proceedings of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 10–14 October 2006*, Seiten 171–175, Berlin, 2007. Springer.
- [46] SCHARDT, S.: *Aufbau und Erprobung der Drei-Spektrometer-Anordnung für Koinzidenzexperimente mit Elektronen am 855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI.* Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.
- [47] SENGER, P. et al.: *The kaon spectrometer at SIS.* Nucl. Instrum. Meth., A327:393–411, 1993.
- [48] STEININGER, SVEN und ULF-G. MEISSNER: *Threshold kaon photo- and electroproduction in  $SU(3)$  baryon chiral perturbation theory.* Phys. Lett., B391:446–450, 1997.
- [49] TANIDA, K.: *Gamma-Ray Spectroscopy of  ${}_{\Lambda}^7Li$ .* Doktorarbeit, University of Tokyo, 2000.
- [50] URBAN, LASZLO: *A model for multiple scattering in Geant4.* 2006. CERN-OPEN-2006-077.
- [51] WAKAI, M., H. BANDO und M. SANO: *Hypernucleus Formation in High-Energy Nuclear Collisions.* Phys. Rev., C38:748–759, 1988.
- [52] WEIS, M.: *Entwicklung eines Steuerungssystems für die Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron.* Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2003.
- [53] WRIGHT, D.H.: *Physics Reference Manual,* 2008. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>.
- [54] YUAN, L. et al.: *Hypernuclear spectroscopy using the  $(e, e'K^+)$  reaction.* Phys. Rev., C73:044607, 2006.

# Anhang A

## Abgleich der Feldsonden

In der folgenden Tabelle sind die Messwerte verzeichnet, die für einen vorläufigen Abgleich zwischen dem Zentralfeld von KAOS, das auch immer in der Simulation verwendet wird, dem einzustellenden Strom und dem mit der verwendeten Hallsonde gemessenen Feld. Als Sonde für das Zentralfeld diente ein NMR Teslameter PT 2025 der Firma METROLAB. Da eine solche Sonde nur in einem bestimmten Feldbereich arbeitet, war es nötig mit drei verschiedenen Sonden zu arbeiten. Diese waren 40 cm hinter der Polschuhkante auf der Spekrometerachse platziert. Die absolute Genauigkeit dieser Sonden ist besser als  $\pm 5 \cdot 10^{-6}$ . Die Hallsonde vom Typ LPT-141 ist an einem Teslameter DTM-151 der Firma Group3 angeschlossen. Sie hat einen eingebauten Temperatursensor mit dessen Hilfe die Temperaturdrift ausgeglichen wird. Somit wird eine Genauigkeit von  $\pm 0,01\%$  erreicht.

**Tabelle A.1:** Messdaten für den Feldsondenabgleich

Strom in A	Feld in Tesla		Hall/NMR
	NMR	Hallsonde	
400	0,3428	0,3755	1,09539
600	0,5115	0,5602	1,09521
800	0,6802	0,7452	1,09556
1000	0,8490	0,9308	1,09635
1200	1,0182	1,1170	1,09703
1400	1,1881	1,3016	1,09553
1600	1,3561	1,4727	1,08598
1800	1,5169	1,6241	1,07067



## Anhang B

# Magnetschikane

In der folgenden Tabelle finden sich mehrere Lösungen zum Aufbau der Magnetschikane, die aus der Simulation gewonnen wurden. Der Ort des ersten DCI-Magneten ist fest. Der Ort des zweiten ist in gewissen Grenzen variabel. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Target, Z geht entlang der Strahlachse. Der angegebene Ort bezieht sich auf den Mittelpunkt des Radius des Magneten.

**Tabelle B.1:** Magnetschikane

DCI 1 Feld	DCI 2		Feld	Winkel auf Target	KAOS Feld
	Ort X	Ort Z			
0,676	3	-2,5	1,754	24,42	1,758
0,582	3,1	-2,5	1,524	21,22	1,439
0,427	3,2	-2	1,45	21,89	1,502
0,35	3,3	-2	1,169	17,74	1,115
0,385	3,25	-2	1,313	19,85	1,327
0,667	3,1	-2,7	1,578	20,13	1,341
0,605	3,15	-2,8	1,391	17,12	1,327
0,598	3,18	-2,9	1,322	15,8	0,98
0,634	3,15	-2,9	1,397	16,72	1,054
0,453	3,3	-2,9	1,012	12,06	0,69



## Anhang C

# Design criteria for multi-layered scintillating fibre arrays with inclined columns

Auf den folgenden Seiten befindet sich die Kopie einer Veröffentlichung die zum Teil aus Ergebnissen der Simulation zum Faserdetektor entstanden ist.

