

---

**MESSUNG DER EFFIZIENZ  
DES SZINTILLATOR-HODOSKOPS  
FÜR DAS BGO-OD TAGGING-SYSTEM**

Bachelorarbeit in Physik

von  
**Verena Muckhoff**

angefertigt im  
Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Juni 2013



1. Gutachter: **Prof. Dr. Hartmut Schmieden**

2. Gutachter: **PD Dr. Stefan Goertz**



---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das BGO-OD Experiment</b>	<b>2</b>
2.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	2
2.2	Tagging-System . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Prinzip der Effizienzmessung</b>	<b>7</b>
3.1	Konzept der Vorgängermessung . . . . .	7
3.2	Verändertes Konzept der Messmethode . . . . .	9
3.3	Durchführung der Messung . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>13</b>
4.1	Vorbereitende Analyseschritte . . . . .	13
4.2	Effizienzbestimmung aus der Messung . . . . .	16
4.3	Analysergebnis . . . . .	20
4.4	Fehlerdiskussion . . . . .	24
4.4.1	Statistische Fehler . . . . .	24
4.4.2	Systematische Fehler . . . . .	24
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>26</b>
	<b>Literatur</b>	<b>27</b>



# 1 Einleitung

Nukleonen bilden gemeinsam mit den Elektronen die Bausteine der Atome. Ende der sechziger Jahre haben tiefinelastische Streuexperimente gezeigt, dass die Nukleonen selbst aus einzelnen Teilchen zusammengesetzt sind [Blo69]. Diese Teilchen werden heute als Quarks bezeichnet. Ihre Bindung untereinander erfolgt durch die starke Kraft.

Bei großen Viererimpulsüberträgen und damit kleinen Abständen zwischen den Quarks ist das Quarkmodell sehr gut verstanden. Die Quarks können dann als freie Teilchen betrachtet und störungstheoretisch beschrieben werden. Bei großen Abständen von etwa 1 fm, also in der Größenordnung des Nukleonenradius, wird die Kopplungskonstante der starken Kraft jedoch sehr groß. Die Beiträge höherer Ordnungen zur Störungstheorie konvergieren nicht mehr, sodass dieser Formalismus hier nicht angewandt werden kann. Um die Nukleonenstruktur in dieser Größenordnung zu studieren, können Nukleonen unter anderem zu Resonanzen angeregt werden. Die Nukleonenresonanzen zerfallen unter Emission von Mesonen. Diese wiederum können detektiert und analysiert werden.

In der aktuellen Forschung geht die Tendenz dazu, diese Anregungen durch einen hochenergetischen Photonenstrahl hervorzurufen. Dies hat den Vorteil, dass ohne Impulsübertrag viel Energie auf die Nukleonen übertragen werden kann.

Zur Erzeugung des Photonenstrahls aus einem Elektronenstrahl gibt es zwei Methoden. Bei der Laserrückstreuung, die beispielsweise beim GRAAL<sup>1</sup>-Experiment am ESRF<sup>2</sup> angewendet wurde, wird ein monoenergetischer Elektronenstrahl in einem Winkel von etwa 180° mit Laserlicht bestrahlt. Dieses wird in Richtung des Elektronenstrahls zurückgestreut. Dabei können Photonenenergien in der Größenordnung von GeV erreicht werden. Beim zweiten Verfahren wird der Elektronenstrahl durch eine dünne Materialschicht geleitet, wo er über Bremsstrahlung reelle Photonen erzeugt. Typisch für dieses Verfahren sind um zwei Größenordnungen höhere Produktionsraten von  $10^5 \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$  [McG08].

Bei beiden Produktionsmethoden kann im idealen Fall jedem erzeugten Photon ein gestreutes Elektron zugeordnet werden. Durch Differenzbildung der bekannten Anfangsenergie mit der zu messenden Energie der gestreuten Elektronen kann die Photonenenergie bestimmt werden.

Für das am Elektronenbeschleuniger ELSA<sup>3</sup> stehende BGO-OD<sup>4</sup>-Experiment befindet sich gerade eine solche Photonenmarkierungsanlage (kurz auch Tagger genannt) im Aufbau. In dieser werden über Bremsstrahlung Photonen erzeugt. Ihre Energien werden in einem aus 120 Szintillatoren bestehenden Hodoskop über Markierung der Elektronen bestimmt.

Jedem Photon muss das passende Elektron zugeordnet werden können, damit die durch das Photon produzierten Endzustände korrekt interpretiert werden können. Eine hohe, homogene Effizienz des Hodoskops ist somit von entscheidender Bedeutung. Weiterhin wirkt sich eine schlechte Effizienz negativ auf die Genauigkeit aus, mit welcher der Linearpolarisierungsgrad des Photonenstrahls bestimmt werden kann.

Zur Bestimmung der Effizienz wurde eine vorläufige Messung durchgeführt. Die so bestimmten Effizienzen haben stark mit der Positionierung der einzelnen Szintillatoren im Tagger variiert. Diese Werte sind jedoch durch Untergründereignisse verfälscht. Die tatsächliche Effizienz sollte für alle Szintillatoren 100% betragen. Ziel dieser Arbeit ist eine von der Position der Szintillatoren unabhängige Messung. Die Arbeit ist folgendermaßen strukturiert: in Kapitel 2 wird zunächst der experimentelle Aufbau vorgestellt. Dabei steht die Photonenmarkierungsanlage im Vordergrund. Der Hauptteil der Arbeit findet sich in den beiden folgenden Kapiteln. Kapitel 3 geht auf das Prinzip der vorläufigen Messung ein und erläutert dann das veränderte Konzept. Dieses ermöglicht eine eindeutige Bestimmung der Effizienz des Szintillator-Hodoskops. Die Ergebnisse der neuen Methode werden in Kapitel 4 diskutiert. Abschließend wird in Kapitel 5 die Bedeutung dieser Ergebnisse zusammengefasst.

<sup>1</sup> fr. **G**renoble **A**nneau **A**ccélérateur **L**aser

<sup>2</sup> engl. **E**urope **S**ynchrotron **R**adiation **F**acility, in Grenoble

<sup>3</sup> **E**lektronen-**S**tretcher-**A**nlage, in Bonn

<sup>4</sup>Der erste Teil der Abkürzung steht für Bismutgermanat, das Material, aus welchem die Kristalle des zentralen Kalorimeters gefertigt sind. Der zweite Teil steht für den offenen Dipolmagneten, welcher Teil des Vorwärtsspektrometers ist.

## 2 Das BGO-OD Experiment

Einige der ungeklärten Fragen des Standardmodells befassen sich mit der Substruktur von Nukleonen. Um Antworten darauf zu finden, kann die Photoproduktion von Mesonen an Nukleonen studiert werden. Die Mesonen können bei dem Zerfall von angeregten Nukleonenresonanzen emittiert werden. Aber auch andere Reaktionen, wie beispielsweise direkter Teilchenaustausch, können in mesonischen Endzuständen resultieren. Untersucht werden daher nicht nur die Endzustände, sondern auch die Reaktionsmechanismen.

Dazu sind die Experimentaufbauten jeweils im Hinblick auf eine bestimmte Fragestellung optimiert. Dementsprechend weisen sie Unterschiede im Hinblick auf die Detektoranordnung auf, mit welcher die Reaktionen gemessen werden. So ist beispielsweise das CB<sup>5</sup>-ELSA-Experiment spezialisiert auf die Analyse von neutralen Endzuständen. Das BGO-OD-Experiment hingegen weist eine gute Vorwärtsakzeptanz für geladene Endzustände auf. Es ist für die Detektion gemischter Endzustände optimiert.

### 2.1 Experimenteller Aufbau

Abbildung 2.1 gibt einen Überblick über den experimentellen Aufbau. Seine zentralen Komponenten sind der BGO-Ball sowie das Vorwärtsspektrometer.

Der BGO-Ball ist ein aus 480 Bismutgermanat-Kristallen bestehendes Kalorimeter, in dem sowohl geladene als auch ungeladene Teilchen detektiert werden können. Dieses deckt fast den kompletten Raumwinkel ab und schließt das flüssige Wasserstoff- oder Deuteriumtarget sowie die Spurdetektoren MWPC<sup>6</sup> und Si Strips ein.

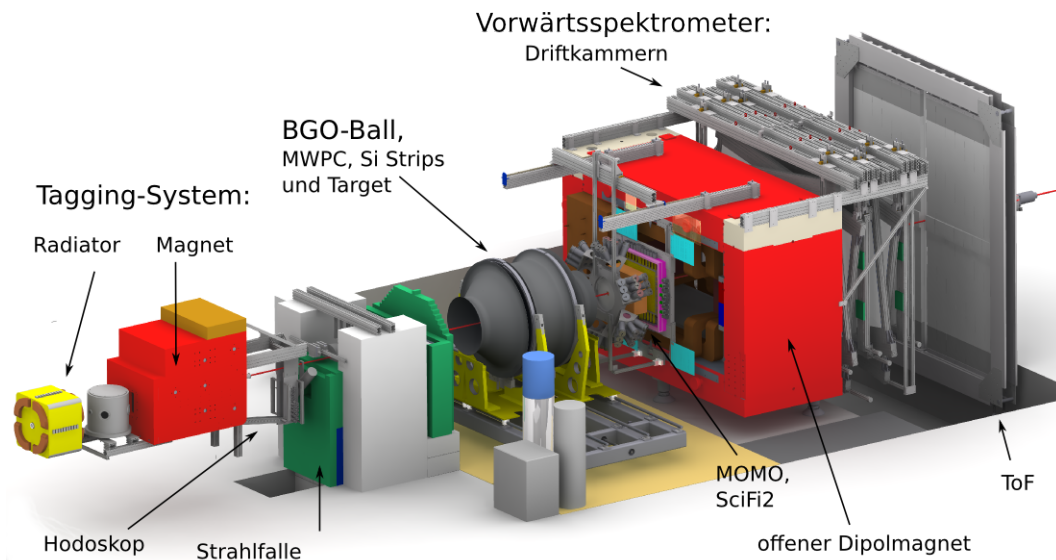


Abbildung 2.1: Überblick der Detektoranordnung des BGO-OD-Experimentes. Der Elektronenstrahl trifft von links auf das Tagging-System.

In Vorwärtsrichtung können geladene Teilchen mit dem Vorwärtsspektrometer detektiert werden: Die aus mehreren Lagen sich überlappender Szintillatorfasern bestehenden Detektoren MOMO<sup>7</sup> und SciFi2<sup>8</sup> liefern einen Durchstoßpunkt zur Spurbestimmung der Teilchen vor dem offenen Dipolmagneten. Dieser bildet die zentrale Komponente des Vorwärtsspektrometers. Hinter dem Magneten erfolgt die Spurbestimmung mithilfe von Driftkammern. Sind die Teilchenspuren vor und hinter dem Dipolmagneten sowie dessen Feldstärke an jedem Ort bekannt, so können daraus der Impuls sowie das Ladungsvorzeichen der Teilchen berechnet werden. Zur Teilchenidentifikation befinden sich am Ende der Detektoranordnung Szintillatorwände zur Flugzeitmessung<sup>9</sup>.

<sup>5</sup>Crystal Barrel

<sup>6</sup>engl. Multi-Wire Proportional Chamber

<sup>7</sup>Dieser stammt aus ehemaligem Monitor-of-Mesonic-Observables-Experiment am COoler SYnchrotron in Jülich.

<sup>8</sup>engl. Scintillating Fibers 2

<sup>9</sup>ToF, von engl. Time-of-Flight



Beschreibungen dieser Detektoren finden sich auf [BGO-OD].

Der Elektronenstrahl trifft in der Abbildung 2.1 von links auf die Photonenmarkierungsanlage. Diese besteht aus einem Radiator, in welchem der Bremsstrahlungsprozess stattfindet, einem Dipolmagneten zur Ablenkung der Elektronen sowie dem Szintillator-Hodoskop, welches die Elektronenenergien markiert.

Um die vom Experiment gelieferten Daten bewältigen zu können, verfügt die Datenerfassung (kurz DAQ, von *engl.* data acquisition) über eine dezentrale Ausleselektronik sowie ein globales Triggermodul. Wie in Abbildung 2.2 dargestellt verfügt jeder Detektor über einen lokalen Trigger, welcher die von ihm gelieferten Signale verarbeitet. Die lokalen Trigger bilden die Eingangssignale des globalen Triggermoduls. Dessen Ausgangssignal wird von den sogenannten LEVBs<sup>10</sup> verwendet, um die Detektorsignale zu digitalisieren. Für weitere Informationen zur DAQ siehe [Ham13].

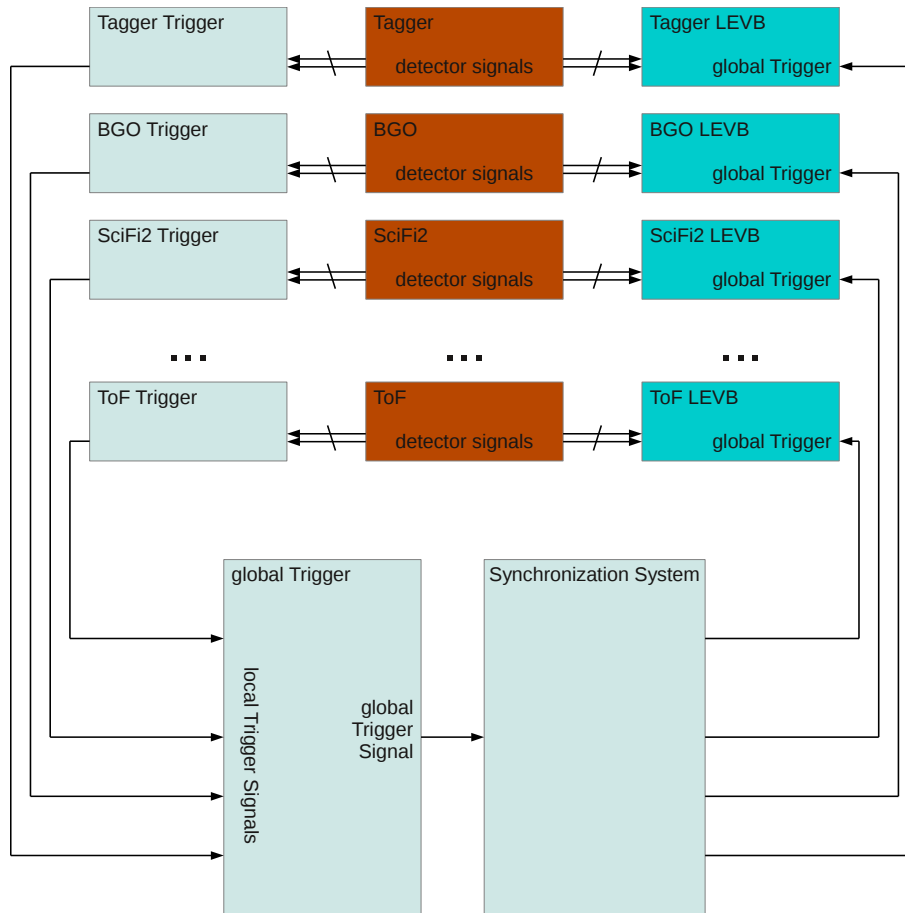


Abbildung 2.2: Auslestruktur der DAQ [Ham13].

