



Fakultät für Physik der Technischen Universität München
Lehrstuhl für Experimentalphysik E12

Komplexe Pulsformalgorithmen und Teilchenidentifikation zur Echtzeit-Implementierung in CALIFA

Max Oliver Winkel





Fakultät für Physik der Technischen Universität München
Lehrstuhl für Experimentalphysik E12

Komplexe Pulsformalgorithmen und Teilchenidentifikation zur Echtzeit-Implementierung in CALIFA

Max Oliver Winkel

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur
Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: apl. Prof. Dr. Norbert Kaiser

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. Reiner Krücken
2. Univ.-Prof. Dr. Stefan Schönert

Die Dissertation wurde am 20.01.2016 bei der Technischen Universität München eingereicht und
durch die Fakultät für Physik am 15.02.2016 angenommen.

ZUSAMMENFASSUNG

Das elektromagnetische Kalorimeter CALIFA ist eine Kernkomponente des R³B-Experiments, das in naher Zukunft die Struktur exotischer Kerne in inverser Kinematik untersuchen wird. CALIFA umgibt die Target-Region des Experiments und dient dem Nachweis von γ -Strahlung mit Energien von $100 \text{ keV} \lesssim E_\gamma \lesssim 30 \text{ MeV}$ sowie Protonen und anderen leichten, geladenen Teilchen mit Energien bis zu $E_p \lesssim 700 \text{ MeV}$. Das hochsegmentierte Kalorimeter besteht aus 2464 großvolumigen CsI(Tl)-Szintillationskristallen sowie 96 Phoswich-Einheiten aus LaBr₃(Ce) und LaCl₃(Ce).

CsI(Tl) besitzt zwei dominante Szintillationskomponenten, die die Identifikation der einfallenden Teilchen mittels Pulsformanalyse erlauben. Der dazu, im Rahmen dieser Arbeit, für CALIFA implementierte QPID-Algorithmus ermöglicht die schnelle, präzise und separate Bestimmung der beiden Szintillationsamplituden. In einem Experiment am LNS in Catania mit ¹²C-Strahl ($E = 80 \text{ AMeV}$) wurde ein Cocktail aus leichten Fragmenten erzeugt, der bis zu niedrigsten Energien mit dem QPID-Algorithmus nach Element und Isotop getrennt werden konnten. Die Trennung zwischen γ -Strahlung und den geladenen Teilchen war dabei ab Energien von $E \approx 1 \text{ MeV}$ möglich.

Die differentiellen Szintillationseffizienzen $\frac{dN_{f,s}}{dE}$ der beiden Lichtkomponenten konnten durch teilchenunabhängige Funktionen der Ionisationsdichte $\frac{dE}{dx}$ beschrieben werden. Entscheidend ist hierbei eine korrekte Parametrisierung der δ -Elektronen. Die so gewonnene empirische Beschreibung der Lichterzeugung für unterschiedliche Teilchen wurde in das Simulationspaket R3BRoot implementiert und erfolgreich erprobt.

Ein weiterer wesentlicher Teil dieser Arbeit war die Entwicklung, Implementierung und Erprobung einer komplexen Firmware für die Front-End-Elektronik und Datenaufnahme von CALIFA. Hier wurde eine Echtzeit-Signalverarbeitung für Einzelkristallraten bis zu 100 kHz mit einer umfangreichen Funktionalität realisiert. Diese enthält neben Energiefilter, Triggerfilter sowie einer komplexen Triggermatrix die vollständige Teilchenidentifikation und Speicherverwaltung. Diese Arbeiten waren zentraler Beitrag für den *Technischen Design Report* für die CALIFA Endkappe, der in 2014 genehmigt wurde.

In einem Pilotexperiment an der GSI in Darmstadt wurde das System in die übergeordnete R³B-Datenaufnahme erfolgreich integriert. Mit iPhos-Technik und QPID zur Energiebestimmung hochenergetischer Protonen wurden Impulsverteilungen der Protonen in ⁴⁸Ca-Kernen mit Hilfe der ⁴⁸Ca(p,2p)⁴⁷K-Reaktion bei $E = 550 \text{ MeV}$ gemessen.

ABSTRACT

The electromagnetic calorimeter CALIFA is one of the major components of the up coming R³B experiment, which investigates the structure of exotic nuclei far off stability in inverse kinematics. CALIFA surrounds the target area and serves for the detection of γ -rays with energies $100 \text{ keV} \lesssim E_\gamma \lesssim 30 \text{ MeV}$, as well as protons and other light charged particles with energies up to $E_p \lesssim 700 \text{ MeV}$. The highly segmented calorimeter consists of 2464 large volume CsI(Tl) scintillation crystals and 96 phoswich units composed of LaBr₃(Ce) and LaCl₃(Ce).

CsI(Tl) exposes two dominant luminescence components, which allow the identification of the incident particles by pulse shape analysis. The *Quick Particle Identification* algorithm (QPID), which was implemented for CALIFA in the scope of this thesis, enables the fast, precise and separate determination of the two scintillation amplitudes. In an experiment at LNS in Catania with a ¹²C beam ($E = 80 \text{ AMeV}$), a cocktail of light fragments was produced, which could be separated by element and isotope down to lowest energies using the QPID algorithm. The separation between γ -rays and charged particles was possible with energies down to $E \approx 1 \text{ MeV}$.

The two light components differential scintillation efficiencies $\frac{dN_{f,s}}{dE}$ could be described by functions only depending on the ionization density, but not the particle type. For that, a correct parametrization of δ -electrons is crucial. The empirical description of the light production for different particles obtained thereof was implemented in the simulation package R3BRoot and successfully tested.

Essential part of this thesis was the development, implementation and testing of a comprehensive firmware library for CALIFAs front end electronics and data acquisition. A real time signal processing with extensive functionality for single crystal rates up to 100 kHz was realized. Besides energy filter, trigger filter and a complex trigger matrix, it contains the full particle identification and memory management. These tasks have been a major contribution to the *Technical Design Report* for the CALIFA end cap, which was approved in 2014.

In a pilot experiment at GSI, the system was successfully integrated into the higher layer R³B data acquisition. With QPID and iPhos technique for the energy determination of high energy protons, momentum distributions of the protons within ⁴⁸Ca were measured using the ⁴⁸Ca(p,2p)⁴⁷K reaction.

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
1.1	Modelle des Atomkerns	2
1.1.1	Fermi-Gas-Modell	2
1.1.2	Schalenmodell	3
1.2	Exotische Kerne	5
1.3	FAIR und R ³ B	6
1.4	Das elektromagnetische Kalorimeter CALIFA	8
2	UNTERSUCHUNG DER TEILCHENIDENTIFIZIERUNG MIT CSI(TL)	11
2.1	Teilchenidentifikation mit CsI(Tl)	11
2.2	Szintillationsmechanismus von CsI(Tl)	12
2.3	Experimenteller Nachweis	14
2.4	Phänomenologische Analyse	16
2.5	Modell zur teilchenabhängigen Szintillation	24
2.5.1	Überblick	24
2.5.2	Gesamt-Szintillationseffizienz von CsI(Tl)	25
2.5.3	Komponentenweise Szintillationseffizienz	27
2.5.4	Einfluss von δ -Elektronen	29
2.5.5	Diskussion	36
3	DIE CALIFA DATENAUFNAHME	39
3.1	Gesamtkonzept	39
3.2	Elektronik-Komponenten	41
3.2.1	Barrel und iPhos	41
3.2.2	CEPA	42
3.2.3	FAB - FEBEX Add-on Board	44
3.2.4	FEBEX 3B	46
3.2.5	EXPLODER	47
3.2.6	PEXOR, TRIXOR und PEXARIA	49
3.3	Trigger	50
3.3.1	Level 0, γ , Proton	50
3.3.2	Multiplizität, Energiesumme, Geometrie	50
3.4	Slow Control	51
3.5	Auslese mit MBS	52
3.6	CALIFA Event Builder	52
3.7	Integration in R ³ B	53
4	SIGNALVERARBEITUNGSFIRMWARE	55
4.1	Überblick	55
4.2	Diskriminator	57
4.2.1	Konzept	57

4.2.2	Walk Korrektur	59
4.2.3	Pile-Up-Erkennung	60
4.3	Quick Particle Identification (QPID)	61
4.4	iPhos	63
4.5	Zeit-Über-Grenzwert-Messung	65
4.6	Mehrereignis-Auslese	66
4.7	Kanal-Verflechtung	68
4.8	Triggerbus	69
5	R^3B PILOTEXPERIMENT	71
5.1	Motivation und Aufbau	71
5.1.1	Überblick	71
5.1.2	CALIFA Demonstrator	73
5.2	Quasi-freie (p,2p) Reaktion	74
5.3	Simulation	77
5.3.1	(p,2p)	78
5.3.2	iPhos Rekonstruktionsparameter	82
5.3.3	(p,2p) mit iPhos-Energierückrekonstruktion	87
5.4	Analyse	90
5.4.1	land02, R3BRoot und Time Stitcher	90
5.4.2	Kalibrierung	92
5.4.3	$^{48}\text{Ca}(p,2p)^{47}\text{K}$	94
5.5	Zusammenfassung des Experiments	102
6	AUSBLICK: (P,2P) SIMULATION MIT VOLLSTÄNDIGEM KALORIMETER	105
7	FAZIT	113
A	ANHANG: MESSUNGEN DER LICHTAUSBEUTE IN CS(TL)	115
A.1	^{12}C	115
A.2	α -Teilchen	116
B	ENERGIE-REKONSTRUKTIONSPARAMETER FÜR DEN VOLLSTÄNDIGEN CALIFA-DETEKTOR	119
	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	120
	TABELLENVERZEICHNIS	124
	LITERATURVERZEICHNIS	125

EINLEITUNG

Bereits seit der Antike beschäftigt sich der Mensch mit dem Aufbau der Materie. So hat schon 400 v. Chr. der griechische Philosoph Demokrit die Existenz von unteilbaren Atomen postuliert, aus denen sich die gesamte Natur zusammensetzen solle [1]. Während diese Überlegungen rein philosophisch motiviert waren, ist das moderne Atom-Modell im Wesentlichen auf die Streuexperimente von Ernest Rutherford zurückzuführen, dessen Forschungsgruppe damit 1909 den Atomkern entdeckte [2]. Wenige Jahre später zeigte sich, dass der Atomkern selbst eine Substruktur besitzt und aus Protonen und Neutronen (allgemein Nukleonen) besteht. Es wurde erkannt, dass Kerne mit bestimmten Protonen- und Neutronen-Zahlen besonders stabil sind. In Anlehnung an das etablierte Atomhüllen-Modell, konnten diese *magischen Zahlen* mit Schalenabschlüssen im Kern erklärt werden [3], was den Grundstein für das Schalenmodell legte, dem bisher erfolgreichsten Modell zur Beschreibung der Kernstruktur.

In *exotischen Kernen* mit hohem Protonen- oder Neutronen-Überschuss treten jedoch Effekte auf, die sich mit den Wechselwirkungen im ursprünglichen Schalenmodell nicht erklären lassen. Die klassischen magischen Zahlen verschwinden teilweise und neue magische Zahlen treten auf. Gerade in der Nähe der Neutronen-Abbruchkante hat die Kernstruktur aber entscheidenden Einfluss auf die Entstehung der schweren Elemente im *r-Prozess*. Für ein tiefes Verständnis sind, neben der Entwicklung neuer theoretischer Modelle, vor allem deren Verifikation mit den neutronenreichsten Kernen zur Untersuchung ihrer Struktur essentiell.

Im Bereich schwerer Elemente stoßen die bestehenden Forschungseinrichtungen zur Erzeugung und Untersuchung der neutronenreichen Isotope an ihre Grenzen. Nur ein kleiner Teil der vermuteten Isotope konnte bereits untersucht werden. An der neuen Forschungseinrichtung *FAIR*, die gerade in Darmstadt errichtet wird, wird dieser Bereich erstmals experimentell zugänglich. Der Untersuchung der dort erzeugten exotischen Sekundärstrahlen widmet sich das R^3B -Experiment. Dabei spielt das elektromagnetische Kalorimeter *CALIFA*, das hauptsächlich dem Nachweis von γ -Strahlung und Protonen dient, eine entscheidende Rolle.

Die experimentellen Rahmenbedingungen stellen hohe Anforderungen an die Auslese und Datenaufnahme des Detektors. Eine speziell entwickelte Firmware für die Front-End-Elektronik ermöglicht die totzeitfreie Signalverarbeitung der 3186 Detektorkanäle in Echtzeit. Kernkomponente der Signalverarbeitungsfirmware ist der *QPID*-

Algorithmus, der neben der Teilchenidentifikation auch die Unterdrückung von Kernreaktionen sowie die Bestimmung der Energien hochenergetischer Teilchen, die nicht im Detektor gestoppt werden können, mittels *iPhos*-Technik erlaubt.

Im Folgenden wird zunächst eine kurze Einführung in das Schalenmodell und dessen Modifikation in exotischen Kernen gegeben. Details zu FAIR, R³B und CALIFA geben einen Überblick über die experimentellen Anforderungen. Kapitel 2 widmet sich der Teilchenidentifikation mit CsI(Tl), die zwar seit langem erfolgreich eingesetzt wird, jedoch nicht abschließend verstanden ist. Der QPID-Algorithmus erlaubt dazu direkten Zugang zu den Szintillationseffizienzen der Lumineszenzkomponenten. In Kapitel 3 wird das entwickelte Datenaufnahme-System vorgestellt. Besonderen Stellenwert in diesem System hat die in Kapitel 4 diskutierte Signalverarbeitungsfirmware, die es erlaubt, einen großen Teil der Experiment-Analyse bereits in den FPGAs der Datenaufnahme durchzuführen und damit die Datenmengen um bis zu zwei Größenordnungen zu reduzieren. Im R³B-Pilotexperiment, das in Kapitel 5 behandelt wird, wurde das System anhand der quasi-freien Proton-Proton-Streuung (p,2p) in ⁴⁸Ca erfolgreich getestet. Die Erkenntnisse aus dem Pilotexperiment werden in Kapitel 6 in einer realistischen Simulation auf den finalen Detektor übertragen, bevor in Kapitel 7 eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse gegeben wird.

1.1 MODELLE DES ATOMKERNS

1.1.1 *Fermi-Gas-Modell*

Das Schalenmodell basiert zunächst auf dem Fermi-Gas-Modell, in dem sich die Nukleonen als Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen, die dem Pauli-Prinzip unterliegen, unabhängig und wechselwirkungsfrei in einem Potentialtopf bewegen [4]. Der Potentialtopf ist eine Näherung des Kernpotentials, das von allen Nukleonen im Kern erzeugt wird (*Mean Field*). Die Lösung der Schrödinger-Gleichung für ein einzelnes Teilchen in diesem Potential ergibt diskrete Energie-Eigenzustände, von denen jeder, aufgrund des Pauli-Verbots, von maximal je zwei Nukleonen einer Sorte besetzt werden kann. Entsprechend der Fermi-Dirac-Statistik werden die verfügbaren Zustände (bei Temperatur $T = 0$), beginnend beim niederenergetischsten, in ansteigender Energie-Reihenfolge, vollständig besetzt. Nukleonen im höchsten besetzten Zustand besitzen die Fermi-Energie E_F , bzw. den Fermi-Impuls $p_F = \sqrt{2ME_F}$, wobei M die Nukleonenmasse ist. Der Fermi-Impuls hängt von der Kerndichte ab und beträgt für schwere Kerne, deren Dichte nahezu konstant ist, $p_F \approx 250 \frac{\text{MeV}}{c}$.

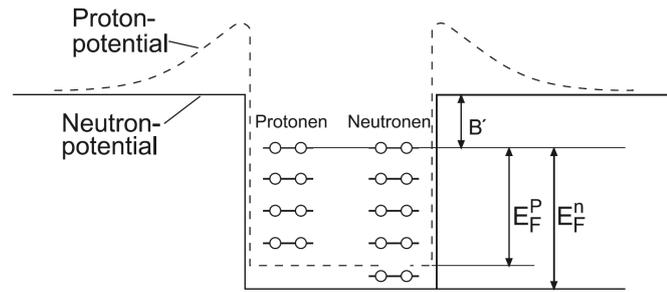


Abbildung 1.1: Potentialtopf mit Energie-Eigenzuständen der Nukleonen im Fermi-Gas-Modell [5, S. 301]. Aufgrund der Coulomb-Abstoßung ist das Potential für Protonen flacher als das für Neutronen. Damit ergeben sich unterschiedliche Fermi-Energien für Protonen E_F^P und Neutronen E_F^N . B' ist die Bindungsenergie des letzten Nukleons.

Abbildung 1.1 zeigt schematisch das im Fermi-Gas-Modell angenommene Potential und die Einteilchen-Zustände in diesem Potential.

1.1.2 Schalenmodell

Die beobachteten magischen Zahlen lassen sich mit dem Fermi-Gas-Modell aufgrund der vereinfachten Annahmen nicht vollständig reproduzieren. Zur korrekten Erklärung der magischen Zahlen im Schalenmodell tragen hauptsächlich bei:

- *Realistisches Kern-Potential*: Aufgrund der kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, aus der das effektive Kernpotential entsteht, sollte dieses dem Verlauf der Dichteverteilung der Nukleonen im Kern entsprechen [5]. Ein solches Potential ist das radial-symmetrische Woods-Saxon-Potential:

$$V_{WS}(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (1.1)$$

Dabei ist V_0 die Potentialtiefe, R der Kernradius und a ein Parameter der Dichteverteilung, der die Randunschärfe angibt. Im Allgemeinen muss das Kernpotential selbstkonsistent per Hartree-Fock-Verfahren gefunden werden [4].

Die Einteilchen-Lösungen der Schrödinger-Gleichung sind neben der Hauptquantenzahl $n \in \mathbb{N}$ über den Bahndrehimpuls $l \in \mathbb{N}_0$ sowie dessen Projektion $m = -l, \dots, 0, \dots, l$ parametrisiert.

- *Spin-Bahn-Kopplung*: Ein zusätzlicher Potential-Term, der von der relativen Ausrichtung von Spin und Bahndrehimpuls des Nukleons abhängt, sorgt für eine starke Energie-Aufspaltung zwischen den Spin-Ausrichtungen [6]. Zustände mit parallelen

1.2 EXOTISCHE KERNE

Da das Kernpotential aus den Nukleonen selbst erzeugt wird, ist es möglich, dass sich dieses und damit auch die Energieniveaus abseits geschlossener Schalenkonfigurationen und vor allem jenseits der Stabilität in *exotischen Kernen* verschieben. Maßgeblich beteiligt an dieser Modifikation der Schalenstruktur ist die Restwechselwirkung der Nukleonen, von denen bisher angenommen wurde, dass sie sich wechselwirkungsfrei im Mean Field Potential bewegen. Ein ausgeprägter Effekt der Restwechselwirkung ist die Tensorkraft zwischen Protonen und Neutronen [7, 8]. Wird ein Protonen- (Neutronen-) Orbital mit bestimmter Spin-Bahn-Kopplung $j_<$ bzw. $j_>$ gefüllt, werden die Energien der Neutronen- (Protonen-) Orbitale mit entgegengesetzter Kopplung ($j_>$ bzw. $j_<$) abgesenkt, während die Energien der Orbitale mit gleichgerichteter Kopplung angehoben werden. Die Einteilchen-Energieniveaus können dabei derart verschoben werden, dass klassische Schalenabschlüsse verschwinden oder neue Schalenabschlüsse entstehen. Ein weiterer wichtiger Beitrag ist das Quadrupolmoment der Restwechselwirkung, das außerhalb vollständig gefüllter Schalen zu einer Deformation des Kerns führt, die wiederum die Energieniveaus verschiebt [4].

Neben der Modifikation der magischen Zahlen zeigen (exotische) Kerne mit hohem Neutronen-Überschuss neue Strukturen und Anregungsmoden, wie die Pygmy Dipol-Resonanz, bei der eine ausgedehnte Neutronen-Haut gegen den lokalisierten Kern schwingt [9]. Einige Kerne nahe der Neutronen-Abbruchkante besitzen Ein- oder Zwei-Neutronen-Halos [10]. Untersuchungen der Kerne mit Zwei-Neutronen-Halos könnten Rückschlüsse auf die Drei-Nukleonen-Wechselwirkung geben. Diese wurden beispielsweise dafür verantwortlich gemacht, dass nicht, wie vom klassischen Schalenmodell erwartet, ^{28}O das schwerste, noch gebundene Sauerstoff-Isotop ist, sondern ^{24}O [11].

Eine entscheidende Rolle spielt die Schalenstruktur bei der Entstehung der schweren Elemente in astrophysikalischen Prozessen. Die Elemente ab Eisen, die nicht mehr energiegewinnend durch Fusion in Sternen gebildet werden, können durch Neutronen-Einfang und anschließend β -Zerfall erzeugt werden. Der langsame *s-Prozess* läuft bei moderaten Neutronen-Dichten ($\rho \sim 10^7 \text{ cm}^3 - 10^{11} \text{ cm}^3$) während des Helium- und Kohlenstoff-Brennens in Sternen ab [12, 13]. Er ist dominiert durch den β -Zerfall und verläuft daher entlang des Tals der Stabilität.

Der schnelle *r-Prozess* hingegen findet bei hohen Neutronen-Dichten und Temperaturen ($T \sim 10^9 \text{ K}$) statt, wodurch der Neutronen-Einfang wesentlich schneller abläuft als der β -Zerfall [7, 12]. Aus dem Gleichgewicht zwischen Neutronen-Einfang und Photodissoziation bildet sich eine Gleichgewichtsverteilung der Isotope eines Elements.

Wegen der hohen Neutronen-Einfangrate ist dieses Gleichgewicht zu großen Neutronen-Überschüssen und geringer Bindungsenergie verschoben. Aufgrund der geringen Bindungsenergie und dem dadurch limitierten Phasenraum für den anschließenden β -Zerfall, durch den sich die $(Z + 1)$ -Isotope bilden, ist dieser deutlich langsamer als der Neutronen-Einfang.

Die Gleichgewichtsverteilung und damit auch der genaue Verlauf des r-Prozesses-Pfades hängen also stark von den Kerneigenschaften, wie der Lebensdauer oder der Neutronen-Separationsenergie ab. Zur Beschreibung dieses Prozesses ist eine genaue Kenntnis über die Veränderung der Schalenstruktur in exotischen Kernen essentiell.

1.3 FAIR UND R³B

Eine Möglichkeit zur Durchführung von Experimenten mit exotischen Kernen ist deren *In-Flight*-Produktion. Dazu wird ein Produktionstarget von einem stabilen Schwerionenstrahl beschossen. Durch Fragmentation oder Spaltung entsteht ein Cocktail aus Kernen, die über einen Fragmentseparator identifiziert und gefiltert werden.

Die momentan im Aufbau befindliche *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR, Abbildung 1.3) nutzt diese Methode zur Erzeugung von hochrelativistischen, exotischen Sekundärstrahlen höchster Intensität [14]. Die Doppelsynchrotrons SIS 100/300¹ können stabile Schwerionen auf bis zu 34 AGeV beschleunigen mit Intensitäten von bis zu 10^{11} s^{-1} . Mit der hohen Primärstrahl-Intensität sowie einer großen Phasenraum-Akzeptanz und hoher Transmission, kann der mehrstufige, supraleitende Fragmentseparator *Super-FRS* den gewünschten exotische Sekundärstrahl mit Energien von bis zu 1 AGeV und höchsten Intensitäten herausfiltern (Faktor 10^5 im Vergleich zum bestehenden FRS) [16].

Im Hochenergie-Zweig des Super-FRS befindet sich der *Reactions with Radioactive Relativistic Beams* Aufbau (R³B, Abbildung 1.4) mit dem Experimente mit den exotischen Kernen in inverser Kinematik durchgeführt werden [14, Vol. 4, S. 181ff]. Positionsempfindliche Silizium-Flächendetektoren (PSP) identifizieren die eingehenden Strahlteilchen und bestimmen ihren Impuls. Das Sekundärtarget, in dem die Reaktionen stattfinden, ist umgeben von einem mehrlagigen Silizium-Tracking-Detektor, der leichte, geladene Fragmente nachweist und den Primärvertex der Interaktion bestimmt. Das elektromagnetische Kalorimeter CALIFA (siehe Abschnitt 1.4) umgibt Target und Silizium-Tracker und dient dem Nachweis von γ -Strahlung und leichten, geladenen Teilchen, hauptsächlich Protonen. Schwere, strahlartige Fragmente sowie in Vorwärtsrichtung emittierte leichte Teilchen

¹ In der *Modularized Start Version*, die gerade errichtet wird, fehlt das SIS 300 Synchrotron. Mit SIS 100 können die Schwerionen auf bis zu 1,5 AGeV beschleunigt werden [15].

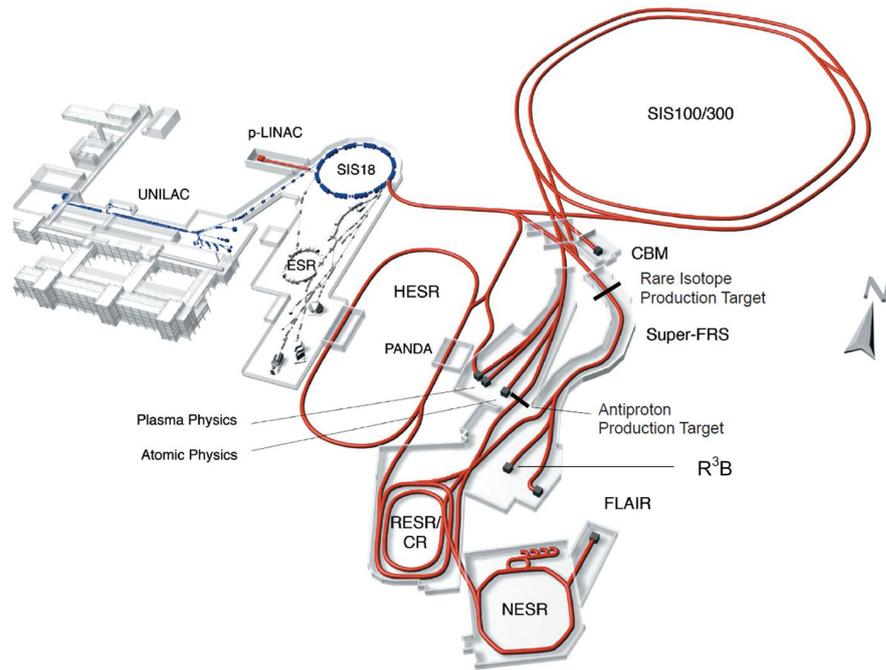


Abbildung 1.3: Die *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) erweitert die bestehende Anlage des *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung* [14].

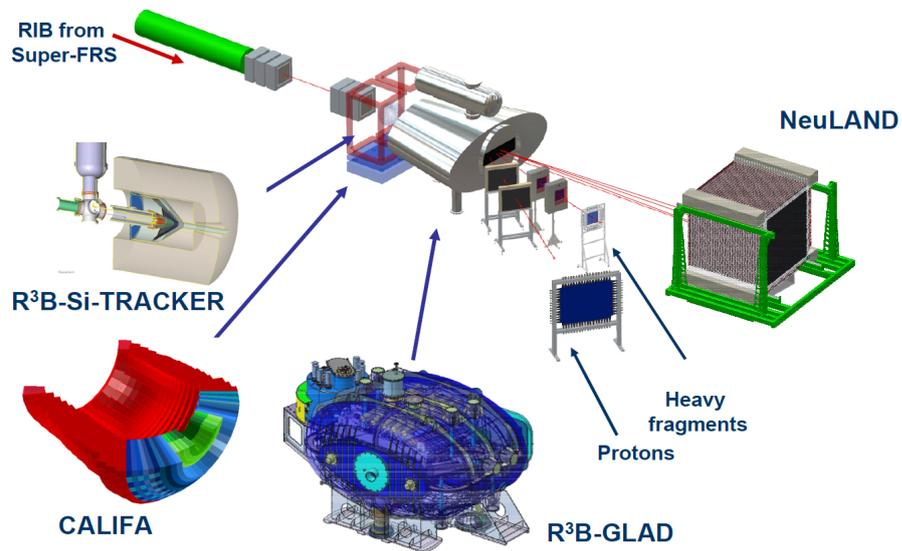


Abbildung 1.4: Bestandteile des R³B (*Reactions with Relativistic Radioactive Beams*) Experiments [17].