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 591 (2008) 406–410

**NUCLEAR  
INSTRUMENTS  
& METHODS  
IN PHYSICS  
RESEARCH**  
Section A

[www.elsevier.com/locate/nima](http://www.elsevier.com/locate/nima)

## Design criteria for multi-layered scintillating fibre arrays with inclined columns

P. Achenbach\*, L. Nungesser, J. Pochodzalla

*Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Germany*

Received 1 February 2008; received in revised form 28 February 2008; accepted 28 February 2008

Available online 18 March 2008

### Abstract

Multi-layered scintillating fibre arrays read-out are commonly used as high resolution charged particle hodoscopes. Fibres of a “column” along the geometrical trajectory of incident particles are typically grouped to one pixel of a multi-channel read-out device. In some applications the incident particles will cross the detection plane with large angles w.r.t. the normal to the layers. Then, the packing of the fibres needs to be adapted to the incident particles and the columns need to be inclined. In this paper possible fibre array geometries are shown, relevant design criteria for detectors are discussed, and the effect of diverging particles incident on fibre arrays was studied using a Monte Carlo simulation.

© 2008 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 29.40.Gx; 29.40.Mc; 85.60.Ha

Keywords: Tracking and position-sensitive detectors; Scintillating fibres; Particle detector design

### 1. Introduction

Detectors comprising scintillating fibres, packed together to form arrays, and multi-channel photo-detectors have been used since the 1990s to track charged particles, see e.g. [1–3]. A fibre array is made from layers of fibres, often with alternating layers off-set relative to each other. The design of such detectors is governed by the relatively small light yield of thin ( $\varnothing < 1$  mm) fibres.

Multi-channel photomultiplier tubes are especially suitable for fibre read-out because of the good matching between the pixel size of the photomultiplier and common fibre diameters, offering a significant reduction in size and cabling with respect to conventional tubes. Since the pioneering work of Kuroda et al. [4] such tubes have been developed in order to meet the demands on precise and reliable tracking devices under high-rate [5–7]. In recent years they have been continuously improved. The drawbacks of early devices have been greatly reduced; modern

multi-anode tubes exhibit little cross-talk and a high gain uniformity between pixels. The Hamamatsu Photonics R5900 series has been chosen by many experimental groups for fibre read-out.

In modern experiments, fibre bundles involving a rather large number of channels are easily read out via multi-channel photomultiplier tubes, while the use of single-channel photomultiplier tubes is no longer economical in terms of cost and space requirements. Accordingly, multi-layered structures of packed scintillating fibres coupled to multi-anode photomultiplier tubes became the preferred choice for some fast detectors, the fibre trackers in the COMPASS experiment [8] at CERN being one recent example.

Fibres of a “column” along the geometrical trajectory of incident particles are typically grouped—with one fibre from each layer—to one common pixel of the multi-channel read-out device. If the light yield per crossing particle is too small to be detected with the required efficiency, layers need to be added to the array. In case charged particles are crossing the fibre array at right angle to the detector base the total thickness of the array can be increased arbitrarily until a physical limit or restrictions in

\*Corresponding author. Tel.: +49 6131 3925831;  
fax: +49 6131 3922964.