## 2.2 Tagging-System

Nachdem der Elektronenstrahl aus dem Speicherring des Beschleunigers extrahiert wurde, trifft er auf eine Vakuumkammer. Darin befindet sich ein Radiator, beispielsweise eine 50  $\mu\text{m}$  dünne Kupferfolie. Beim Durchgang erzeugen die Elektronen dort mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit Photonen über Bremsstrahlung. Der Wechselwirkungsquerschnitt ergibt sich im hochrelativistischen Fall nach Bornscher Näherung zu [KM59]:

$$d\sigma_k = 4Z^2\alpha^3 \frac{dk}{k} \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right] \left[ \ln \left( \frac{2EE_0}{k} \right) - \frac{1}{2} \right] \propto \frac{dk}{k}, \quad (2.1)$$

wobei  $E$  die Energie des gestreuten Elektrons,  $E_0$  seine Anfangsenergie und  $k$  die Energie des emittierten Photons bezeichnet.  $\alpha \approx 1/137$  ist die Feinstrukturkonstante und  $Z$  die Kernladungszahl des Radiatormaterials.

<sup>10</sup>Lokaler Eventbilder

Die größten Produktionsraten liegen also im Bereich kleiner Photonenenergien, beziehungsweise die meisten gestreuten Elektronen weisen Energien nahe der Anfangsenergie auf. Abbildung 2.3 stellt den Wechselwirkungsquerschnitt abhängig von der Photonenenergie graphisch dar.

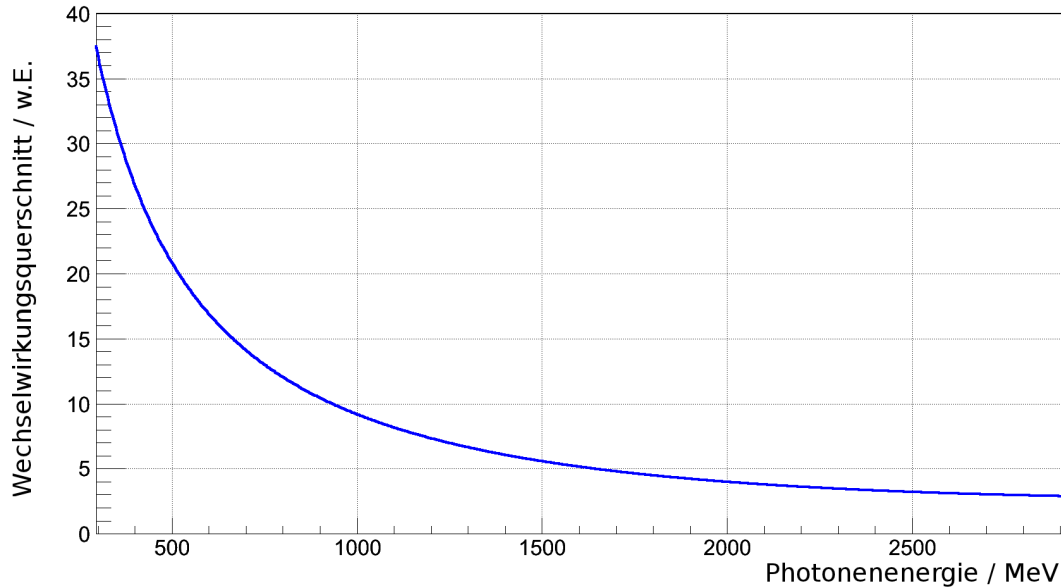


Abbildung 2.3: Abhängigkeit des Bremsstrahlungswechselwirkungsquerschnitts (in willkürlichen Einheiten) von der Energie des emittierten Photons [Bel13].

Je mehr Atome ein Elektron passiert, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass es am Bremsstrahlungsprozess teilnimmt. Mit einer dickeren Materialschicht könnte man zwar größere Photonenflüsse erzielen, dies würde jedoch stark auf Kosten der durch Vielfachstreuung limitierten Fokussierung des Strahls gehen.

Wie in Abbildung 2.4 skizziert treten die Elektronen nach Durchqueren des Radiators in das Feld eines Dipolmagneten ein. Die Elektronen, welche kein Photon erzeugt haben, bilden den Primärstrahl. Dieser wird direkt in Richtung Strahlfalle<sup>11</sup> abgelenkt und kann das Szintillator-Hodoskop nicht treffen. Dies ist wichtig, da die hohen Raten die oberen Szintillatoren sonst deutlich schneller altern lassen würden.

Der Photonenstrahl strebt innerhalb eines Vakuumrohres auf geradem Weg auf das Target zu.

Um die von den emittierten Photonen angeregten Nukleonenresonanzen richtig interpretieren zu können, ist es unerlässlich zu wissen, welche Energie diese Photonen hatten. Eine direkte Messung der Photonenenergie würde jedoch voraussetzen, diese Energie in einem Detektor zu absorbieren. Es muss also eine andere, nicht-destruktive Messung durchgeführt werden. Da die am Beschleuniger auf 3,2 GeV eingestellte Anfangsenergie des Elektronenstrahls bekannt ist, kann die gewünschte Information über Messung der Impulse der Elektronen nach Passieren des Radiators erlangt werden.

Die Bremsstrahlungselektronen haben Energie in Form eines Photons abgegeben, wodurch sie gebremst wurden. Die Energie des emittierten Photons ist also mit dem Betrag des Elektronenimpulses  $p_e$  nach dem Bremsstrahlungsprozess korreliert. Von ihm hängt außerdem ab, wie stark das Elektron aufgrund der Lorentzkraft vom Magneten abgelenkt wird. Der Krümmungsradius lässt sich berechnen zu:

$$r = \frac{p_e}{B \cdot e}.$$

Ein Elektron mit Energie  $E'$  und Impuls  $p'_e$  wird also stärker gekrümmt als ein Elektron mit Energie  $E > E'$ . Ein aus möglichst vielen, nach klar definiertem Muster lokalisierten Kanälen bestehendes Hodoskop kann also nach entsprechender Kalibrierung die Elektronen markieren. Dabei wird einem Elektron, welches in einem bestimmten Kanal detektiert wird, die entsprechende Energie zugeordnet. Es findet also eine Diskretisierung des kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrums statt, deren Genauigkeit durch die Anzahl der Kanäle bestimmt ist.

<sup>11</sup> engl. beam dump

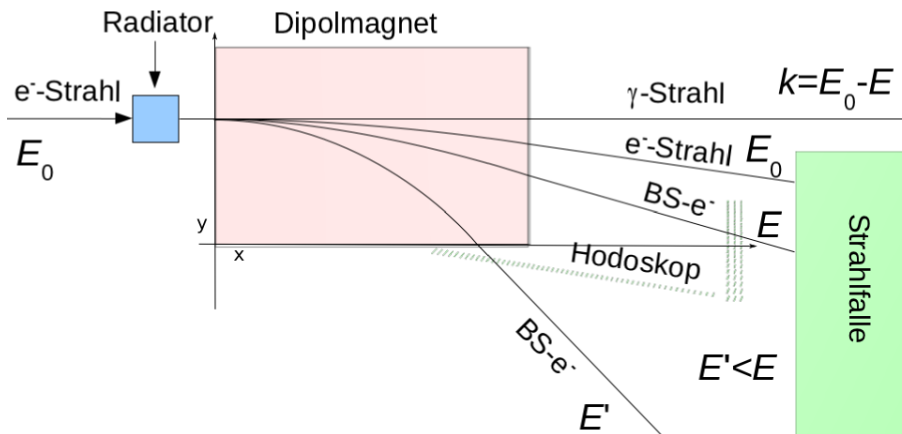


Abbildung 2.4: Seitenansicht des Tagging-Systems [Bel13]. Der Elektronenstrahl wird nach Durchqueren des Radiators vom Dipolmagneten zur Strahlfalle abgelenkt, die Bremsstrahlungselektronen ( $BS-e^-$ ) treffen vorher auf das Szintillator-Hodoskop.

Zur Registrierung der Elektronen werden Szintillationsdetektoren aus organischem Material verwendet. Diese verfügen über eine sehr gute zeitliche Auflösung, was besonders bei hohen Raten wichtig ist. Hier wird mit den BC-404 Plastiksintillatoren der Firma Saint Gobain gearbeitet. Sie weisen eine Anstiegszeit von 0,7 ns und eine Lichtabschwächungslänge von 210 cm auf [SG]. Die von ihnen gelieferten Signale werden mit Photomultipliern verstärkt und dann über einen Diskriminator zu einem Mult-Hit-TDC<sup>12</sup> geleitet. Momentan liegen die an die Szintillatoren 107 bis 120 angeschlossenen Photomultiplier auf einem anderen TDC als die übrigen. Auf den TDC wird in Kapitel 4.1 eingegangen.

Die Platzierung der Szintillatoren sowie ihre Größen sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Diese Anordnung wurde über eine Simulation bestimmt [Sie10]. Sie deckt den Bereich von  $0,1 \cdot E_0$  bis  $0,9 \cdot E_0$  ab.

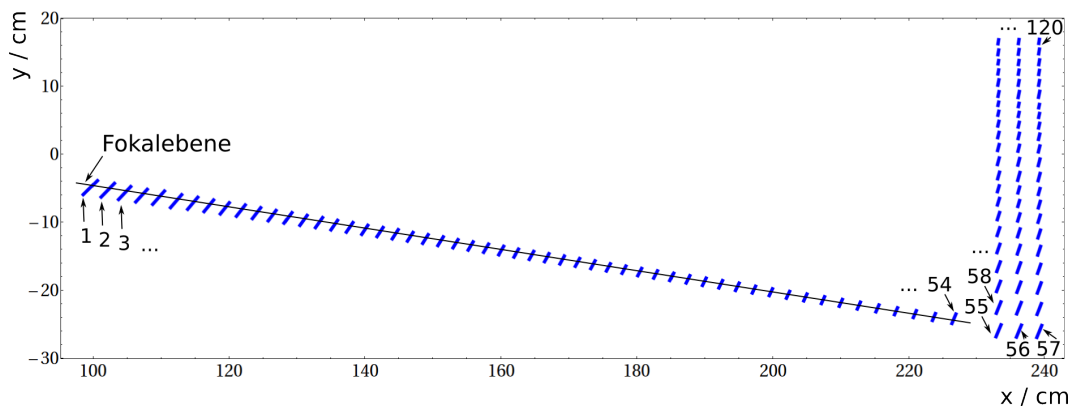


Abbildung 2.5: Anordnung der Szintillatoren für das Hodoskop des Tagging-Systems. Der horizontale Teil des Hodoskops, welcher aus den Szintillatoren 1 bis 54 besteht, liegt in der Fokalebene des Magneten. Der Nullpunkt des Koordinatensystems (hier nicht eingezeichnet) ist bestimmt durch die linke untere Ecke des Magneten, vergleiche hierzu Abbildung 2.4.

In dieser Arbeit wird zwischen zwei Arten von Kanälen unterschieden.

Zur Bestimmung der Elektronenenergien ist ein Kanal definiert als zeitliche Koinzidenz von zwei oder drei benachbarten Szintillatoren. Zur Erzeugung von Koinzidenzkanälen ist die Anordnung der Szintillatoren so gewählt, dass sich in Bewegungsrichtung der Elektronen jeweils zwei um 55% überlappen. Daraus ergeben sich Dreierkoinzidenzkanäle (in Abbildung 2.6 wären dies K2 und K4), deren Breite 10% der Breite des in dispersiver Richtung mittleren Szintillators beträgt.

<sup>12</sup> engl. Time-to-Digital-Converter

Als Einzelkanäle werden die einzelnen Szintillatoren bezeichnet. Ihre Nummerierung erfolgt in dispersiver Richtung, siehe Abbildung 2.5. Dabei entsprechen höhere Kanäle größeren Elektronenenergien.

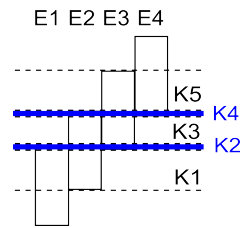


Abbildung 2.6: Definition von Einzel- und Koinzidenzkanälen.

### 3 Prinzip der Effizienzmessung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Messung zur eindeutigen Effizienzbestimmung der Szintillatoren des vertikalen Hodoskops durchgeführt. Angestrebt wird eine homogene Effizienz von 100%.

Die Effizienz  $P$  eines Detektors ist definiert als der Prozentsatz der auf ihn einfallenden Teilchen  $N_{ges}$ , die auch tatsächlich von ihm registriert werden:

$$P = \frac{N_{reg}}{N_{ges}}. \quad (3.1)$$

Zur Bestimmung der Effizienz muss also sowohl die Anzahl der Treffer im Detektor gemessen werden, als auch die Anzahl der Teilchen, die auf ihn treffen, ohne von ihm detektiert zu werden; eine Information, deren primäre Eigenschaft gerade ist, dass wir sie vom zu testenden Detektor nicht erhalten können. Es muss also ein Verfahren gefunden werden, mit dem definiert werden kann, wann der zu testende Detektor einen Treffer verzeichnen sollte, woraufhin überprüft wird, ob er dies auch tut.

In diesem Kapitel wird zunächst die Methode der Vorgängermessung vorgestellt. In Kapitel 3.2 wird die Methode der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messung erläutert, in Kapitel 3.3 ihre Durchführung.

#### 3.1 Konzept der Vorgängermessung

Bei der Vorgängermessung wurde nach Treffern in einem durch die Szintillatoren  $i$ ,  $j=i+1$  und  $k=j+1$  definierten Dreierkoinzidenzkanal gesucht, (siehe Abbildung 3.1a). Dabei wurden zunächst Ereignisse gesucht, bei denen zwei Szintillatoren mit den Nummern  $i$  und  $k=i+2$ , welche also in dispersiver Richtung genau zwei Einzelkanäle voneinander entfernt sind, zeitlich korrelierte Treffer aufgewiesen haben. Liegen die Treffer innerhalb eines bestimmten Zeitfensters, (welches für die Taggerkanäle aufgrund ihrer Geometrie 0,2 ns, aufgrund der durch die Ausleseelektronik limitierten Genauigkeit jedoch 1,5 ns beträgt, siehe Abbildung 4.4) so wird davon ausgegangen, dass sie durch dasselbe Teilchen entstanden sind.

Eine weitere Bedingung ist, dass kein zeitlich korrelierter Treffer in einem an den Dreierkoinzidenzkanal angrenzenden Szintillator (sprich einem Szintillator mit Index  $i-1$  oder  $k+1$ ) anzutreffen ist. Wäre dies der Fall, so wäre nicht sichergestellt, dass es sich tatsächlich um einen Treffer im betrachteten Dreierkoinzidenzkanal handelt. Stattdessen könnten beispielsweise Treffer in den beiden an den Einzelkanal  $j$  angrenzenden Zweierkoinzidenzkanälen vorliegen, sodass kein Signal im Szintillator Nummer  $j$  erwartet werden würde, (siehe Abbildung 3.1b). Sobald ein äußerer Nachbar gefunden wurde, wird das Ereignis im Hinblick auf die Effizienzberechnung verworfen, ohne dass nach dem zweiten äußeren Nachbarn gesucht wird. Dessen Fehlen muss nämlich nicht bedeuten, dass ein Treffer im Kanal  $j$  erwartet wird, wie etwa in Abbildung 3.1c). Es könnte auch an einer niedrigen Effizienz von Kanal  $i-1$  liegen, welcher getroffen wird, das ihn passierende Teilchen jedoch nicht detektiert, (siehe Abbildung 3.1d).

Eine weitere Möglichkeit wäre, dass ein Teilchen den durch  $k$  und  $k+1$  definierten Zweierkoinzidenzkanal passiert hat, ein anderes, dessen Bewegungsrichtung vom Winkel der vom Radiator kommenden Bremsstrahlungselektronen abweicht, lediglich den Einzelkanal  $i$ , (siehe Abbildung 3.1e). Solche Abweichungen können aufgrund von Streuungen beispielsweise an der Luft oder an den Szintillatoren selbst zustande kommen.