($\Theta < 7^\circ$) werden vom supraleitenden Dipolmagneten GLAD entsprechend ihres Ladungs-zu-Massen-Verhältnisses abgelenkt. Mit szintillierenden Faser-Detektoren sowie Flugzeitwänden werden die Impulse und Massen von Protonen und schweren, geladenen Fragmenten bestimmt. Mit dem großflächigen Neutronen-Detektor NeuLAND werden die Impulse von Neutronen per Positions- und Flugzeitmessung ermittelt.

Dieser Aufbau erlaubt eine kinematisch vollständige Messung und die Untersuchung der Struktur exotischer Kerne unter anderem mit folgenden Reaktionen:

- *Coulomb-Anregung*: Durch das starke elektromagnetische Feld, das durch ein protonenreiches Target erzeugt wird, sind neben Einteilchen-Anregungen auch kollektive Anregungen oder Photodissoziations-Reaktionen wie ${}^A Z(\gamma, n){}^{A-1} Z$ möglich. Letztere ist der Umkehrprozess zum Neutronen-Einfang, wie er beim r-Prozess stattfindet. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist einer der Faktoren, die die Isotopen-Verteilung im r-Prozess bestimmen [14].

Reduzierte Übergangsstärken, wie $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$, erlauben die Untersuchung der Kollektivität und ermöglichen die Untersuchung von Schalenabschlüssen, die die Stabilität und Lebensdauer der Kerne bestimmen [7].

- *Knockout-Reaktionen* und *Quasi-Freie-Streuung* (siehe Abschnitt 5.2): Die Streuung von Protonen an einzelnen Nukleonen (oder Clustern) im Kern ermöglicht direkten Zugang zu den Einteilchen-Wellenfunktionen. Bei Strahlenergien um 700 A MeV wird der Kern weitgehend transparent für die Reaktionsprodukte, wodurch neben Valenznukleonen auch stark gebundene Nukleonen untersucht werden können.

1.4 DAS ELEKTROMAGNETISCHE KALORIMETER CALIFA

Das CALorimeter for In Flight detection of γ -rays and high energy charged pArticles (CALIFA, Abbildung 1.5) ist eine entscheidende Komponente für die meisten R³B Experimente. Das 4π Kalorimeter dient dem Nachweis von γ -Strahlung mit $100 \text{ keV} \lesssim E_\gamma \lesssim 30 \text{ MeV}$ sowie geladenen Teilchen, hauptsächlich Protonen, mit bis zu $E_p \lesssim 700 \text{ MeV}$. Dieser hohe dynamische Energiebereich stellt hohe Anforderungen an die Datenaufnahme (siehe Kapitel 3). Um den wissenschaftlichen Anforderungen gerecht zu werden, darf die Auflösung für γ -Strahlung nicht schlechter als $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} (1 \text{ MeV}) \sim 6\%$ sein, die für Protonen $\frac{\Delta E_p}{E_p} (100 \text{ MeV}) \lesssim 1\%$.

CALIFA ist in drei Polarwinkelbereiche mit unterschiedlichen Anforderungen unterteilt:

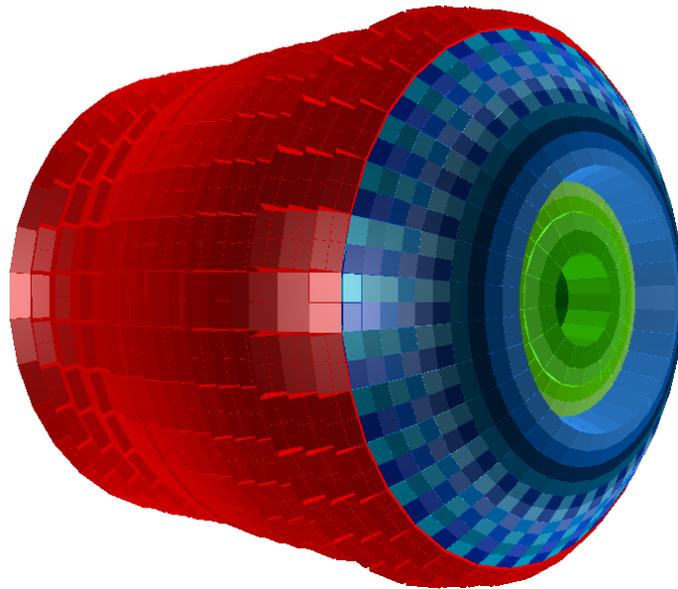


Abbildung 1.5: Das elektromagnetische Kalorimeter CALIFA ist strukturell in drei Polarwinkelbereiche unterteilt: Das Barrel (rot), den iPhos-Bereich (blau) und CEPA (grün).

- Im *Barrel*, das den Polarwinkelbereich $43^\circ \leq \Theta \leq 140^\circ$ abdeckt, werden die niedrigsten Energien und Intensitäten erwartet. Die Doppler-Verbreiterung für γ -Strahlung erfordert dennoch eine hohe Segmentierung zur Bestimmung des Emissionswinkels.

Es besteht aus 1952 CsI(Tl) Szintillationskristallen (siehe Abschnitt 2.1) mit sechs verschiedenen Formen und Längen. In Vorwärtsrichtung kommen die längsten Kristalle mit $l = 22$ cm Länge und feinsten Granularität zum Einsatz, die Protonen bis etwa $E_p \lesssim 320$ MeV stoppen können. Weiter in Rückwärtsrichtung nehmen Kristalllänge und Segmentierung ab [18].

- Im *Intrinsic Phoswich* (iPhos) Bereich, der den Polarwinkelbereich $19^\circ \leq \Theta \leq 43^\circ$ abdeckt, werden sehr hohe Protonenenergien $E_p \lesssim 600$ MeV erwartet. Um diese stoppen zu können, wären 60 cm lange CsI(Tl) Kristalle notwendig. In derart langen Kristallen steigt jedoch die Wahrscheinlichkeit für Kernreaktionen, so dass die Effizienz für den Full Energy Peak nur noch $\epsilon \lesssim 30\%$ beträgt. Gleichzeitig nimmt die γ -Auflösung aufgrund ungleichmäßiger Lichtsammlung ab.

Daher werden in diesem Bereich 512 CsI(Tl)-Szintillatoren mit 22 cm Länge verwendet [17]. Die Energie der Protonen, die nicht gestoppt werden können, kann über die, speziell für CsI(Tl) entwickelte, iPhos-Technik [19] bestimmt werden (siehe Abschnitt 4.4), die gleichzeitig eine Unterdrückung von Kernreaktionen erlaubt.

- Aufgrund des Lorentz-Boosts werden im CEPA-Bereich (*CALIFA Endcap Phoswich Array*, $7^\circ \leq \Theta \leq 19^\circ$) die höchsten Energien und Intensitäten erwartet. Wie auch im iPhos-Bereich ist es nicht sinnvoll zu versuchen die höchst energetischen Protonen zu stoppen. Hier kommen 96 sog. *Phosphor Sandwiches (Phoswich)* zum Einsatz. Je ein 7 cm langer $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -Szintillator und ein 8 cm langer $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ -Szintillator, die aufeinander geklebt und optisch gekoppelt sind, werden über einen gemeinsamen Photomultiplizierer ausgelesen. Die unterschiedlichen Szintillations-Zeitkonstanten ($\tau_{\text{LaBr}_3} = 16 \text{ ns}$, $\tau_{\text{LaCl}_3} = 28 \text{ ns}$) erlauben eine Separation der beiden Anteile per Pulsformanalyse. Damit ist eine ΔE - ΔE -Messung möglich, über die ebenfalls die vollständige Energie nicht gestoppter Teilchen bestimmt werden kann (siehe Kapitel 6).

Die, im Vergleich zum $\text{CsI}(\text{Tl})$, sehr schnellen Zeitkonstanten sind für die deutlich höheren Raten in diesem Bereich ebenso gut geeignet wie die bessere intrinsische γ -Auflösung von $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}(662 \text{ keV}) \lesssim 4\%$ [17]. Gerade im Bereich um das Strahlrohr hilft die Phoswich-Segmentierung außerdem Wechselwirkungen hochenergetischer γ -Strahlung mit unvollständiger Energiesammlung zu separieren.

UNTERSUCHUNG DER TEILCHENIDENTIFIZIERUNG MIT CSI(TL)

2.1 TEILCHENIDENTIFIKATION MIT CSI(TL)

Das im Barrel- und iPhos-Bereich von CALIFA verwendete Szintillatormaterial CsI(Tl) hebt sich, im Vergleich zu vielen anderen Szintillatoren, durch einen komplexen zeitlichen Verlauf der Lichtemission ab, der aus mehreren, exponentiellen Komponenten zusammengesetzt ist. Bei Raumtemperatur dominieren die *schnelle Komponente* mit einer Lebensdauer von $\tau_f \approx 650 - 770$ ns (je nach Hersteller und Dotierung) und die *langsame Komponente* mit $\tau_s \approx 3,2 - 3,5$ μ s. Weiterhin existiert eine *ultra-schnelle Komponente* mit $\tau_{uf} < 0,5$ ns, die jedoch weniger als 0,2% zur gesamten Lichtmenge beiträgt und vernachlässigt werden kann. Die Anstiegszeit des Signals (die sich ebenso als exponentielle Komponente ausdrücken lässt) beträgt bei Raumtemperatur $\tau_r \approx 20 - 30$ ns. Da $\tau_r \ll \tau_{f,s}$ kann auch diese vernachlässigt und der Signalanstieg als instantan angenommen werden [20].

Mit den verbleibenden zwei Komponenten lässt sich der zeitliche Signalverlauf der Lichtemission von CsI(Tl), $L(t)$, näherungsweise ausdrücken als

$$L(t) = \frac{N_f}{\tau_f} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + \frac{N_s}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right). \quad (2.1)$$

N_f und N_s sind die Amplituden der schnellen und langsamen Komponente.

Das Verhältnis der beiden Amplituden ist abhängig von Energie und Art der einfallenden Teilchen [21, 22]. Bereits seit Ende der 1950er Jahre wird vermutet, dass die Ionisationsdichte, $\frac{dE}{dx}$, für den beobachteten Effekt verantwortlich ist. Während Storey et al. [23] und Biggerstaff et al. [21] noch eine Variation der schnellen Zerfallszeitkonstante mit $\tau_f \sim \exp\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ angeben, deuten spätere Experimente auf eine Abhängigkeit der Amplituden von der Ionisationsdichte hin, $N_{f,s} \equiv N_{f,s} \left(\frac{dE}{dx}\right)$ [22, 24]. Inzwischen wird eher von festen Zeitkonstanten $\tau_f \approx 700$ ns, $\tau_s \approx 3,3$ μ s ausgegangen [25, 26].

Da die Ionisationsdichte abhängig von Ladung Z und Geschwindigkeit β von einfallenden Teilchen oder Kernen ist [27],

$$\frac{dE}{dx}(Z, \beta) \sim \frac{Z^2}{\beta^2}, \quad (2.2)$$

kann die Eigenschaft $\frac{N_f}{N_s} \equiv \frac{N_f}{N_s} \left(\frac{dE}{dx}\right)$ genutzt werden, um Elemente, aber auch Isotope zu trennen, indem die Szintillationsamplituden separat gemessen werden.

Die dazu am häufigsten verwendete Methode ist der Ladungsvergleich [28–30]: Das Lumineszenzsignal wird dazu in zwei Zeitfenstern integriert, die so gewählt sind, dass ihre enthaltenen Ladungen $Q_f \sim N_f$ und $Q_s \sim N_s$ sind. Eine präzisere Bestimmung erlaubt der, in Abschnitt 4.3 vorgestellte, QPID-Algorithmus.

2.2 SZINTILLATIONSMECHANISMUS VON CSI(TL)

In erster Näherung ist die gesamte emittierte Lichtmenge L proportional zur, im Szintillator deponierten, Energie E . Für γ -Strahlung ist diese Linearität für Energien ab $E_\gamma \gtrsim 400$ keV gut erfüllt [31, 32]. Die Lichtemission für geladene Teilchen zeigt jedoch signifikante Abweichungen von der Linearität über einen weiten Energiebereich und unterscheidet sich je nach Teilchensorte. Diese Eigenschaft resultiert aus der differentiellen Szintillationseffizienz, $\frac{dL}{dE}$, die abhängig von der Ionisationsdichte ist. Dieses *Quenching* lässt sich (teilweise) durch den zugrunde liegenden Szintillationsmechanismus von CsI(Tl) erklären.

Im ersten von Murray und Meyer 1961 [33] aufgestellten Modell zum Szintillationsmechanismus erzeugen geladene Teilchen beim Durchgang durch den Szintillator entlang ihres Pfades (Primärkanal) Elektron-Loch-Paare, die (teilweise) zu Exzitonen rekombinieren. Die erzeugten Exzitonen diffundieren vom Primärkanal weg bis sie an einem Tl^+ -Aktivatorzentrum gefangen werden und ihre Energie in eine Anregung des Tl-Atoms übertragen. Durch spontane Emission fällt das Aktivator-Atom zurück in den Grundzustand wodurch das Szintillationslicht entsteht.

Es wird angenommen, dass die Anzahl der ursprünglich erzeugten Elektron-Loch-Paare n_e direkt proportional zur Ionisationsdichte ist,

$$n_e = K \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right). \quad (2.3)$$

Die Anzahl der daraus erzeugten Exzitonen n_0 ist wiederum direkt proportional zur Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare,

$$n_0 = k_r n_e. \quad (2.4)$$

Neben der Bildung von Exzitonen können die ursprünglich erzeugten Elektron-Loch-Paare auch über weitere nicht näher spezifizierte Fallen mit konstanter Dichte N_t gefangen werden, die, in diesem Modell, strahlungsfrei rekombinieren. Mit der Wahrscheinlichkeit für den Einfang k_t ergibt sich die Zahl der gefangenen Elektronen zu

$$n_t = k_t N_t \quad (2.5)$$

mit

$$n_e = n_t + n_0. \quad (2.6)$$

Jedes ursprüngliche Elektron-Loch-Paar muss also einen der beiden Prozesse durchlaufen. Damit ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines Exzitons direkt zu

$$\frac{n_0}{n_e} = \frac{\alpha \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)}{1 + \alpha \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)} \quad (2.7)$$

mit

$$\alpha = \frac{k_r K}{k_t N_t} . \quad (2.8)$$

Dieser Term geht unmittelbar in die differentielle Szintillationseffizienz $\frac{dL}{dE} \left(\frac{dE}{dx}\right)$ ein. Die Szintillationseffizienz steigt also zunächst mit zunehmender Ionisationsdichte an und sättigt bei einem endlichen Wert.

Bei weiter steigenden Ionisationsdichten durchläuft die Szintillationseffizienz ein Maximum und sinkt anschließend wieder. Dies wurde von Murray und Meyer zunächst mit der Verarmung der für die Szintillation zur Verfügung stehenden Aktivator-Zentren erklärt.

Im derzeit etablierten Modell [34–36] wird von binärer Diffusion ausgegangen, das heißt, die erzeugten Elektronen und Löcher bewegen sich unabhängig voneinander durch den Kristall. Der entscheidende Prozess zur Szintillation ist der Selbst-Einfang der Löcher in der Nähe eines Tl^+ -Zentrums. Dabei entstehen ein Tl^0 -Atom sowie ein I_2^- -Komplex (V_k -Zentrum, bzw. *Self-Trapped Hole*). Aufgrund der großen Überschneidung zwischen den Wellenfunktionen des Tl^0 und dem V_k -Zentrum kommt es zur schnellen und hoch-effizienten Tunnel-Rekombination, bei der ein lokalisiertes Exziton gebildet wird. Beim Zerfall dieses Exzitons entsteht das sichtbare Szintillationslicht.

Die Mobilität der durch die Ionisation entstandenen Löcher steigt mit der Ionisationsdichte, damit ihre Reichweite und damit die Wahrscheinlichkeit ein Tl^+ -Zentrum zu erreichen, was als weitere Ursache für den Anstieg der Szintillationseffizienz mit der Ionisationsdichte in Betracht kommt. Die Ursache für das Quenching, also die Abnahme der Szintillations-Effizienz bei weiter steigenden Ionisationsdichten, ist nicht abschließend geklärt. Mögliche Gründe sind neben der Aktivatorsättigung [37] auch strahlungsfreie Rekombinationsprozesse [38].

Ebenso ungeklärt und von keinem der Modelle beschrieben ist der Ursprung der beiden Szintillations-Komponenten. Am ehesten wird dazu von unterschiedlichen Energie-Transport-Prozessen ausgegangen, über die, die lokalisierten Exzitonen gebildet werden [39, 40]. Diese Aussage ist jedoch bisher nicht hinreichend untersucht und belegt worden.

Mit Hilfe der in Abschnitt 4.3 vorgestellten *Quick Particle Identification* (QPID) ist es möglich, die beiden Szintillationsamplituden N_f und N_s präzise zu bestimmen. Das erlaubt eine genauere Untersuchung

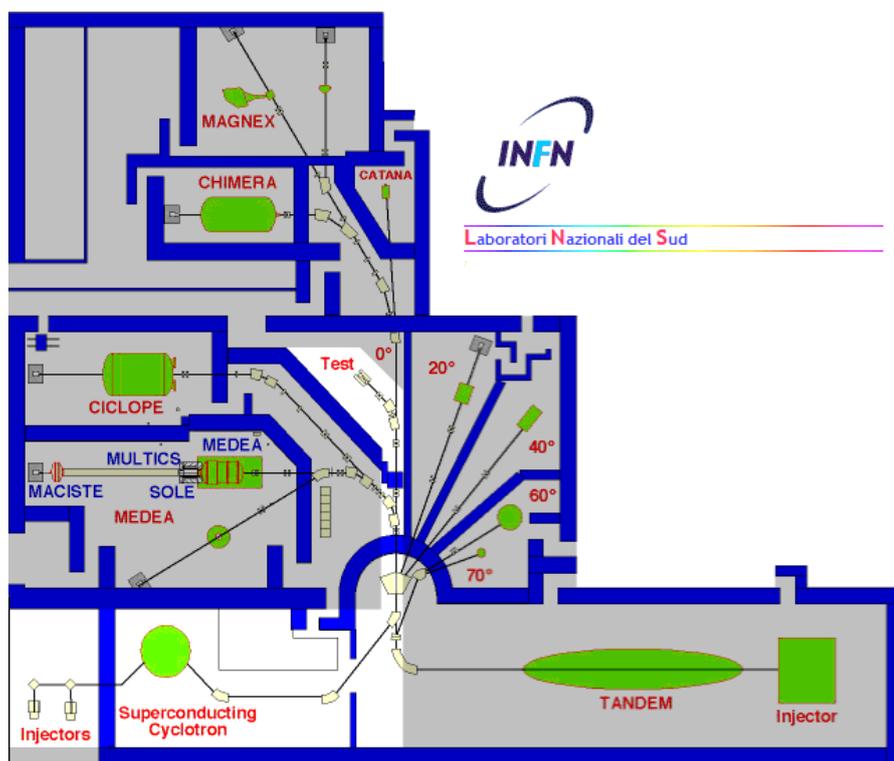


Abbildung 2.1: Experimentierhalle des INFN LNS [41]. Hell markiert sind die Injektoren, das supraleitende Zyklotron sowie der benutzte Experimentierplatz.

der Teilchenidentifizierung mit dem Ziel, die Teilchenabhängigkeit zu erklären und ein für alle Teilchensorten gültiges Modell zur Reproduktion der beiden Amplituden N_f und N_s zu finden, das zum einen für Simulationen benötigt wird, zum anderen aber auch eine Energiekalibration für die unterschiedlichen Teilchen zulässt.

2.3 EXPERIMENTELLER NACHWEIS

Mit dem Ziel die Szintillationsamplituden N_f und N_s , des bei CALIFA verwendeten Szintillatormaterials, für zahlreiche Nuklide über einen weiten Energiebereich zu untersuchen und so Erkenntnisse über deren Ursprung zu gewinnen, wurde ein Experiment am Laboratori Nazionale del Sud (LNS, Abbildung 2.1) des Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) in Catania auf Sizilien durchgeführt. Das supraleitende Zyklotron, das von zwei Ionenquellen gespeist werden kann, ermöglicht die Beschleunigung von leichten und schweren stabilen Kernen auf bis zu 100 AMeV.

Für das Experiment wurde ein ^{12}C -Strahl mit einer Energie von $E_{12\text{C}} = 80$ AMeV verwendet. Als Detektoren kamen ein 15 cm langer CsI(Tl)-Kristall, ein Phoswich-Detektor bestehend aus 7,5 cm CsI(Tl) und 2,5 cm BC408 Plastik-Szintillator (*kleiner Phoswich*) sowie ein wei-

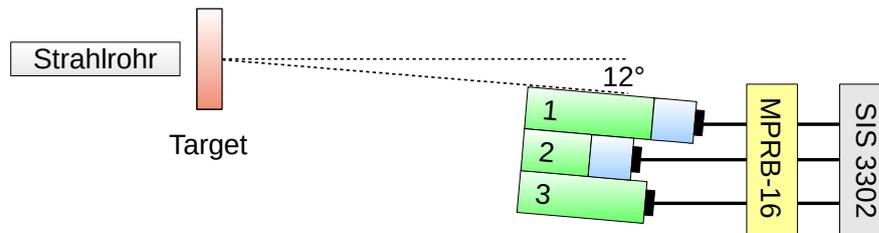


Abbildung 2.2: Experiment-Aufbau. Detektoren: 1 - großer Phoswich, 2 - kleiner Phoswich, 3 - CsI(Tl)

terer Phoswich zusammengesetzt aus 15 cm CsI(Tl) und 2,5 cm Plastik (*großer Phoswich*) zum Einsatz.

Das Szintillationslicht wurde mit *Large Area Avalanche Photo Diodes* (LAAPDs) von Hamamatsu¹ ausgelesen, deren Signale von einem ladungssensitiven Mesytec MPRB-16 Vorverstärker verstärkt und einem Struck SIS 3302 Fast Sampling ADC mit einer Abtastrate von $f_{\text{ADC}} = 100 \text{ MS/s}$ und 16 bit Auflösung digitalisiert wurden. Zur Offline-Analyse wurden 25 μs lange Signalspuren gespeichert.

Beim Beschuss des ^{12}C -Strahls auf verschiedene Targets entstand durch Fragmentation, Multifragmentation und Spallation des Projektils eine Palette an leichten Kernen, die in den Detektoren nachgewiesen wurden. Die Detektoren standen dazu unter einem Winkel von 12° (gemessen an der Innenkante des großen Phoswich) in einem Abstand von 63 cm zum Target (siehe Abbildung 2.2).

Um ein möglichst breites Spektrum an Sekundärteilchen in ausreichender Zahl gleichzeitig analysieren und vergleichen zu können, wurden für die folgende Diskussion die Daten der Messungen mit einem 1 mm Aluminium-Target sowie mit einem 1 mm Polyethylen-Target (PE) zusammengeführt, da sie im Rahmen der folgenden Analyse identisch sind. Da die Reaktionen keine festgelegte Kinematik besitzen, entsteht für jedes Nuklid ein kontinuierliches Energiespektrum. Der unterschiedliche Energieverlust des Projektils bzw. der Ejektile im Target verschiebt den Schwerpunkt ihrer Energieverteilung lediglich leicht, was auf die Identifizierung der Kerne jedoch keinen Einfluss hat.

Zur Teilchenidentifikation wurde der QPID-Algorithmus verwendet. Das Signal wurde dazu zunächst durch einen fließenden Mittelwertfilter (MA) geglättet, mit einer Moving Window Deconvolution (MWD) von der Vorverstärker-Antwortfunktion entfaltet und anschließend in zwei Zeitfenstern $[0, t_f]$ und $[t_3, t_4]$ integriert. Die darin enthaltenen Ladungen Q_f und Q_s sind über eine Mischungsmatrix mit den Szintillationsamplituden N_f und N_s verknüpft, die sich per Invertierung der Matrix bestimmen lassen. Details zum QPID-Algorithmus finden sich in Abschnitt 4.3. Die hier verwendeten Parameter sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

¹ Typ S8664-1010 [42]

PARAMETER	WERT
Glättungszeit (MA)	$T = 1,0 \mu\text{s}$
MWD Fenstergröße	$L = 12,0 \mu\text{s}$
MWD Zeitkonstante	$\tau_{RC} = 38,0 \mu\text{s}$
schnelle Integrationszeit	$t_f = 2,0 \mu\text{s}$
Lücke	$t_G = t_3 - t_f = 1,0 \mu\text{s}$
langsame Integrationszeit	$t_s = t_4 - t_3 = 6,7 \mu\text{s}$
schnelle Szintillations-Zeitkonstante	$\tau_f = 700 \text{ ns}$
langsame Szintillations-Zeitkonstante	$\tau_s = 3,3 \mu\text{s}$

Tabelle 2.1: Parameter zur Quick Particle Identification

2.4 PHÄNOMENOLOGISCHE ANALYSE

Trägt man für jedes Ereignis die Amplitude der langsamen Szintillationskomponente N_s gegen die der schnellen Komponente N_f auf, erhält man das in Abbildung 2.3 dargestellte Teilchenidentifikations-Spektrum.

Es sind zahlreiche Korrelationsbänder erkennbar, die alle jeweils einem Nuklid entsprechen und über den gesamten Energiebereich sauber getrennt sind. Aus vorherigen Experimenten ist bekannt, dass die Bänder 1, 2 und 3 Protonen, Deuteronen und Tritonen entsprechen [43–45]. Links des Protonen-Bandes liegen γ -Strahlung, Elektronen sowie nicht-gestoppte Teilchen, die im Folgenden jedoch nicht weiter untersucht werden. Bei den ausgewaschenen Strukturen zwischen den ausgeprägten Bändern (deutlich erkennbar zwischen 3 und 4) handelt es sich um Kernreaktionen im Szintillator [36]. Die weiteren deutlich erkennbaren Korrelationsbänder sollen im Folgenden ihren Isotopen zugeordnet und ihre Form genauer untersucht werden.

Unter der Annahme, dass es sich um reine Fragmentations-Reaktionen handelt, also keine Nukleonen aufgenommen werden, werden Kerne mit maximal 6 Protonen und maximal 6 Neutronen erwartet. Aufgrund des fehlenden Transversalimpulses können unter dem Streuwinkel von $\Theta \geq 12^\circ$ Fusions-Reaktionen ausgeschlossen werden. Neben ^1H , ^2H und ^3H könnten also folgende Nuklide nachgewiesen werden:

^3He , ^4He , ^6He , ^8He , ^6Li , ^7Li , ^8Li , ^9Li , ^7Be , ^9Be , ^{10}Be , ^8B , ^{10}B , ^{11}B , ^9C , ^{10}C , ^{11}C , ^{12}C

Nimmt man zunächst, motiviert durch die bekannten Nuklide, an, dass sich die Bänder mit zunehmender Masse zu kleineren $\frac{N_s}{N_f}$ -Verhältnissen verschieben und weiterhin, dass die Kernladung einen grö-

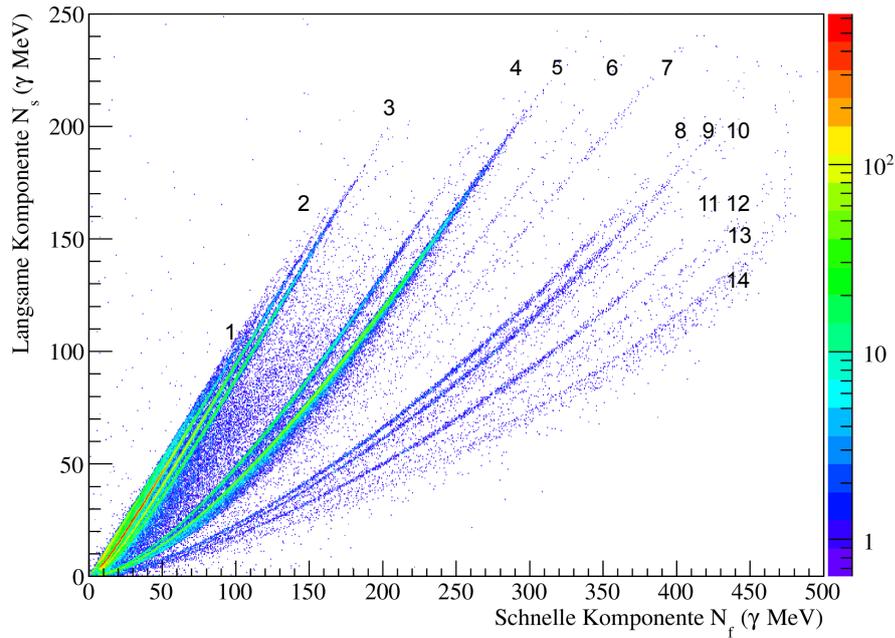


Abbildung 2.3: Teilchenidentifizierung mittels QPID. Jedes Korrelationsband entspricht einem Nuklid. Die markierten Bänder werden im Folgenden näher analysiert. Die Einheit γMeV bezeichnet die Lichtmenge in äquivalenter γ -Energie (unter Verwendung der γ -Kalibrierung gemessene Energie)

BAND	1	2	3	4	5	6	7
NUKLID	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He	^6He	^8He
BAND	8	9	10	11	12	13	14
NUKLID	^6Li	^7Li	^8Li	^7Be	^9Be	^{10}Be	^8B

Tabelle 2.2: Mögliche Zuordnung zur Identifikation der gemessenen Kerne

ßeren Effekt auf die Position besitzt als die Masse, ergibt sich eine mögliche Zuordnung gemäß Tabelle 2.2²

Michael Bendel konnte im Rahmen seiner Dissertation zeigen, dass sich die Linie niederenergetischer Protonen präzise durch die empirische Funktion

$$N_s(N_f) = a(e^{-bN_f} - 1) + cN_f \quad (2.9)$$

beschreiben lässt [36]. Um zu überprüfen, ob sich alle Nuklid-Bänder mit dieser Funktion beschreiben lassen, werden alle Bänder über eine graphische Selektion manuell separiert. Anschließend wird jedes Band entlang der x-Achse profiliert, um pro N_f -Wert einen mittleren

² Zwischen den Bändern 10 und 11 ist ein weiteres, schwaches Band erkennbar, das ^9Li zugeschrieben werden kann.