E-mail address: [patrick@kph.uni-mainz.de](mailto:patrick@kph.uni-mainz.de) (P. Achenbach).



terms of small angle scattering are reached. This condition applies to many applications, as the angular acceptance for fibre hodoscopes is generally small, typically up to  $\theta = 3^\circ$ . However, in some applications the incident particles will cross the detection plane with large angles,  $\theta$ , w.r.t. the normal to the layers, and would traverse several neighbouring columns. The resultant large hit multiplicities would compromise the tracking capabilities of such a detector. For the fibre hodoscopes of the DIRAC experiment the detector response to particles with incident angles up to  $\theta \sim 45^\circ$  was studied for background issues [11]. The read-out electronics of that detector lead to a strong suppression of detection efficiency for larger angles. For restoring the original spatial resolution the packing of the fibres needs to be adapted to the incident particles' direction and the columns need to be inclined. Only the KAOS/A1 experiment is known in which the fibre column angle,  $\phi$ , w.r.t. the normal to the layers is adapted to large ( $\theta > 45^\circ$ ) incident angles of the particles for deliberately matching the geometry [9,10]. In the spectrometer's electron arm hodoscope the average incident angle is  $\theta = 65^\circ$ . It has been shown that a high detection efficiency and a good spatial resolution can be achieved using detectors with inclined columns.

## 2. Fibre array geometries with inclined columns

Fibre array geometries with different column angles,  $\phi$ , ranging from  $10^\circ$  to  $80^\circ$  and four fibres per column are shown schematically in Fig. 1. In the scheme the base of each detector is turned by an angle of  $50^\circ$  to the horizontal. The most efficient way to pack fibres together to form

inclined columns is not obvious. "Rows" of fibres are defined along the layers in the direction of the detector base. For column angles between  $30^\circ$  and  $60^\circ$  the arrays can be formed in a way that all fibres of a column touch each other (closed columns), but leaving gaps to the corresponding fibres in neighbouring columns. Alternatively, the arrays can be formed with corresponding fibres of neighbouring columns touching (closed rows), leaving gaps between fibres within a column. Finally, for column angles  $\phi$  below  $30^\circ$  both columns and rows can be closed. For column angles of  $30^\circ$  and  $60^\circ$  the fibre centres are forming a hexagonal lattice. For a column angle of  $45^\circ$  the fibre centres are forming a square lattice. The hexagonal packing, in which each fibre is surrounded by six touching fibres, has the highest packing density of  $\pi/\sqrt{12} \approx 0.90$ . Square and hexagonal packing geometry are used most often for fibre arrays. Each geometry corresponds to a different overlap fraction, a different column pitch, a different detector width and length for a given number of layers and read-out pixels, and a different average thickness. The relevance of these design criteria for choosing the detector geometry vary with the specific application. Primarily, the fibre array needs to provide a high enough light yield per read-out pixel to discriminate the signals against noise. Light yield and detection efficiency depend on the diameter and overlap fraction as well as on the number of layers. Secondly, the spatial resolution depends on fibre diameter and column pitch. A detector geometry with closed columns as shown in the figure will have a relatively large column pitch and a relatively small spatial overlap. This leads to low spatial resolution and low detection efficiency. Both can be

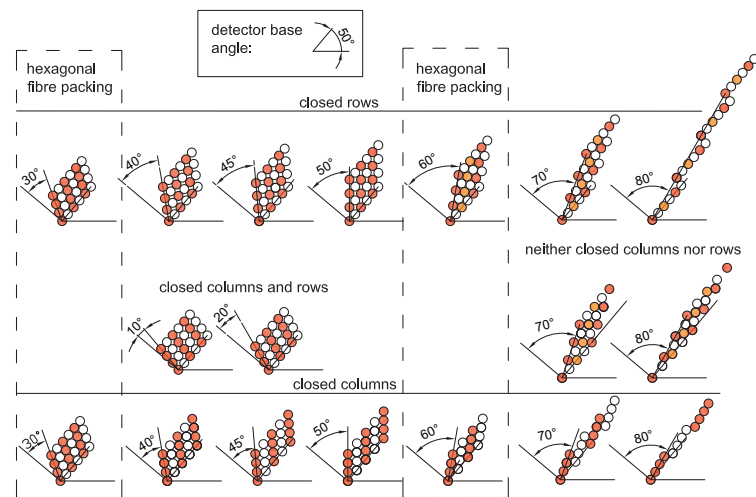


Fig. 1. Different detector geometries with inclined columns (four fibres each) are shown. Column angles  $\phi$  range from  $10^\circ$  to  $80^\circ$  with a detector base angle of  $50^\circ$ . Geometries with closed rows and closed columns are separately drawn. For column angles of  $30^\circ$  and  $60^\circ$  the fibre centres are forming a hexagonal lattice. For a column angle of  $45^\circ$  the fibre centres are forming a square lattice.