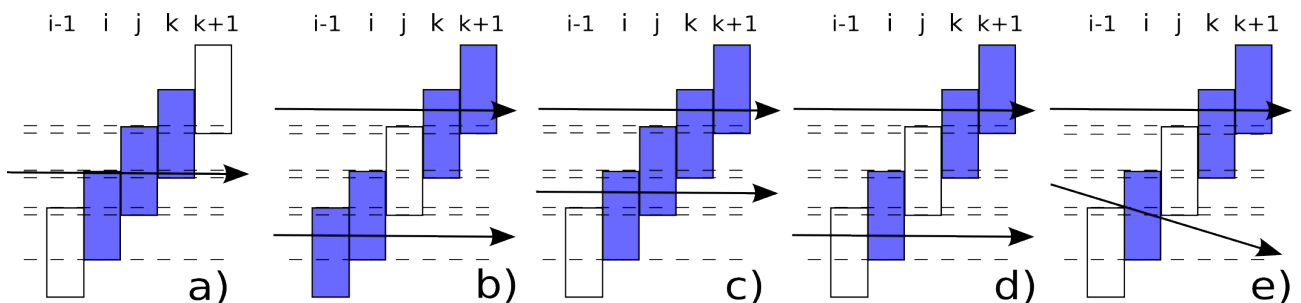


Abbildung 3.1: Beim Suchen nach Dreierkoinzidenzen muss überprüft werden, ob benachbarte Szintillatoren getroffen wurden. Szintillatoren, welche ein sie passierendes Teilchen detektieren, sind hier farbig markiert. a) bis d) zeigen durch reguläre Bremsstrahlungselektron hervorgerufene Treffer, wobei der Einzelkanal  $i-1$  in d) eine Ineffizienz aufweist. e) zeigt ein reguläres Elektron sowie eines, welches sich nicht entlang der erwarteten Bahnen bewegt.

Wurde auf diese Weise eine Dreierkoinzidenz gefunden, so wird überprüft, ob der in dispersiver Richtung mittlere Szintillator j einen Treffer verzeichnet hat. Aus den derart gefilterten Daten wird seine Effizienz berechnet.

Bei einer im Februar dieses Jahres nach der eben beschriebenen Methode durchgeführten Effizienzmessung haben die in der zweiten Spalte des vertikalen Hodoskopsteils befindlichen Szintillatoren deutlich höhere Effizienzen aufgewiesen, siehe Abbildung 3.2. Tabelle 3.1 gibt an, welche Szintillatoren sich in welcher Spalte befinden.

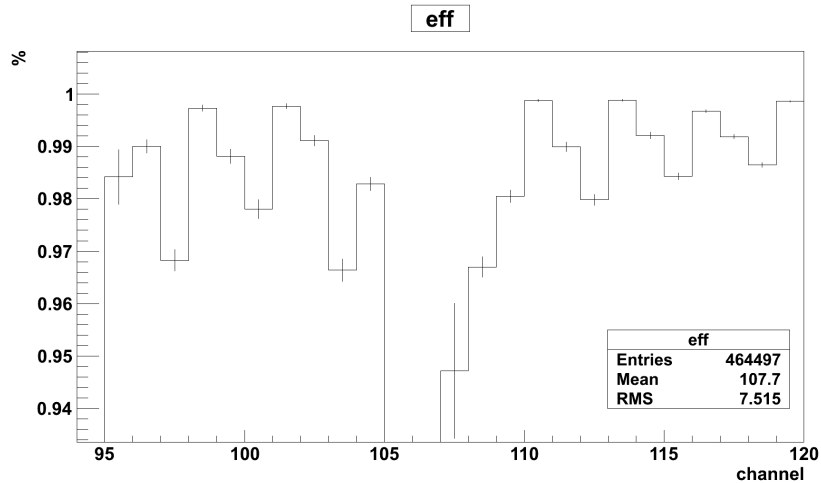


Abbildung 3.2: Durch die Vorgängermessung bestimmte Effizienzen der Einzelkanäle des vertikalen Hodoskops [Bel13]. Kanal 95 liegt in der ersten Spalte des Hodoskops, 96 in der zweiten, 97 in der dritten, 98 wieder in der ersten usw. Kanal 106 war während dieser Messung nicht funktionsfähig.

Spalte	1	2	3
Szintillator /	118	119	120
Einzelkanal	115	116	117
	112	113	114
	109	110	111
	106	107	108
	103	104	105
	100	101	102
	97	98	99
	94	95	96

Tabelle 3.1: Nach Spalten geordnete Auflistung der Szintillatoren des bereits installierten Teils des vertikalen Hodoskops.

Bremsstrahlungselektronen verlassen den Magneten auf geraden Bahnen. Diese haben keine Möglichkeit, den in dispersiver Richtung ersten sowie dritten Szintillator zu passieren, ohne auch den mittleren zu durchqueren, falls dieser in der zweiten Zeile liegt, siehe Abbildung 3.4. Für die in der zweiten Spalte liegenden Szintillatoren ist diese Messung also eindeutig.

Es wird erwartet, dass die Elektronen sich entlang senkrecht auf den Szintillatoren stehenden Bahnen bewegen. Die geometrische Koinzidenz dreier Szintillatoren ist also durch die in blau eingetragenen Geraden begrenzt, siehe Abbildungen 3.3 bis 3.5. Die Geraden ergeben sich durch virtuelle Verlängerung der zur Mitte der Dreierkoinzidenz gerichteten Außenkanten der beiden äußeren Szintillatoren.

Es kann jedoch Elektronen geben, die von diesen Bahnen abweichen. Dies kann beispielsweise aufgrund von Streuungen an der Luft oder Kollisionen mit der Wand des Strahlrohres geschehen. Ein weiteres Beispiel sind Elektronen, die aus der Strahlfalle zurück gestreut werden. Diese Ereignisse beeinflussen das Ergebnis der Effizienzmessung für in der ersten und dritten Spalte befindliche Szintillatoren negativ, wie die Abbildungen 3.3 und 3.5 verdeutlichen. Liegt der in dispersiver Richtung mittlere Szintillator (welcher hier rot markiert

ist) nämlich in der ersten bzw. dritten Spalte, so kann ein Spektrum von Bahnen gefunden werden, entlang denen ein Teilchen ohne seine Richtung zu ändern den ersten und dritten Szintillator, nicht jedoch den zweiten durchquert. Diese Bahnen liegen zwischen den schwarz eingezeichneten Geraden.

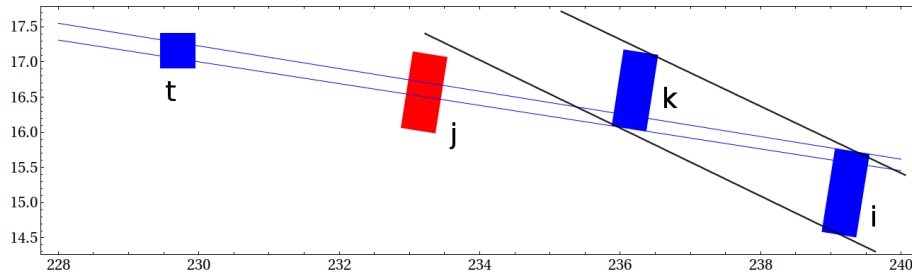


Abbildung 3.3: Seitenansicht eines Dreierkoinzidenzkanals, bei dem der in dispersiver Richtung mittlere Szintillator (rot markiert) in der ersten Spalte liegt. Dargestellt sind die Szintillatoren 117 (i), 118 (j) und 119 (k). Zwischen den blauen Geraden bewegte Teilchen sind hier wie auch in den beiden folgenden Bildern reguläre Bremsstrahlungselektronen, zwischen den schwarzen Geraden bewegte Teilchen durchqueren den Dreierkoinzidenzkanal nicht. Die Längenangaben an diesem sowie an den beiden folgenden Bildern sind in cm, die untere linke Ecke des Tagger-Magneten liegt im Nullpunkt des Koordinatensystems. Weiterhin ist an der jeweils passenden Stelle der Triggerszintillator (t) eingezeichnet, dessen Funktion in Kapitel 3.2 vorgestellt wird.

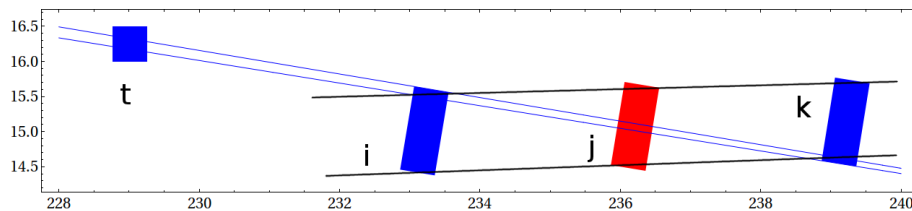


Abbildung 3.4: Seitenansicht eines Dreierkoinzidenzkanals, bei dem der in dispersiver Richtung mittlere Szintillator (rot markiert) in der zweiten Spalte liegt. Dargestellt sind die Szintillatoren 115 (i), 116 (j) und 117 (k).

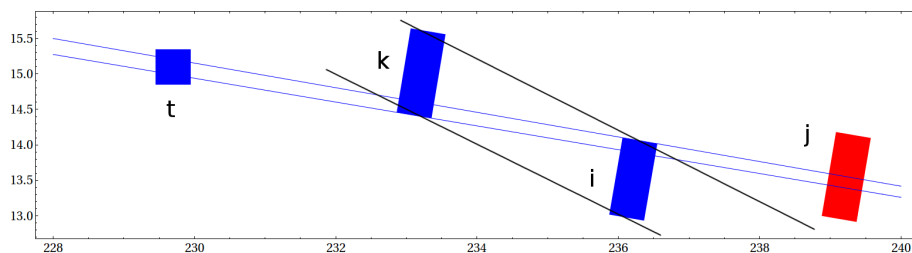


Abbildung 3.5: Seitenansicht eines Dreierkoinzidenzkanals, bei dem der in dispersiver Richtung mittlere Szintillator (rot markiert) in der dritten Spalte liegt. Dargestellt sind die Szintillatoren 113 (i), 114 (j) und 115 (k).

Ein zwischen den schwarz eingezeichneten Bahnen bewegtes Teilchen erzeugt keinen Treffer im Dreierkoinzidenzkanal mit Szintillatorindex j in der Mitte. Solche Ereignisse sollten nicht in dessen Effizienzberechnung einfließen. Sie können anhand dieser Analysemethode jedoch nicht ausgefiltert werden.

### 3.2 Verändertes Konzept der Messmethode

Um die Effizienzmessung zu optimieren, wird ein zusätzlicher Szintillator verwendet. Dieser ist aus demselben Material gefertigt wie die Tagger-Szintillatoren. Er wird so positioniert, dass Elektronen, welche Treffer in Dreierkoinzidenzkanälen hinterlassen, auch ihn durchqueren. Somit können Untergrundereignisse ausgefiltert

werden, siehe Abbildungen 3.3 bis 3.5. Dieser Szintillator wird im Folgenden als Triggerszintillator bezeichnet, da bei der Datennahme auf ihn getriggert wird. Die Signale aller anderen Taggerkanäle werden also immer dann ausgelesen, wenn der Triggerszintillator einen Treffer verzeichnet.

Passiert ein Elektron den Triggerszintillator ohne von selbigem registriert zu werden, so werden die Signale, die es in folgenden Szintillatoren erzeugt, nicht ausgelesen. Dies beeinflusst die berechneten Effizienzen nicht negativ, sondern reduziert lediglich Anzahl der betrachteten Ereignisse.

Damit möglichst keine Untergrundereignisse mehr betrachtet werden, muss der Triggerszintillator kleiner als die zu testenden Szintillatoren sein. Gewählt wird eine Querschnittsfläche von fünf mal fünf Millimetern, da dies etwa der geometrischen Breite der Dreierkoinzidenzkanäle entspricht.

Da die Effizienz aller bereits installierten Szintillatoren bestimmt werden soll, muss der Triggerszintillator vertikal verschoben werden. Dann können sukzessive sämtliche Dreierkoinzidenzkanäle überwacht werden.

### 3.3 Durchführung der Messung

Um den Triggerszintillator vertikal verschieben zu können, wird eine Linearführung benötigt. Auf dieser befindet sich ein Verfahrtsch mit ferngesteuertem Schrittmotor, siehe Abbildung 3.7. Dies ermöglicht eine automatische Verschiebung während der Datennahme.

Die Linearführung wurde an einem an die Haltekonstruktion des Tagging-Systems angegliederten Linearprofil montiert. Dabei musste darauf geachtet werden, sie so nah wie möglich am vertikalen Hodoskop anzubringen, damit sie platztechnisch nicht weitere geplante Detektoren behindert. Für weitere Informationen hierzu siehe beispielsweise [Sch13].

Der minimale Abstand in Richtung des Hodoskops ist begrenzt durch den Triggerszintillator selbst. Dessen Haltekonstruktion darf sich nicht im Strahl befinden. Daher macht der Lichtleiter, welcher den Szintillator mit dem an der Haltekonstruktion befestigten Photomultiplier verbindet, einen Knick. Dieser Knick bringt den Szintillator näher in Richtung Hodoskop, siehe Abbildung 3.6.

Dies erfordert außerdem viel Platz für die lichtdichte Verpackung des Szintillators. Eine solche Verpackung ist notwendig, um den Szintillator von Licht abzuschirmen, welches sonst nicht nur dauerhaft falsche Signale erzeugen würde, sondern auch durch die so entstehenden hohen Raten den Detektor zerstören könnte.

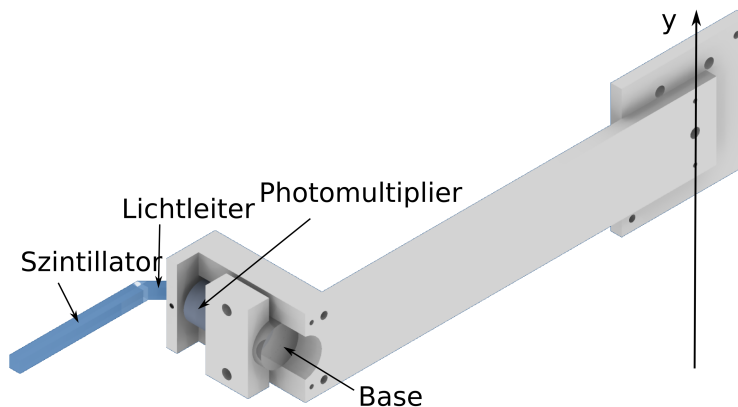


Abbildung 3.6: Haltekonstruktion des Triggerszintillators. Links sind der Szintillator, Lichtleiter und Photomultiplier sowie dessen Base angedeutet, der rechte Teil wird am Verfahrtsch der Linearführung montiert. Der Triggerszintillator wird in  $y$ -Richtung verschoben.

Der Abstand der Linearführung vom Dipolmagneten des Tagging-Systems, welcher sich durch die genannten Bedingungen ergeben hat, wurde mit einem Lasermessgerät vermessen. Mithilfe eines Nivelliergerätes wurde die Höhe der Linearführung einem bekannten Referenzpunkt angeglichen. Für die Datenanalyse ist somit eine Transformation der Position des Triggerszintillators vom Koordinatensystem der Linearführung in jenes des Magneten durchführbar.

Photos der installierten Konstruktion sind in den Abbildungen 3.7 und 3.8 dargestellt.