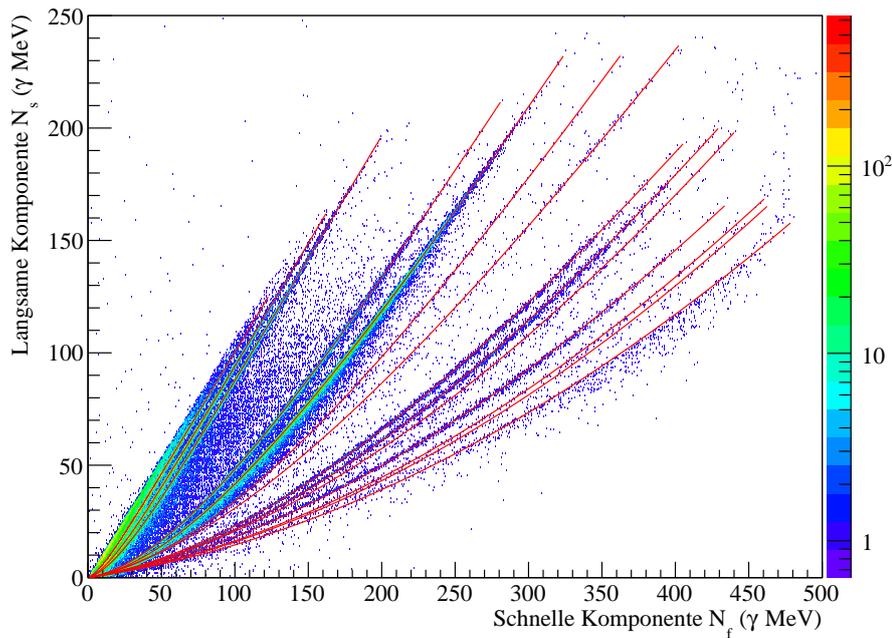


Abbildung 2.4: Individuelle Fits von Gl. 2.9 an die Nuklid-Bänder

$N_s(N_f)$ -Wert zu erhalten. An die 14 entstandenen Profile wird jeweils Gleichung 2.9 angefitet.

Wie in Abbildung 2.4 zu erkennen ist, zeigt sich, dass diese Funktion neben Protonen auch alle weiteren Bänder über den gesamten betrachteten Energiebereich gut beschreibt. Die Charakterisierung aller Nuklid-Bänder anhand der drei Fit-Parameter a, b, c erlaubt nun eine weitergehende Analyse zur Untersuchung allgemeiner Zusammenhänge und die Verifikation der angenommenen Nuklide.

Zunächst fällt ein funktionaler Zusammenhang zwischen den Parametern a und b auf (siehe Abbildung 2.5), der sich näherungsweise beschreiben lässt durch

$$b(a) = b_0 a^{b_1} \quad (2.10)$$

Man kann also im Prinzip eine universelle Funktion $b(a)$ definieren, die den gesamten, in diesem Experiment untersuchten, Parameterraum abdeckt. Diese kann festgehalten werden, um einen freien Parameter aus Gleichung 2.9 zu eliminieren.

Bei einem weiteren Fit wird dieser Zusammenhang festgehalten. Am stärksten fällt dabei eine Änderung im Parameter c , aus (2.9), auf (Abbildung 2.6). Ohne Einschränkung durch $b(a)$ streut c stark und ist scheinbar von der Teilchensorte abhängig. Gerade bei den weit rechts liegenden Bändern (ab etwa Band 8), ist der lineare Anteil der Funktion $N_s(N_f)$, der durch den Parameter c ausgedrückt wird, aufgrund der starken Krümmung erst bei hohen Energien ausgeprägt und lässt sich daher nur schwer messen. Der gefundene Zu-

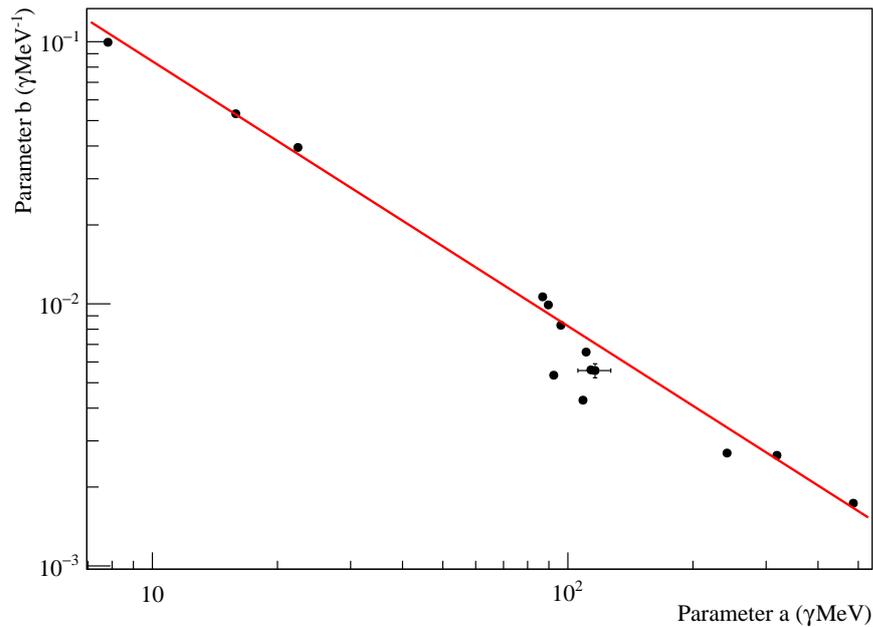
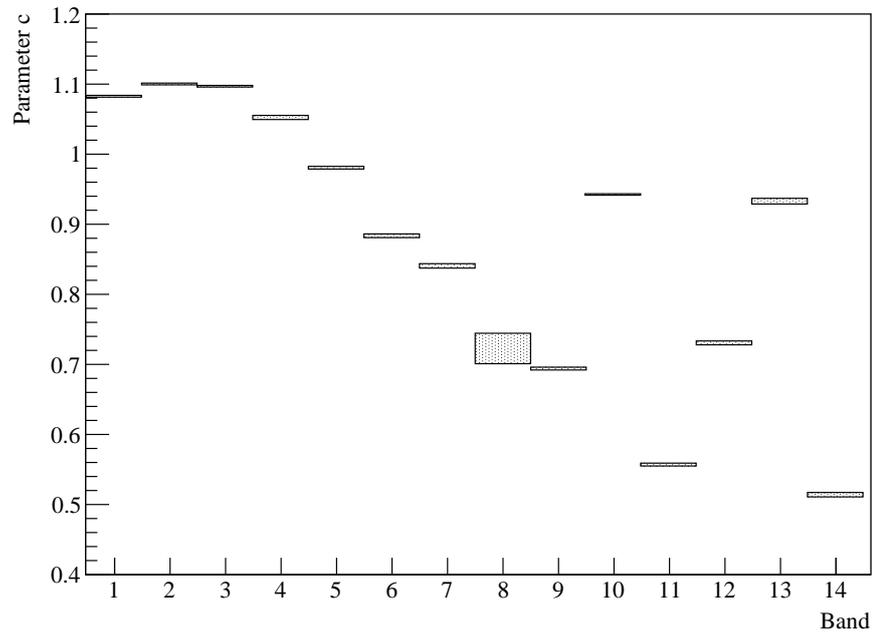


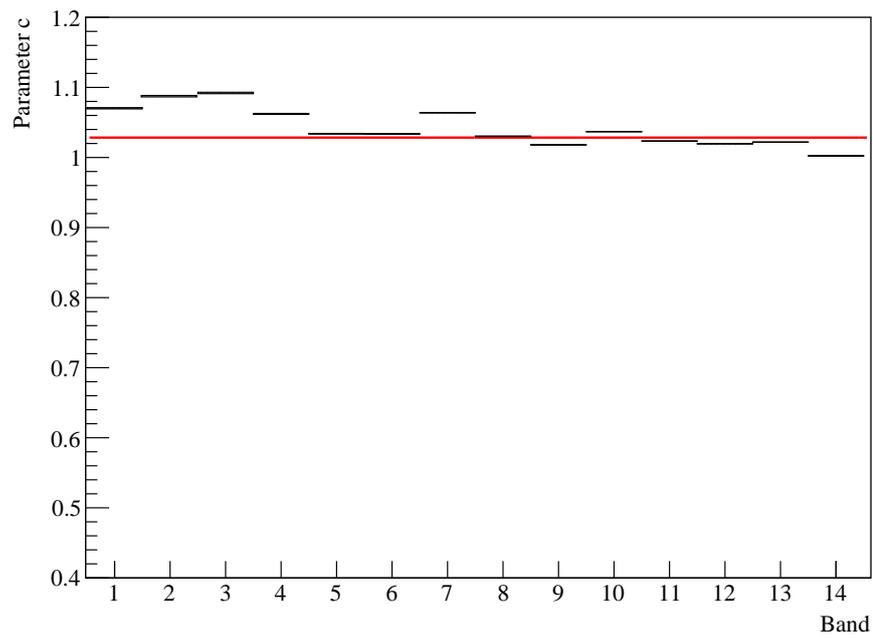
Abbildung 2.5: Zusammenhang der Parameter a und $b(a)$ aus Gleichung 2.9 der einzelnen Nuklid-Bänder. Jeder Datenpunkt stellt jeweils das $(a|b)$ -Wertepaar eines Nuklids dar. Die Unsicherheiten der meisten Datenpunkte sind kleiner als die Größe der eingezeichneten Markierungen.

sammenhang $b(a)$ deutet außerdem darauf hin, dass der Fit zu viele Freiheitsgrade besitzt und daher kein wohl definiertes Minimum (bzw. Parametersatz) gefunden werden kann. Mit Einschränkung stabilisiert sich der Parameter c und schwankt nur noch leicht zwischen den einzelnen Nuklidbändern. Es kann daher angenommen werden, dass die Steigung des linearen Anteils für alle betrachteten Nuklide näherungsweise gleich ist.

Zum einen bedeutet das ganz praktisch, dass sich die Bänder unterschiedlicher Kerne über den gesamten Energiebereich nicht überschneiden sollten. Andererseits ist dies vereinbar mit der Annahme, dass das $\frac{N_s}{N_f}$ -Verhältnis abhängig von der Ionisationsdichte ist (also $\frac{dN_s}{dN_f} \equiv \frac{dN_s}{dN_f} \left(\frac{dE}{dx} \right)$) [26]. Innerhalb eines Elements besitzen alle Isotope den gleichen minimalen Energieverlust, da dieser nur noch von der kinetischen Energie pro Nukleon abhängt. Die Energieverlust-Kurven unterschiedlicher Elemente verschieben sich mit Z^2 . Sättigt die $\frac{dN_s}{dN_f} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ -Kurve jedoch für kleine Energieverluste bereits oberhalb des minimalen Energieverlusts des protonenreichsten Kerns, würde dies die Beobachtung bestätigen. In jedem Fall sollte die Steigung eine monotone Funktion von Z sein, falls, wie angenommen wird, $\frac{dN_s}{dN_f}$ eine monotone Funktion der Ionisationsdichte ist.



(a) Individuelle Fits ohne Beschränkungen

(b) Individuelle Fits mit festem $b(a)$ Zusammenhang aus (2.10)Abbildung 2.6: QPID Fit-Parameter c mit und ohne Einschränkung durch $b(a)$.

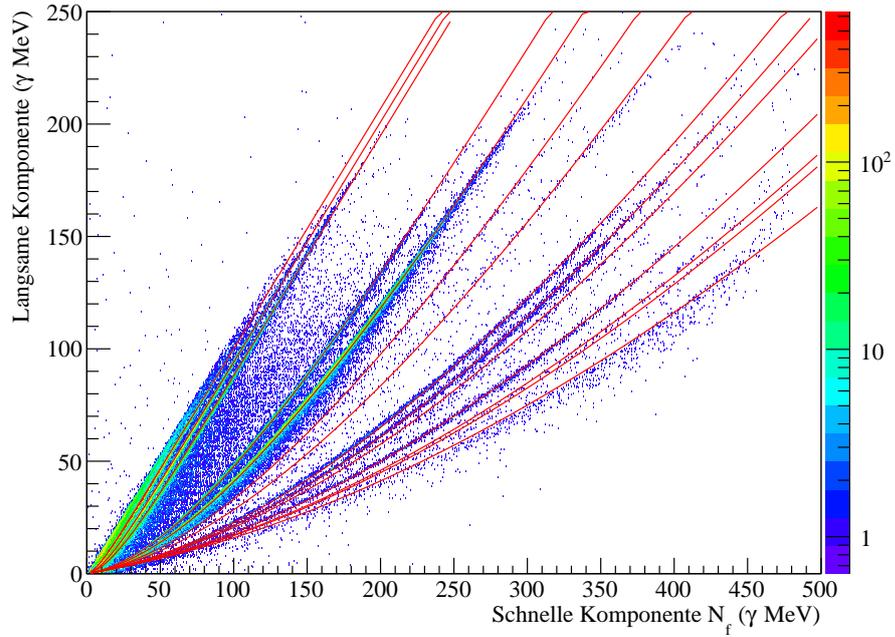


Abbildung 2.7: Kombiniertes Fit aller QPID-Linien an (2.12) mit individuellen α_l , jedoch gemeinsamen c und γ

Es wird also im Folgenden c aus (2.9) für alle Bänder auf den Mittelwert aller Bänder $\langle c \rangle$ fixiert. Es zeigt sich, dass sich im Gegenzug der Zusammenhang $b(a)$ vereinfacht zu

$$b(a) = \frac{\gamma}{a}. \quad (2.11)$$

Ein weiteres, iteratives Vorgehen, bei dem abwechselnd c aus (2.9) und γ gemäß (2.11) fixiert werden, sollte also zu selbst-konsistenten, für alle Bänder identischen Parametern c und γ konvergieren.

Alternativ wird im Folgenden ein kombinierter Fit durchgeführt, bei dem alle Bänder gemeinsam angeglichen werden an

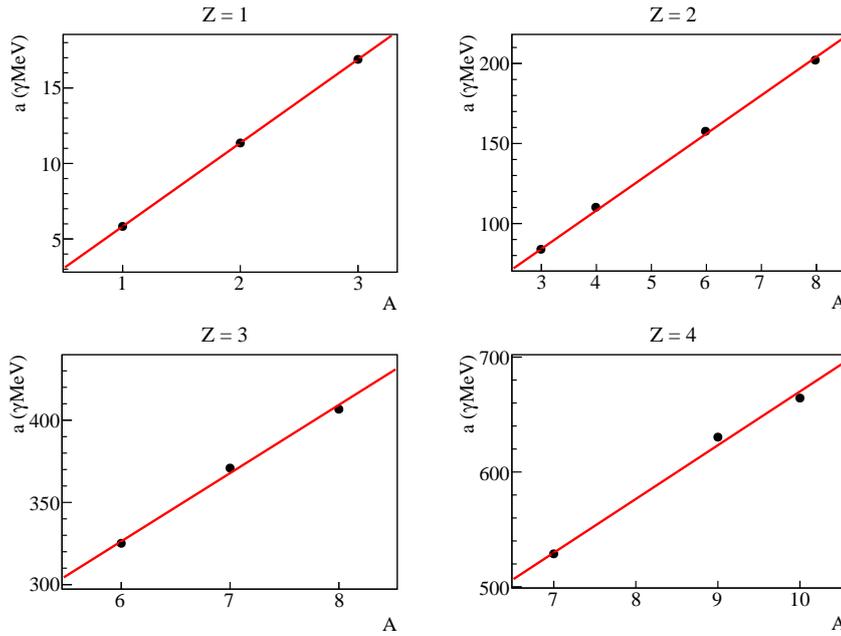
$$N_s^l(N_f) = \alpha_l \left(e^{-\frac{\gamma}{\alpha_l} N_f} - 1 \right) + c N_f. \quad (2.12)$$

$l = 1 \dots 14$ bezeichnet das jeweilige Band. α_l ist also der letzte freie Parameter pro Band. γ und c sind für alle Bänder identisch. Der Fit konvergiert mit

$$\begin{aligned} c &= 1,0685(7) \\ \gamma &= 0,9596(7). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Damit lassen sich alle Korrelationsbänder präzise beschreiben (siehe Abbildung 2.7).

Als letzter freier Parameter pro Band verbleibt aus Gleichung 2.12 α_l , der in Abbildung 2.8 in Abhängigkeit der angenommenen Kernladungen und -massen gezeigt ist. Innerhalb eines Elements zeigt sich

Abbildung 2.8: Fit-Parameter a in Abhängigkeit von A und Z

ein linearer Zusammenhang zwischen der Massenzahl A der Isotope und dem Parameter a_1 des jeweiligen Korrelationsbandes,

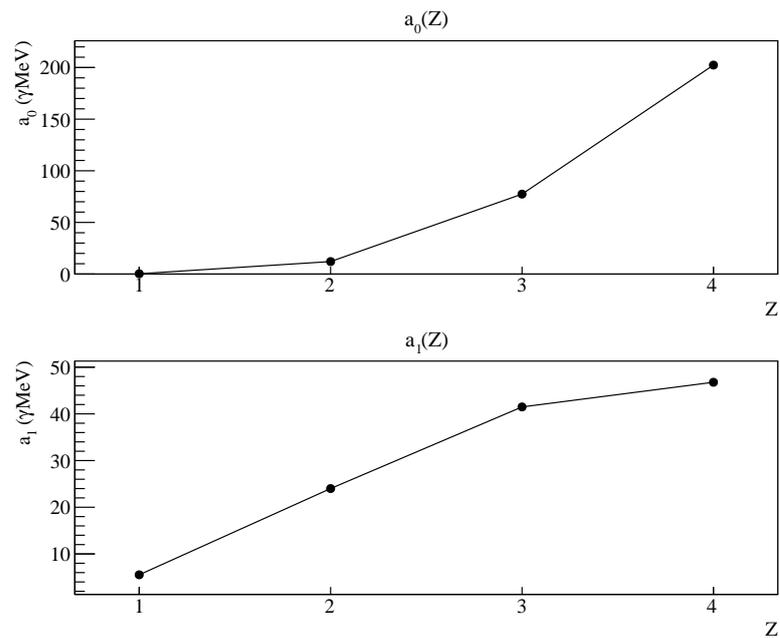
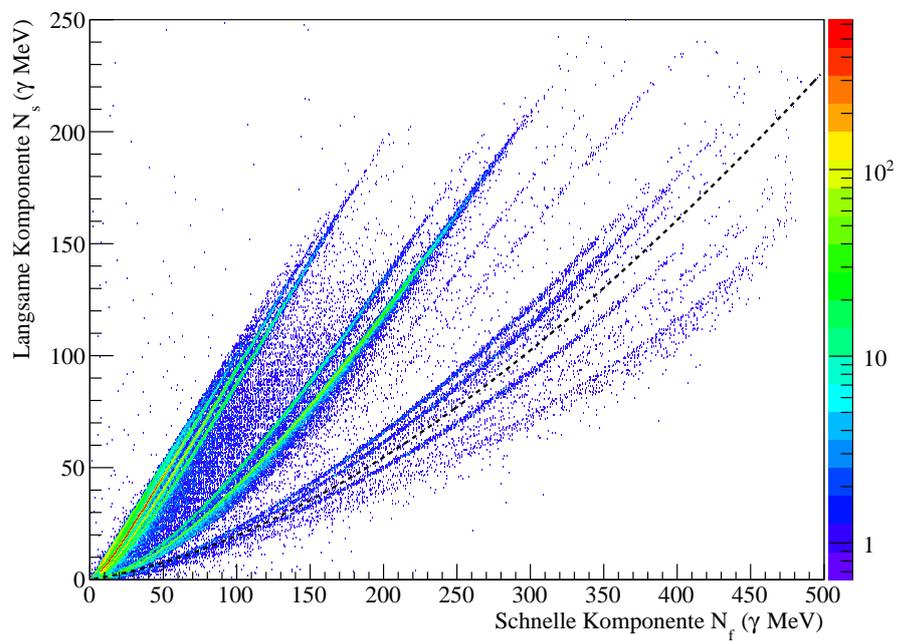
$$a_Z(A) = a_0(Z) + a_1(Z)A. \quad (2.14)$$

Werden weiterhin, wie in Abbildung 2.9 gezeigt, die Parameter $a_0(Z)$ und $a_1(Z)$ gegen die Kernladung Z aufgetragen, steigen beide monoton mit der Kernladung an. Während a_0 eine positive Krümmung besitzt, scheint a_1 zu sättigen.

Der erkennbare Trend zeigt bereits, dass, mit weiteren Daten, eine vollständige Beschreibung der einzelnen Bänder in Abhängigkeit von A und Z möglich sein sollte. Mit den vorliegenden Daten konnte die Anzahl der freien Parameter bereits von $3n$ auf $n + 2$ (n : Anzahl der Nuklide) reduziert werden. Durch mindestens zwei bekannte Isotope eines Elements können damit außerdem die Positionen der übrigen Isotope des selben Elements bestimmt werden.

Dies zeigt sich am Beispiel von ${}^9\text{Li}$, das nun als Konsistenztest dienen soll. Anhand der mit den übrigen Kernen ermittelten Fit-Parameter kann die Position des nicht beim Fit berücksichtigten ${}^9\text{Li}$ -Bandes bestimmt werden. Wie Abbildung 2.10 zeigt, befindet sich das extrapolierte Band wie erwartet zwischen Bändern 10 und 11 und beschreibt die wenigen dort liegenden Datenpunkte sehr präzise.

Diese Übereinstimmung sowie alle gefundenen Zusammenhänge ergeben ein konsistentes Gesamtbild, das auf die korrekte Identifikation der Bänder 1 – 13 gemäß Tabelle 2.2 sowie des extrapolierten

Abbildung 2.9: a_0 und a_1 in Abhängigkeit von Z Abbildung 2.10: Extrapolation des ${}^9\text{Li}$ -Bandes aus den Fit-Parametern der übrigen Bänder. Die berechnete Funktion ist gestrichelt eingezeichnet.

⁹Li-Bandes schließen lassen³. Die korrekte Zuordnung der Bänder zu ihren jeweiligen Kernen ist Voraussetzung für die folgende Untersuchung der Szintillationseffizienzen der beiden Lumineszenzkomponenten.

2.5 MODELL ZUR TEILCHENABHÄNGIGEN SZINTILLATION

2.5.1 Überblick

Wie bereits beschrieben, wird vermutet, dass sich die beobachtete Teilchenabhängigkeit der Szintillationsamplituden und deren Verhältnis auf eine Abhängigkeit von der Ionisationsdichte, die von Energie und Teilchensorte abhängig ist, reduzieren lässt. Während Teilchen im Szintillator gebremst werden, erzeugen sie entlang ihres Pfades in jedem Wegstreckensegment dx infinitesimale Beiträge zum gesamten Lumineszenzlicht dL . Diese setzen sich zusammen aus dem Beitrag der schnellen Komponente dN_f und der langsamen Komponente dN_s mit $dL = dN_f + dN_s$. Die zu betrachtenden Szintillationseffizienzen sind die Konversionsfaktoren von Energie zu Licht in der jeweiligen Komponente, also $\frac{dN_{f,s}}{dE}$, die, so die Annahme, stetige, teilchenunabhängige Funktionen der Ionisationsdichte seien, also $\frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$.

Um aus den aufgenommenen Daten $N_f(L, Z, A)$ und $N_s(L, Z, A)$ (L : gesamte Lichtmenge) Erkenntnisse über den Szintillationsprozess zu gewinnen, wird also angenommen, dass $\frac{dN_{f/s}}{dE}$ teilchenunabhängige Funktionen von $\frac{dE}{dx}$ sind und weiterhin die Zeitkonstanten aus (2.1) $\tau_{f,s} \equiv \text{const}$ sind.

Durch Differentiation der direkt zugänglichen Funktionen der einzelnen Nuklid-Bänder $N_f(L)$ und $N_s(L)$ erhält man

$$\frac{dN_{f,s}}{dL}(L) .$$

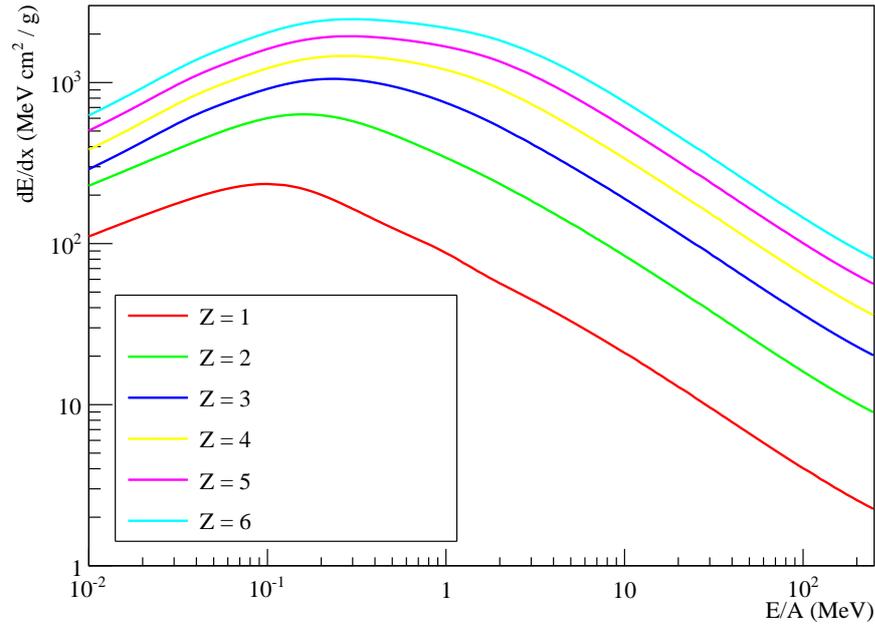
Um daraus die gesuchten Funktionen

$$\frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$$

ableiten zu können, muss zunächst die gemessene Lichtmenge L durch die Energie $E \equiv E(L, Z, A)$ des Teilchens ersetzt werden und diese anschließend durch den zugehörigen Energieverlust $\frac{dE}{dx}(E, Z, A)$.