avoided by placing the layers not along the base of the detector, but with a smaller column pitch and larger spatial overlap. That will create a shift between the first fibres of each column and the base-line it was supposed to track. By occasionally (every three or more columns) moving the column position one full fibre diameter in the direction of the base-line the shift will be corrected. These geometries have the advantage of being better adapted to practical applications, but have less symmetry. For column angles above  $60^\circ$  geometries with neither columns nor rows closed can be created in a similar way. In practice, only those fibre arrays can be built which allow precise mounting and alignment during all stages of the processing: gluing, bending, and installation.

Fig. 2 (left) shows the ratio of the column pitch to the fibre radius,  $p/\rho$ , i.e. the distance between two fibre centres along the base direction in units of fibre radius, as a function of the column angle,  $\phi$ . The main branch starting at a ratio  $p/\rho = 2$  corresponds to a geometry with both, closed rows and closed columns, for which  $p/\rho = 2 \cos \phi$ . The branch splitting off at  $\phi = 30^\circ$  corresponds to a geometry with closed columns, where  $p/\rho = 4 \sin \phi \cos \phi$ . The continuous curve is calculated for the geometry in which the rows are closed. The branch splitting off at  $\phi = 60^\circ$  follows a  $p/\rho = 4 \sin \phi / \sqrt{9 + \tan^2 \phi}$  dependence and corresponds to closed columns. Spatial overlap is important to avoid relying on the detection of events with only a grazing contact of the charged particle with the fibres. A particle which crosses the gap between two fibres in one of the layers needs to traverse a significant portion of the full fibre diameter in the other layer. Fig. 2 (right) shows the overlap fraction,  $o/\rho$ , which is the overlap of two neighbouring fibre columns in units of the fibre radius. It is directly related to the pitch to radius ratio by  $o/\rho = (2 - p/\rho)$ . Fibre diameter and overlap fraction relate to the theoretical spatial resolution of fibre arrays expected from the geometry. For events in which exclusively one

column was hit, the spatial resolution is  $\sigma = (\varnothing - 2o)/\sqrt{12}$ . For events in which the particle trajectory covered purely the inter-column region, the spatial resolution is given by  $\sigma = o/\sqrt{12}$ . Averaging both event types leads to a combined resolution of  $\sigma = \{(\varnothing - 2o)^2 + o^2\}/(\varnothing - o)/\sqrt{12}$ . For fibre detectors in hexagonal packed arrays the total overlap is  $o = \varnothing(1 - 1/\sqrt{2})$  with a pitch of  $p = \varnothing/\sqrt{2}$ . The theoretical spatial resolution of such an array is  $\sigma = \{9/\sqrt{2} - 6\}\varnothing/\sqrt{12} \approx 0.1\varnothing$ .

The spread of energy deposition in a fibre bundle is proportional to the detector thickness variation. Fig. 3 shows how the double layer thickness varies as a function of the base coordinate. In the hexagonal packing with a column angle of  $\phi = 60^\circ$  the variation is  $\delta t \sim 70\% \varnothing$  (minimum to maximum) per double layer. For all other column angles the variation can become smaller, depending on the fibre array geometry.

### 3. Monte Carlo simulation for diverging particles

The design criteria discussed so far only apply when all particles cross the detector with the same incident angle. The expected response of a detector to diverging particles can be evaluated in a simulation. Different fibre arrays, in which particles were crossing the detector with finite incident angles with respect to the column angle, were included in a detector simulation within the **Geant4** framework [12]. Incident electron trajectories were averaged over the base. The simulation gave information on the energy deposition in individual fibres and on interactions of the particles with the material, e.g. small angle scattering, ionisation and bremsstrahlung. The total energy deposited in the active cores of the four corresponding fibres of each column was calculated. Signals above a given threshold were assigned to the corresponding read-out pixel.