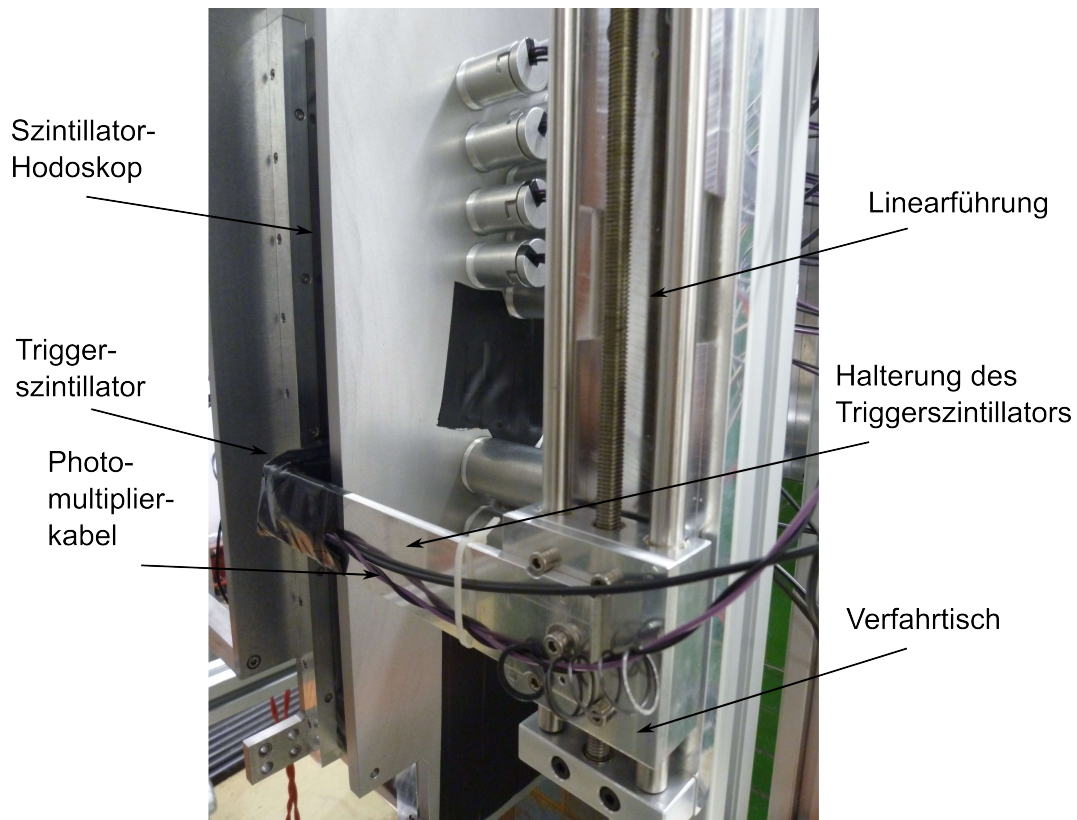


Abbildung 3.7: Installation des Triggerszintillators auf dem Verfahrtsch der Linearführung vor dem vertikalen Teil des Szintillator-Hodoskops.

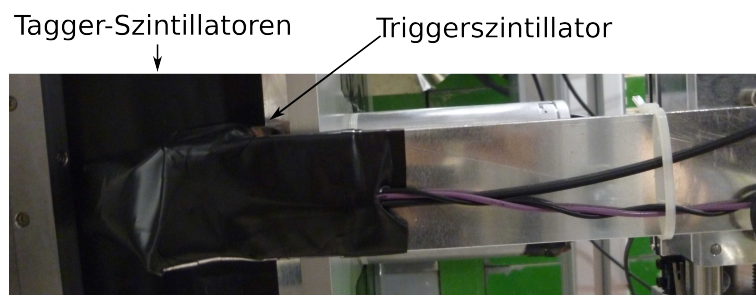


Abbildung 3.8: Frontalansicht des lichtdicht verpackten Triggerszintillators vor den ebenfalls hinter einer lichtdichten Folie befindlichen Szintillatoren des vertikalen Hodoskops.

Schließlich wurde noch das vom Photomultiplier zum Diskriminator führende Kabel mit einem Kabelbinder befestigt. Insbesondere bei beweglichen Detektoren ist sonst die Gefahr zu groß, dass ein Kabel während einer Messung hängen bleibt und somit die Messung ungewollt unterbricht.

Nachdem mithilfe eines Oszilloskops verifiziert wurde, dass der Triggerszintillator lichtdicht verpackt ist, muss noch die Diskriminatorschwelle eingestellt werden. Die Pulshöhe des durch ein Teilchen erzeugten Signals muss nach Passieren des Photomultipliers diese Schwelle überschreiten, um auf den TDC weitergeleitet zu werden. Die Elektronikette des Triggerszintillators ist etwas komplizierter, da dessen Signal über das globale Triggermodul läuft.

Die Diskriminatorschwelle sollte allgemein so eingestellt werden, dass alle Signale, die durch Bremsstrahlungselektronen erzeugt wurden, darüber liegen, die durch Hintergrundstrahlung (beispielsweise kosmische) erzeugten möglichst nicht.

Der Fahrweg ist mit 40 cm lang genug, dass der komplette vertikale Tagger abgedeckt werden kann. Zusätz-

lich kann der Triggerdetektor durch den Primärstrahl gefahren werden. Anhand der von ihm detektierten Rate in Abhängigkeit von seiner Position kann dann überprüft werden, ob der Primärstrahl sich an der erwarteten Stelle befindet. Dies ist eine nützliche Seitenanwendung des Instrumentes.

Für die Datennahme wurde der Schrittmotor so programmiert, dass der Triggerszintillator den kompletten Teil des bereits installierten Hodoskops mit einer Schrittweite von 0,5 mm abgescannt hat. Dabei blieb er an jeder Position für die Dauer einer Extraktionsphase (die etwa fünf Sekunden betrug) stehen.

Der Triggerszintillator ist 5 mm breit, seine Schrittweite beträgt also ein Zehntel seiner Breite. Somit kann ein kontinuierlicher Scan angenähert werden. Die Genauigkeit dieser Diskretisierung ist limitiert durch die Breite des Triggerszintillators selbst.

Ein weiterer potentiell limitierender Faktor dieser Genauigkeit ist der Schrittmotor. Laut Herstellerangaben beläuft sich seine Wiederholgenauigkeit auf mindestens 0,1 mm, seine Positioniergenauigkeit auf mindestens 0,5 mm [mov]. Diese Angaben genügen den Anforderungen. Vor Installation der Linearführung wurden Messreihen durchgeführt, um sie zu überprüfen. Dazu wurde der Verfahrtschicht mit verschiedenen Geschwindigkeiten um verschieden lange Strecken verfahren wurde, zum Teil mit zwischenzeitlichem Abschalten der Spannungsversorgung des Motors. Im Folgenden wurde jeweils eine bestimmte Position angefahren und mit einer Schieblehre vermessen. Dadurch konnten die Genauigkeitsangaben bestätigt werden.

An jeder angefahrenen Position wurden für die Länge einer Extraktionsphase Daten genommen. Somit ist die Verteilung der Bremsstrahlungselektronen im Tagger an jeder Position gleich. Die statistischen Ungenauigkeiten können durch eine längere Datennahme pro Position nicht weiter verbessert werden.

## 4 Datenanalyse

Zur Datenanalyse wird die auf ROOT basierende Software Explora verwendet. Zu Beginn dieses Kapitels wird dargestellt, welche Schritte dabei als Vorbereitung der Analyse durchgeführt werden müssen. In Kapitel 4.2 wird die eigentliche Analyse erläutert, in Kapitel 4.3 werden die Ergebnisse vorgestellt. Abschließend folgt eine Diskussion der statistischen und systematischen Fehler.

Hier wird die Effizienz einzelner Szintillatoren (statt beispielsweise jene von Koinzidenzkanälen) untersucht. Daher sind mit Kanälen im Folgenden, falls nicht anders spezifiziert, immer die Einzelkanäle gemeint.

### 4.1 Vorbereitende Analyseschritte

Während einer Strahlzeit wurden Daten genommen, welche die Grundlage der Analyse bilden. Bevor sie weiterverarbeitet werden können, müssen sie zunächst einige Filter durchlaufen. Dabei werden interessante Signale von zeitlich unkorrelierten getrennt.

Nach Passieren der Diskriminatorschwelle misst ein Time-to-Digital-Converter (TDC<sup>13</sup>) für jeden Detektor-kanal die zeitliche Differenz zwischen den in diesem Kanal erzeugten Signalen und dem Triggersignal. Die korrelierten Signale häufen sich in dem sogenannten Promptpeak. Das ihn darstellende Histogramm, welches sich in Abbildung 4.1 findet, muss bei einem ersten Analysedurchgang erstellt werden. Daraus kann dann die Bedingung entnommen werden, die benötigt wird, um die unkorrelierten Signale auszufiltern. Für die folgende Analyse wurden alle Signale verwendet, welche in einem Bereich von 118 ns bis 126 ns lagen.

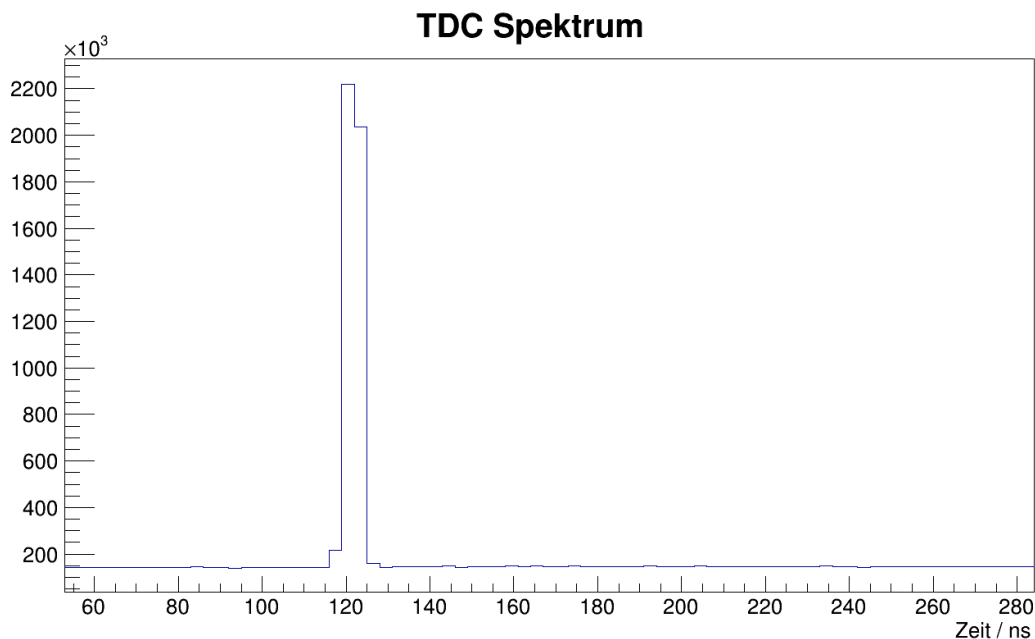


Abbildung 4.1: TDC-Spektrum. Der Promptpeak liegt bei 118 ns bis 126 ns.

In der Regel liegt der Promptpeak für mehrere Kanäle nicht an derselben Stelle. Durch Addition eines konstanten, für jeden Detektor-kanal individuell bestimmten Offset können sie jedoch an eine einheitliche Stelle verschoben werden. Dies wurde vor Beginn der Datennahme des hier verwendeten Datensatzes getan. Abbildung 4.1 zeigt bereits die Summe der TDC-Spektren sämtlicher Taggerkanäle.

Im Zuge dieser Analyse ist es also ausreichend, einen globalen, das heißt für alle Taggerkanäle den gleichen Schnitt auf den Promptpeak zu verwenden, siehe Abbildung 4.2.

<sup>13</sup>Zur Funktionsweise eines TDC sei auf [Har08] verwiesen.

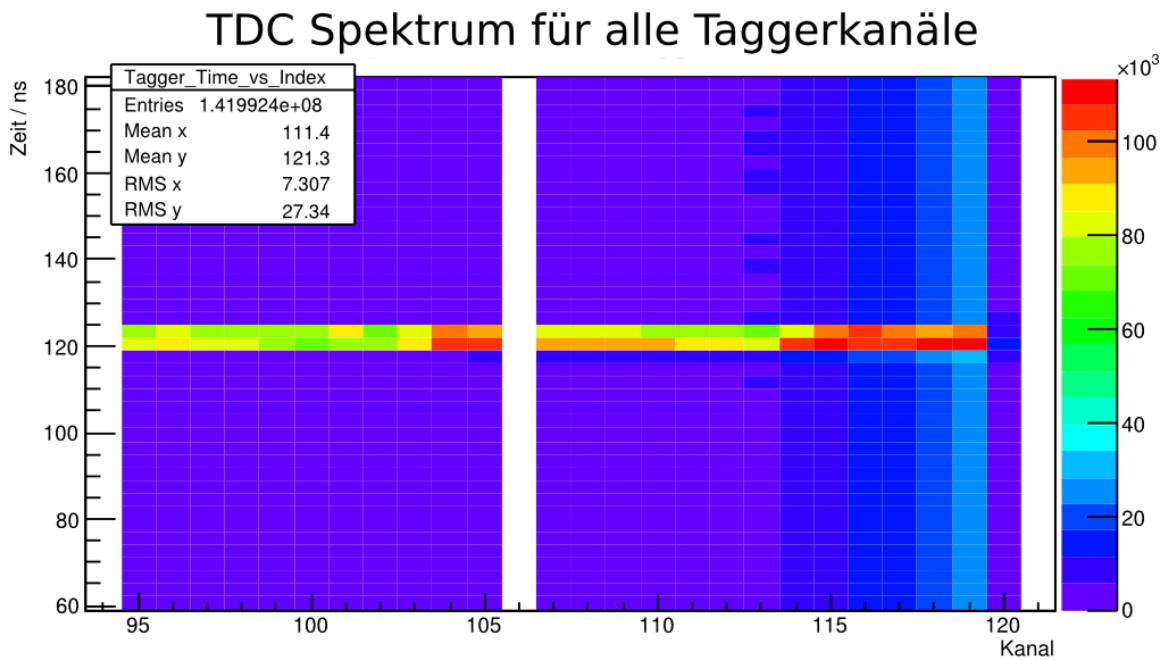


Abbildung 4.2: TDC-Spektrum. Der Promptpeak liegt für alle Kanäle bei 118 ns bis 126 ns.

Als nächstes wird überprüft, ob das neue Instrument sich wie erwartet verhält. Hierzu werden zu jedem vom Triggerszintillator registrierten Treffer alle während desselben Ereignisses registrierten Signale im Tagger gesucht. Abbildung 4.3 stellt graphisch dar, in welchem Kanal diese Treffer jeweils registriert wurden. Kanal 106 war bei dieser Messung nicht funktionsfähig. Kanal 120 sollte von der größten Anzahl an Elektronen durchquert werden, da das Bremsstrahlungsspektrum in Richtung hoher Energien exponentiell ansteigt. Dass hier so wenig Treffer verzeichnet wurden, lässt auf einen Defekt schließen.