Der Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie ist gut verstanden und dokumentiert. Neben der allgemein bekannten *Bethe-Bloch*-Funktion, die den elektronischen Anteil des Energieverlustes beschreibt, gibt es Tabellenwerke und empirische Funktionen, die zusätzlich den nuklearen Anteil des Energieverlustes sowie experimen-

³ Da für $Z = 5$ nur ein Nuklid angenommen wird (Band 14: ⁸B), kann an dieser Stelle keine Aussage über die korrekte Zuordnung dieses Bandes getroffen werden.

Abbildung 2.11: Energieverlust in CsI(Tl) für $Z = 1 \dots 6$ Kerne

tell bestimmte Korrekturen beschreiben. Der Energieverlust für Protonen und Helium in einer Vielzahl von Medien kann mit den Online-Programmen *pstar* [46] und *astar* [47] bestimmt werden, die im Wesentlichen auf den im ICRU Report 49 [48] veröffentlichten experimentellen Daten zum Energieverlust von Protonen und α -Teilchen basieren. Da der Energieverlust bei konstantem Z nur noch von $\frac{E}{A}$ abhängt, sind damit auch die Energieverluste von allen $Z = 1$ und $Z = 2$ Kernen bekannt. Für die schwereren Kerne wird das Programm *MSTAR* [49] verwendet, das den Energieverlust von $Z = 2 \dots 18$ Kernen in einer Vielzahl von festen und gasförmigen Medien mittels empirischer Funktionen bestimmt [50, 51]. Abbildung 2.11 zeigt die so berechneten Energieverlust-Kurven.

2.5.2 Gesamt-Szintillationseffizienz von CsI(Tl)

Um aus der gemessenen Lichtmenge die Energie der einfallenden Teilchen bestimmen zu können, ist, aufgrund des Teilchen- und Energie-abhängigen Quenchings, eine Energie-Kalibrierung für jede Teilchensorte über einen weiten Energiebereich notwendig. Im Experiment stand jedoch lediglich eine γ -Kalibrierung mit Hilfe einer ^{22}Na -Eichquelle zur Verfügung. Die Energien der Kerne sind also nicht direkt zugänglich.

Koba et al. [52] haben eigene Messdaten mit ^4He , ^{12}C und ^{40}Ar bei Energien bis zu 650 AMeV sowie in der Literatur zur Verfügung stehende experimentelle Daten zur Szintillationseffizienz $\frac{dL}{dE}$ (unter anderem von Murray und Meyer [33]) zusammen getragen und em-

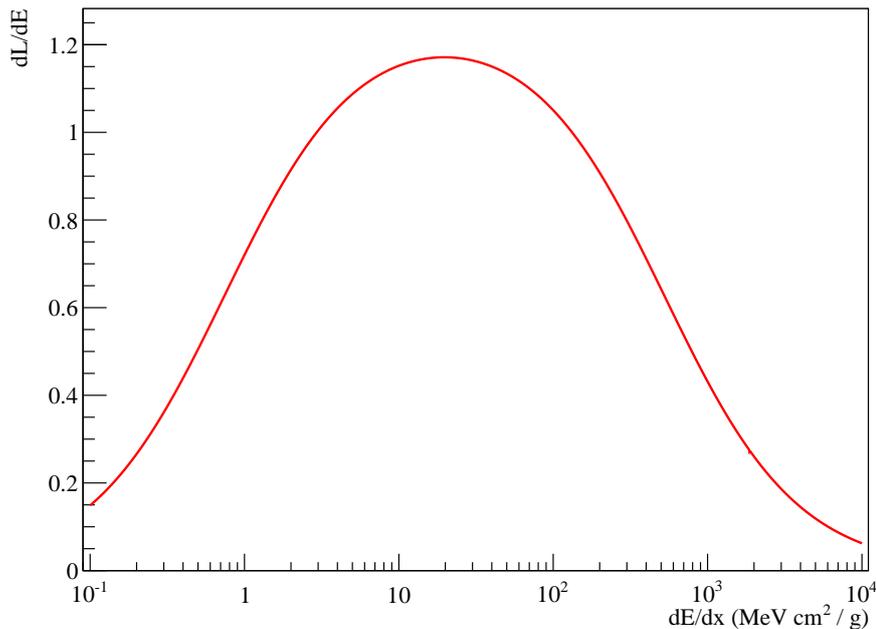


Abbildung 2.12: Modifizierte Birks Funktion nach Koba et al. [52] zur Beschreibung der Szintillationseffizienz $\frac{dL}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ von CsI(Tl) normiert auf die Szintillationseffizienz von 662 keV γ -Strahlung, $\left(\frac{L}{E} \right)_\gamma$.

pirisch durch eine, von ihnen so genannte, *modifizierte Birks-Funktion* beschrieben:

$$\frac{dL}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right) = \frac{a}{1 + b \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right) + c \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1}} \quad (2.15)$$

mit

$$a = 1,26$$

$$b = 1,92 \cdot 10^{-3} \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ g}$$

$$c = 0,747 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1} .$$

Diese ist normiert auf die Szintillationseffizienz von 662 keV γ -Strahlung, $\left(\frac{L}{E} \right)_\gamma$, die über den gesamten Energiebereich als konstant angenommen wird. Die in Abbildung 2.12 dargestellte Funktion beschreibt das, entsprechend der Diskussion in Abschnitt 2.2, erwartete Verhalten.

Durch die Normierung auf $\left(\frac{L}{E} \right)_\gamma$ ist die Funktion direkt anwendbar, um für eine gegebene Energie eines Teilchens die gesamte Lichtmenge in äquivalenter γ -Energie (γ MeV) zu bestimmen. Die gesamte Lichtmenge ergibt sich durch Integration

$$L(E_0, Z, A) = - \int_{E_0}^0 \frac{dL}{dE} \left(\frac{dE}{dx}(E, Z, A) \right) dE . \quad (2.16)$$

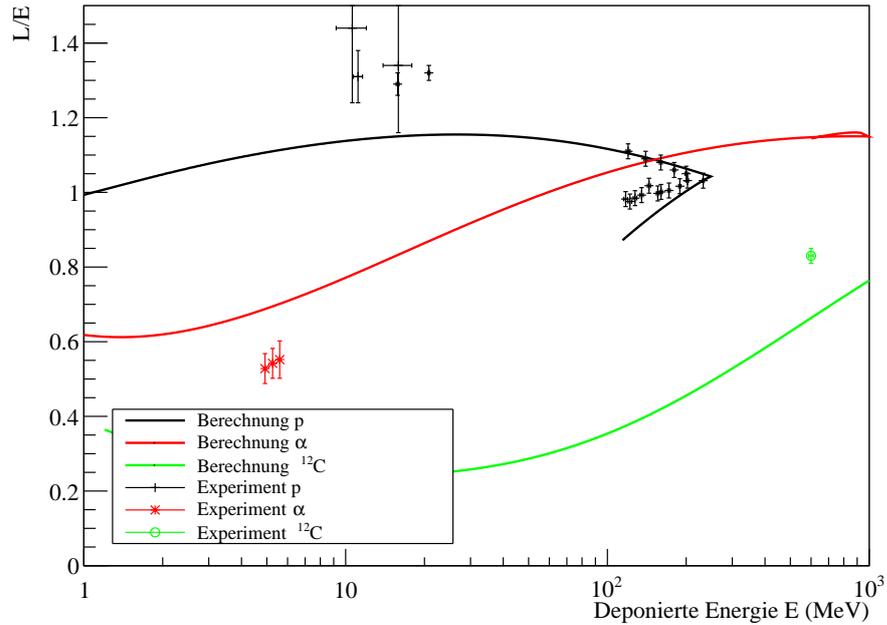


Abbildung 2.13: Vergleich der experimentell bestimmten Lichtausbeuten (relativ zu $(\frac{L}{E})_\gamma$) mit der aus der modifizierten Birks Funktion berechneten Lichtausbeute. Die Umkehrpunkte der Kurven entstehen durch den Durchschuss durch 15 cm CsI(Tl), ab dem die deponierte Energie abnimmt.

Da kein analytischer Ausdruck für $\frac{dE}{dx}(E,Z,A)$ vorliegt, wird das Integral numerisch ausgeführt.

Zur Verifikation der so berechneten Lichtmengen bzw. Pulshöhen wurden verfügbare $\frac{L}{E}$ -Messungen für verschiedene Kerne zusammen getragen (siehe Tabelle A.3, Anhang A, S. 118). Den Vergleich mit den berechneten Verhältnissen zeigt Abbildung 2.13. Die Lichtausbeuten der hochenergetischen, gestoppten Protonen werden durch die berechnete Kurve gut reproduziert. Ab dem Durchschlag fällt die berechnete Kurve jedoch zu steil ab. Für die übrigen Werte weichen die berechneten Kurven etwa 10 – 15% von den gemessenen Werten ab. Da alle Kurven dennoch die richtige Tendenz angeben, können sie als erster Ansatz verwendet werden.

2.5.3 Komponentenweise Szintillationseffizienz

Zur Untersuchung von $\frac{dN_{f,s}}{dE}(\frac{dE}{dx})$ werden die Szintillationsamplituden $N_f(L)$ und $N_s(L)$ für jedes Korrelations-Band im Identifikations-Spektrum individuell gegen die Lichtmenge L aufgetragen, die anschließend, wie oben diskutiert, durch die Energie $E = L(E,Z,A)^{-1}$ ersetzt wird. An die erhaltenen $N_{f,s}(E)$ -Daten wird ein Polynom angefitet, welches analytisch differenziert werden kann, um $\frac{dN_{f,s}}{dE}(E)$ zu erhalten. Eine numerische Differentiation ($\frac{\Delta N_{f,s}}{\Delta E}$) ist aufgrund der

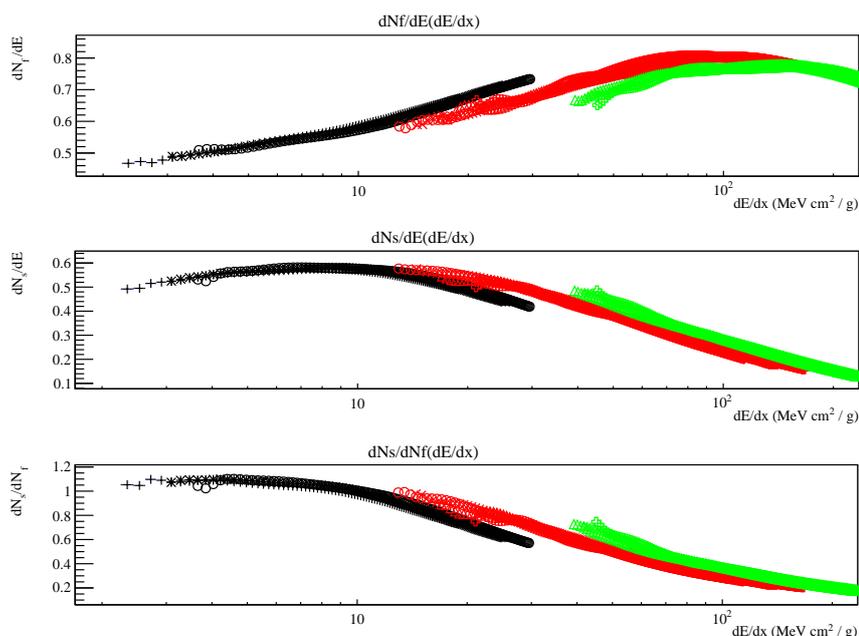


Abbildung 2.14: Szintillationseffizienzen der schnellen Komponente $\frac{dN_f}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ (oben) und der langsamen Komponente $\frac{dN_s}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ (mitte) sowie deren Verhältnis $\frac{dN_s}{dN_f}$ (unten) für $Z = 1$ (schwarz), $Z = 2$ (rot) und $Z = 3$ (grün).

Streuung der Datenpunkte nicht praktikabel. Schließlich wird die Energie E durch den zugehörigen Energieverlust $\frac{dE}{dx}(E, Z, A)$ ersetzt, wodurch sich direkt $\frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ ergeben (siehe Abbildung 2.14).

Entgegen der ursprünglichen Erwartung ergeben sich keine glatten, teilchenunabhängigen Kurven. Die Kurven unterschiedlicher Elemente besitzen unterschiedliche absolute Werte sowie unterschiedliche Steigungen. Bei festem Z liegen jedoch die Kurven aller Isotope gut übereinander, was auf eine zusätzliche Abhängigkeit der Szintillationseffizienz von der spezifischen Energie $\frac{E}{A}$ schließen lässt, also

$$\frac{dN_{f,s}}{dE} \equiv \frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE}{dx}, \frac{E}{A} \right). \quad (2.17)$$

Wird die $\frac{E}{A}$ -Abhängigkeit als klein gegenüber der $\frac{dE}{dx}$ -Abhängigkeit angenommen, könnten $\frac{dN_{f,s}}{dE}$ in erster Näherung trotzdem durch teilchenunabhängige Funktionen beschrieben werden. Da die Summe der Komponenten

$$\frac{dN_f}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right) + \frac{dN_s}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right) = \frac{dL}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad (2.18)$$

bereits durch die modifizierte Birks-Funktion (2.15) beschrieben wird, ist es ausreichend zusätzlich das Verhältnis der schnellen und langsamen Amplitude $\frac{dN_s}{dN_f} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ zu untersuchen, das sich, wie die Summe

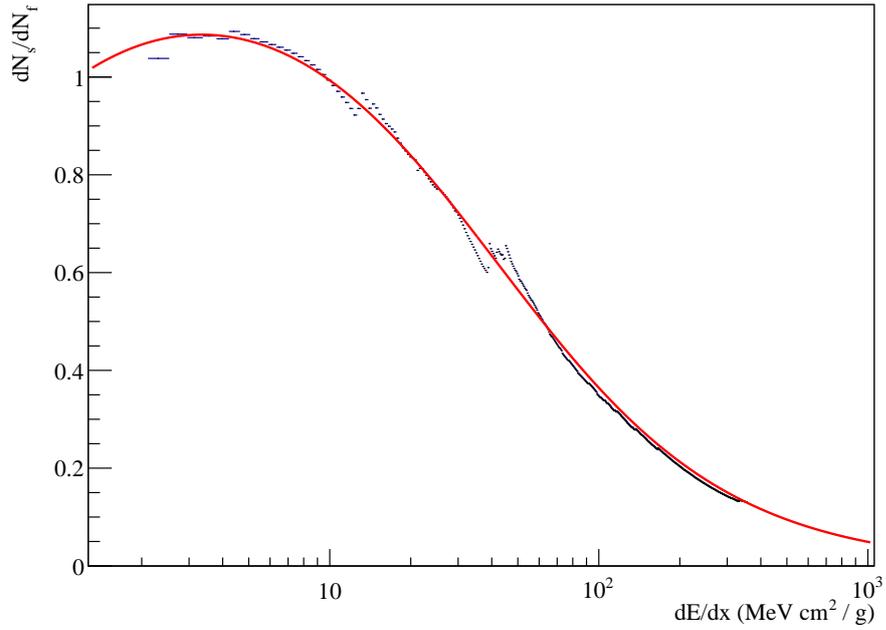


Abbildung 2.15: Über alle Kerne gemittelt Verhältnis der Szintillationsamplituden $\frac{dN_s}{dN_f} \left(\frac{dE}{dx} \right)$.

auch, durch die selbe modifizierte Birks-Funktion beschreiben lässt mit

$$\begin{aligned}
 a &= 1,23589 \pm 3,5 \cdot 10^{-5} \\
 b &= (2,48599 \cdot 10^{-2} \pm 8,9 \cdot 10^{-7}) \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ g} \\
 c &= (1,38826 \cdot 10^{-1} \pm 1,2 \cdot 10^{-4}) \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

(siehe Abbildung 2.15).

Durch numerische Integration der so gefundenen Szintillationseffizienzen entlang des Pfades eines Teilchens, das im Szintillator gebremst wird, können die Amplituden der beiden Lumineszenzkomponenten $N_{f,s}(E,Z,A)$ bestimmt werden. Abbildung 2.16 zeigt die so berechneten Nuklid-Bänder im Vergleich zu den experimentellen Daten. Eine gute Übereinstimmung zeigt sich lediglich für die Lithium Isotope bis etwa $N_f \lesssim 250 \gamma\text{MeV}$. Die berechneten Bänder der Wasserstoff- und Helium-Isotope liegen systematisch über den gesamten Energiebereich bei zu hohen $\frac{N_s}{N_f}$ -Verhältnissen, die Bänder der protonenreicheren Kerne bei zu niedrigen Verhältnissen. Die Z- bzw. A-Abhängigkeit wird deutlich überbewertet. Die Teilchenabhängigkeit der Szintillationsamplituden kann also nicht alleine durch eine Abhängigkeit von der Ionisationsdichte erklärt werden.

2.5.4 Einfluss von δ -Elektronen

Bereits bei der Formulierung des ersten Modells zur Szintillationseffizienz $\frac{dL}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ haben Murray und Meyer [33] eine weitere Teil-

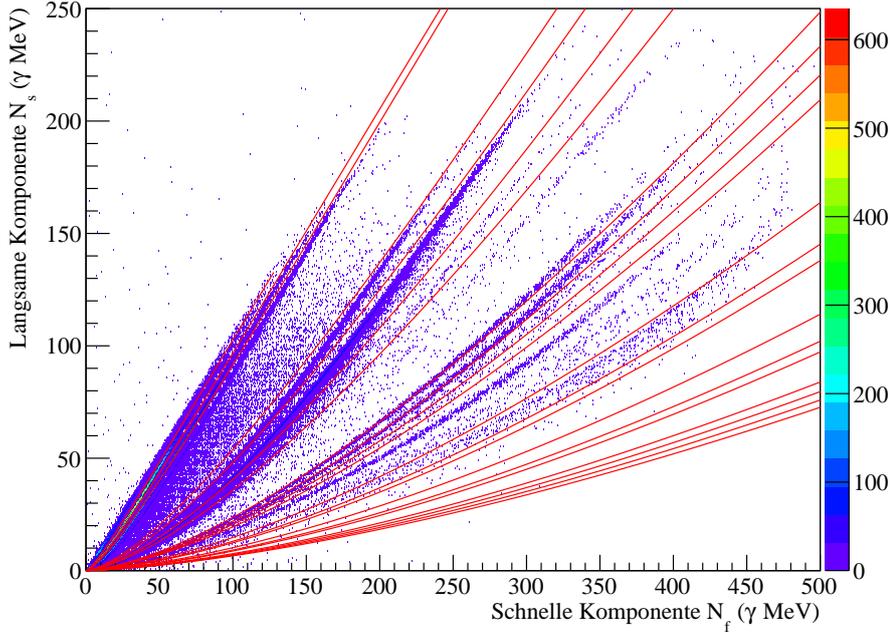


Abbildung 2.16: Vergleich der mit (2.15) und den Parameters aus (2.19) durch numerische Integration berechneten Bänder für alle zu erwartenden Kerne (rote Linien) mit den experimentellen Daten.

chenabhängigkeit erkannt. 1962 haben sie δ -Elektronen als Ursache identifiziert [53]. Bei hohen Energieüberträgen können diese den Primärkanal verlassen und ihre Energie in Bereichen niedrigerer Ionisationsdichte deponieren, wodurch die Szintillationseffizienz steigt. Pârlog et al. [54] haben das ursprüngliche Modell von Murray und Meyer [33] um den Einfluss von δ -Elektronen erweitert und konnten damit eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment über einen weiten Energiebereich ($E \lesssim 1,4$ GeV) für $Z = 5 \dots 45$ erzielen. Das Modell ist allerdings nicht direkt übertragbar, da es auf willkürliche Einheiten normiert ist und die beiden Szintillationskomponenten nicht getrennt berücksichtigt, sondern nur die Gesamtlumineszenz betrachtet.

Das Szintillationslicht in jeder Komponente setzt sich zusammen aus einem Beitrag aus dem Kanal des Primärteilchens (Primärkanal) und dem Beitrag der, durch Stöße erzeugten, δ -Elektronen außerhalb des Primärkanals. Innerhalb eines Wegstreckensegments dx des Primärteilchens sind die Gesamtbeiträge $dN_{f,s}$ zu den Lichtmengen $N_{f,s}$

$$\frac{dN_{f,s}}{dx} = \frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE_P}{dx} \right) \frac{dE_P}{dx} + \frac{dN_{f,s}}{dx} \Big|_{\delta} \quad (2.20)$$

mit

$$dE_G = dE_p + dE_{\delta} . \quad (2.21)$$

dE_G ist dabei der gesamte Energieverlust im Wegstreckensegment dx , dE_p die innerhalb des Primärkanals deponierte Energie und dE_δ die über δ -Elektronen außerhalb deponierte Energie. $\frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE}{dx}\right)$ sind die zu untersuchenden Szintillationseffizienzen für das im Primärkanal entstehende Licht, von denen weiterhin angenommen wird, dass sie alleine von der Ionisationsdichte abhängen. $dN_{f,s|\delta}$ bezeichnet den Beitrag der δ -Elektronen, der im Folgenden diskutiert wird.

Die Energie-Verteilung der gestoßenen Elektronen ist für Projektilspin = 0 (die Korrekturterme für Projektile mit ganz- bzw. halbzahligen Spin sind für Kerne aufgrund $M \gg m_e$ vernachlässigbar) [27, 55]

$$\frac{d^2n}{dTdx} = \frac{1}{2} K Z^2 \frac{\langle Z \rangle_{CsI}}{\langle A \rangle_{CsI}} \frac{1}{\beta^2} \frac{1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\max}}}{T^2} \quad (2.22)$$

mit

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307075 \text{ MeV cm}^2 \text{ mol}^{-1}$$

$$\langle Z \rangle_{CsI} = 54$$

$$\langle A \rangle_{CsI} = 129,905 \text{ g mol}^{-1}$$

und dem kinematisch maximal möglichen Energieübertrag pro Stoß

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}. \quad (2.23)$$

Der gesamte Energieübertrag auf Elektronen, die den Primärkanal verlassen, ist damit

$$\begin{aligned} \frac{dE_\delta}{dx} &= \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2n}{dTdx} T dT \\ &= \frac{1}{2} K Z^2 \frac{\langle Z \rangle_{CsI}}{\langle A \rangle_{CsI}} \left[\ln \frac{T_{\max}}{T_{\min}} - \beta^2 \left(1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Zur Bestimmung der kinetischen Mindestenergie T_{\min} , die Elektronen benötigen, um den Primärkanal verlassen zu können, schlagen Pârlog et al. [54] den Fit-Parameter e_δ vor, der die pro Nukleon benötigte Energie des Primärions angibt, um solche δ -Elektronen zu erzeugen. Damit erhält man

$$T_{\min} = \frac{2m_e c^2 \beta_\delta^2 \gamma_\delta^2}{1 + 2\gamma_\delta \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (2.25)$$

mit der Geschwindigkeit β_δ und dem Lorentz-Faktor γ_δ

$$\beta_\delta = \sqrt{1 - \frac{M^2 c^4}{(M c^2 + A e_\delta)^2}} \quad (2.26)$$

$$\gamma_\delta = 1 + \frac{A e_\delta}{M c^2}. \quad (2.27)$$

Es wird nun angenommen, dass sich die Szintillation aufgrund der δ -Elektronen außerhalb des Primärkanals durch die selben Szintillationseffizienzen $\frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ beschreiben lässt wie die des Primärteilchens. Der Beitrag zum Szintillationslicht eines δ -Elektrons ergibt sich also durch Integration der Szintillationseffizienz entlang des Pfades des Elektrons. Für den Beitrag aller δ -Elektronen im Wegstreckensegment dx bedeutet das entsprechend der Verteilungsfunktion (2.22)

$$\begin{aligned} \left. \frac{dN_{f,s}}{dx} \right|_{\delta} &= \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2n}{dTdx} N_{f,s}^{e^-}(T) dT \\ &= \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d^2n}{dTdx} \left\{ - \int_T^0 \frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\left. \frac{dE}{dx} \right|_{e^-} (E) \right) dE \right\} dT. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Dabei wurde angenommen, dass die vom Primärion erzeugten δ -Elektronen keine weiteren, sekundären δ -Elektronen erzeugen, die wiederum den Kanal des jeweiligen primären δ -Elektrons verlassen.

Die Funktionen der Szintillationseffizienzen $\frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ müssen nun selbstkonsistent gefunden werden. Dazu wird eine Ansatzfunktion gewählt, deren Parameter in einem kombinierten Fit bestimmt werden, bei dem die Integrale $N_f(E, Z, A)$, $N_s(E, Z, A)$ sowie $L(E, Z, A) = N_f(E, Z, A) + N_s(E, Z, A)$ für jede Variation der Parameter berechnet und mit den experimentellen Daten verglichen werden.

Der gewählte Ansatz ist in Anlehnung an (2.15)

$$\frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right) = \left[a_{f,s} + b_{f,s} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{c_{f,s}} + d_{f,s} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-e_{f,s}} \right]^{-1} \quad (2.29)$$

mit der verwendeten Einschränkung $c_{f,s} \geq 0$ und $e_{f,s} \geq 0$.

Für den Abgleich mit den PID-Bändern werden die als sicher identifiziert angenommenen Bänder mit hinreichender Statistik 1 – 11 (vgl. Tabelle 2.2) verwendet. Als Minimierungsvariable χ^2 wird die quadratische, absolute Abweichung von den Datenpunkten verwendet,

$$\chi_{N_{f,s}(L)}^2 = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{L_i}} \sum_i \frac{(N_{f,s}(L_i, Z_i, A_i) - N_{f,s,i})^2}{L_i}. \quad (2.30)$$

Die Gewichtung der einzelnen Abweichungen mit $\frac{1}{\sqrt{L}}$ ist dabei ein Kompromiss, der berücksichtigt, dass die einzelnen Bänder bei niedrigen Energien zunehmend flach ineinander laufen und nur schwer sauber separiert werden können. Gleichzeitig werden die hochenergetischen Datenpunkte nicht zu stark gewichtet, um den Fit bei niedrigen Energien unbrauchbar zu machen.

Zum Abgleich der Gesamtlumineszenz $L(E, Z, A)$ werden die in Tabelle A.3 aufgeführten Daten aller gestoppten Teilchen verwendet.

Die numerische Ausführung aller Integrale ist recht effizient möglich für komplett gestoppte Kerne, da sie pro Kern und pro Variation der Parameter nur je ein Mal für die höchste benötigte Energie durchgeführt werden müssen. Alle niedrigeren Energien ergeben sich automatisch durch den sukzessiven Energieverlust im Material. Für nicht-gestoppte Teilchen verschiebt sich jedoch nicht nur die obere, sondern auch die untere Integrationsgrenze, wodurch die Integrale für jede einzelne Primärenergie ausgeführt werden müssten. Weil außerdem die tatsächlichen Einschussenergien nicht direkt zur Verfügung stehen, werden die Daten der durchgeschlagenen Protonen aus Tabelle A.3 für den Fit nicht verwendet.

Für die verwendeten Daten wird als Minimierungsvariable ebenfalls die quadratische, absolute Abweichung verwendet, gewichtet nach Unsicherheit der Datenpunkte,

$$\chi_{L(E)}^2 = \frac{1}{\sum_j \frac{1}{\Delta(\frac{L}{E})_j}} \sum_j \frac{\left(L(E_j, Z_j, A_j) - (\frac{L}{E})_j E_j\right)^2}{\Delta(\frac{L}{E})_j}. \quad (2.31)$$

Das Gewicht der E(L)-Datenpunkte insgesamt ist so gewählt, dass es dem eines Bandes im QPID-Spektrum entspricht, also

$$\chi^2 = \chi_{N_f(L)}^2 + \chi_{N_s(L)}^2 + w \chi_{L(E)}^2 \quad (2.32)$$

$$w = \frac{2}{11} \frac{\sum_j \frac{1}{\Delta(\frac{L}{E})_j}}{\sum_i \frac{1}{L_i}}. \quad (2.33)$$

Der für das so definierte Minimum gefundene Parametersatz ist in Tabelle 2.3 aufgeführt. Abbildung 2.17 zeigt die dadurch bestimmten Funktionen zur Szintillationseffizienz der beiden Komponenten. Der Verlauf der Gesamteffizienz $\frac{dL}{dE}$ ähnelt der modifizierten Birks-Funktion nach Koba et al. [52]. Das Maximum der schnellen Komponente $\frac{dN_f}{dE}$ ist gegenüber dem der langsamen Komponente $\frac{dN_s}{dE}$ zur etwa zehnfachen Ionisationsdichte verschoben. Das äußert sich wie erwartet in einer Dominanz der langsamen Komponente bei niedrigen Ionisationsdichten. Ab etwa $\frac{dE}{dx} \gtrsim 10 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ dominiert die schnelle Komponente den Szintillationsprozess.