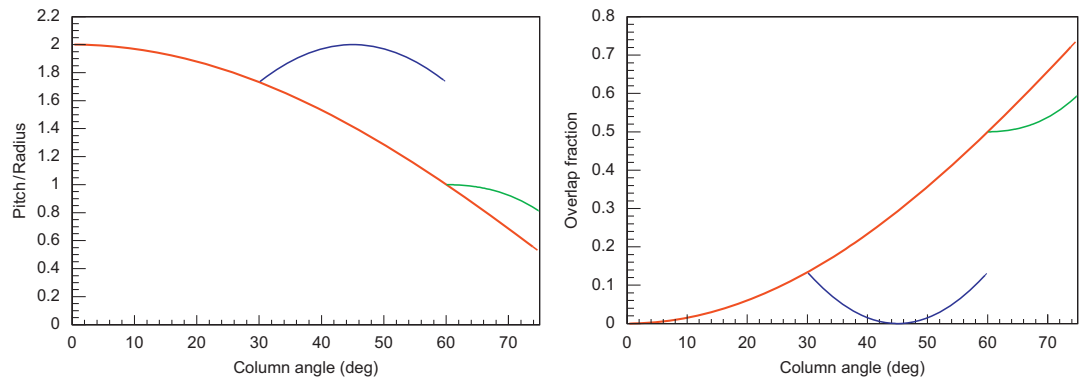


Fig. 2. The left plot shows the ratio of the column pitch to the fibre radius as a function of the column angle  $\phi$ . The right plot shows the overlap of two neighbouring fibre columns in units of the fibre radius. The continuous curve corresponds to a geometry with closed rows, the two branches that are splitting off correspond to geometries with closed columns.

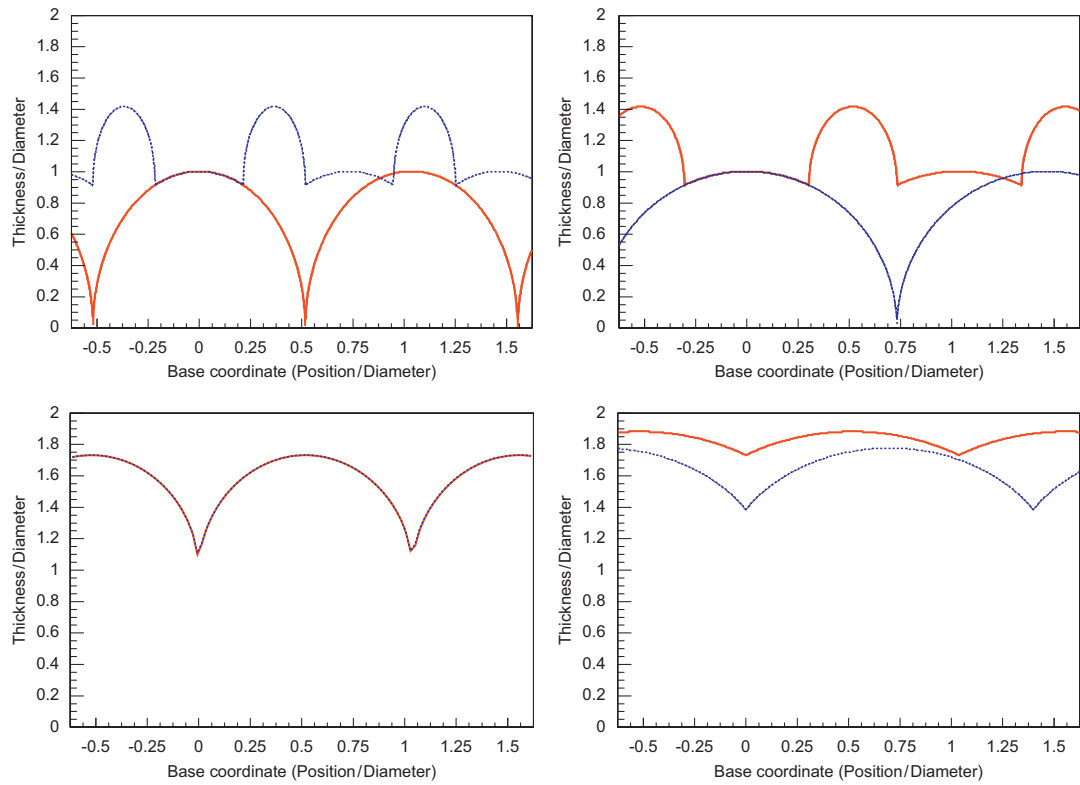


Fig. 3. Double layer thickness variation as a function of the base coordinate for different fibre array geometries: column angle  $\phi = 0^\circ$  (top left),  $\phi = 45^\circ$  (top right),  $\phi = 60^\circ$  (bottom left), and  $\phi = 70^\circ$  (bottom right). The two curves correspond to geometries with closed columns (full curve) and closed rows (dotted curve).