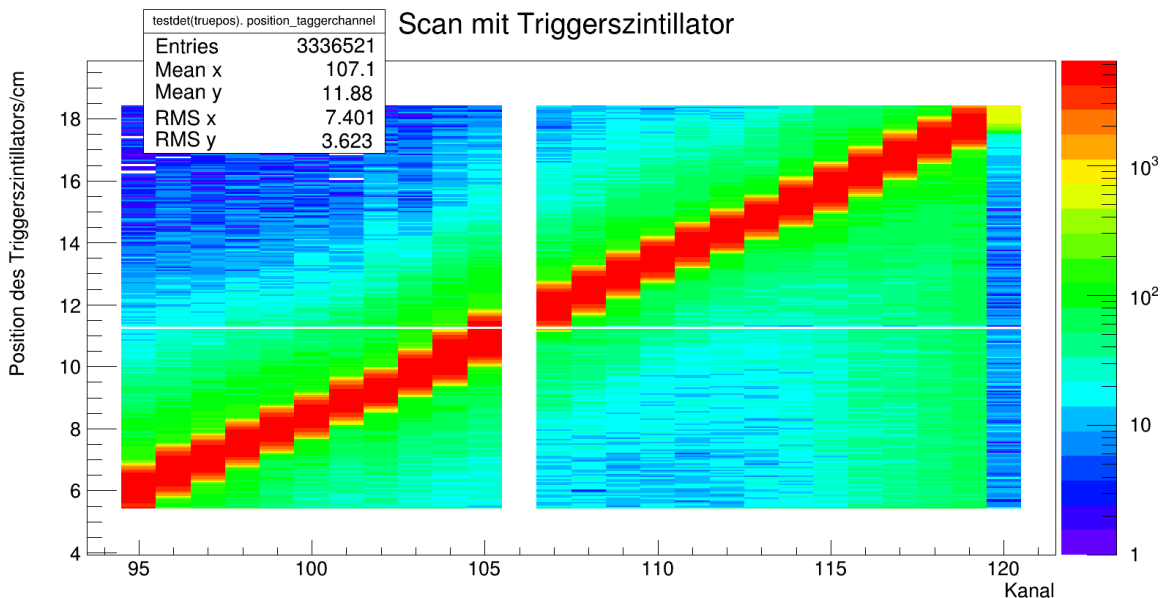


Abbildung 4.3: Treffer in den Einzelkanälen des Szintillator-Hodoskops in zeitlicher Koinzidenz mit Treffern im Triggerszintillator abhängig von dessen Position in Bezug auf die Unterkante des Tagging-Magneten. Dargestellt ist Histogramm 1, welches in der ersten Schleife der in Kapitel 4.2 vorgestellten Analysesoftware gefüllt wird.

Während der Messung wurde auf den vertikal verschiebbaren Szintillator getriggert, dessen Höhe in Bezug auf

die Unterkante des Tagging-Magneten auf der y-Achse aufgetragen ist. Immer jene Tagger-Szintillatoren, vor denen er sich in Richtung der Elektronenbahnen gerade befindet, weisen etwa um zwei Größenordnungen mehr Signale auf als die in näherer Nachbarschaft befindlichen Szintillatoren. Für Szintillatoren, welche weiter als drei Kanäle von diesem Maximum entfernt sind, fällt die Trefferanzahl um eine weitere Größenordnung ab. Bei den hohen Kanälen (ab Index 115) ist der Hintergrund unabhängig von der Position des Triggerszintillators erhöht, da sie aufgrund der Form des Bremsstrahlungsspektrums höheren Raten ausgesetzt sind als die anderen Kanäle (vergleiche Abbildung 2.3). Sie verzeichnen demnach auch dann eine signifikante Zahl unkorrelierter Treffer, wenn der Triggerszintillator mehr als 2 cm entfernt ist.

Ebenfalls gut erkennbar ist die Tatsache, dass bei jeder angefahrenen Position mehrere Szintillatoren ein Maximum an Treffern aufweisen. Hiermit ließe sich bereits ermitteln, wo der neu integrierte Detektor jeweils positioniert sein muss, um eine bestimmte Dreierkoinzidenz und damit die Effizienz des in ihrer Mitte befindlichen Szintillators zu überprüfen.

Das sich ergebende Bild passt also sehr gut zur Erwartung.

Schließlich fällt noch auf, dass keine Ereignisse registriert wurden, als der Triggerszintillator bei der Position 11,25 mm stand. Möglicherweise hat er diese Position während der Datennahme nicht schnell genug erreicht, sodass er nicht in der Lage war, eine Triggerbedingung zu geben. Die fehlenden Daten würden die Bestimmung der Effizienz von Kanal 105 betreffen, diese kann jedoch aufgrund der Fehlfunktion von Kanal 106 nicht durchgeführt werden. Daher hat das Fehlen der Daten dieser Position keinen Effekt auf die weitere Analyse.

Wie bereits in Kapitel 2.2 gesagt, sind Koinzidenzkanäle durch zeitlich korrelierte Treffer in benachbarten Kanälen definiert. Um Treffer in Koinzidenzkanälen zu finden muss also festgelegt werden, wann zwei Treffer zeitlich korreliert sind. Hierzu werden die zeitlichen Differenzen aller Treffer im Szintillator-Hodoskop graphisch dargestellt, siehe Abbildung 4.4. Als zeitliche Koinzidenzbedingung wird verlangt, dass der Betrag der zeitlichen Differenz zweier Treffer kleiner als 1,5 ns ist.

Der vom Beschleuniger gelieferte Elektronenstrahl ist nicht kontinuierlich, sondern in einzelne Bündel (*engl.* bunch) aufgeteilt. Diese Struktur ist in Abbildung 4.4 erkennbar.

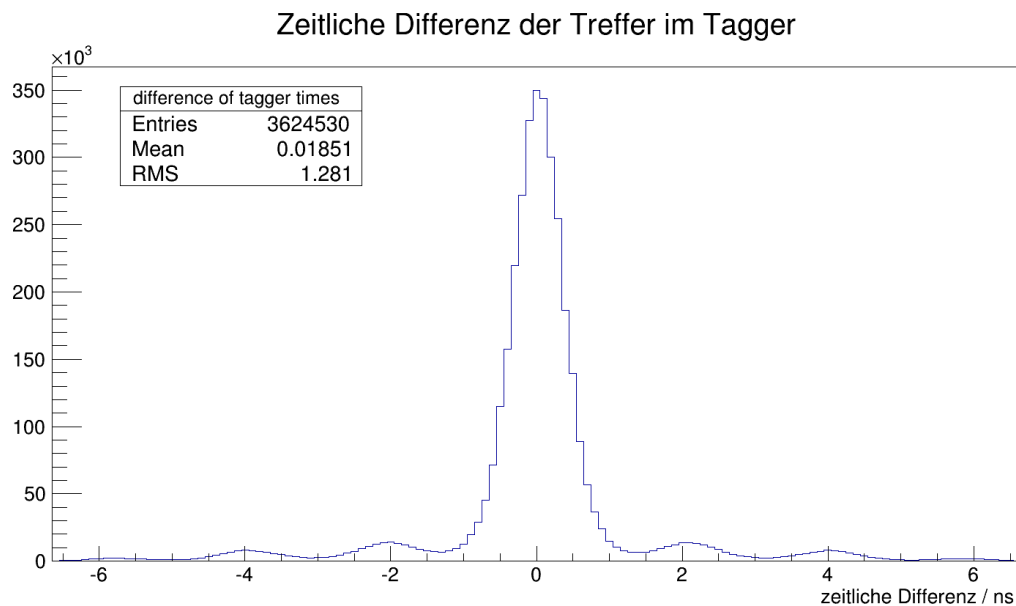


Abbildung 4.4: Zeitliche Differenz der Treffer im Tagger.

Schließlich muss noch bestimmt werden, wann eine zeitliche Koinzidenz zwischen einem Einzelkanal des Szintillator-Hodoskops und dem Triggerszintillator gegeben ist. Hierzu wird die zeitliche Differenz zwischen den Treffern im Triggerszintillator und den (bereits auf dem Promptpeak zugeschnittenen) Treffern in den Taggerkanälen graphisch dargestellt, siehe Abbildung 4.5. Für die zeitliche Koinzidenzbedingung eines Treffers im Triggerszintillator mit einem Treffer im Tagger ergibt sich daraus die Forderung, dass ihre zeitliche Differenz zwischen -584,5 ns und -583,25 ns liegt.

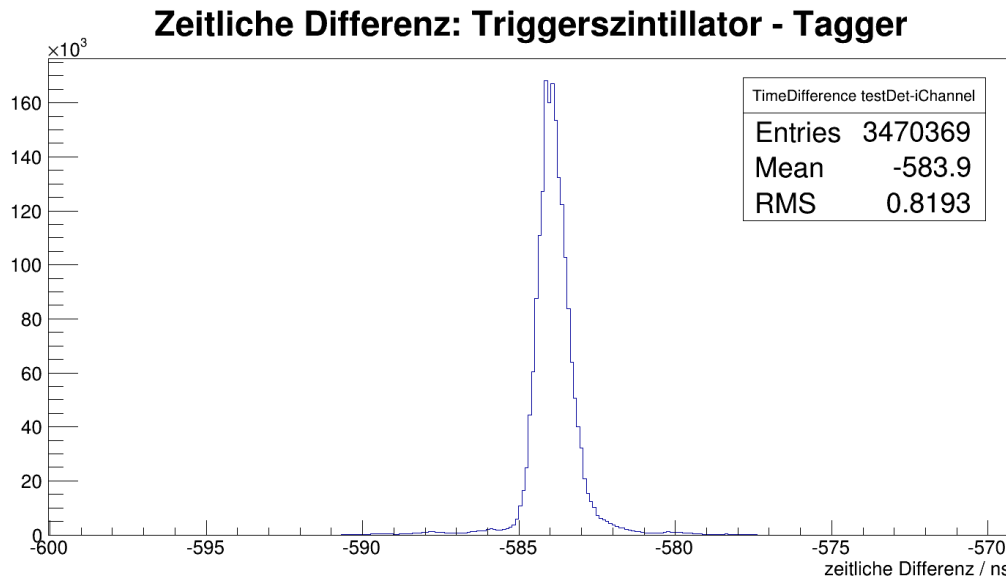


Abbildung 4.5: Zeiten der Treffer in allen Taggerkanälen, jeweils subtrahiert von dem Treffer im Triggerszintillator.

## 4.2 Effizienzbestimmung aus der Messung

Zur Effizienzbestimmung wurde ein neues Softwariomodul (*engl.* plug-in) für Explora geschrieben. Auch die Abbildungen 4.3 sowie 4.5 wurden mit diesem Modul erstellt. Die Struktur des neuen Softwaremoduls ist in Abbildung 4.6 skizziert und wird im folgenden erläutert.

Ziel ist es, Treffer in Dreierkoinzidenzkanälen zu finden. Die Indices  $i$ ,  $j$  und  $k$  stehen wie auch in den Abbildungen 3.3 bis 3.5 für die drei an der Koinzidenz beteiligten Szintillatoren. Überprüft wird die Effizienz des in dispersiver Richtung mittleren Szintillators  $j$ .

Ausgangspunkt der Analyse sind nacheinander alle Treffer im Triggerszintillator. Von hier wird die erste Schleife mit Index  $i$  gestartet. Sie läuft über alle Treffer im Tagger, die während des Ereignisses verzeichnet wurden. Jeder dieser Treffer wird in das in Abbildung 4.3 dargestellte Histogramm 1 eingetragen.

Wird ein Treffer in zeitlicher Koinzidenz mit dem Triggerszintillator gefunden, so wird die zweite Schleife mit Index  $k$  gestartet. Hier wird wie auch schon in der Vorgängermessung nach einem möglichen Treffer in einem Dreierkoinzidenzkanal, das heißt konkret nach einem Treffer in einem Kanal  $k=i+2$  gesucht.

Falls kein passender Treffer gefunden wird, wird die Suche vom nächsten  $i$ -ten Treffer im Hodoskop ausgehend erneut gestartet.

Ist ein passender Treffer gefunden, so wird in der dritten Schleife mit Index  $h$  überprüft, ob ein benachbarter Kanal außerhalb der aktuell anvisierten Dreierkoinzidenz getroffen wurde. Auch dieser Schritt erfolgt analog zur Vorgängermessung, siehe Kapitel 3.1.

Wird in der Schleife über  $h$  ein entsprechender Treffer gefunden, so startet die Suche erneut beim nächsten  $i$ -ten Treffer. Wurden alle  $N$  Treffer überprüft ohne dass ein zeitlich korrelierter Treffer in einem äußeren Nachbarkanal gefunden wurde, wird das in Abbildung 4.7 dargestellte Histogramm 2 gefüllt.

Aufgrund der vorgenommenen Datenfilterung enthält dieses Histogramm 2 nur knapp ein Zehntel der Einträge des in Abbildung 4.3 gezeigten Histogramms 1. Der erwartete Zusammenhang zwischen der Position des Triggerszintillators sowie der davon abhängig favorisierten Dreierkoinzidenz ist jedoch auch hier klar erkennbar. Die Anzahl der Treffer in den Dreierkoinzidenzkanälen um Szintillator  $j$  liegen sogar in der gleichen Größenordnung wie die Treffer im jeweiligen Einzelkanal, was bedeutet, dass in erster Linie zum Hintergrund beitragende Treffer ausgefiltert wurden.

Da Kanal 106 während der gesamten Messung keine Signale geliefert hat, konnten keine Dreierkoinzidenzen gefunden werden, bei denen die Kanäle 105 oder 107 in der Mitte liegen. Die Messung müsste also zu einem späteren Zeitpunkt mit funktionsfähigem Kanal 106 wiederholt werden, um die Effizienzen der Szintillatoren 105 bis 107 zu bestimmen.

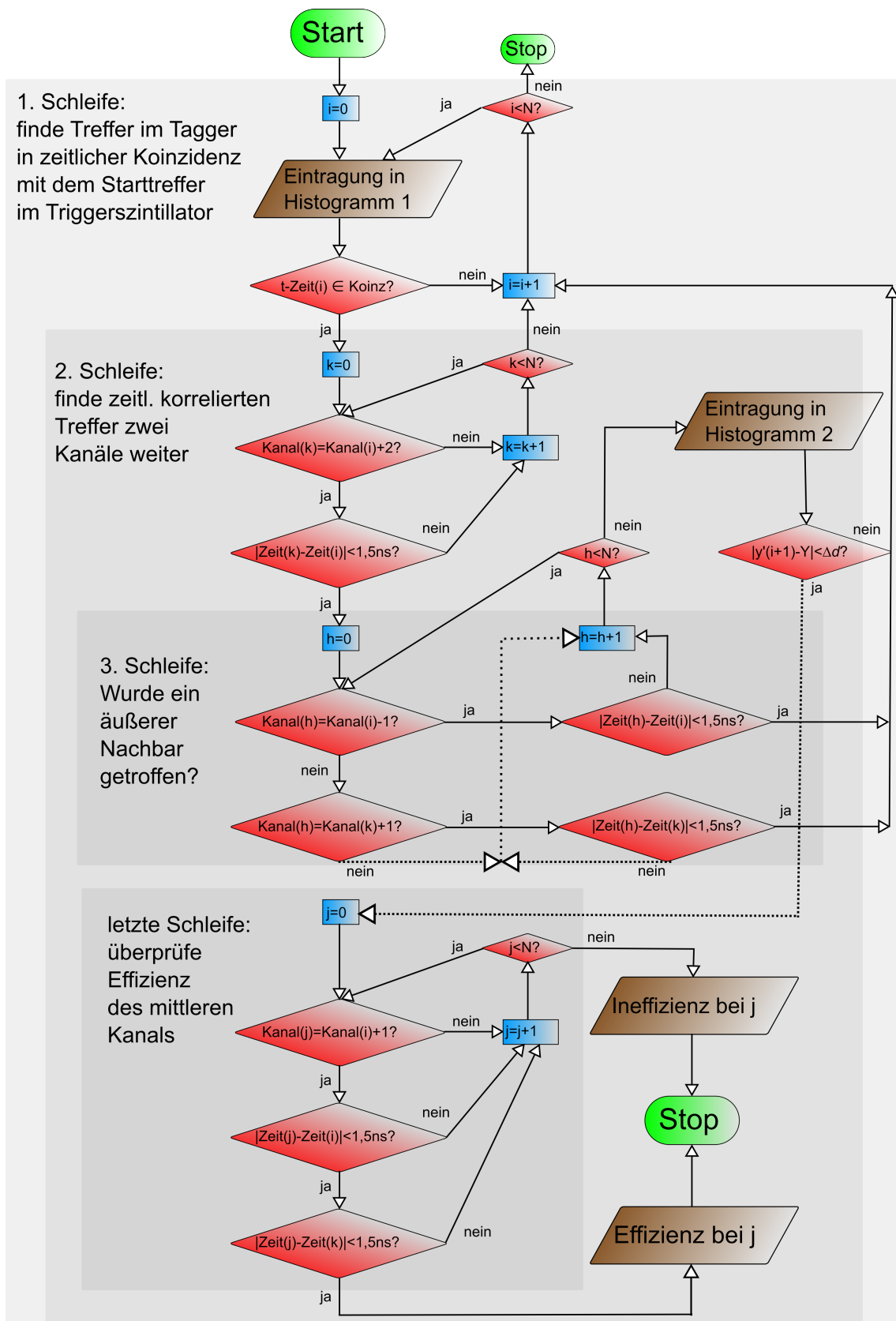


Abbildung 4.6: Logik des Softwaremoduls zur Bestimmung der Effizienzen. Startpunkt ist ein zum Zeitpunkt  $t$  registrierter Treffer im Triggerszintillator, der auf Höhe  $Y$  steht. Die Schleifen mit Indices  $i$ ,  $j$ ,  $k$  und  $h$  laufen über alle Treffer im Tagging-Hodoskop,  $N$  ist die Anzahl aller Treffer im Hodoskop, die während eines Ereignisses verzeichnet wurden. Nach Eintragung in Histogramm 2 wird die geometrische Koinzidenz mit dem Triggerszintillator überprüft.