Die berechneten Bänder im QPID-Spektrum decken sich nun weitgehend mit tatsächlichen Bändern (Abbildung 2.18). Lediglich für die schweren Kerne neigen die berechneten Bänder bei hohen Energien zu etwas zu geringen $\frac{N_s}{N_f}$ -Verhältnissen. Auch der Vergleich der berechneten Gesamtszintillationseffizienzen mit den Datenpunkten (Abbildung 2.19) zeigt eine gute Übereinstimmung. Interessant ist vor allem der Verlauf der Kurve für durchgeschlagene Protonen. Obwohl die Datenpunkte nicht für den Fit verwendet wurden und systematisch etwas über der berechneten Kurve liegen, zeigt diese nun den

PARAMETER	WERT
e_δ	$(5,3 \pm 5,0) \text{ MeV/u}$
a_f	$-1,79 \pm 0,27$
b_f	$(1,36 \pm 0,43) \cdot 10^{-2}$
c_f	$(7,84 \pm 0,52) \cdot 10^{-1}$
d_f	$4,97 \pm 0,40$
e_f	$(1,75 \pm 0,25) \cdot 10^{-1}$
a_s	$(-1,240 \pm 0,006) \cdot 10^2$
b_s	$(6,3 \pm 5,5) \cdot 10^{-3}$
c_s	$1,27 \pm 0,17$
d_s	$(1,262 \pm 0,006) \cdot 10^2$
e_s	$(2,3 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$

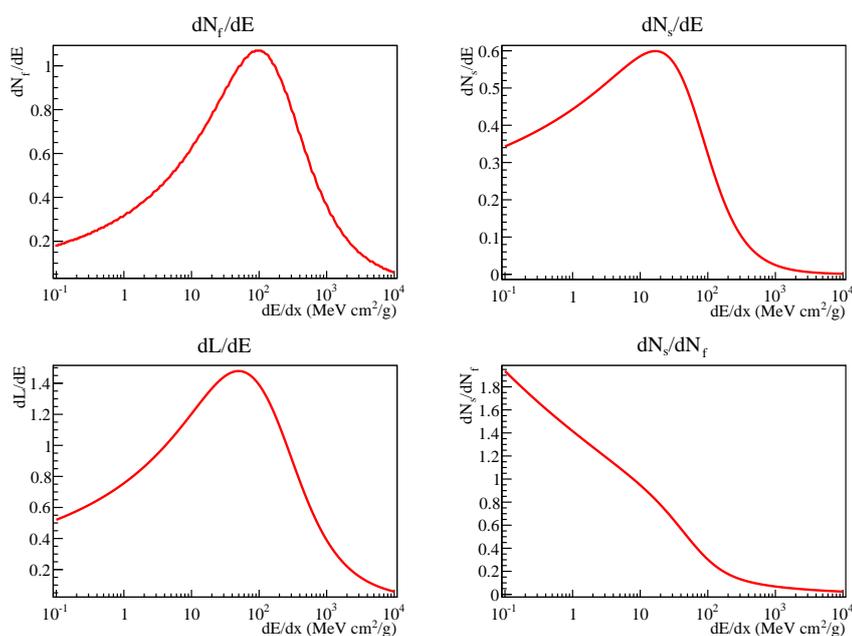
Tabelle 2.3: Finale Parameter des QPID Fits ($[\frac{dE}{dx}] = \text{MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$)

Abbildung 2.17: Komponentenweise Szintillationseffizienz nach (2.29) mit Parametern laut Tabelle 2.3.

links oben: Schnelle Komponente $\frac{dN_f}{dE}$

rechts oben: Langsame Komponente $\frac{dN_s}{dE}$

links unten: Gesamtlumineszenz $\frac{dL}{dE}$

rechts unten: Amplitudenverhältnis $\frac{dN_s}{dN_f}$

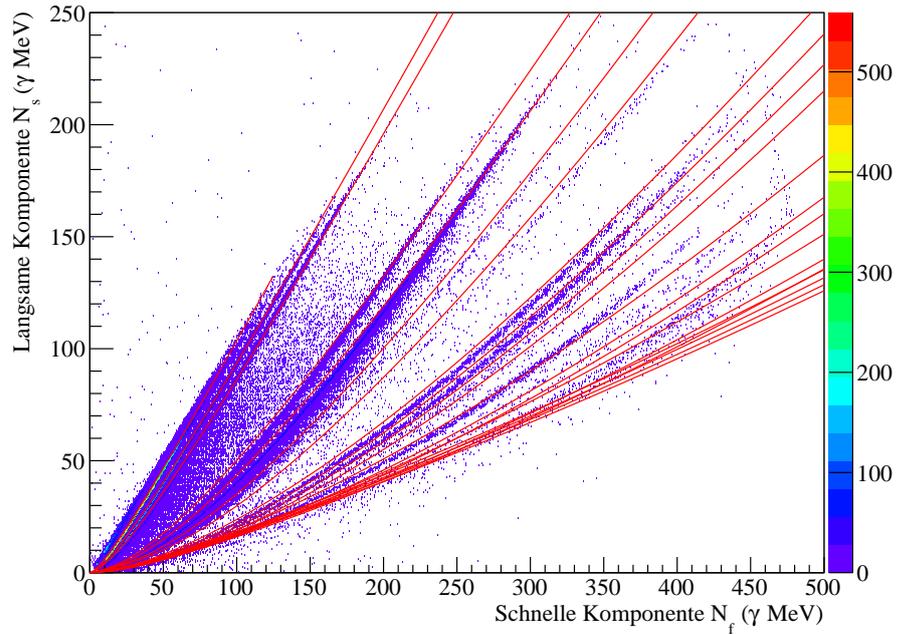


Abbildung 2.18: Vergleich der berechneten Nuklid-Bänder mit den gemessenen.

richtigen Verlauf und folgt den Datenpunkten mit konstantem Abstand. Nur die α -Messpunkte liegen nach wie vor deutlich unterhalb der berechneten Kurve.

Für die verbleibende Abweichung könnte es mehrere Ursachen geben. Falls die Zeitkonstanten, die bisher als konstant angenommen wurden, eine Abhängigkeit von der Ionisationsdichte besitzen, könnte es zu einer Abweichung der durch die QPID rekonstruierten Amplituden N_f und N_s zu den tatsächlichen Amplituden kommen, was den Verlauf der Bänder beeinflusst. Es ist auch zu beobachten, dass die Bänder bei höchsten Signalamplituden, kurz vor dem überschreiten des ADC Messbereiches deformiert werden. Dabei könnte es sich um eine Nicht-Linearität der Aufnahmeelektronik handeln. Schließlich ist es wahrscheinlich, dass der gewählte Ansatz $\frac{dN_{f,s}}{dx} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ (2.29), den tatsächlichen Verlauf der Szintillationseffizienz nur in einem eingeschränkten $\frac{dE}{dx}$ -Bereich näherungsweise beschreibt.

Es kann jedoch sicher davon ausgegangen werden, dass nach Berücksichtigung von δ -Elektronen, die effektiv eine $\frac{E}{\lambda}$ -Abhängigkeit erzeugen, die Szintillationseffizienzen der beiden Szintillationskomponenten durch je eine teilchenunabhängige Funktion von der Ionisationsdichte beschrieben werden können.

Die Auswertung des Experiments zeigt außerdem die Fähigkeiten des QPID-Algorithmus, der deshalb fester Bestandteil der Signalverarbeitungsfirmware (Kapitel 4) in der Datenaufnahme (Kapitel 3) von CALIFA geworden ist.

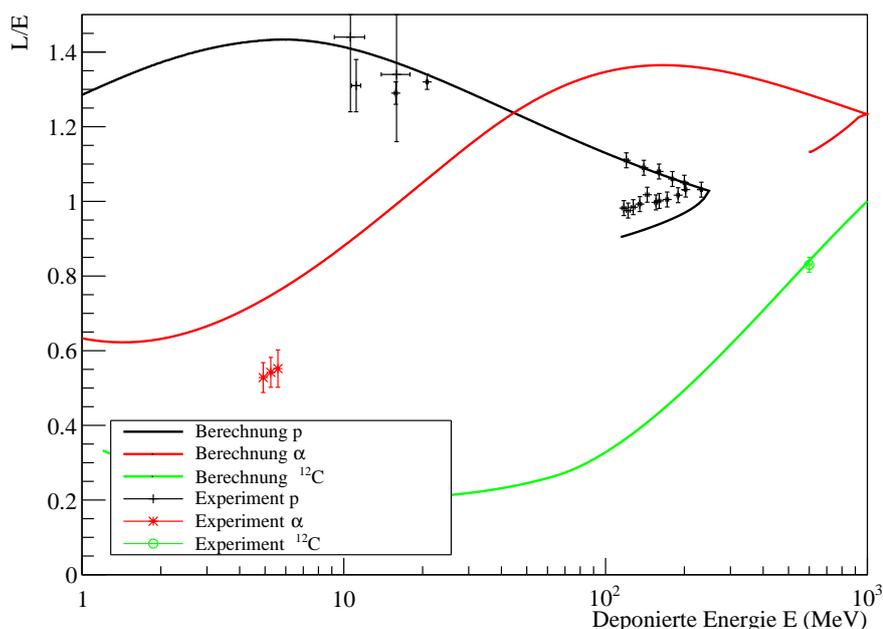


Abbildung 2.19: Berechnete Lichtausbeuten im Vergleich zu den experimentell bestimmten.

2.5.5 Diskussion

Es bleibt die Frage offen, warum die Szintillation, abhängig von der Ionisationsdichte, von der schnellen oder langsamen Komponente dominiert wird. Bekannt ist, dass das Emissions-Spektrum von CsI(Tl) unabhängig von der Ionisationsdichte oder Teilchensorte ist. Insbesondere sind die einzelnen Szintillations-Komponenten keinen eigenen Emissions-Linien zuzuordnen [56]. Weiterhin gilt als sicher, dass die sichtbare Emission ($\lambda_1 = 480 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 550 \text{ nm}$) durch die lokalisierten Exzitonen entsteht [34].

Wenn es sich bei den verschiedenen Szintillations-Komponenten um unterschiedliche Energie-Transport-Prozesse handelt, müssen diese entweder konkurrieren, um die Funktionsverläufe aus Abbildung 2.17 zu erklären oder unterschiedlichen Quenching-Mechanismen unterliegen. Ansonsten müsste das Maximum der Szintillations-effizienzen der beiden Komponenten bei gleichen Ionisationsdichten auftreten.

Zwei derart konkurrierende Prozesse sind, laut Gwin und Murray [57], die direkte Bildung von Exzitonen und der Selbst-Einfang von Löchern. Die Bildung der Self-Trapped-Holes wird aufgrund der niedrigen Tl-Konzentration erst bei hohen Ionisationsdichten effizient, bei denen die Löcher mobil genug sind, um ein Tl^+ zu erreichen [35]. Entsprechend dem ursprünglichen Szintillations-Modell von Murray und Meyer [33], werden bei niedrigen Ionisationsdichten Exzitonen gebildet, deren Dichte mit der Ionisationsdichte steigt.

Bei weiter steigenden Ionisationsdichten überwiegt hingegen die Bildung von V_k -Zentren.

Direkt erzeugte Exzitonen sollten dabei ebenfalls an Tl^+ -Zentren gefangen werden können, um dort zu zerfallen. Da in diesem Prozess die schnelle Tunnel-Rekombination fehlt, sollte dieser deutlich langsamer ablaufen als der Prozess über die V_k -Zentren. Die Erklärung der langsamen Komponente über Exzitonen-Diffusion und der schnellen Komponente über V_k -Zentren ist konsistent mit den ermittelten $\frac{dN_{f,s}}{dE}$ -Kurven. In diesem Bild ist der Selbst-Einfang der Löcher sowohl verantwortlich für das Quenching der langsamen Komponente als auch für die Zeitkonstante der schnellen Komponente. Ungeklärt bleibt allerdings das Quenching der schnellen Komponente.

Obwohl dieses Bild anhand des hier vorgestellten, jedoch vereinfachten, Szintillationsprozesses plausibel gemacht werden kann, geht eine abschließende Beurteilung unter Berücksichtigung aller Details und Mechanismen über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinaus.

DIE CALIFA DATENAUFNAHME

3.1 GESAMTKONZEPT

Der CALIFA Detektor ist strukturell in drei Polarwinkelbereiche mit unterschiedlichen physikalischen und technischen Anforderungen unterteilt. Geometrie, Szintillatoren und Auslese der Barrel-, iPhos- und CEPA-Teile sind jeweils auf die entsprechenden Polarwinkel optimiert. Dennoch soll ein homogenes Datenaufnahmesystem verwendet werden, das in allen Bereichen möglichst identische Hardwaremodule nutzt, um die Entwicklungs- und Wartungsarbeit zu minimieren, aber auch eine einheitliche Bedienung und Auslese zulässt.

Dazu ist ein Konzept entstanden, das ausschlaggebend im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt sowie weitgehend implementiert und getestet wurde. Wesentliche Bestandteile dieses Systems sind der FEBEX 3B Digitizer (siehe Abschnitt 3.2.4) als Hardwareplattform für Signal- und Triggerverarbeitung sowie eine modulare Echtzeit-Signalverarbeitungsfirmware (siehe Kapitel 4).

Abbildung 3.1 gibt eine Übersicht über die Struktur der Datenaufnahme, die in den folgenden Abschnitten im Detail beschrieben wird. Im Barrel werden die CsI(Tl)-Kristalle mit Large Area Avalanche Photodiodes (LAAPDs) ausgelesen. Ladungssensitive Vorverstärker mit integrierter Hochspannungserzeugung ($U \leq 600$ V) integrieren das Signal von je 32 LAAPDs. Je 16 vorverstärkte Signale werden über ein FEBEX Add-on Board (FAB) an einen FEBEX Digitizer geleitet, das die Signale mit einem Sampling ADC (Analog-Digital-Wandler) kontinuierlich digitalisiert und in Echtzeit verarbeitet.

Der Betrieb ist in zwei Energiebereichen möglich. Der Hochenergiebereich bis etwa 300 MeV erlaubt die direkte Messung von hochenergetischen Protonen und Teilchenidentifizierung per Pulsformanalyse. Zur genauen Messung von niederenergetischen γ -Quanten kann der Niederenergiebereich bis etwa 30 MeV gewählt werden, in dem die Messung von höheren Energien mittels Zeit-über-Grenzwert-Methode (TOT, siehe Abschnitt 4.5) möglich ist, jedoch keine Pulsformanalyse.

Im iPhos-Bereich kommen ebenfalls LAAPDs zur Auslese der Szintillatoren zum Einsatz. Die MPRB-32-DR Vorverstärker teilen die Signale für jeden Kanal in je zwei gleichzeitig nutzbare Pfade auf, die simultan verarbeitet werden. Wie im Barrel decken beide Bereiche Energien bis $E \leq 30$ MeV bzw. $E \leq 300$ MeV ab und können mit unterschiedlichen PSA-Algorithmen verarbeitet werden, um optimale Auflösung für niederenergetische γ -Strahlung zu erreichen und

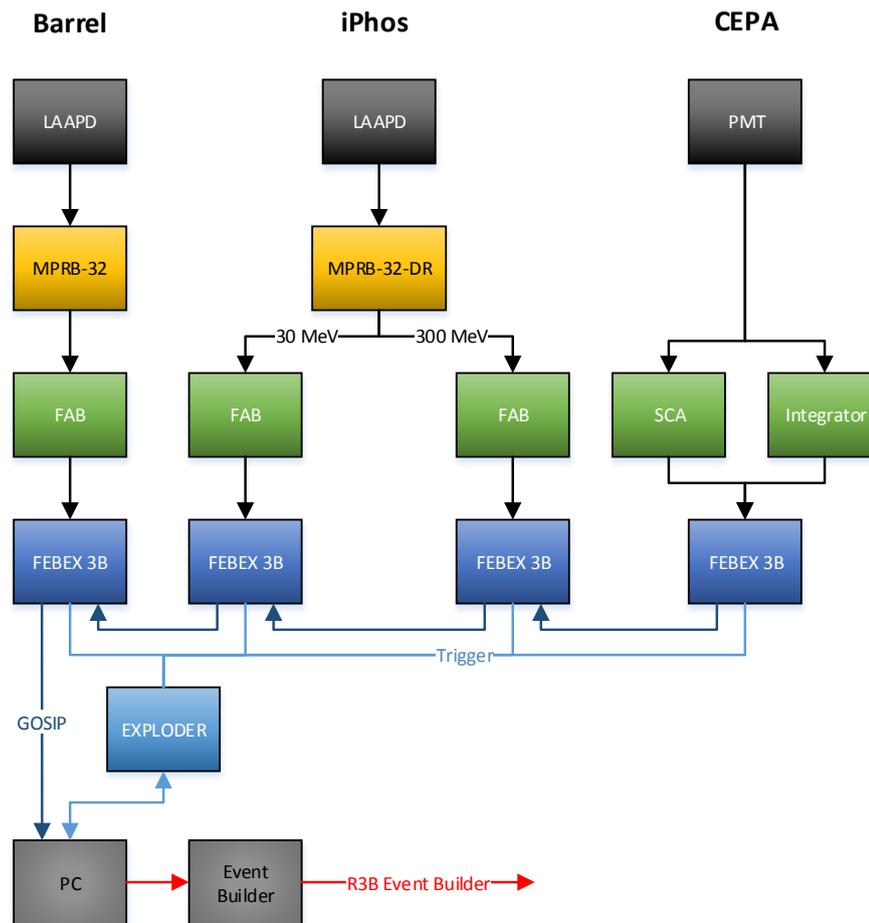


Abbildung 3.1: Vereinfachte, konzeptionelle Übersicht über die CALIFA Datenaufnahme

gleichzeitig die iPhos-Methode für nicht gestoppte Teilchen nutzen zu können.

Die im CEPA-Bereich zum Einsatz kommenden Phoswich-Detektoren aus $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ und $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ sind mit ihren Szintillations-Zeitkonstanten von $\tau_{\text{LaBr}_3} = 16 \text{ ns}$ und $\tau_{\text{LaCl}_3} = 28 \text{ ns}$ [17] wesentlich schneller als $\text{CsI}(\text{Tl})$. Das hat zwei Konsequenzen. Zum einen werden hier zur Auslese statt der vergleichsweise langsamen Kombination aus LAAPD und Vorverstärker (Anstiegszeit $\sim 20 \text{ ns}$ [42]), schnelle Photomultiplizierer (PMT) (Anstiegszeit $1,2 \text{ ns}$ [58]) verwendet. Zum anderen ist die Konversionsrate der ADCs auf den FEBEX Digitizern mit 50 MS/s zu langsam für die Pulsformanalyse. Daher wird das Signal auch in diesem Bereich zunächst in zwei Pfade geteilt. Im ersten Pfad (Analyse-Pfad) wird das Signal von einem DRS-4 Switched Capacitor Array (SCA) mit bis zu 5 GS/s abgetastet. Teilstücke von bis zu $1 \mu\text{s}$ Länge können analog gespeichert und anschließend mit dem FEBEX ADC digitalisiert und verarbeitet werden. Um die für diesen Vorgang notwendigen Trigger zu erzeugen, wird das Signal

im zweiten Pfad (Echtzeit-Pfad) nach einer analogen Integration direkt digitalisiert.

Auf der digitalen Ausgangsseite sind die FEBEX-Module über eine serielle 1,6 Gbit/s Leitung verkettet und per Glasfaserkabel mit dem Auslese-PC verbunden, auf dem die MBS-Software die Auslese steuert (siehe Abschnitt 3.5). Zur Verteilung von Triggersignalen dient ein 8-fach MLVDS (Multiple Endpoint Low Voltage Differential Signaling) Bus, der alle Karten untereinander sowie mit dem EXPLODER verbindet. Der EXPLODER (siehe Abschnitt 3.2.5) besitzt zahlreiche Ein- und Ausgänge und dient als zentrale Schnittstelle zur internen wie externen Trigger-Verteilung und -Steuerung. Zum Triggeraustausch mit MBS ist der EXPLODER ebenfalls mit dem Auslese-PC verbunden.

Die insgesamt vier Auslese-PCs, je zwei für Barrel und End-cap (iPhos und CEPA), empfangen die Daten von den an sie angeschlossenen FEBEX-Modulen über das GOSIP-Protokoll und leiten sie über TCP/IP an einen Event Builder weiter, der die Daten sammelt und zu physikalischen Ereignissen aufbereitet (siehe Abschnitt 3.6). Von dort werden sie an den R³B Event Builder gesendet, der die Daten von allen Detektorsystemen sammelt und speichert.

3.2 ELEKTRONIK-KOMPONENTEN

3.2.1 Barrel und iPhos

Da sich der Barrel- und iPhos-Teil von CALIFA sehr ähnlich sind, werden sie im Folgenden gemeinsam diskutiert.

PHOTOSENSOR Zur Auslese der CsI(Tl)-Szintillatoren werden von Hamamatsu Photonics speziell für CALIFA entwickelte S8664-1010 2ch Doppel LAAPDs eingesetzt, die aus je zwei $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen APDs bestehen, die parallel geschaltet sind. Diese APDs besitzen ihre maximale Photosensitivität bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 600 \text{ nm}$ [42] und sind damit sehr gut zum Emissionsspektrum von CsI(Tl) kompatibel, das sein Maximum bei $\lambda = 550 \text{ nm}$ [36] besitzt. Damit lassen sich bessere Energieauflösungen im Vergleich zu einer Auslese mit PMTs erzielen [59].

VORVERSTÄRKER Bei Verwendung von APDs ist die starke Temperaturabhängigkeit der Verstärkung zu beachten, die bei Raumtemperatur im Bereich von $-2,5 - -3 \frac{\%}{\text{°C}}$ liegt. Dieser Effekt kann über eine entsprechende Variation der Betriebsspannung kompensiert werden [43, 60].

Dazu wurden die ladungssensitiven Mesytec MPRB-32 und MPRB-32-DR Vorverstärker [61] für CALIFA entwickelt, die eine eingebaute Hochspannungsversorgung besitzen, die sich für jeden der 32 Kanäle

individuell auf 0,1 V genau einstellen lässt. Über einen Temperaturfühler erfasst der Vorverstärker Temperaturschwankungen und steuert aktiv über eine einstellbare Variation der Hochspannung dagegen. Dadurch lässt sich die Verstärkung über einen weiten Temperaturbereich stabil halten.

Jedes MPRB-32(-DR)-Modul enthält 32 unabhängige ladungsintegrierende Vorverstärker mit einer Abfall-Zeitkonstante von $\tau_{RC} \approx 35 \mu\text{s}$. Dies wurde als guter Kompromiss zwischen ballistischem Defizit und Ratenverträglichkeit gewählt. Weitere essentielle Funktionen sind die in zwei Stufen einstellbare Verstärkung für Energiebereiche bis $E \leq 30 \text{ MeV}$, respektive $E \leq 300 \text{ MeV}$, die im Barrel-Bereich alternativ (MPRB-32) und im iPhos-Bereich parallel (MPRB-32-DR) genutzt werden können sowie ein Pulseingang zur Stabilitätsüberwachung. Alle Parameter und Einstellungen des Moduls sind über einen seriellen Bus zugänglich, der über 8 Module verkettet werden kann, um den Verkabelungsaufwand zu minimieren.

Als Bus-Master wird das MVRC-16 VME-Modul [62] verwendet, das 16 Busse steuern kann. Eine besondere Funktion ist der Command Stack, der die Programmierung von einer Sequenz von Lese- und Schreibbefehlen ermöglicht, die das Modul auf Anfrage autonom abarbeitet. Damit kann beispielsweise die Auslese der Temperatur von jedem Vorverstärker programmiert werden.

Die Ausgangssignale der Vorverstärker werden differentiell über geschirmte Kabel mit verdrehten Leitungspaaren an das FEBEX Add-on Board (FAB) übertragen (siehe Abschnitt 3.2.3) und anschließend auf dem FEBEX Digitizer (Abschnitt 3.2.4) digitalisiert und verarbeitet (Kapitel 4).

3.2.2 CEPA

PHOTOSENSOR Zur Auslese der Phoswich-Detektoren werden schnelle Hamamatsu R7600U-200 Photo Multiplier Tubes (PMT) verwendet. Sie besitzen ihre maximale Sensitivität bei einer Wellenlänge von 350 nm mit einer Signalanstiegszeit von nur 1,2 ns [58] und sind damit optimal an die Lichtemission von $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ und $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ angepasst. Durch ihre spezielle Konstruktion sind sie auch für den Betrieb in dem Streumagnetfeld vom R^3B -Magneten GLAD von etwa 15 mT [17] gut geeignet. Aufgrund der hohen internen Verstärkung der PMTs können die Signale direkt weiter verarbeitet werden.

ANALOGER RINGPUFFER Um die bestehende Datenaufnahme nutzen zu können, wird das PMT-Signal ebenfalls mit dem FEBEX Digitizer digitalisiert und verarbeitet. Die geringe Abtastrate von nur 50 MS/s erlaubt jedoch keine gute Pulsformanalyse zur Trennung der $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ - und $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ -Anteile. Deswegen wird das Signal vor der Digitalisierung auf einer speziellen FEBEX Aufsteckplatine

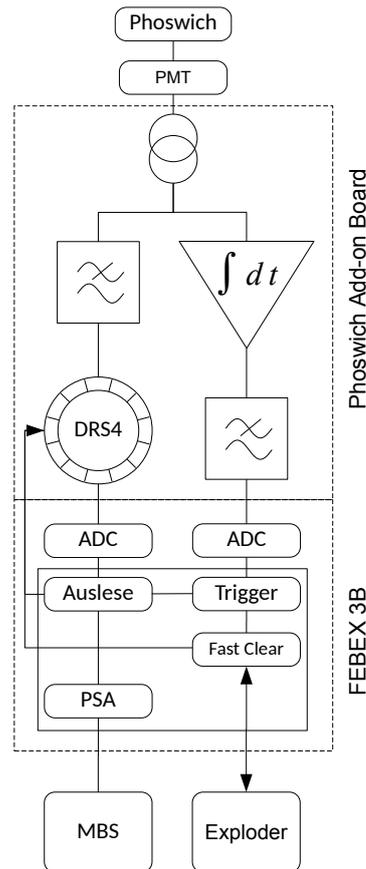


Abbildung 3.2: Übersicht der Datenaufnahme für CEPA [17]

in zwei Pfade aufgespalten. Der eine wird in einem analogen Ringpuffer, einem Switched Capacitor Array (SCA), zwischengespeichert (*Analyse Pfad*), während der andere nach einer Integrationsstufe direkt im FEBEX digitalisiert wird (*Echtzeit-Pfad*).

Abbildung 3.2 zeigt schematisch die geplante CEPA-Auslese. Kernelement des Analyse-Pfads ist der vom Paul Scherer Institut entwickelte DRS4, ein 9-Kanal-SCA mit bis zu 5 GS/s Abtastrate [63]. Jeder Kanal besitzt 1024 Kondensatoren, die nacheinander mit dem Eingangssignal verbunden werden, um den aktuellen Signalpegel analog zu speichern. Zum Aktivieren der jeweiligen Kondensatoren wird eine Kette aus Invertern verwendet, durch die eine sog. Dominowelle läuft, wodurch die hohen Abtastraten erreicht werden können. Zur Auslese wird die Dominowelle gestoppt und die Kondensatoren werden nacheinander mit dem Ausgang verbunden, über den die Signale zur Digitalisierung an den ADC übertragen werden. Die Auslese erfolgt mit einer Rate von maximal 33 MS/s.