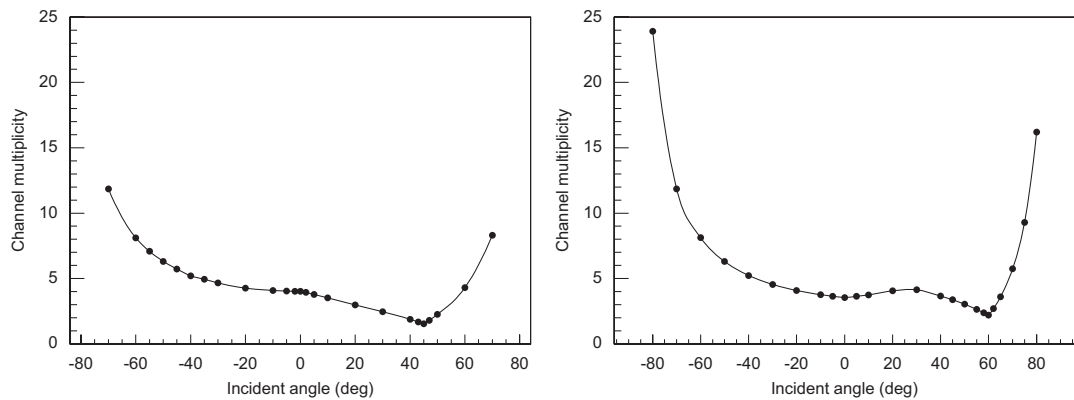


Fig. 4. Simulated variation of the channel multiplicity as a function of the incident angle for fibre array geometries with closed rows and column angles of  $45^\circ$  (left) and  $60^\circ$  (right).

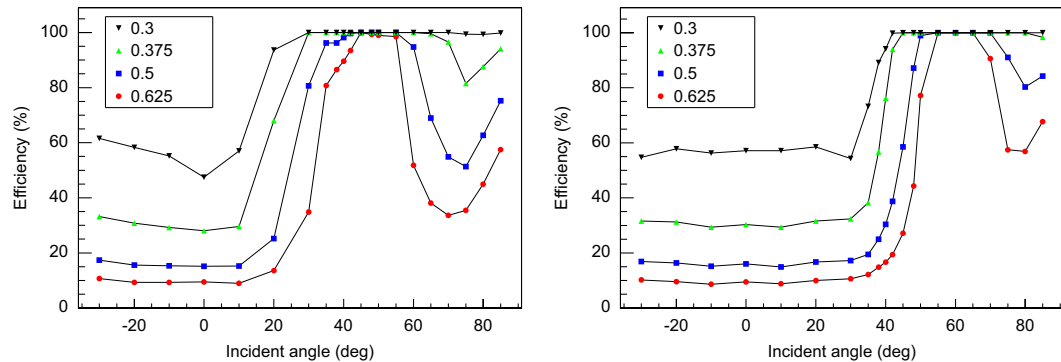


Fig. 5. Simulated variation of the detector efficiency as a function of the incident angle for fibre array geometries with closed rows and column angles of  $45^\circ$  (left) and  $60^\circ$  (right). Each symbol represents a different threshold relative to the mean signal of particles with nominal incident angle.

The increase in channel multiplicity for detectors with column angles of  $45^\circ$  and  $60^\circ$  is presented in Fig. 4 as a function of the incident angle  $\theta$ . It is shown that the multiplicity increases gradually to smaller incident angles but steeper to higher angles. Owing to the symmetry of the fibre arrays, a local maximum of the multiplicity appears for  $\phi = 60^\circ$  at  $\theta = 30^\circ$ , and for  $\phi = 45^\circ$  at  $\theta = 0^\circ$ . It is obvious that the columns must be aligned with the incident particle direction and the particle's divergence must be small to achieve a minimal multiplicity and an optimal spatial resolution.