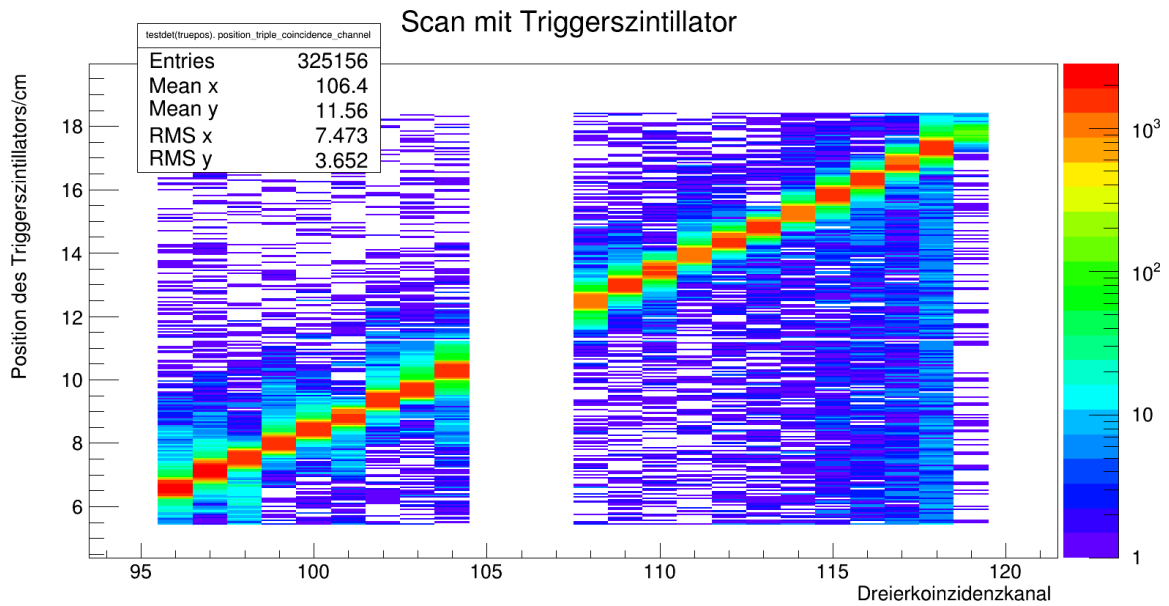


Abbildung 4.7: Position des Triggerszintillators in Bezug auf die Unterkante des Tagging-Magneten aufgetragen gegen zeitliche korrelierte Treffer in den Dreierkoinzidenzkanälen, in deren Mitte der Einzelkanal  $j$  liegt.

Nun erfolgt eine Abfrage zur geometrischen Koinzidenz zwischen dem Triggerszintillator und dem Dreierkoinzidenzkanal. Diese soll abschließend überprüfen, ob es sich bei dem gefundenen Ereignis um ein Elektron handelt, welches sich auf einer erwarteten Bahn bewegt hat. Fällt das Ergebnis der Abfrage positiv aus, so befindet sich der Triggerszintillator auf der richtigen Höhe.

Wird die geometrische Koinzidenzbedingung nicht erfüllt, so handelt es sich um ein von den erwarteten Bahnen abweichendes Elektron oder um ein Untergründereignis. Das Ereignis wird dann verworfen und es wird wieder in die erste Schleife zurückgekehrt.

Die Dreierkoinzidenz ist durch die ihr zugewandten Außenkanten der beiden äußeren Szintillatoren begrenzt. Verlängert man diese (was einer Projektion in Bewegungsrichtung der Bremsstrahlungselektronen entspricht), so erhält man die blauen Geraden in Abbildung 4.8. In der Mitte des Überlapps befindet sich die rote Gerade, deren Schnittpunkt mit der Linearführung (diese wird durch die schwarze Gerade symbolisiert) die Nominalposition des Triggerszintillators angibt.

Es gibt eine rechnerisch einfachere Methode, die Nominalposition des Triggerszintillators zu bestimmen. Hierbei wird vom Mittelpunkt des mittleren Szintillators der Dreierkoinzidenz ausgegangen. Dieser wird wie in Abbildung 4.9 dargestellt unter dem Winkel  $\alpha$ , um welchen der Szintillator verkippt ist, auf die Gerade projiziert, an welcher die Linearführung angebracht ist. Die geforderte Höhe des Triggerszintillators ist demnach gegeben durch:

$$y' = y + (x - x') \cdot \tan(\alpha).$$

Die so errechneten Höhen  $y'$  finden sich in Tabelle 4.1. Außerdem sind dort die nach der exakteren Methode mithilfe der in Abbildung 4.8 verzeichneten Geraden berechneten Höhen  $y''$  sowie die Differenzen aufgezeichnet. Diese Werte sind in exzellentem Einklang mit den Positionen, welche sich aus Abbildung 4.7 ergeben.



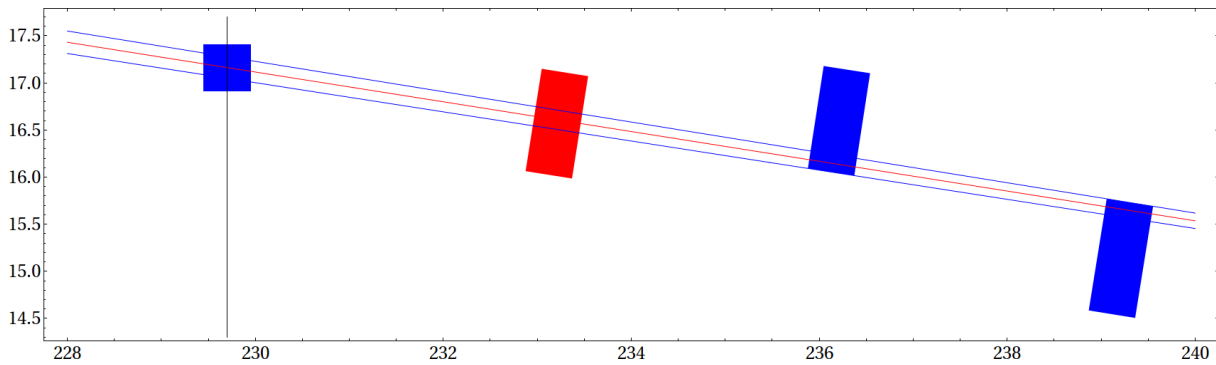


Abbildung 4.8: Elektronenbahnen für eine Dreierkoinzidenz, bei der der mittlere Szintillator (rot markiert) in der ersten Spalte liegt. Dargestellt sind die Szintillatoren 117, 118 und 119. Der entlang der schwarzen Geraden verschiebbare Triggerszintillator befindet sich zur Linken der Dreierkoinzidenz, seine Nominalposition ist durch die rote Gerade gegeben, welche die Mitte der Dreierkoinzidenz markiert. Die Längenangaben sind in cm, die untere linke Ecke des Tagger-Magneten liegt im Nullpunkt des Koordinatensystems.

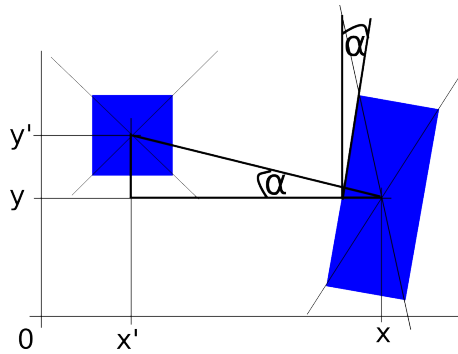


Abbildung 4.9: Zur Berechnung der Nominalposition des Triggerszintillators. Dessen Mittelpunkt sollte sich bei  $(x'/y')$  befinden, um den Dreierkoinzidenzkanal zu überprüfen, dessen mittlerer Szintillator um  $(x/y)$  zentriert ist.

j	$y'/\text{cm}'$	$y''/\text{cm}$	$(y''-y')/\text{cm}$
119	16,59	16,60	0,01
118	16,61	16,57	-0,04
117	15,13	15,14	0,01
116	15,06	15,07	0,01
115	15,07	15,01	-0,06
114	13,47	13,55	0,08
113	13,49	13,52	0,02
112	13,58	13,56	-0,03
111	12,05	12,05	0,01
110	12,08	12,09	0,01
109	12,16	12,12	-0,04
108	10,49	10,50	0,01

j	$y'/\text{cm}'$	$y''/\text{cm}$	$(y''-y')/\text{cm}$
107	10,55	10,51	-0,04
106	10,60	10,56	-0,04
105	8,81	8,82	0,01
104	8,79	8,80	0,00
103	8,77	8,88	0,11
102	7,09	7,09	0,01
101	7,26	7,26	0,01
100	7,48	7,44	-0,05
99	5,71	5,71	0,01
98	5,86	5,87	0,01
97	6,08	6,03	-0,04
96	4,21	4,21	0,01

Tabelle 4.1: Nominalpositionen des Triggerszintillators zur Überprüfung der durch die Kanäle i, j und k definierten Dreierkoinzidenz.  $y'$  wurde nach Abbildung 4.9 berechnet,  $y''$  nach Abbildung 4.8.

Bei der Abfrage nach der geometrischen Koinzidenz wird überprüft, ob die Nominalposition des Triggerszintillators innerhalb einer gewissen Toleranz  $\Delta d$  mit seiner tatsächlichen Position Y übereinstimmt. Diese ist gegeben durch die Stellung des Schrittmotors während des Ereignisses und kann ebenso wie die Informationen

über die Treffer von der Analysesoftware aus dem Datensatz ausgelesen werden. Die Toleranz  $\Delta d$  wird als Summe der halben Breite des Triggerszintillators sowie der halben Breite der Dreierkoinzidenz angesetzt:

$$\begin{aligned}\Delta d &= 0,25\text{cm} + \frac{1}{2} \cdot dy(\text{Dreierkoinzidenz } i,j,k) \\ &= 0,25\text{cm} + \frac{1}{2} \cdot 0,1 \cdot dy(\text{Szintillator } j).\end{aligned}$$

Die mit der einfachen Methode berechneten Nominalpositionen weichen um maximal  $(y'' - y')_{max} = 1,1$  mm von den exakten Positionen ab, weshalb davon ausgegangen wird, dass für die Überprüfung der geometrischen Koinzidenz die einfache Rechnung ausreicht.

Befindet sich der Triggerszintillator auf der richtigen Höhe, so wurde eine Dreierkoinzidenz gefunden. In einer letzten Schleife mit Index  $j$  werden nun erneut sämtliche Treffer im Tagger durchsucht. Dabei wird überprüft, ob der mittlere Detektor wie gefordert ein Signal liefert. Wurde ein passender Treffer im Kanal  $j$  gefunden, so wird die Anzahl der von ihm registrierten Treffer erhöht. Die Gesamtanzahl der Treffer in diesem Kanal wird in jedem Fall erhöht. Nach Gleichung 3.1 kann dann die Effizienz des Kanals  $j$  bestimmt werden.

### 4.3 Analysergebnis

Die Ergebnisse der eben vorgestellten Analyse finden sich in Abbildung 4.10.

Da Kanal 106 während der Messung nicht funktionsfähig war, kann keine Aussage über die Effizienzen der Kanäle 105 bis 107 getroffen werden. Die übrigen Detektoreffizienzen liegen durchweg nahe bei 100%.

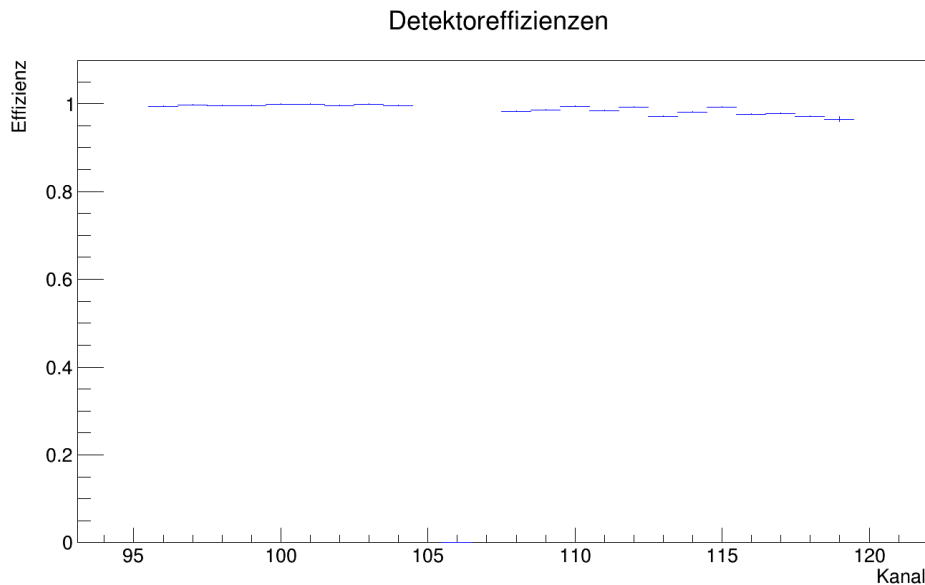


Abbildung 4.10: Effizienzen der Szintillatoren 96 bis 104 sowie 108 bis 119.

Da es keine unerwarteten drastischen Einbrüche in den Effizienzen gibt, wird nun ein Ausschnitt des Histogramms betrachtet, welcher nur Effizienzen oberhalb von 95% berücksichtigt, siehe Abbildung 4.11.

Schwankungen in den Effizienzen benachbarter Szintillatoren weisen keine ausgeprägte Struktur mehr auf. Die hier angewandte Messmethode kann also als eindeutig und erfolgreich angesehen werden.

Es zeigt sich jedoch ein deutlicher Unterschied zwischen den Kanälen 96 bis 104 sowie den Kanälen 108 bis 119.