Wird im Echtzeit-Pfad ein Ereignis detektiert, wird der DRS4 angehalten und ausgelesen. Noch während der laufenden Auslese wird das Signal von der Firmware verarbeitet. Dabei werden die selben

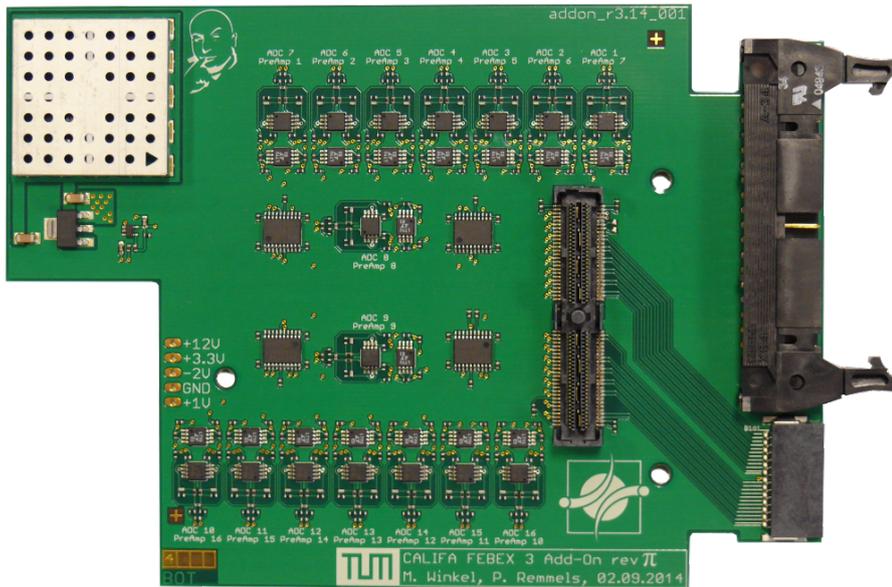


Abbildung 3.3: Das FEBEX Add-on Board besitzt für jeden der 16 Kanäle je einen Nyquist-Filter und einen individuell programmierbaren Gleichspannungs-Versatz.

Algorithmen und Firmware-Bausteine wie in der Barrel- und iPhos-Firmware verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der Firmware findet sich in Kapitel 4.

Dieses Konzept wurde bereits ausführlich und erfolgreich mit dem kommerziell erhältlichen CAEN v1742 VME Digitizer [64] getestet, der ebenfalls den DRS4 Chip zur Signalabtastung verwendet [17].

3.2.3 FAB - FEBEX Add-on Board

Das FEBEX Add-on Board (Abbildung 3.3) wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit als Aufsteck-Platine für den FEBEX Digitizer zu zwei Hauptzwecken entwickelt:

1. *Nyquist-Filterung* Gemäß dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem können Signalfrequenzen oberhalb der halben Abtastrate nicht korrekt digitalisiert (bzw. allgemein diskretisiert) werden und führen zu unkorrigierbaren Störungen [65]. Da das Signal auf dem FEBEX Digitizer mit 50 MHz abgetastet wird, müssen alle Frequenzen oberhalb von 25 MHz weitgehend ausgefiltert werden. Gleichzeitig darf das Signal im Durchlassbereich nicht verzerrt werden.

Als guter Kompromiss zwischen einer möglichst harten Frequenz-Abschnitt-Kante bei gleichzeitig minimaler Signalverzerrung wurde ein aktiver Zwei-Pol-Bessel-Filter [66] realisiert. Die gemessene Filter-Antwort (Abbildung 3.4) zeigt eine sehr gleich-

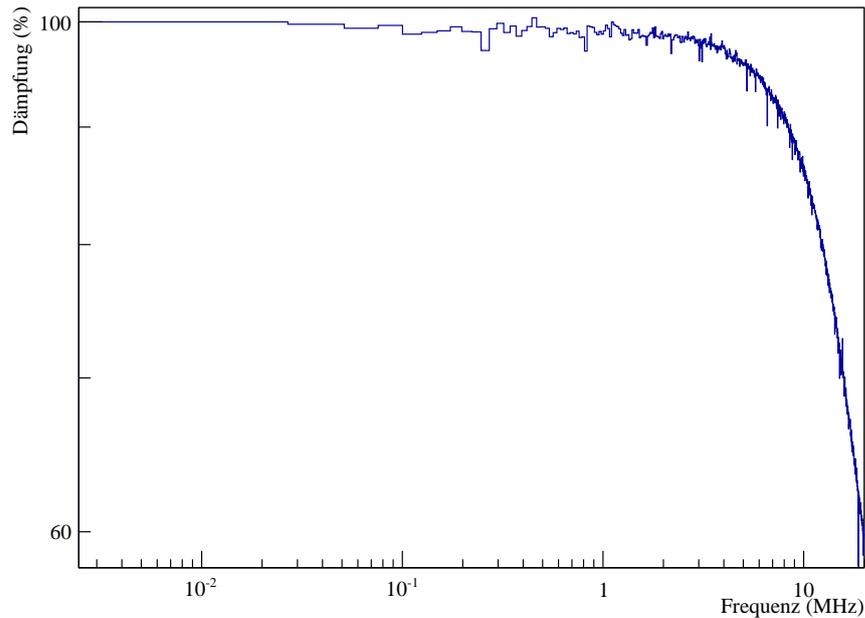


Abbildung 3.4: Filter-Antwort des FAB. Zur Messung wurde mit einem Funktionsgenerator Rauschen erzeugt und mit dem FEBEX Digitizer mit und ohne aufgestecktem FAB digitalisiert. Die per Fast Fourier Transformation (FFT) gewonnenen Frequenzspektren wurden auf den Gleichspannungswert normiert. Um die reine Filter-Antwort zu erhalten, wurde das FFT-Spektrum mit FAB durch das ohne FAB dividiert.

mäßige Dämpfung $G \approx 100\%$ bis etwa 5 MHz sowie eine steile Abschnitt-Kante mit einer Grenzfrequenz von $f_{3dB} = 16$ MHz.

2. *Gleichspannungs-Versatz* Der ADC des FEBEX Digitizers besitzt einen Eingangsbereich von $\pm 0,9$ V, wobei 0 V in der Mitte des Messbereiches liegt. Die Vorverstärker hingegen besitzen einen rein positiven Signalausgang. Um auch den negativen Teil des ADC-Bereiches nutzen zu können, kann das FAB auf jedes Eingangssignal individuell programmierbare Versatzspannungen (*Offset*) aufaddieren.

Zur Realisierung wurden vier MCP4451 4-Kanal Digitalpotentiometer [67] verwendet, die über einen gemeinsamen I²C-Bus [68] individuell vom FEBEX Digitizer angesteuert werden können.

Da das FAB nur eine 12 V Spannungsversorgung erhält, müssen alle notwendigen Betriebsspannungen (-2 V, 1 V, 3,3 V) direkt auf dem FAB erzeugt werden. Zur Minimierung des Rauschens werden für die positiven Spannungen Linearregler verwendet. Für die negative Spannung wird ein LTM8023 Spannungswandler [69] mit rund 500 kHz Schaltfrequenz eingesetzt, der über einen LC-Filter entkop-



Abbildung 3.6: Anschlüsse des EXPLODERs

Weitere Komponenten des FEBEX 3B sind zwei 8-Kanal 14-bit Sampling ADCs mit 50 MS/s Abtastrate und ein Erweiterungssteckplatz über den das Modul mit Aufsteckplatinen erweitert werden kann. Über den Steckplatz werden die 16 analogen, differentiellen Eingangssignale zu den ADCs geführt und außerdem 16 digitale Allzweck-LVDS Leitungspaare (auch nutzbar als 32 Einzelleitungen) zur Verfügung gestellt.

Zur Spannungsversorgung und Kommunikation besitzt die Karte einen PCIe Steckverbinder, der vier serielle 1,6 Gbit/s Leitungen führt, von denen zwei für die GOSIP-Kommunikation verwendet werden und einen MLVDS Bus mit acht Leitungen zur Verteilung von Triggersignalen. Über den Steckverbinder werden bis zu 20 Module in einem 19 Zoll-Crate gesammelt, das einen gemeinsamen Glasfaseranschluss zur Steuerung und Auslese besitzt sowie einen 28-poligen Erni-Anschluss über den der MLVDS Trigger Bus mit dem EXPLODER verbunden wird.

Für CALIFA wird das FEBEX 3B als Digitizer mit integrierter Echtzeit-Pulsformanalyse verwendet (siehe Kapitel 4), als Pulsgenerator [70] sowie zur Verarbeitung von hochkomplexen Triggern (Abschnitt 3.3.2).

3.2.5 EXPLODER

Das am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung entwickelte EXPLODER-Modul [73] bildet die Triggerschnittstelle zwischen den FEBEX-Karten, dem Aufnahme-PC und externen Systemen. Wie in Abbildung 3.6 zu sehen ist, besitzt der EXPLODER je 8 Lemo Ein-

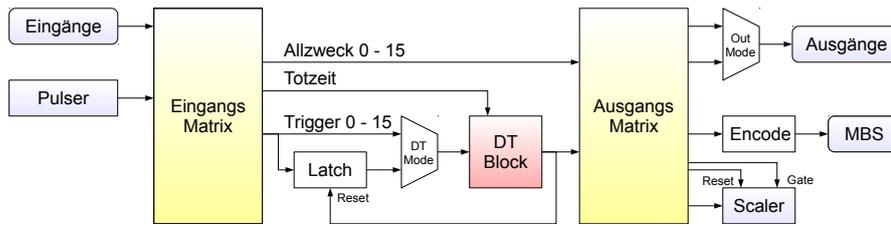


Abbildung 3.7: Vereinfachte Übersicht über die CALIFA EXPLODER Firmware

und Ausgänge, die mit NIM- oder TTL-Signalen beschaltet werden können. Zum Anschluss an die FEBEX-Crates dienen zwei Erni-Steckverbinder über die die MLVDS Triggerbusse angeschlossen werden können. Über einen 8-fach ECL-Ausgang sowie einen 8-fach LVDS- und ECL-kompatiblen Eingang ist das Modul mit dem Aufnahme-PC verbunden.

Zur Triggerverarbeitung verfügt der EXPLODER über einen XILINX Spartan-6 FPGA, auf dem eine, im Rahmen der vorliegenden Arbeit, speziell für CALIFA entwickelte, jedoch universal einsetzbare Firmware läuft. Die zentralen Einheiten der in Abbildung 3.7 dargestellten Firmware sind die frei konfigurierbaren Eingangs- und Ausgangs-Schaltmatrizen.

Über die Eingangs-Matrix kann jedes physikalische Eingangssignal mit einer oder mehreren der internen 16 Allzweckleitungen, 16 Triggerleitungen mit unterschiedlichen Prioritäten sowie einigen Spezialleitungen verbunden werden. Als weitere Signalquellen stehen 4 digitale Pulser zur Verfügung, die periodisch Pulse mit einstellbaren Raten erzeugen können.

Während die 16 Allzweckleitungen direkt mit der Ausgangs-Matrix verbunden sind, durchlaufen die 16 Triggerleitungen zunächst die zentrale Totzeit-Blockierung. Durch das „Totzeit“-Signal (das in der Regel vom Auslese-PC stammt) können alle Signale auf diesen Leitungen unterdrückt werden. Akzeptierte Triggersignale werden an die Ausgangs-Matrix weiter geleitet. Sollten dabei mehrere Triggersignale gleichzeitig anliegen, garantiert das Prioritätensystem, dass nur genau ein wohldefiniertes Signal akzeptiert wird. Signale, die nicht sofort akzeptiert werden können, können entweder verworfen (sinnvoll für zeitkritische, physikalische Trigger) oder gespeichert werden, um die Akzeptanz „irgendwann“ zu garantieren (sinnvoll für Software-Trigger, siehe Abschnitt 3.4).

Über die Ausgangs-Matrix können schließlich alle 32 internen Signale auf die verfügbaren Ausgänge verteilt werden. Für MBS-Triggersignale, die an den Auslese-PC gesendet werden, steht ein Binärkodierer zur Verfügung, um jeden der 15 möglichen Triggertypen senden zu können. Neben den physikalischen Ausgängen existieren noch 8 Frequenzzähler, die per Slow Control ausgelesen werden.

Zur Konfiguration aller Funktionen sowie zur Auslese der Scaler dient ein Micro-USB-Anschluss über den mit einem einfachen, schnellen (5 MB/s) binären Protokoll mit einem PC kommuniziert wird. Über diese Schnittstelle können außerdem Firmware-Updates im laufenden Betrieb installiert werden.

Damit ist es im Experiment möglich, beliebige interne und externe Signale anzuschließen. Im laufenden Betrieb können dann Triggerquellen und -bedingungen verändert werden, ohne physikalischen Zugang zum EXPLODER zu benötigen. Selbst das Anhalten der Datenaufnahme ist dabei nicht notwendig.

Ein speziell entwickeltes Kommandozeilen-Programm übernimmt die Kommunikation mit einem oder mehreren an den PC angeschlossenen Modulen. Dieses Programm kann entweder über eine intuitive, graphische Web-Oberfläche bedient werden oder über EPICS nahtlos in die Datenaufnahme integriert werden (Abschnitt 3.4).

3.2.6 PEXOR, TRIXOR und PEXARIA

In den Auslese-PCs bilden zwei PCIe-Karten die Endpunkte für die Auslese und Triggerverwaltung. Die PEXOR-Karte (Pci EXpress Optical Receiver) besitzt vier SFP-Anschlüsse (Small Form factor Pluggable) über die je ein FEBEX-Crate per Glasfaserkabel angeschlossen werden können. Ein schneller, 576 MB großer RLDRAM (Reduced Latency Dynamic Random Access Memory) speichert die, über die Glasfaserleitung empfangenen, Daten. Per DMA (Direct Memory Access) können die Daten mit bis zu 560 MB/s in den Arbeitsspeicher des PCs übertragen werden. Dort steht sie für die MBS-Auslesesoftware (Abschnitt 3.5) zur Verfügung [74].

Die mit PEXOR verbundene TRIXOR-Karte steuert den Triggerbus. Über ECL-Leitungen ist sie mit dem EXPLODER verbunden, um Triggeranfragen zu empfangen, Totzeit zu signalisieren und akzeptierte Trigger zu senden. Empfangene Trigger werden der PEXOR-Karte gemeldet, die einen Interrupt auslöst, um den Trigger von MBS behandeln zu lassen. Dabei kann zwischen 15 Triggertypen unterschieden werden, die unterschiedliche Aktionen auslösen können. Dazu zählen Auslesetrigger sowie spezielle Trigger zum Starten und Stoppen der Datenaufnahme [75].

Die PEXARIA PCIe-Karte ist der Empfänger für *White Rabbit* Zeitstempel (siehe Abschnitt 3.7). Zur ständigen Synchronisation der Zeitstempel ist sie mit dem *White Rabbit* Netzwerk verbunden. Durch einen akzeptierten Trigger wird der aktuelle Zeitstempel in einer FIFO gespeichert und steht für MBS zur Verfügung [76].

3.3 TRIGGER

3.3.1 *Level 0, γ , Proton*

Obwohl CALIFA triggerlos betrieben werden kann, ist ein System zum Austausch von Triggersignalen innerhalb des Detektors sowie mit externen Systemen vorgesehen. Jedes der vier Aufnahmesysteme besteht aus je einem Aufnahme-PC, vier FEBEX-Crates und einem *Slave-EXPLODER*. Über einen 8-fach MLVDS Bus sind die vier Crates mit dem EXPLODER verbunden, der wiederum mit der TRIXOR-Karte des Aufnahme-PCs verbunden ist. Dieser Bus erlaubt den Austausch von Triggersignalen innerhalb des Crate-Verbundes sowie mit dem PC und externen Systemen. Um die Verteilung von Triggersignalen über ganz CALIFA zu ermöglichen, sind die vier Slave-Exploder mit einem zusätzlichen *Master-Exploder* verbunden.

Zum Senden von Triggersignalen, sind alle FEBEX-Module innerhalb der Crates über eine Pull-up-Leitung verbunden, die ein logisches ODER aus allen Kanälen bilden. Die Slave-Exploder leiten lokal generierte Triggersignale an den Master-Exploder weiter, der sie selbst an alle Slaves verteilt. So generierte Trigger tragen nur die Information, dass (mindestens) ein nicht weiter bekannter Kanal ein nicht näher spezifiziertes Ereignis erkannt hat. Sie bilden die Grundlage für höherwertige Trigger und heißen daher *Level 0* Trigger.

Wie in Abschnitt 4.2 erklärt wird, besitzt die CALIFA FEBEX Firmware mehrere Diskriminatoren mit unterschiedlichen Schaltschwellen, die zum Erkennen von γ 's oder Protonen verwendet werden können. Die erzeugten Signale lassen sich über flexible Triggermatrizen beliebig auf den externen MLVDS Bus schalten. Damit lassen sich neben dem Level 0 Trigger auch gezielt γ - und Protonen-Trigger verteilen.

3.3.2 *Multiplizität, Energiesumme, Geometrie*

Zur Reduktion der Datenrate und -menge kann es erforderlich sein, möglichst präzise auf die Signatur der gewünschten Reaktion triggern zu können. Dies können beispielsweise zwei Protonen mit $\Delta\varphi \approx 180^\circ$ und $\Theta_1 + \Theta_2 \approx 80^\circ$ für eine (p,2p)-Reaktion sein (siehe Abschnitt 5.2). Um diese Informationen möglichst schnell ($\Delta t \sim 1 \mu\text{s}$) über den gesamten Detektor einsammeln und auswerten zu können, wurde ein Konzept für einen digitalen, seriellen Triggerbaum aufgestellt, das sich gerade in Entwicklung befindet.

Über differentielle Leitungen sind je acht FEBEX-Module mit einem sog. *R-FAB* (Receiver FEBEX Add-on Board) verbunden. Jedes FEBEX-Modul bildet intern die Multiplizität sowie Energiesummen-Abschätzung (aus dem Signalanstieg) der 16 Kanäle und sendet sie seriell an das R-FAB. Bei der Übertragung wird das niederwertigste Bit als

erstes gesendet. Das erlaubt es dem R-FAB die empfangenen Daten Bit für Bit aufzusummieren und instantan weiterzuleiten, bevor die gesamte Zahl empfangen wurde. Geometrische Informationen werden dabei als Bitmaske behandelt, aus denen im R-FAB das logische ODER gebildet wird. Jedes Bit steht für einen Θ - bzw. φ -Bereich innerhalb des Detektors.

Acht R-FABs sind mit einem C-FAB (Collector FEBEX Add-on Board) verbunden, das wiederum die Daten auf die gleiche Weise aufsummiert und zur nächsten Hierarchieebene weiter leitet. In der höchsten Hierarchieebene gibt es nur noch ein C-FAB, dem alle Informationen zur Verfügung stehen und das daraus Triggerentscheidungen treffen kann. Die generierten Trigger können an externe Detektoren und den Master Exploder zu Verteilung in CALIFA gesendet werden.

Wie die Namen R-FAB und C-FAB implizieren, sind diese Module als Aufsteckplatinen für die FEBEX-Module vorgesehen. Dadurch können sie mit Hilfe des FEBEX-FPGAs per GOSIP gesteuert werden und Daten übertragen.

3.4 SLOW CONTROL

Zur Konfiguration und Überwachung aller Betriebsparameter des Detektors stehen unterschiedliche Möglichkeiten zur Verfügung. Die Parameter der Signalverarbeitungsfirmware der FEBEX-Module sind über Konfigurationsregister einstellbar, die über das Glasfasernetzwerk geschrieben und gelesen werden können. Die gewünschten Konfigurationswerte sind in einer Datei gespeichert, die zu Beginn der Datenaufnahme von MBS (siehe 3.5) gelesen wird. Per GOSIP werden die Werte in die Konfigurationsregister geschrieben bevor anschließend die Datenaufnahme gestartet wird.

Die Konfiguration des EXPLODER-Moduls geschieht über USB. Dies ist entweder über eine graphische Web-Oberfläche möglich oder automatisiert durch die Datenaufnahme. Neben dem Schreiben und Lesen von Konfigurationswerten erlaubt die EXPLODER-Firmware außerdem die Auslese der integrierten Frequenzzähler zur Triggerüberwachung.

Zur ständigen Überwachung aller Parameter sind spezielle Monitor-Trigger vorgesehen, die periodisch mit einer niedrigen Frequenz vom EXPLODER Modul ausgelöst werden. Durch einen Monitor-Trigger werden alle Parameter der FEBEX- und EXPLODER-Module sowie der Vorverstärker ausgelesen und in einem speziellen Ereignis im Datenstrom gespeichert. Über die Monitor-Trigger wird außerdem der Programmstart des MVRC-16 ausgelöst.

Zur Steuerung der Parameter im R³B-Aufbau ist das *Experimental Physics and Industrial Control System* (EPICS) [77] vorgesehen. Die Implementierung der manigfaltigen Steuerungsaufgaben befindet sich

gegenwärtig noch in der Entwicklungsphase und war nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit, wurde jedoch bereits berücksichtigt.

3.5 AUSLESE MIT MBS

Auf den Datenaufnahme-PCs kommt das am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung entwickelte *Multi Branch System* (MBS)¹ zum Einsatz. Die Software ist in mehrere Komponenten unterteilt, die die Detektoren steuern und auslesen sowie die gelesenen Daten speichern oder über verschiedene Netzwerkprotokolle weiterleiten können. Das System erlaubt außerdem die gemeinsame Auslese mehrerer Systeme. Dazu werden die Trigger-Module (hier TRIXOR) der Systeme über einen speziellen Trigger Bus verbunden zum Austausch von Triggersignalen und Totzeit-Informationen. Alle Teilsysteme senden die nach einem Trigger aufgenommenen Daten an einen MBS Event Builder, der sie zu einem detektorübergreifenden Ereignis zusammensetzt. Auf diese Weise werden die vier Aufnahme-PCs zu einem System verbunden.

3.6 CALIFA EVENT BUILDER

MBS und der zugehörige Event Builder sind für eine Einzelereignis-Auslese vorgesehen. Eine eingehende Triggeranfrage wird validiert und als akzeptierter Trigger an alle Teilsysteme verteilt. Die FEBEX-Module nehmen ein Ereignis auf, das anschließend per GOSIP ausgelesen wird. Die Aufnahme-PCs aller Teilsysteme senden die zu diesem Trigger gehörenden Teilereignisse an den MBS Event Builder, der sie zu einem Gesamt ereignis zusammensetzt.

Um eine freilaufende, triggerlose Mehrereignis-Auslese umsetzen zu können, wie sie für CALIFA implementiert wurde (siehe Abschnitt 4.6), ist ein weiterer Event Builder notwendig. In diesem Betriebsmodus nehmen alle Detektorkanäle unabhängig voneinander, mit Zeitstempeln markierte, Ereignisse auf und sammeln diese. Sobald eine vorher bestimmte Anzahl an Ereignissen gesammelt wurde, wird ein *Auslese-Trigger* generiert und die Daten werden ausgelesen. Ein Ereignis, wie es von MBS gesehen wird, entspricht keinem physikalischen Ereignis sondern einer Ansammlung von physikalischen Ereignissen.

Der für diesen Zweck im Rahmen dieser Arbeit entwickelte CALIFA Event Builder agiert als transparenter Proxy zwischen MBS und nachgeschalteten Datenspeichern und -empfängern, um MBS-Ereignisse zu produzieren, die physikalischen Ereignissen entsprechen. Aus jedem eingehenden MBS-Ereignis werden die enthaltenen bis zu 225 Einzelereignisse pro Kanal separiert und entsprechend ihrer Zeitstempel sortiert. Die sortierten Einzelereignisse werden an einen

¹ <https://www.gsi.de/mbs/>

FIFO-Puffer (*First In First Out*) angehängt. Die Ausgangsstufe liest die Einzelereignisse aus dem Puffer. Das jeweils erste Ereignis startet ein Koinzidenz-Zeitfenster. Alle nachfolgenden Ereignisse, deren Zeitstempel innerhalb dieses Zeitfensters liegen, werden gemeinsam in einem neuen MBS-Ereignis verpackt und gesendet. Das erste Ereignis außerhalb des Zeitfensters startet ein neues.

3.7 INTEGRATION IN R^3B

Die aus dem CALIFA Event Builder erhaltenen Ereignisse entsprechen strukturell denen der Einzelereignis-Auslese und eignen sich für die Integration in den R^3B -Datenstrom. Dazu ist vorgesehen, dass alle Detektoren eigenständig und unabhängig voneinander betrieben werden. Ein Austausch von Triggersignalen zwischen den Detektoren ist möglich, jedoch nicht zwingend erforderlich. Statt der Synchronisation der Ereignisse über Trigger, die zu einer gemeinsamen Totzeit aller Detektoren führt, werden alle Ereignisse mit Zeitstempeln markiert.

Zur späteren Ereignisrekonstruktion ist es essentiell, dass die Zeitstempel aller Systeme synchronisiert sind. Die Synchronisation geschieht über das vom CERN zusammen mit der GSI entwickelte *White Rabbit System* [78]. Damit können die Zeitstempel verschiedener Systeme über weite Distanzen mit einer Genauigkeit von $\lesssim 1$ ns synchronisiert werden.

Als Empfänger für die White Rabbit Zeitstempel kommt bei CALIFA die PEXARIA-Karte zum Einsatz. Mit jedem Auslese-Trigger wird der aktuelle Zeitstempel gespeichert und zusammen mit den Ereignisdaten gespeichert. Im Einzelereignis-Betrieb entspricht der Auslese-Trigger dem Ereignis-Trigger wodurch jedes physikalische Ereignis mit einem White Rabbit Zeitstempel markiert wird. Im Mehrereignis-Modus erhalten die Einzelereignisse stattdessen nur einen lokalen Zeitstempel. Bei jeder Auslese wird ein zusammengehörendes Paar aus lokalen und White Rabbit Zeitstempeln gespeichert. Mit dieser Information kann der CALIFA Event Builder die lokalen Zeitstempel in White Rabbit Zeitstempel umrechnen.

Die mit den White Rabbit Zeitstempeln versehenen Ereignisse der einzelnen Detektoren (z.B. vom CALIFA Event Builder) werden an einen Time Orderer gesendet, der sie entsprechend ihrer zeitlichen Abfolge in einen gemeinsamen Datenstrom einsortiert. Ein Time Sticher kann die Detektorereignisse anschließend anhand vorgegebener Koinzidenz-Zeitfenster zu globalen, detektorübergreifenden Ereignissen zusammen setzen. Dieses Vorgehen wurde bereits erfolgreich beim R^3B -Pilotexperiment getestet, das in Kapitel 5 ausführlich behandelt wird.

4.1 ÜBERBLICK

Ein Schwerpunkt beim Anfertigen der vorliegenden Arbeit lag in der Entwicklung der für CALIFA optimierten, totzeitfreien Echtzeit-Signalverarbeitungsfirmware für die FEBEX-Digitizer. Der Fokus lag dabei auf der Teilchenidentifizierung mittels Quick Particle Identification (QPID, siehe Abschnitt 4.3) sowie der Minimierung der Totzeit durch die Implementierung einer freilaufenden Mehrereignis-Auslese (siehe Abschnitt 4.6). Generell erlaubt die Firmware folgende Auslese- und Trigger-Modi.

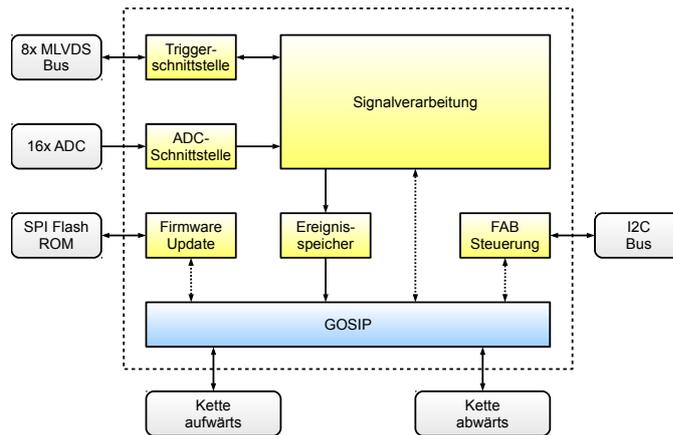
Auslese-Modi:

1. *Einzelereignis-Auslese*: Nach jedem akzeptierten Trigger werden die aufgenommenen Daten sofort ausgelesen.
2. *Mehrereignis-Auslese*: Die aufgenommenen Ereignisse werden im Modul gesammelt. Nachdem eine einstellbare Anzahl an Ereignissen gespeichert wurde, werden die Daten ausgelesen.