The simulation can further help to define the optimum threshold so that a detector becomes insensitive to incoming particles with large angles w.r.t. the nominal angle. That is important when a detector is exposed to a large number of background particles. The angular dependence of the detector efficiency is plotted in Fig. 5 for four different relative thresholds. The relative threshold of 100% corresponds to the mean signal of a detector pixel for events with particles hitting the detector with nominal angle. The plateau width for 100% efficiency depends crucially on the threshold. For incident angles much smaller than the nominal angle only one fibre of each column is hit, but many neighbouring channels. Thus, the probability for having a signal in at least one pixel above threshold is strongly dependent on the distribution of energy deposition and the value of the threshold, but almost independent on geometry and incident angle.

#### 4. Summary

When a set of fibres from a multi-layered fibre detector is coupled to a multi-channel read-out device a multitude of different fibre array geometries is possible. It is the experimenter's choice to select the geometry, which is matching the application best, according to the relevant design criteria. In this paper the dependence of column pitch and overlap ratio on the fibre array column angle is discussed.

Both criteria are also reflected by the thickness variation of a double layer, which is shown for a selection of column angles. The effect of diverging particles incident on fibre arrays with inclined columns was studied with the help of a Monte Carlo simulation. The resulting curves of channel multiplicity versus incident angle can be folded with the incident angle distribution of an experiment to get the average channel multiplicity. Large multiplicities compromise the position resolution of the fibre arrays, which is the key issue for tracking detectors. With the choice of the detection threshold, the sensitivity of the detector to particles with large deviations to the nominal angle can be varied.

#### Acknowledgements

This work was supported by the Federal State of Rhineland-Palatinate and by the Deutsche Forschungsgemeinschaft with the Collaborative Research Center 443.

#### References

- [1] J. Bähr, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 348 (1994) 713.
- [2] F. Bosi, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 374 (1996) 48.
- [3] S. Horikawa, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 516 (2004) 34.
- [4] K. Kuroda, D. Sillou, F. Takeuchi, Rev. Sci. Instr. 52 (1981) 337.
- [5] FAROS Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A 357 (1995) 78.
- [6] FAROS Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A 372 (1996) 63.
- [7] V. Agoritsas, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 406 (1998) 393.
- [8] S. Horikawa, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 431 (1999) 177.
- [9] P. Achenbach, et al., New detectors for the kaon and hypernuclear experiments with KAOS at MAMI and with PANDA at GSI, in: V. Luth (Ed.), Proceedings of the IX International Symposium on Detectors for Particle, Astroparticle and Synchrotron Radiation Experiments, SLAC, 3–6 April 2006, eConf C0604032, 2006, p. 144.
- [10] P. Achenbach, Probing hypernuclei at PANDA and at MAMI-C, in: J. Pochodzalla, Th. Walcher (Eds.), Proceedings of the IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Joh. Gutenberg-Univ., Mainz, 10–14 October 2006, Springer, Berlin, 2007, pp. 79–84.
- [11] A. Gorin, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 566 (2006) 500.
- [12] GEANT4 Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A 506 (2003) 250.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich direkt oder indirekt beim Erstellen dieser Arbeit unterstützt haben.

- Meinem ersten Gutachter gilt mein Dank für die sehr gute Betreuung, seine allzeitige Hilfsbereitschaft und seinem erstaunlichen Wissenspool, aus dem ich während meiner Arbeit immer schöpfen konnte.
- Bei der Arbeitsgruppe A1 möchte ich mich für die vielen wichtigen Erfahrungen bedanken, die ich hier machen durfte.
- Meinem Vater möchte ich für das Korrekturlesen danken.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Lars Nungesser  
Mainzerstrasse 110  
55218 Ingelheim

Geboren 16.8.1973 in Zell an der Mosel

deutsche Staatsangehörigkeit

ledig

## Schulbildung

1980–1984	Präsident-Mohr-Grundschule Ingelheim
1984–1993	Sebastian-Münster-Gymnasium Ingelheim
1993–2000	Physikstudium an der Johannes-Gutenberg Universität Mainz
2001–2009	Doktorarbeit am Institut für Kernphysik der Uni-Mainz, Abschluss am 27.5.
2009–	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Uni-Mainz