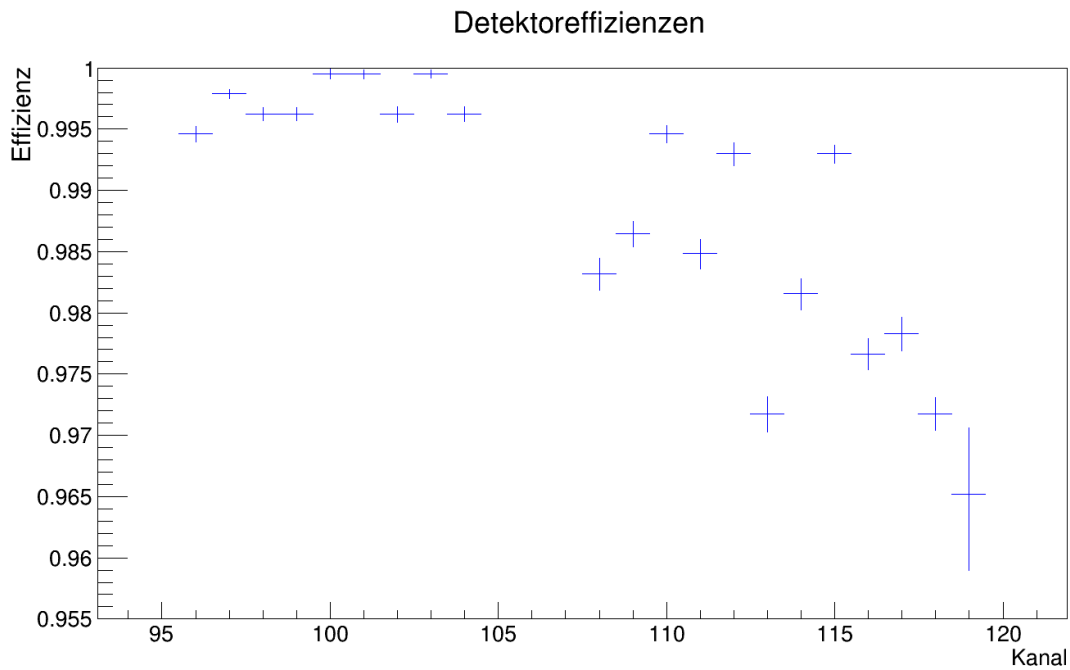


Abbildung 4.11: Effizienzen der Szintillatoren 96 bis 104 sowie 108 bis 119, Ausschnitt auf eine Effizienz von über 95%.

Die Kanäle 96 bis 104 weisen Effizienzen von 99,45% bis 99,95% auf, siehe Abbildung 4.12. Die geringen Schwankungen weisen keine Struktur auf. Für diesen Teil des Hodoskops kann also bestätigt werden, dass die gewünschte Effizienz von nahezu 100% erreicht wird.

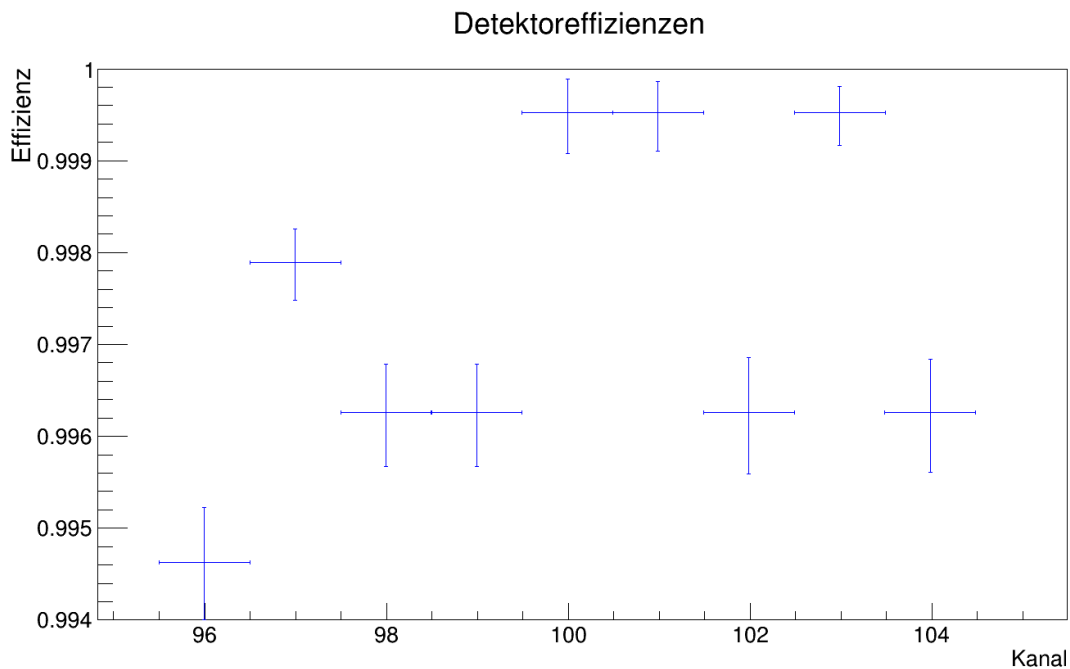


Abbildung 4.12: Effizienzen der Szintillatoren 96 bis 104, Ausschnitt auf eine Effizienz von mehr als 99,4%.

Bei den Effizienzen der hohen Kanäle liegt der gemessene Wert nur bei den Szintillatoren 110, 112 und 115 über 99%, siehe Abbildung 4.13. Teilweise sind die durch diese Messung bestimmten Werte für diesen Bereich des

Hodoskops sogar schlechter als die im Februar gemessenen Werte. In Kapitel 4.4.2 werden zwei Lösungsansätze vorgestellt, die Erklärungen für diese Abweichungen liefern. Ob diese Ansätze zielführend sind kann mit einer erneuten Durchführung der Messung unter entsprechend angepassten Bedingungen untersucht werden.

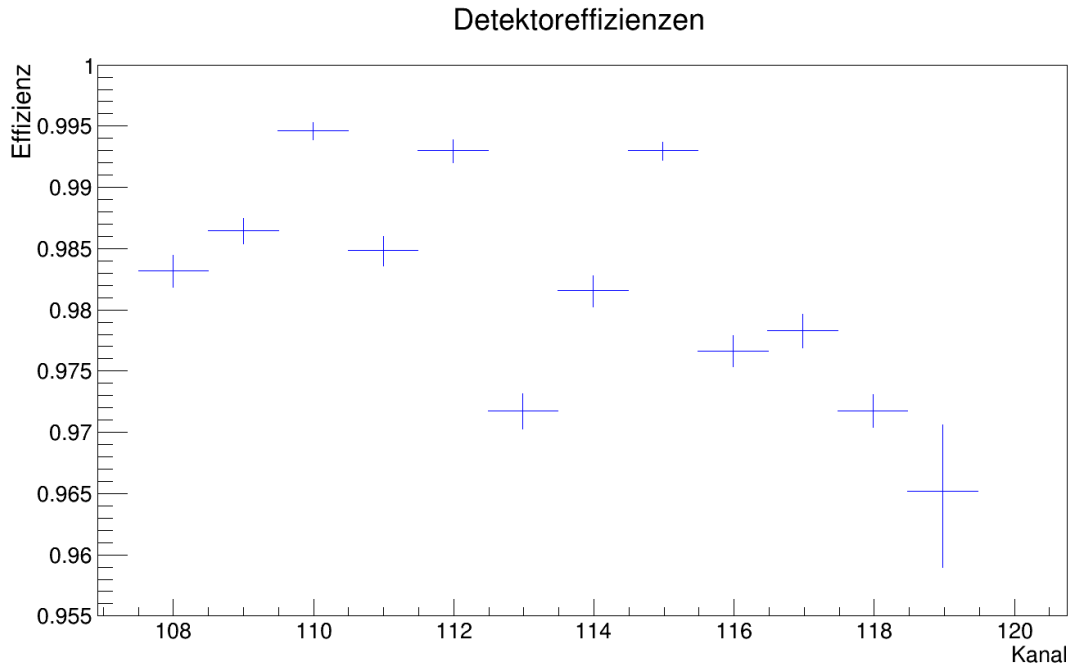


Abbildung 4.13: Effizienzen der Szintillatoren 108 bis 119, Ausschnitt auf eine Effizienz von mehr als 95%.

Allgemein kann bestätigt werden, dass die Integration des Triggerszintillators in den Messaufbau eine deutlichere Verbesserung der bestimmten Effizienzen bedeutet.

Hierzu sei auf die Abbildungen 4.14 sowie 4.15 verwiesen. Für Abbildung 4.14 wurde bei der Suche nach einer Dreierkoinzidenz der Schritt übersprungen, in welchem die geometrische Koinzidenz von Triggerszintillator und Dreierkoinzidenzkanal gefordert wird. Für Abbildung 4.15 wurden die Treffer im Triggerszintillator überhaupt nicht beachtet, die Effizienzen wurden also wie bei der Vorgängermethode berechnet.

Die aus den weniger stark gefilterten Daten berechneten Effizienzen sind deutlich von Untergrundereignissen belastet. Dies resultiert jedoch nicht in entsprechend größeren Fehlergrenzen, innerhalb derer die gemessenen Effizienzen noch mit einem Wert von 99% vereinbar wären. Die Fehlergrenzen berücksichtigen nämlich ausschließlich die statistischen Fehler. Auf ihre Berechnung wird in Kapitel 4.4.1 eingegangen.

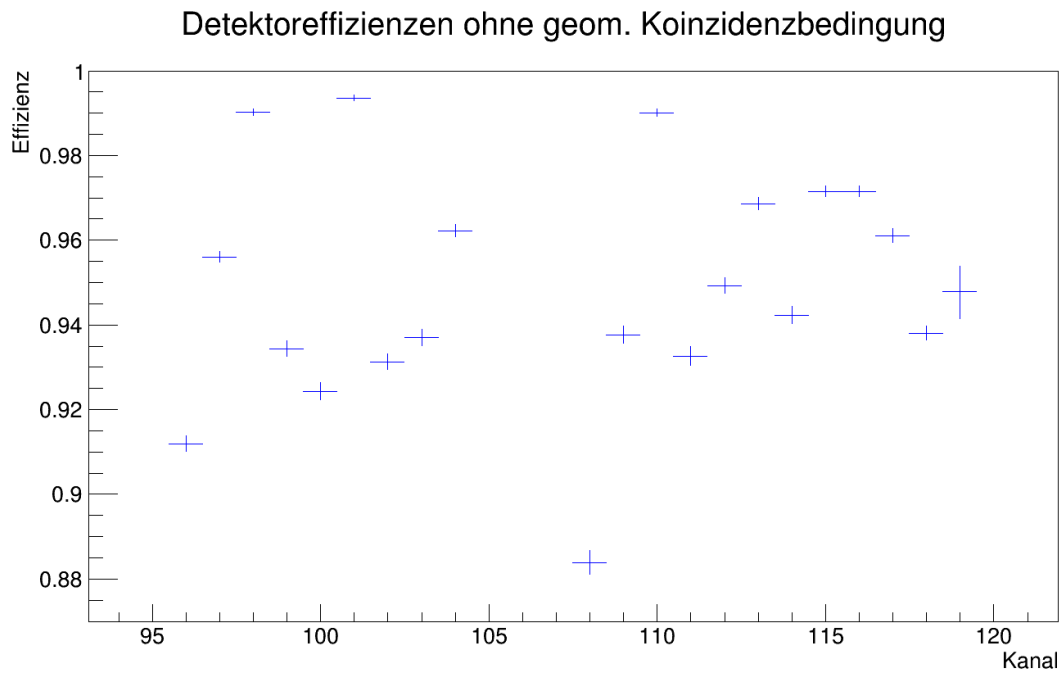


Abbildung 4.14: Effizienzen der Szintillatoren 96 bis 104 sowie 108 bis 119, Ausschnitt auf eine Effizienz von mehr als 88%. Bei der Suche nach einer Dreierkoinzidenz wurde hier die geometrische Koinzidenz von Triggerszintillator und Dreierkoinzidenzkanal nicht verlangt.

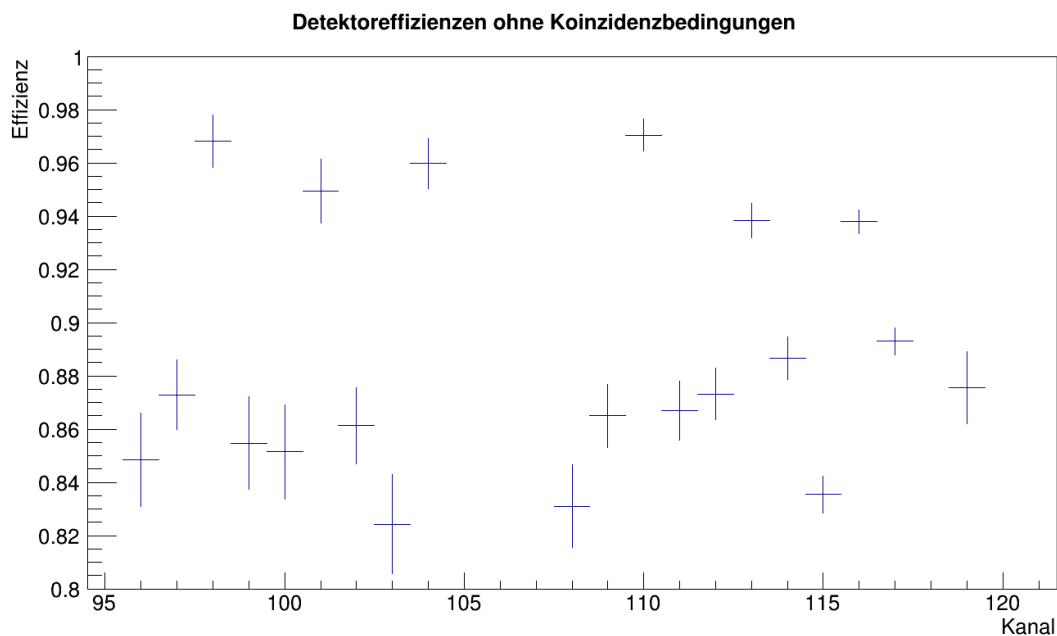


Abbildung 4.15: Effizienzen der Szintillatoren 96 bis 104 sowie 108 bis 119, Ausschnitt auf eine Effizienz von mehr als 80%. Bei der Suche nach einer Dreierkoinzidenz wurde hier weder die zeitliche Koinzidenz des gefundenen Ereignisses mit einem Treffer im Triggerszintillator noch die geometrische Koinzidenz von Triggerszintillator und Dreierkoinzidenzkanal verlangt. Da die Methode der Vorgängermessung angewandt wurde sind die berechneten Effizienzen bei den in der zweiten Spalte liegenden Szintillatoren höher.

## 4.4 Fehlerdiskussion

### 4.4.1 Statistische Fehler

Zur Berechnung der Effizienz von einem Szintillator  $j$  wird nach einem Treffer im Dreierkoinzidenzkanal gesucht, in dessen Mitte  $j$  liegt. Ist ein solcher Treffer gefunden, so gibt es zwei Möglichkeiten: Szintillator  $j$  hat diesen Treffer registriert oder nicht. Wie viele der ihn durchquerenden Teilchen ein Detektor registriert, lässt sich also mit einer Binomialverteilung beschreiben. Strebt eine Binomialverteilung jedoch gegen hundert Prozent, wie es bei Detektoreffizienzen idealerweise der Fall ist, so geht der Fehler des bestimmten Wertes gegen Null. Gemessene Effizienzen sind jedoch immer mit einem statistischen Fehler behaftet. Um geeignete Fehlertoleranzen angeben zu können, kann also nicht mit binomialverteilten Fehlern gearbeitet werden.

Die Effizienz eines Detektors kann nie besser sein als hundert Prozent. Eine beispielsweise auf 99,7% bestimmte Effizienz kann somit höchstens um 0,3% nach oben abweichen, wohingegen die Abweichung nach unten deutlich größer sein kann. Es werden also asymmetrische Fehlerbalken benötigt.