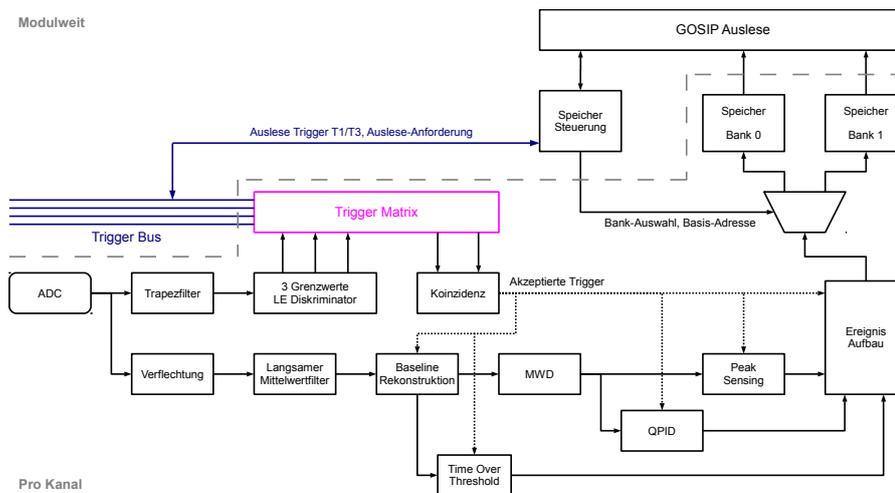
Trigger-Modi:

1. *Synchrone und koinzidente Aufnahme*: Alle Kanäle werden über einen gemeinsamen Trigger gesteuert. Optional kann die Datenaufnahme dabei auf Kanäle beschränkt werden, die selbst ein Ereignis erkannt haben.
2. *Freilaufende Aufnahme* (nur im Mehrereignis-Modus nutzbar): Jeder Kanal besitzt einen eigenen, von den übrigen Kanälen unabhängigen Trigger.

Abbildung 4.1 gibt eine Übersicht über die entwickelte Firmware. Zur Signalverarbeitung wird jedes der 16 digitalisierten Signale im FEBEX 3B in zwei Pfade getrennt. Im Zeit-Pfad glättet ein Trapezfilter zunächst das Signal und differenziert es mit einstellbaren Zeitkonstanten. Anschließend kommt ein spezieller Leading Edge Diskriminator mit mehreren Grenzwerten und eingebauter Walk Korrektur zum Erkennen von Ereignissen zum Einsatz (Abschnitt 4.2). Die vom Diskriminator erzeugten Triggersignale werden an eine frei konfigurierbare Triggermatrix gegeben, die außerdem mit dem modulweiten Triggerbus sowie den Triggereingängen des jeweiligen Kanals verbunden ist. Durch die Beschaltung der Triggermatrix lassen sich die verschiedenen Betriebsmodi flexibel realisieren.



(a) Funktionsblöcke der CALIFA Signalverarbeitungsfirmware.



(b) Signalverarbeitung in der CALIFA Firmware

Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der CALIFA Signalverarbeitungsfirmware

Im Energie-Pfad wird das Signal durch Aufsummieren von je 2 konsekutiven Amplitudenwerten auf 25 MHz herunter getaktet, um mit einer Verarbeitungsfrequenz von 100 MHz je vier Kanäle pro Verarbeitungseinheit in Echtzeit analysieren zu können (siehe Abschnitt 4.7). Anschließend wird das Signal in einem Ringpuffer verzögert und durch einen fließenden Mittelwertfilter (MA) geglättet. Die Baseline (Gleichspannungs-Versatz) wird rekonstruiert und vom Signal abgezogen. Nach einer Moving Window Deconvolution (MWD), die die reine, integrale Ladungsfunktion rekonstruiert, wird zur Energiebestimmung die maximale Pulshöhe im Gate gemessen. Alternativ lässt sich die Pulshöhe von Signalen, die den ADC Eingangsbereich übersteigen, mittels Zeit-über-Grenzwert-Methode (TOT) messen (Abschnitt 4.5). Mit dem QPID-Algorithmus werden die beiden Szintillationsamplituden N_f und N_s zur Teilchenidentifizierung getrennt berechnet (Abschnitt 4.3).

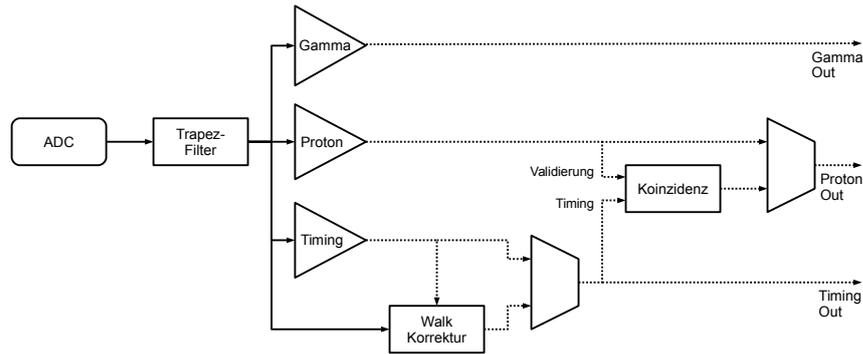


Abbildung 4.2: Übersicht über den implementierten 3-Grenzwerte-Diskriminator

Ein endlicher Zustandsautomat setzt alle Ereignisinformationen in einer Struktur zusammen und legt die erzeugten Daten in einer von zwei Speicherbänken ab, die alternierend per GOSIP vom PC ausgelesen werden können.

Alle Signalverarbeitungsfilter (Trapezfilter, Verzögerung, MA, MWD, Baseline Rekonstruktion) laufen kontinuierlich und ungetriggert. Dies ist Voraussetzung für die Echtzeit-Signalverarbeitung bei der das gesamte ankommende Signal ungepuffert verarbeitet wird, um 100% Durchsatz zu gewährleisten. Lediglich die Signalauswertungen (Pulshöhen-Messung, QPID, Time Over Threshold) benötigen die Vorgabe von Analyse-Fenstern (*Gate*) und arbeiten getriggert. Eine sonst übliche Konversions-Totzeit, in der die Firmware mit der Verarbeitung einer Signalspur beschäftigt ist, entfällt damit.

4.2 DISKRIMINATOR

4.2.1 Konzept

Zum eigenständigen Erzeugen von Triggersignalen besitzt jeder Kanal einen, speziell für die Anforderungen von CALIFA entwickelten, 3-Grenzwerte-Diskriminator (Abbildung 4.2). Vor dem eigentlichen Diskriminator glättet ein kontinuierlich laufender Trapezfilter das Signal zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und verkürzt es gleichzeitig, um nachfolgende Ereignisse zuverlässig erkennen zu können. Der Trapezfilter summiert das Eingangssignal u_k in zwei Zeitfenstern der Länge L (*Glättung*), die einen Abstand G zueinander besitzen und subtrahiert diese (*Differenzierung*):

$$Q_i = \sum_{k=i-L}^i u_k - \sum_{k=i-L-G}^{i-G} u_k \quad (4.1)$$

$$\equiv \Sigma_2 - \Sigma_1 . \quad (4.2)$$

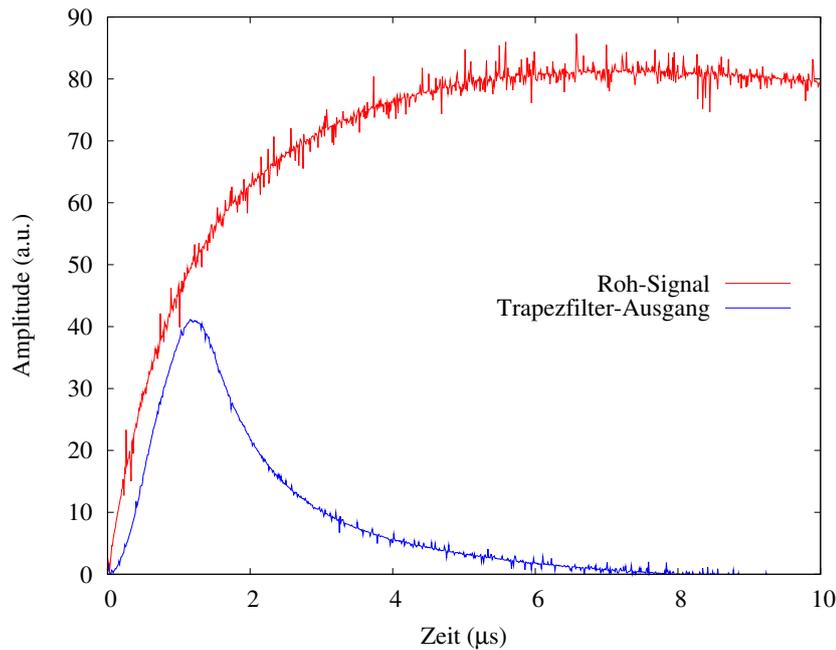


Abbildung 4.3: Durch den Trapezfilter wird das Rohsignal des Vorverstärkers geglättet und für eine bessere Pile-Up-Erkennung differenziert.

Abbildung 4.3 zeigt das digitalisierte Vorverstärkersignal sowie das Ausgangssignal des Trapezfilters.

Das Trapezfiltersignal wird von drei Leading-Edge-Diskriminatoren verwendet, die einen kurzen Triggerpuls erzeugen, wenn das Signal die individuell konfigurierbaren Grenzwerte überschreitet. Die Diskriminatoren sind primär vorgesehen zum Erkennen von γ -Strahlen (*Gamma-Trigger*, typ. Schwelle $E_\gamma \gtrsim 100$ keV), Protonen (*Protonen-Trigger*, typ. $E_{\text{Proton}} \gtrsim 10$ MeV) sowie zur Bestimmung des Zeitpunktes des Ereignisses (*Timing-Trigger*, typ. $E \gtrsim 50$ keV). Mit einer Koinzidenz aus γ - und Timing-Trigger über die 16 Kanäle, aber auch über den gesamten Detektor (oder nur bestimmte Abschnitte) ist eine optimale Sammlung der gesamten, über mehrere Kristalle verteilten Energie von γ -Quanten möglich. Davon abweichend können die Diskriminatoren durch die flexible Beschaltung der Triggermatrizen (siehe Abschnitt 4.8) auch universell eingesetzt werden.

Da der Protonen-Trigger primär für externe Detektoren gedacht ist, die mit dem signifikanten Trigger-Walk aufgrund des langsamen CsI(Tl)-Signals möglicherweise nicht umgehen können, kann der Protonen-Trigger in Koinzidenz mit dem Timing-Trigger ausgegeben werden. Dazu wird der um den maximal erwarteten Walk verzögerte Timing-Trigger ausgegeben, falls dieser innerhalb eines vom Protonen-Trigger gestarteten Koinzidenzfensters liegt.

Der Timing-Trigger selbst kann optional mit einer zusätzlichen Walk-Korrektur verwendet werden.

4.2.2 Walk Korrektur

Vor Allem der in Abschnitt 4.3 beschriebene QPID-Algorithmus zur Teilchenidentifizierung benötigt ein zeitlich stabiles Triggersignal als Referenz zur Messung der Szintillationsamplituden. Ein ausgeprägter Trigger-Walk, wie er durch das langsame CsI(Tl)-Signal unweigerlich entsteht, verschlechtert die Separation der Teilchensorten gerade im niederenergetischen Bereich. Da CALIFA auch eigenständig betrieben wird, muss dieser Walk durch die Firmware korrigiert werden.

Die Idee der implementierten Technik ist, das Maximum des Trapezfiltersignals nach dem Überschreiten des Grenzwertes zu suchen und den Trigger mit einer festen Verzögerung zu dem gefundenen Maximum auszugeben. Das Trapezfiltersignal folgt dem Verlauf des Vorverstärkersignals bis die Anstiegsflanke ($t \equiv 0$) im verzögerten Summationsfenster Σ_1 erscheint. Da die Steigung des Vorverstärkersignals monoton sinkt, ist dann

$$\frac{d}{dt} \Sigma_1 > \frac{d}{dt} \Sigma_2, \quad (4.3)$$

wodurch das Trapezfiltersignal schnell abfällt (vgl. Gleichung 4.2). Die Position des Maximums relativ zu $t = 0$ ist also durch die Filterparameter fest vorgegeben.

In der konkreten Implementierung wird nach dem Timing-Trigger ein Suchfenster der Länge L gestartet. Innerhalb dieses Fensters wird der maximale Signalwert gesucht und dessen Verzögerung Δt zum Timing-Trigger gespeichert. Die Zeitspanne zwischen Durchlaufen des Maximums und Ende des Suchfensters ist damit $L - \Delta t$. Um den Trigger mit einer festen Verzögerung D zum Maximum auszugeben, muss nach dem Ende des Suchfensters noch die Zeit $D - L + \Delta t$ abgewartet werden, bevor der Trigger-Puls ausgegeben wird.

Abbildung 4.4 zeigt den Effekt der Walk-Korrektur in der Praxis. Mit deaktivierter Walk-Korrektur zeigt sich bei niedrigen Amplituden eine deutliche Korrelation zwischen der Pulshöhe und der Trigger-Latenz. Projiziert auf die Zeit, ergibt sich bei homogener Amplitudenverteilung über den gesamten Energiebereich eine breite Verteilung ($\sigma = 128$ ns) mit einem langen Schweif zu hohen Latenzen. Wird die Walk-Korrektur aktiviert, reduziert sich der zu beobachtende Walk-Effekt deutlich. Die projizierte Verteilung besitzt keinen Schweif und eine Breite von nur noch $\sigma = 33$ ns.

Der geringe, verbleibende Walk entsteht durch die Glättung des Signals im Trapezfilter, wodurch das Signal langsamer zu steigen beginnt und die in (4.3) gestellte Bedingung nicht sofort gilt. Die Position des Maximums hängt somit noch leicht von der Pulshöhe ab. Der verbleibende Walk wird also durch steigende Glättungszeiten verstärkt. Gleichzeitig ist eine Divergenz der Verteilung bei niedrigen Pulshöhen zu beobachten. Diese entsteht durch elektronisches Rauschen, das eine zuverlässige Bestimmung des Maximums des zu-

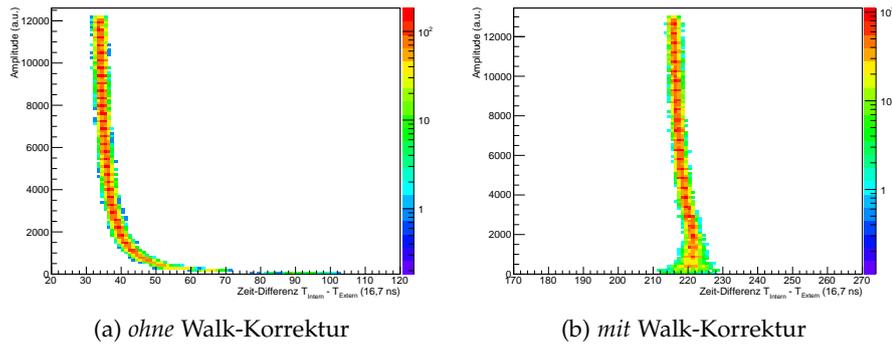


Abbildung 4.4: Ein digitaler Pulsgenerator [70] wurde verwendet, um CsI(Tl)-Pulse mit variierenden Amplituden zu erzeugen. Gemessen wurde die Latenz des intern erzeugten Triggersignals (mit und ohne Walk-Korrektur) relativ zum Referenz-Trigger des Pulsgenerators. Es ist die Pulshöhe gegen die gemessene Zeitdifferenz aufgetragen. In beiden Fällen wurde die Triggerschwelle knapp über den Rauschpegel eingestellt.

grunde liegenden Signals bei niedrigen Amplituden erschwert. Die Wahl der Glättungszeit beeinflusst also beide Effekte gegensätzlich und muss so gewählt werden, dass der Gesamteffekt minimal ist.

4.2.3 Pile-Up-Erkennung

Für eine best mögliche Energieauflösung und Teilchenseparation sollte ein möglichst großer Anteil des Szintillationslichtes eines Ereignisses gesammelt werden. Bedingt durch die langsamen Szintillationszeitkonstanten ist allerdings selbst nach einer Integrationszeit von $10 \mu\text{s}$ gerade 98% des Szintillationslichtes der beiden Hauptkomponenten gesammelt. Innerhalb eines solch langen Fensters ist die Wahrscheinlichkeit für ein Pile-Up, also ein weiteres Ereignis im aktiven Analyse-Fenster, nicht vernachlässigbar. Ein solches Pile-Up macht die gemessenen Daten in der Regel unbrauchbar. Daher ist es zum Einen essentiell, diese überhaupt erkennen zu können. Andererseits ist es gerade für Effizienzmessungen oder zum Messen von Streuquerschnitten wichtig, alle Ereignisse zählen zu können.

Zu diesem Zweck wurden die Diskriminatoren als digitale Schmitt-Trigger implementiert und besitzen eine Schalt-Hysterese. Beim erstmaligen Überschreiten der Schaltschwelle, wird ein kurzer Triggerimpuls erzeugt und der Diskriminator temporär deaktiviert. Sobald der Hysterese-Grenzwert unterschritten wird, wird der Diskriminator wieder aktiviert. Triggersignale, die auf diese Weise innerhalb eines aktiven Analyse-Fensters erzeugt werden, werden gezählt. Der Zählerstand wird zusammen mit den sonstigen Ereignisinformationen gespeichert. Je nach Filterparameter und gewünschter Triggerschwel-

le erwartet man damit eine Erhöhung der Pile-Up-Erkennungsrate um bis zu einem Faktor 10.

4.3 QUICK PARTICLE IDENTIFICATION (QPID)

Wie in Kapitel 2 ausführlich diskutiert wurde, kann über eine separate Messung der beiden Szintillationsamplituden N_f und N_s von CsI(Tl) das Teilchen im Szintillator identifiziert werden. Eine gängige Methode dazu ist die Integration des Photostroms in zwei Zeitfenstern, einem kurzen unmittelbar nach dem Triggerzeitpunkt und einem längeren, verzögerten Fenster. Die Fensterlängen und Zeitpunkte sind so gewählt, dass die im ersten Fenster enthaltene Ladung Q_f durch die schnelle Szintillationskomponente dominiert ist und die Ladung im zweiten Fenster Q_s durch die langsame.

Darauf aufbauend wurde die Quick Particle Identification (QPID) entwickelt. Das Vorverstärkersignal wird durch einen fließenden Mittelwertfilter (MA) geglättet und anschließend durch eine Moving Window Deconvolution (MWD) von der Vorverstärker-Antwortfunktion entfaltet. Das Ausgangssignal der MWD ist die im fließenden Zeitfenster enthaltene Ladung (für Details zu MA und MWD siehe [44]).

Das geglättete und entfaltete Signal lässt sich beschreiben durch

$$F(t) = \begin{cases} F_1(t) = \frac{1}{T} \int_0^t Q(t') dt' & , t \leq T \\ F_2(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t Q(t') dt' & , t \geq T \end{cases} \quad (4.4)$$

$$F_1(t) = \frac{N_f}{T} \left[t + \tau_f \left(e^{-\frac{t}{\tau_f}} - 1 \right) \right] + \frac{N_s}{T} \left[t + \tau_s \left(e^{-\frac{t}{\tau_s}} - 1 \right) \right] \quad (4.5)$$

$$F_2(t) = N_f \left[1 - \frac{\tau_f}{T} \left(e^{\frac{T}{\tau_f}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_f}} \right] - N_s \left[\frac{\tau_s}{T} \left(e^{\frac{T}{\tau_s}} - 1 \right) e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right]. \quad (4.6)$$

$Q(t)$ ist die integrierte Ladung im Zeitfenster $[0, t]$, T die Glättungszeit des Mittelwertfilters.

Die geglättete Ladungsfunktion $F(t)$ wird in zwei Integrale in den Intervallen $[t_1, t_2]$ und $[t_3, t_4]$ aufgeteilt. Die darin enthaltenen Ladungen sind

$$\begin{pmatrix} Q_f \\ Q_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F(t_2) - F(t_1) \\ F(t_4) - F(t_3) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} N_f \\ N_s \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

mit

$$A \equiv g(t_1, t_2, \tau_f)$$

$$B \equiv g(t_1, t_2, \tau_s)$$

$$C \equiv g(t_3, t_4, \tau_f)$$

$$D \equiv g(t_3, t_4, \tau_s)$$

$$g(t_a, t_b, \tau) = \begin{cases} g_1(t_a, t_b, \tau) & , t_a, t_b \leq T \\ g_2(t_a, t_b, \tau) & , t_a \leq T < t_b \\ g_3(t_a, t_b, \tau) & , t_a, t_b \geq T \end{cases} \quad (4.8)$$

$$g_1(t_a, t_b, \tau) = \frac{1}{T} \left[t_b - t_a + \tau \left(e^{-\frac{t_b}{\tau}} - e^{-\frac{t_a}{\tau}} \right) \right] \quad (4.9)$$

$$g_2(t_a, t_b, \tau) = 1 - \frac{1}{T} \left[t_a + \tau \left(e^{-\frac{t_a}{\tau}} + \left(e^{\frac{T}{\tau}} - 1 \right) e^{-\frac{t_b}{\tau}} - 1 \right) \right] \quad (4.10)$$

$$g_3(t_a, t_b, \tau) = \frac{\tau}{T} \left(e^{\frac{T}{\tau}} - 1 \right) \left(e^{-\frac{t_a}{\tau}} - e^{-\frac{t_b}{\tau}} \right) . \quad (4.11)$$

Die Invertierung der Mischungsmatrix ergibt

$$\begin{pmatrix} N_f \\ N_s \end{pmatrix} = \frac{1}{AD - BC} \begin{pmatrix} D & -B \\ -C & A \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Q_f \\ Q_s \end{pmatrix} . \quad (4.12)$$

Die Komponenten der Mischungsmatrix A, B, C und D hängen nur von den gewählten Zeitpunkten sowie der Glättungszeit T ab. Die Parameter sollten so gewählt werden, dass

$$\frac{dN_{f,s}}{dQ_{f,s}} \rightarrow 1, \quad \frac{dN_{f,s}}{dQ_{s,f}} \rightarrow 0,$$

also,

$$A, D \rightarrow 1, \quad B, C \rightarrow 0 .$$

Diese Forderungen führen zu $t_1 = 0$ und $t_4 \rightarrow \infty$. Mit der Wahl von t_4 muss dabei ein Kompromiss zwischen der maximal möglichen Ereignisrate ($\sim \frac{1}{t_4}$) und maximaler Auflösung eingegangen werden. Mit $t_1 = 0$ ergibt sich eine in der Praxis natürlichere Parametrisierung durch eine schnelle Integrationszeit $t_f = t_2 - t_1 = t_2$, der Lücke zwischen den Integrationszeitfenstern $t_G = t_3 - t_2$ und einer langsamen Integrationszeit $t_s = t_4 - t_3$. Die optimale Wahl der Parameter t_2 und t_3 ist in [44] diskutiert.

Aus diesen Parametern berechnet die Auslesesoftware (siehe Abschnitt 3.5) zu Beginn der Datenaufnahme die inverse Mischungsmatrix und speichert die Komponenten per Slow Control in Konfigurationsregistern in jedem FEBEX 3B Modul.

Obwohl die QPID kontinuierlich laufen könnte, wurde eine Implementierung als Zustandsautomat vorgezogen. Zum Aufzeichnen der Integrale Q_f und Q_s als fließende Fenster werden drei Ringpuffer benötigt. Für die Berechnung von N_f und N_s aus Q_f und Q_s sind außerdem vier Multiplikationen notwendig. Da die Multiplikation eine sehr aufwendige Operation ist, ist sie praktisch nur über spezielle Multiplizierer-Zellen (DSP-Zellen) des FPGAs implementierbar. Das Gleiche gilt für die Ringpuffer, die sich nur über spezielle Speicherzellen implementieren lassen. Sowohl DSP- als auch Speicherzellen stehen nur in begrenzter Anzahl zur Verfügung und sind nicht homogen im FPGA verteilt. Werden viele dieser Zellen von der selben Logik verwendet, führt das zu langen Signalpfaden im FPGA mit entsprechenden Laufzeiten. Ein Betrieb mit der, für die Echtzeit-Verarbeitung erforderlichen, Taktfrequenz, ist nicht mehr oder nur sehr schwer möglich.

Statt also für jeden Kanal je vier DSP- und drei Speicherzellen zu verwenden, wird durch die Implementierung als Zustandsautomat zusammen mit der 4:1 Kanal-Verflechtung (siehe Abschnitt 4.7) nur eine DSP-Zelle von vier Kanälen gemeinsam genutzt. Ringpuffer werden nicht benötigt. Die vier Takte Wartezeit (160 ns), die dadurch entstehen, sind gegen die typische Analysefensterlänge von 10 μ s vernachlässigbar.

4.4 IPHOS

Eine weitere Anwendung der (Q)PID-Informationen N_f und N_s , ist, neben der bereits vorgestellten Teilchenidentifizierung, die, von Michael Bendel für CALIFA entwickelte, iPhos-Technik zur Rekonstruktion der Energie nicht gestoppter Teilchen [19, 36]. Diese Technik ist nicht Bestandteil der Signalverarbeitungsfirmware, nutzt jedoch die, aus der in der Firmware implementierten QPID gewonnenen, Informationen N_f und N_s . Sie ist integraler Bestandteil des Datenaufnahme- und Analyse-Konzepts und soll daher im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Die Amplituden der Szintillationskomponenten N_f und N_s kommen durch Integration der differentiellen Szintillationseffizienzen $\frac{dN_{f,s}}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ beim Durchgang eines Teilchens durch den Szintillator zustande. Für eine bestimmte Teilchensorte lässt sich die Szintillationseffizienz zu einer Funktion der momentanen Energie $\frac{dN_{f,s}}{dE}(E)$ umformulieren. Wird ein Teilchen mit Energie E_0 im Szintillator gestoppt, sind die Szintillationsamplituden

$$N_{f,s}^{\text{total}}(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dN_{f,s}}{dE}(E') dE' . \quad (4.13)$$

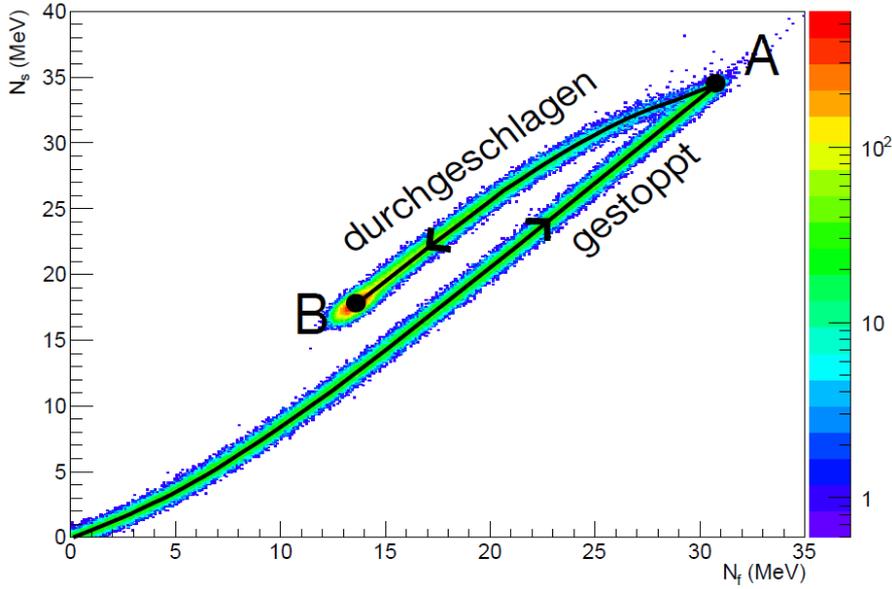


Abbildung 4.5: Simulierte Szintillationsamplituden N_f und N_s beim Protonen-Beschuss eines 15,3 mm langen CsI(Tl)-Kristalls mit einer flachen Energieverteilung zwischen $0 < E_p \leq 100$ MeV. Bis zum Durchschuss (Markierung A) entspricht die Summe $N_f + N_s$ der Gesamtenergie der Protonen. Anschließend nimmt die deponierte Energie und damit auch die Summe der Amplituden ab. Die durchgeschlagenen Protonen liegen jedoch auf einem separaten Ast und lassen sich von den gestoppten Protonen unterscheiden [36, S. 42].