In ROOT ist die Funktion `TGraphAsymmErrors::Divide` implementiert. Diese ist explizit zur Berechnung von Effizienzen gedacht [ROOT]. Die Option "cp" berechnet die Grenzen durch das Clopper-Pearson-Interval und wird von der PDG empfohlen [cp].

Die in den Histogrammen 4.10 bis 4.15 abgebildeten Fehlertoleranzen wurden mit der Option "cp" der Funktion `TGraphAsymmErrors::Divide` berechnet.

### 4.4.2 Systematische Fehler

Die hier angewandte Messmethode ist gerade so konzipiert, dass der systematische Fehler möglichst gering ist. Betrachtet man die Ergebnisse der Kanäle 96 bis 104 so scheint dies funktioniert zu haben.

Im Hinblick auf für die hohen Kanäle 108 bis 119 erzielten Ergebnisse ist die Reduktion des systematischen Fehlers jedoch noch verbesserungsfähig. Unglücklicherweise war ausgerechnet Kanal 106 nicht funktionsfähig. Daher kann nicht mit Sicherheit gesagt werden, ab wann die Genauigkeit dieser Messung einen Einbruch erfährt.

Die beiden Bereiche der zufriedenstellenden und weniger guten Effizienzen korrespondieren mit zwei verschiedenen Diskriminatoren, an welche die entsprechenden Photomultiplier angeschlossen waren. Es kann also sein, dass die Effizienzen der hohen Kanäle durch eine fehlerhafte Ausleseelektronik negativ beeinflusst wurden. Ob dies der Fall, ist könnte durch eine erneute Messung nach Vertauschung der Diskriminatoren überprüft werden.

Wahrscheinlicher ist jedoch, dass die Diskrepanz zwischen den beiden Bereichen auf die Elektronenraten zurück zu führen ist.

Für den Bremsstrahlungswechselwirkungsquerschnitt gilt nach Gleichung 2.1:

$$d\sigma_k \propto \frac{dk}{k},$$

die höchsten Elektronenraten liegen also im Bereich hoher Elektronenenergien, dass heißt bei den hohen Kanälen des Szintillator-Hodoskops.

In Abbildung 4.16 sind die von den Tagger-Szintillatoren gemessenen mittleren Raten aufgetragen. Dort ist der erwartete Zusammenhang klar erkennbar. Eine Ausnahme bildet hier Kanal 120, dieses Histogramm lässt also erneut auf eine Fehlfunktion dieses Kanals schließen.

Bei der Vorgängermessung, welche für die hohen Kanäle zum Teil bessere Ergebnisse lieferte, war der Beschleuniger auf eine niedrigere Elektronenrate eingestellt. Daher haben alle Szintillatoren, insbesondere jedoch die hohen Kanäle, weniger Raten gemessen, siehe Abbildung 4.17. Der Höchstwert lag für Kanal 119 bei etwa 700 kHz, bei der aktuellen Messung waren es etwa 4 MHz.

Die Vorgängermessung war für die in der zweiten Spalte befindlichen Szintillatoren eindeutig, die ermittelten Werten lagen bei fast hundert Prozent, siehe Abbildung 3.2. Es ist jedoch erkennbar, dass dies für Szintillator 117 nicht mehr der Fall ist. Dieser hat eine Rate von  $(379 \pm 2)$  kHz gemessen.

Der verwendete TDC kann Daten bis zu einer Rate von 2,5 MHz verarbeiten. Dieser Wert bezieht sich jedoch nicht auf die mittlere, sondern auf die jeweils aktuelle Rate. Da Elektronen im Strahl in Bündel gegliedert sind (siehe Abbildung 4.4), ist die aktuelle Rate oft deutlich höher als die mittlere. Die Vorgängermessung zeigt, dass der TDC schon bei einer mittleren Rate von knapp 400 kHz nicht mehr korrekt funktioniert hat.

Während der neuen Messung hat bereits Kanal 107 eine mittlere Rate von  $(371,6 \pm 0,5)$  kHz gemessen, bei Kanal 108 betrug sie  $(424,6 \pm 0,5)$  kHz. Diese Werte betrachtend ist es also nicht verwunderlich, dass die Messung keine guten Ergebnisse für die Effizienzen der hohen Kanäle erzielt hat.

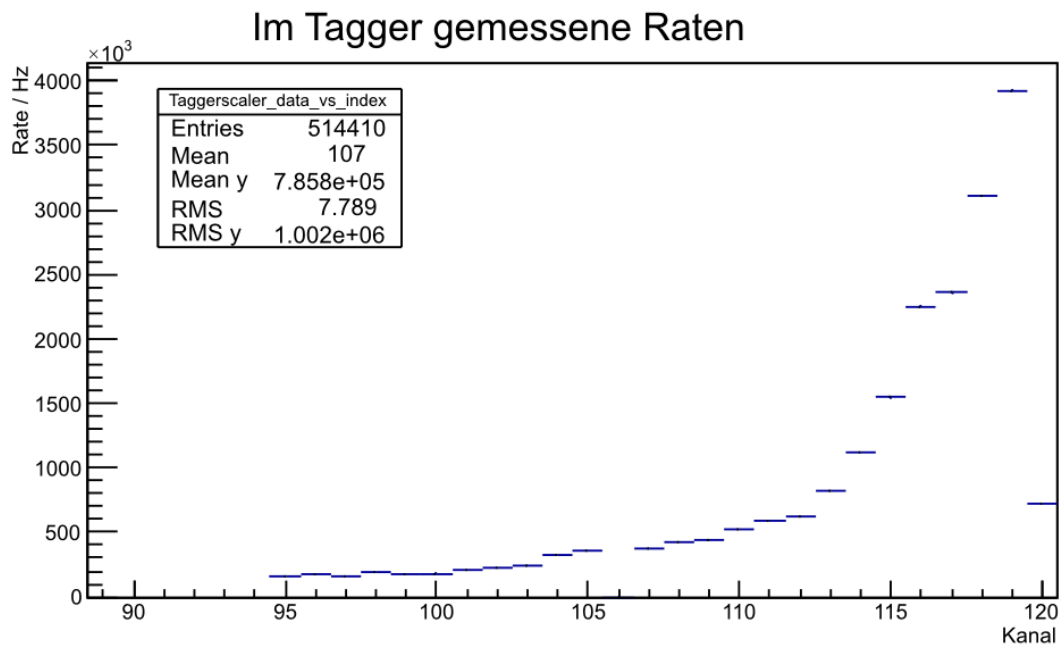


Abbildung 4.16: Von den Szintillatoren im Tagger gemessene Raten.

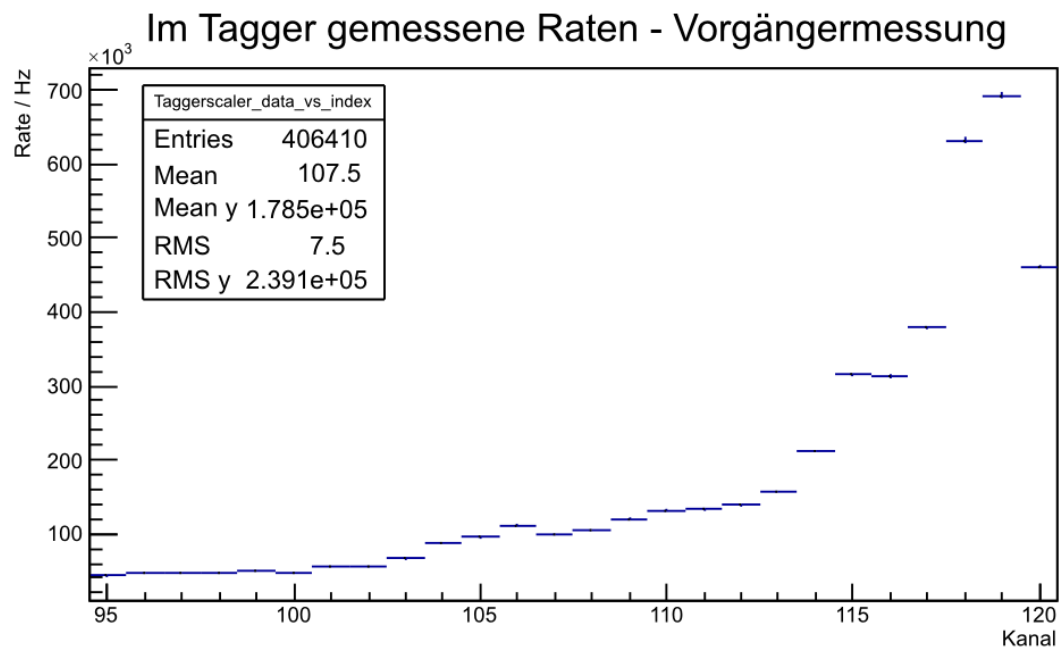


Abbildung 4.17: Während der Vorgängermessung von den Szintillatoren im Tagger gemessene Raten.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die Durchführung und Analyse eines eindeutigen Effizienztestes für den vertikalen Teil des Szintillator-Hodoskops des BGO-OD Tagging-Systems.

Ausgangspunkt hierfür war eine Vorgängermessung, die nur für ein Drittel der Szintillatoren die geforderten Werte von 100% bestätigen konnte. Die übrigen Werte lagen zum Teil nur bei knapp 97%. Entsprechen diese Werte den tatsächlichen Effizienzen, so hätte dies gravierende Folgen für die Interpretation der vom BGO-OD-Experiment genommenen Daten.

Die Vorgängermethode hat immer dann einen Treffer in einem Szintillator erwartet, wenn beide Nachbarn zeitlich korrelierte Treffer aufgewiesen haben. Die Annahme war, dass diese Messung aufgrund der Geometrie des Hodoskops nur für die in der zweiten Spalte des Hodoskops befindlichen Szintillatoren eindeutig war. Dies galt es mit einer geeigneten Messung zu überprüfen.

Um den Einfluss der Untergrundereignisse zu minimieren, wurde ein zusätzlicher Szintillator in den experimentellen Aufbau integriert. Während der Datennahme wurden Treffer in diesem Szintillator als Triggerbedingung verwendet. Seine Größe entsprach der Breite des geometrischen Überlapps dreier Szintillatoren des oberen, bereits installierten Hodoskopteils. Bei der Analyse wurde wiederum nach Treffern in Dreierkoinzidenzkanälen gesucht. Die Suche nach den beiden Treffern in den äußeren Einzelkanälen erfolgte analog zur Vorgängermessung. Zusätzliche Bedingungen waren, dass der Triggerszintillator sich während des Ereignisses auf Höhe des betrachteten Dreierkoinzidenzkanal befunden und ebenfalls einen zeitlich korrelierten Treffer aufgewiesen hat. Die Untergrundereignisse, welche zuvor die Berechnung der Effizienzen negativ beeinflusst haben, konnten so ausgefiltert werden. Elektronen, welche die beiden Nachbarn eines Szintillators treffen ohne ihn selbst zu durchqueren, haben nämlich auch keine Möglichkeit, einen Treffer im Triggerszintillator hervorzurufen.

Um diese Messung durchführen zu können, wurde eine Linearführung verwendet, auf der über einen ferngesteuerten Schrittmotor ein Verfahrtschiff vertikal verschoben werden kann. Daran wurde der Triggerszintillator befestigt. Während einer Strahlzeit wurden die bereits installierten Szintillatoren des vertikalen Hodoskops mit dem Triggerszintillator abgescannt.

Die Analyse der genommenen Daten bestätigte die Erwartungen.

Die Effizienzen der Szintillatoren 96 bis 104 liegen durchweg bei über 99,4%. Sie erfüllen also die an sie gestellten Anforderungen.

Die Ergebnisse für die höheren Kanäle sind jedoch noch nicht zufriedenstellend. Da Kanal 106 nicht funktionsfähig war, konnten keine Effizienzen für die Kanäle 105 bis 107 bestimmt werden. Die Effizienzen der darüber liegenden Kanäle weichen hingegen teilweise sogar noch stärker vom geforderten Wert ab als es während der Vorgängermessung der Fall war. Es wird angenommen, dass dies an den zu hohen Raten liegt, denen diese Szintillatoren ausgesetzt waren. Um dies zu überprüfen, sollte die Messung bei der nächsten Strahlzeit mit niedrigeren Elektronenraten wiederholt werden.

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Messinstrument bleibt Teil des experimentellen Aufbaus, das dazu erstellte Softwariemodul in nun Teil der gruppeninternen Analysesoftware Explora. Somit kann die Messung in Zukunft wiederholt werden. Dabei wird das erste Ziel sein, unverfälschte Ergebnisse für die bereits installierten Szintillatoren 105 bis 119 zu erhalten (der letzte Szintillator 120 kann mit dieser Methode nicht überprüft werden). Sobald die bislang noch fehlenden Szintillatoren des vertikalen Hodoskops installiert sind, können mit dem neuen Messinstrument auch deren Effizienzen eindeutig bestimmt werden. Weiterhin bietet diese Effizienzanalyse eine Monitormöglichkeit. Beispielsweise kann eine alterungsbedingte Verschlechterung der Effizienzen kontrolliert werden.



---

## Literatur

- [Bel13] Andreas Bella, *The New Photon Tagger Device of the BGO-OD Experiment at ELSA*, Vortrag, gehalten auf der DPG-Frühjahrstagung im März 2013.
- [BGO-OD] B1 Project, Sonderforschungsbereich / Transregio 16, <http://bgo-od.physik.uni-bonn.de/> (Stand: 06.06.2013)
- [Blo69] E.D. Bloom et al., *High-Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10°*, Physical Review Letters 23 (16): 930-934, 1969.
- [Bra99] Siegmund Brandt, *Data Analysis*, Springer-Verlag, New York Berlin Heidelberg, 1999.
- [cp] ROOT Dokumentation, Efficiency::Clopper-Pearson <http://root.cern.ch/root/html/TEfficiency.html#TEfficiency:ClopperPearson> (Stand: 12.06.2013)
- [Ham13] Daniel Hammann, *The data acquisition for the BGO-OD experiment*, Doktorarbeit in Vorbereitung, Universität Bonn, 2013.
- [Har08] Jan Hartmann, *Zeitkalibrierung und Photonenflussbestimmung für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Dezember 2008.
- [KM59] H. Koch und J. Motz, *Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data*, Reviews of Modern Physics, 31(4):920-955, 1959.
- [McG08] J. C. McGeorge et al, *Upgrade of the Glasgow photon tagging spectrometer for Mainz MAMI-C*, European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei 37, 129-137, 2008.
- [mov] movtec Wacht, Pforzheim Angebot Nr. 2013061 vom 25.03.2013.
- [Leo94] William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, New York Berlin Heidelberg, 1994.
- [ROOT] ROOT Dokumentation, TGraphAsymmErrors::Divide, <http://root.cern.ch/root/html/TGraphAsymmErrors.html#TGraphAsymmErrors:Divide> (Stand: 06.06.2013)
- [Sie10] Georg Siebke, *Design of the BGO-OD Tagging System and Test of a Detector-Prototype*, Diplomarbeit, Universität Bonn, November 2010.
- [Sch13] Georg Scheluchin, *Detektorsystem für das BGO-OD Møller-Polarimeter*, Bachelorarbeit in Vorbereitung, Universität Bonn, Juni 2013.
- [SG] Saint-Gobain Industrial Ceramics, Inc, [http://www.phys.ufl.edu/courses/phy4803L/group\\_I/muon/bicron\\_bc400-416.pdf](http://www.phys.ufl.edu/courses/phy4803L/group_I/muon/bicron_bc400-416.pdf) (Stand: 12.06.2013)