Verlässt das Teilchen den Szintillator mit einer Restenergie E_1 verschiebt sich die untere Integrationsgrenze zu

$$N_{f,s}^{\Delta}(E_0, E_1) = \int_{E_1}^{E_0} \frac{dN_{f,s}}{dE}(E') dE'. \quad (4.14)$$

Aufgrund des nicht-linearen Verlaufs des Verhältnisses der Szintillationseffizienzen, ergeben sich für gestoppte und nicht gestoppte Teilchen mit identischem Energieverlust im Szintillator ΔE unterschiedliche $\frac{N_f}{N_s}$ -Verhältnisse:

$$N_{f,s}^{\text{total}}(E_0^1 = \Delta E) \neq N_{f,s}^{\Delta}(E_0^2, E_0^2 - \Delta E). \quad (4.15)$$

Es ist also möglich, alleine mit Hilfe der Szintillationsamplituden N_f und N_s zu unterscheiden, ob ein Teilchen gestoppt wurde und seine gesamte Energie deponiert oder den Detektor mit einer Restenergie verlassen hat (vgl. Abbildung 4.5).

Aufgrund dieser Unterscheidung ist es möglich aus dem Energieverlust der Teilchen die damit eindeutig verknüpfte Gesamtenergie des Teilchens zu bestimmen. Die empirische Funktion

$$E_0(\Delta E) = \frac{a}{\Delta E - b} + c(\Delta E - b) \quad (4.16)$$

beschreibt den Zusammenhang zwischen der deponierten Energie ΔE und der Gesamtenergie E_0 für nicht-gestoppte Teilchen [36]. Die Parameter a, b und c hängen von der Kristalllänge (bzw. der Wegstrecke der Teilchen durch den Szintillator) und der betrachteten Teilchensorte ab. Sie lassen sich experimentell oder, wie in Abschnitt 5.3.2 durchgeführt, mit einer Simulation bestimmen.

Die mit dieser Methode erreichbare Energieauflösung (Halbwertsbreite) liegt bei

$$\left. \frac{\Delta E_0}{E_0} \right|_{100\%} \approx 2\%$$

für Protonen, die gerade nicht gestoppt werden und steigt dann an auf

$$\left. \frac{\Delta E_0}{E_0} \right|_{25\%} \approx 12\%$$

für Protonen, die nur noch 25% ihrer Gesamtenergie im CsI(Tl) deponieren [45]. Diese Auflösung ist im Wesentlichen durch das Energy Straggling der Teilchen beim Durchschuss bestimmt, das mit steigender Gesamtenergie auf die immer steiler werdende $E_0(\Delta E)$ -Kurve projiziert wird und die Verschlechterung der Auflösung hervorruft.

4.5 ZEIT-ÜBER-GRENZWERT-MESSUNG

Für Experimente bei denen CALIFA primär als γ -Spektrometer benutzt wird (z.B. Coulomb Anregung), ist vorgesehen, die Vorverstärker im Barrel mit reduziertem dynamischen Bereich von $0 < E < 30$ MeV zu betreiben, um die Auflösung für niederenergetische γ -Strahlung zu optimieren. Dennoch sollte gleichzeitig auch die Energie hochenergetischer Teilchen, im Wesentlichen Protonen, bestimmt werden können. Überschreitet das Signal dabei den Eingangsbereich des Vorverstärkers, bzw. des Digital-Analog-Wandlers, ist die direkte Messung der Pulshöhe zur Energiebestimmung nicht möglich.

Die Pulshöhe kann statt dessen über eine Zeit-Über-Grenzwert-Messung bestimmt werden. Da die Abklingzeit des Vorverstärkers gegenüber der Signalanstiegszeit dominiert,

$$\tau_{RC} = 35 \mu\text{s} \gg \tau_{s,f} \leq 3,3 \mu\text{s} ,$$

kann das Vorverstärkersignal in erster Näherung als einfache Exponentialfunktion mit instantanem Anstieg betrachtet werden. Für ein Signal mit Amplitude U_0 ist die Zeit Δt , zwischen dem Überschreiten eines beliebigen Grenzwertes U_T bis zum erneuten Unterschreiten damit

$$\Delta t(U_0) = \tau_{RC} \ln \frac{U_0}{U_T} .$$

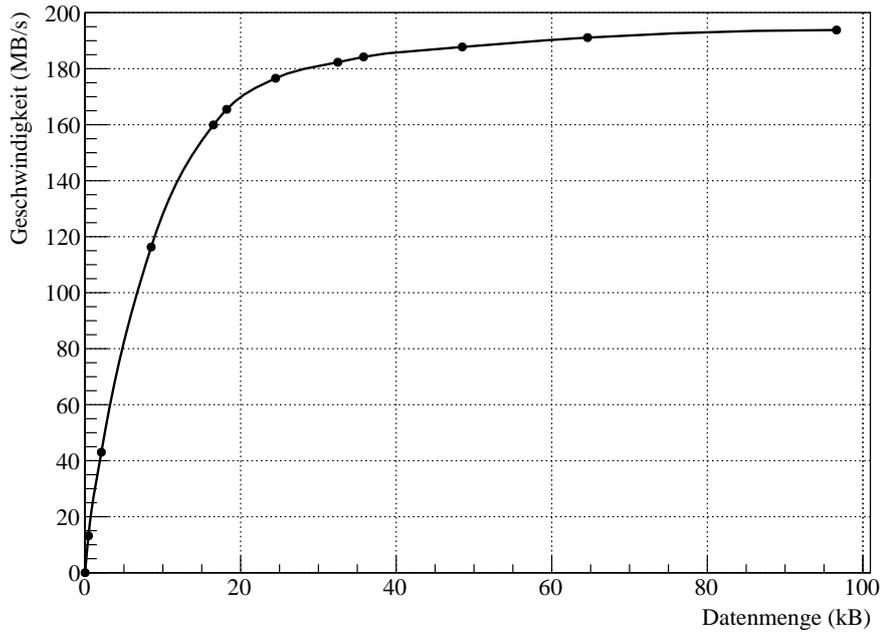


Abbildung 4.6: GOSIP Datenübertragungsgeschwindigkeit für variierende Datenmengen

Die Invertierung ergibt unmittelbar

$$U_0(\Delta t) = U_T \exp\left(\frac{\Delta t}{\tau_{RC}}\right). \quad (4.17)$$

Durch die Messung der Zeitdifferenz Δt zwischen Über- und Unterschreiten eines beliebigen Grenzwertes innerhalb des messbaren Bereiches kann also die Amplitude U_0 bestimmt werden. Die mit dieser Methode erreichbare Energieauflösung ist unabhängig von der Energie $\frac{\Delta E}{E} \lesssim 1\%$ [18]. Die Zeit-Über-Grenzwert-Methode beschränkt jedoch die maximale Ereignisrate. Für Protonen mit $E_p = 300$ MeV beträgt die Zeit zwischen Über- und Unterschreiten eines Grenzwertes von $U_T = 25$ MeV, $\Delta t = 87 \mu\text{s}$. In dieser Zeit dürfen keine weiteren Ereignisse auftreten, da eine Pile-Up-Erkennung aus der Pulsform nicht möglich ist.

4.6 MEHREREIGNIS-AUSLESE

Obwohl über die Glasfaserauslese per GOSIP Datenraten von bis zu 200 MB/s erreicht werden können, ist die Datenübertragung ineffizient für kleine Datenmengen, wie Abbildung 4.6 zeigt. Bei der Übertragung eines 0,4 kB großen Datenpakets (entspricht einem Ereignis mit Multiplizität 10) wird lediglich eine Übertragungsgeschwindigkeit von rund 12 MB/s erreicht. Erst mit steigender Paketgröße konvergiert die Übertragungsgeschwindigkeit gegen die maximal erreichbaren 200 MB/s.

Wird in der Einzelereignis-Auslese also ein Ereignis mit Multiplizität 10, innerhalb der 256 Kanäle eines Crates, aufgenommen dauert die Auslese bzw. Übertragung dieser Daten $t_{RO} = 32 \mu\text{s}$. Eine totzeitfreie Auslese bei höheren Raten ist nicht möglich. Bei geringeren Multiplizitäten sinkt die Datenrate schneller als die Paketgröße. Bei höheren Multiplizitäten steigt die Paketgröße hingegen schneller als die Datenrate. Es existiert keine Konstellation in der die Auslesegeschwindigkeit die Aufnahmegeschwindigkeit übersteigt.

Es liegt also nahe, die Ereignisse nicht einzeln nach jedem Trigger auszulesen, wie es vom GOSIP/MBS System vorgesehen ist, sondern die Ereignisse lokal in den FEBEX 3B-Modulen zu speichern. Erst wenn eine Datenmenge angesammelt wurde, für die die Glasfaserauslese effizient möglich ist ($\gtrsim 20 \text{ kB}$), werden die Daten ausgelesen.

Dazu werden getrennte *Ereignis-Trigger* und *Auslese-Trigger* verwendet. Durch einen Ereignis-Trigger, der intern im Modul erzeugt oder von außen eingespeist wurde, wird ein Ereignis aufgenommen und lokal im FEBEX 3B-Modul gespeichert. Jeder Kanal besitzt zwei Speicherbänke, die ausreichend Platz für je 225 Ereignisse bieten. Sobald in einem Kanal eine konfigurierbare Anzahl an Ereignissen überschritten wurde, wird eine *Auslese-Anfrage* an die Datenaufnahme gesendet. Wird diese validiert (wenn gerade nicht schon eine Auslese läuft) wird ein Auslese-Trigger gesendet.

Durch den Auslese-Trigger wird die Glasfaserauslese vorbereitet. Alle Kanäle, die gerade keine Daten schreiben, wechseln sofort die Speicherbank, um auch während der Auslese weiter Ereignisse aufnehmen zu können. Kanäle, die gerade noch Daten schreiben, wechseln die Bank sobald das aktuelle Ereignis abgeschlossen ist. Wenn alle Kanäle auf die nächste Bank umgeschaltet wurden, wird die vorherige Bank zur Auslese freigegeben.

Dadurch werden bei der Auslese Datenraten $\gtrsim 190 \text{ MB/s}$ gewährleistet. Mit dieser Übertragungsgeschwindigkeit kann, bei einer Ereignisrate von 100 kHz, pro Glasfaser mit einer durchschnittlichen Multiplizität von bis zu 47,5 Kristallen pro Ereignis totzeitfrei ausgelesen werden. Erst bei höheren Ereignisraten bzw. Multiplizitäten, übersteigt die Auslesezeit die für die Aufnahme benötigte Zeit.

Ein weiterer, entscheidender Vorteil der Mehrereignis-Auslese ist der freilaufende, triggerlose Modus, der aufgrund der zentralen Triggervalidierung durch MBS in der Einzelereignis-Auslese nicht möglich ist. In der Einzelereignis-Auslese wird jeder Trigger durch MBS validiert und zentral an alle Kanäle verteilt. Der zentral verteilte Trigger kann optional in den einzelnen Kanälen mit dem selbst generierten Trigger validiert werden. Alle Kanäle, die innerhalb eines Koinzidenz-Zeitfensters einen internen Trigger generieren, nehmen Daten auf. Kanäle, die an der Datenaufnahme nicht beteiligt sind, können jedoch bis zur folgenden Auslese keine Daten mehr aufnehmen. Das bedeutet, dass die Totzeiten aller Kanäle im gesamten Detektor syn-

chronisiert sind. Folgt auf einen akzeptierten Trigger ein Ereignis in einem unbeteiligten Kanal, das nicht mehr in das Koinzidenzfenster fällt, kann es nicht aufgenommen werden.

Im freilaufenden Modus kann jeder Kanal jederzeit Daten aufnehmen. Durch jeden akzeptierten Ereignis-Trigger (der intern generiert sein kann und keine externe Validierung erfordert) wird ein Ereignis zusammen mit seinem Zeitstempel in der Speicherbank des jeweiligen Kanals abgelegt. Obwohl intern generierte Trigger auch zentral validiert werden können, hat dies keine Auswirkung auf die Totzeit. Nur durch die überlappenden Analyse-Fenster unterschiedlicher Kanäle ist ein totzeitfreier Betrieb des Detektors möglich.

4.7 KANAL-VERFLECHTUNG

Während der Implementierung der Signalverarbeitung hat sich gezeigt, dass die 16 vorgesehenen Kanäle die verfügbaren Ressourcen des FPGAs erschöpfen. Der begrenzende Faktor ist hauptsächlich die begrenzte Verfügbarkeit von Speicherzellen. Für viele Filter werden Ringpuffer zur Signalverzögerung benötigt, die über Speicherzellen implementiert sind. Jede Speicherzelle kann 1024 Werte speichern, was in der Regel nicht erforderlich ist.

Um diese Limitierung zu umgehen, wurde eine Kanal-Verflechtung implementiert, bei der die Signale von vier Kanälen durch eine einzige Instanz der Signalverarbeitungsfilter verarbeitet werden. Dazu werden die Signalwerte von je vier ADC-Kanälen (D_i^k , k : Kanalnummer, i : Zeit / Wert-Nummer) zu einem gemeinsamen Datenstrom $D_i^{\text{interlaced}}$ verflochten:

$$D_i^{\text{interlaced}} \equiv \{\dots, D_i^0, D_i^1, D_i^2, D_i^3, D_{i+1}^0, D_{i+1}^1, \dots\}$$

Um die Signale weiter in Echtzeit verarbeiten zu können wird die Signalverarbeitung mit der vierfachen Abtastrate betrieben. Da die, bei einer Abtastrate von 50 MS/s benötigte, Verarbeitungsfrequenz von 200 MHz schwer realisierbar ist, wird das Eingangssignal zunächst herunter getaktet, indem zwei konsekutive 14 bit-Datenwörter zu einem 15 bit-Datenwort aufaddiert werden. Damit reduzieren sich die Signalrate auf 25 MS/s und die nötige Verarbeitungsfrequenz auf 100 MHz.

Obwohl die eigentliche Signalverarbeitungslogik nur noch ein Mal pro vier Kanälen implementiert werden muss, benötigt jeder Kanal weiterhin eigene Zustandsregister. Neben dem verflochtenen Signal wird die Kanal-Nummer des aktuellen Datenworts durch die Signalverarbeitung gereicht (Abbildung 4.7). Am Eingang von jedem Filter bzw. jedem Zustandsautomat wählt ein Multiplexer die Zustandsregister des jeweiligen Kanals aus, die für die Signalverarbeitung benötigt werden (z.B. Summenregister des fließenden Mittelwertfilters).

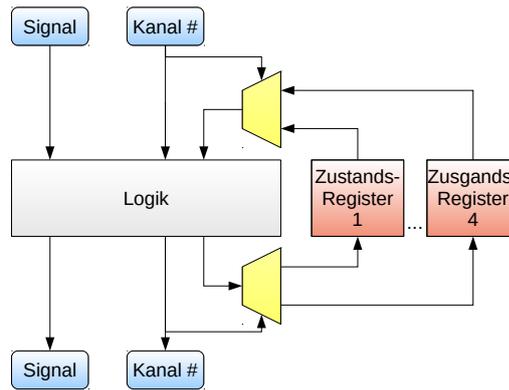


Abbildung 4.7: Implementierung der verflochtenen Signalverarbeitung. Ein Multiplexer liest die Zustandsregister des aktuellen Kanals für die Signalverarbeitungslogik aus. Ein Demultiplexer schreibt die neu berechneten Werte zurück in das korrekte Register.

Am Ausgang schreibt ein Demultiplexer die neu berechneten Zustandswerte in die korrekten Register.

Alle Ressourcen innerhalb der Signalverarbeitungslogik werden von allen vier Kanälen geteilt. Das gilt auch für Speicher- und DSP-Zellen. Ringpuffer, die in den geteilten Speicherzellen implementiert sind, stellen jedem Kanal nur noch ein viertel der Kapazität (256 Werte) zur Verfügung, was für alle Filter ausreicht. Es werden also ein Viertel dieser Zellen sowie einige Logik-Zellen eingespart. Die Ersparnis an Signalverarbeitungslogik übersteigt den Zusatzaufwand für Multiplexer und Demultiplexer signifikant. Durch dieses System ist die Implementierung der komplexen Signalverarbeitung für 16-Kanäle im FPGA des FEBEX 3B erst möglich geworden.

4.8 TRIGGERBUS

Um maximale Flexibilität bei der Konfiguration des Betriebsmodus zu ermöglichen, wurde ein modulweiter 8-fach Triggerbus implementiert, der über Schaltmatrizen mit den 16 Kanälen und dem externen MLVDS Triggerbus verbunden ist (Abbildung 4.8). Neben vier Allzweckleitungen, die keine spezielle Funktion besitzen und zur Synchronisation aller Kanäle oder Kanalgruppen genutzt werden können, besitzt der Bus vier Spezialleitungen:

1. Auslese-Trigger T1
2. Auslese-Trigger T3
3. Auslese-Anforderung
4. Veto

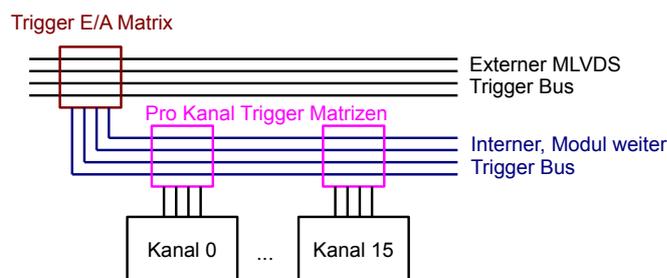


Abbildung 4.8: Trigger-Verteilung in der CALIFA Firmware

Ein Signal auf den Leitungen *Auslese-Trigger T1/T3* veranlasst die Speichersteuerung die Datenauslese per GOSIP vorzubereiten. Kanäle, die gerade keine Daten schreiben, wechseln sofort auf die nächste Bank, um auch während der Auslese Daten schreiben zu können. Auf Kanäle, die gerade Daten schreiben, wird gewartet bis der Schreibvorgang abgeschlossen ist. Anschließend wechseln auch diese auf die nächste Bank. Die bisherige Speicherbank ist dann bereit zur Auslese. Für die Einzelereignis-Auslese wird dieses Signal außerdem mit den Triggereingängen der Verarbeitungskanäle verbunden. Diese Signale werden vom EXPLODER erzeugt und gleichzeitig an MBS gesendet, das die Auslese durchführt.

In der Mehrereignis-Auslese wird das Signal *Auslese-Anforderung* von der Speichersteuerung benutzt, um zu signalisieren, das mindestens ein Kanal die konfigurierte Anzahl an Ereignissen gespeichert hat und ausgelesen werden soll. Im Einzelereignis-Modus kann dieses Signal direkt von den Diskriminatoren erzeugt werden, um eine Auslese für jedes Ereignis zu starten. Das Signal wird über den externen MLVDS-Bus an das EXPLODER Modul gesendet, das die Anfrage validiert und daraufhin einen Auslese-Trigger erzeugt.

Das *Veto*-Signal kann benutzt werden, um zu signalisieren, dass das gesamte Modul oder einzelne Kanäle gerade keine Daten aufnehmen können. Es kann im EXPLODER zur Unterdrückung von Triggersignalen verwendet werden, um eine synchrone Auslese auch im Mehrereignis-Modus zu ermöglichen.

R³B PILOTEXPERIMENT

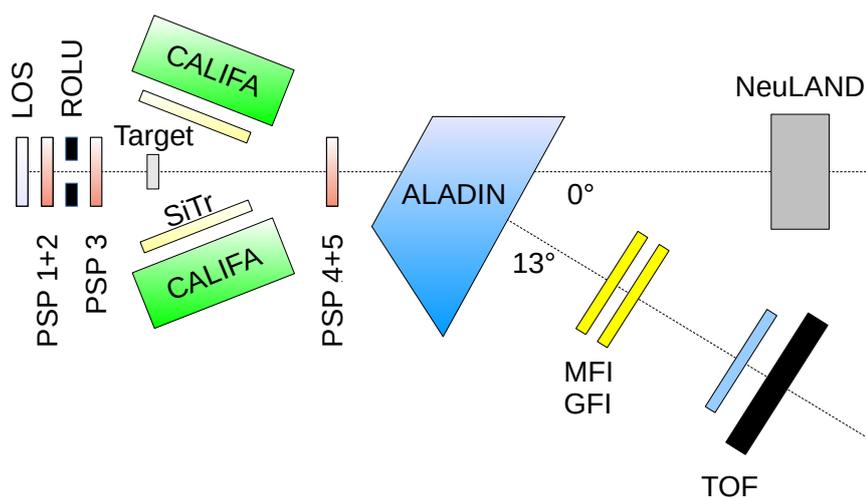
5.1 MOTIVATION UND AUFBAU

5.1.1 Überblick

Im September 2014 wurde am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt ein Pilotexperiment zum geplanten R³B-Detektorsystem mit Prototypen der verschiedenen Subsysteme durchgeführt. Ziel war es, neben der Funktion der einzelnen Detektoren, das Zusammenspiel der Systeme unter realistischen Bedingungen zu testen. Das Experiment wurde anstelle des LAND R³B-Setups in Cave C aufgebaut.

Der Aufbau, gezeigt in Abbildung 5.1, besteht neben dem CALIFA Demonstrator (siehe Abschnitt 5.1.2) aus:

- *LOS*: Ein dünner Plastik-Szintillator, der über vier Photomultiplizierer ausgelesen wird, um Start-Trigger für die Auslese und Time-Of-Flight-Messung (TOF) zu generieren.
- *ROLU* („Rechts, Oben, Links, Unten“): Vier Plastik-Szintillatoren, die sich von allen Seiten in den Strahl fahren lassen und damit die räumliche Akzeptanz vorgeben. Ein Treffer auf einem der vier Szintillatoren erzeugt ein Veto-Signal das weitere Triggersignale unterdrückt.
- *PSP* (Position Sensitive silicon PIN diode): Die 5x5 cm² großen Silizium Detektoren bestehen aus je 16, drei Millimeter breiten Streifen auf einer Seite und einer großflächigen Kathode auf der anderen Seite. Die Streifen werden von zwei Seiten ausgelesen, um aus der Ladungsaufteilung auf die Position des durchgeschlagenen Teilchens rückschließen zu können. Detektoren 1 und 2 sowie 4 und 5 sind 90 ° verdreht zueinander verbaut, um eine zweidimensionale Positionsbestimmung zu erlauben. Davon abweichend besteht Detektor 3 aus je 16 Streifen auf jeder Seite (90 ° verdreht), die jedoch nicht positionsempfindlich sind. Die Kombination aus 1, 2 und 3 erlaubt die Rekonstruktion des Einfallswinkels des Primärstrahls vor dem Target, Detektoren 4 und 5 die des Ausfallswinkels der Fragmente nach der Reaktion und damit den Transversalimpuls.
- *SiTr* (Silicon Tracker): Zwei gegenüberliegende Segmente des Silicon Trackers umgeben das Target zur präzisen Bestimmung

Abbildung 5.1: Aufbau des R³B-Pilotexperiments

der Streuwinkel von Protonen. Die 300 μm dicken trapezförmigen Silizium-Segmente, die sich mit der Raumwinkelakzeptanz von CALIFA decken, sind beidseitig in 50 μm breite Streifen unterteilt, die 16° gegeneinander verkippt sind [79]. Damit kann eine Winkelauflösung von $\sigma_{\Theta} \approx 1,5 \text{ mrad}$, $\sigma_{\varphi} \approx 0,2 \text{ mrad}$ erzielt werden.

- *ALADIN* („A Large Dipole magNet“): Dipolmagnet zur Trennung der Reaktionsfragmente nach $\frac{Z}{A}$ -Verhältnis.
- *NeuLAND* („Neuer Large Area Neutron Detector“): Der Demonstrator für den Neutronen-TOF-Detektor besteht aus 5 250x250 cm großen Szintillator-Doppellagen. Jede Doppellage ist aus zwei Schichten von je 50, fünf Zentimeter breiten RP408 Plastikszintillatorstäben zusammen gesetzt, die 90° gegeneinander verdreht sind und damit eine zweidimensionale Positionsbestimmung erlauben [18].
- *GFI* („Großer Fiber Detektor“): Der Detektor mit einer aktiven Fläche von 50x50 cm² besteht aus 480 dünnen BCF-12 Plastikszintillatorstäben (1x1 mm² Querschnitt). Zusammen mit einer genauen Kenntnis über das Magnetfeld von ALADIN ist eine Impulsrekonstruktion für geladene Fragmente möglich [80]. *MFI* ist eine Weiterentwicklung der Fiber Detektoren für R³B.
- *TOF* (Time Of Flight Wall): Die Flugzeitwand ist aus 32 Plastikszintillatorstäben aufgebaut und erlaubt zusammen mit LOS eine Flugzeit- bzw. Geschwindigkeitsmessung und damit eine longitudinale Impulsbestimmung.

Die klassischen LAND-Detektoren (LOS, ROLU, GFI, TOF, Teile von NeuLAND) wurden über ein gemeinsames MBS-System synchron getriggert und ausgelesen. Davon unabhängig wurden die R³B-

Prototypdetektoren (PSP, SiTr, MFI, CALIFA) über jeweils eigenständige Datenaufnahme-Systeme ausgelesen. Die Daten von allen Systemen wurden mit WhiteRabbit-Zeitstempeln markiert und über einen eigens entwickelten *Time Orderer* zeitlich sortiert zu einem gemeinsamen Datenstrom zusammen geführt und gespeichert. Über einen *Time Stitcher* können die Daten der einzelnen Systeme anhand festgelegter Koinzidenz-Zeitfenster zu detektorübergreifenden Ereignissen zusammen gesetzt werden. Dieses Vorgehen entspricht bereits weitgehend der für R^3B vorgesehenen Datenaufnahme.

Leider stehen die Daten des Silicon Trackers aufgrund technischer Probleme bei der Datenaufnahme gegenwärtig nicht zur Verfügung. Das beschränkt die Winkelauflösung für Protonen und andere leichte, geladene Teilchen auf die Detektor-Granularität von CALIFA. Außerdem wird an der Impulsrekonstruktion für die Fragmente in Vorwärtsrichtung gegenwärtig noch gearbeitet, so dass diese für die vorliegende Arbeit noch nicht verwendet werden konnte.

Ein ^{48}Ca -Primärtrahl mit einer Energie von $E = 550 \text{ AMeV}$ wurde zur Nachbildung geplanter R^3B -Reaktionstypen auf verschiedene Targets geschossen. Im Folgenden soll die quasi-freie Streuung $^{48}\text{Ca}(p,2p)^{47}\text{K}$ in inverser Kinematik unter Verwendung von Polyethylen-Targets untersucht werden.

5.1.2 CALIFA Demonstrator

Der im Pilotexperiment verwendete CALIFA Demonstrator besteht aus 128 CsI(Tl)-Szintillatorkristallen aus dem Barrel-Bereich von CALIFA. Diese sind aufgeteilt in zwei sog. *Petals*, in denen je 64 Kristalle in 4 Spalten (φ) und 16 Reihen (θ) angeordnet sind. Die Petals wurden sich gegenüber ($\Delta\varphi = 180^\circ$) montiert und deckten einen Polarwinkelbereich von $25,9^\circ \leq \Theta \leq 66,0^\circ$ ab. Der CALIFA Demonstrator besitzt damit eine durchschnittliche Winkelauflösung von $\sigma_\Theta \approx 13 \text{ mrad}$ bzw. $\sigma_\varphi \approx 28 \text{ mrad}$.

Von den sechs Kristalltypen des vollständigen CALIFA Barrels kommen beim Demonstrator drei zum Einsatz. Im vordersten Bereich $25,9^\circ \leq \Theta \leq 38,7^\circ$ sind sechs Reihen *Typ I*-Kristalle mit einer Länge von $l_1 = 22 \text{ cm}$ verbaut. Der mittlere Bereich $38,7^\circ \leq \Theta \leq 54,1^\circ$ wird durch sechs Reihen *Typ II* mit einer Länge von $l_2 = 18 \text{ cm}$ abgedeckt. Vier Reihen *Typ III*-Einheiten mit einer Länge von $l_3 = 17 \text{ cm}$ werden im hinteren Bereich $54,1^\circ \leq \Theta \leq 66,0^\circ$ verwendet.

Die Datenaufnahme entsprach dem in Kapitel 3 diskutiertem Konzept für das Barrel. Die Auslese der Hamamatsu LAAPDs erfolgte über zwei Mesytec MPRB-32 Vorverstärker pro Petal, deren Signale von insgesamt 8 FEBEX 3B-Digitizern mit aufgesetzten FAB verarbeitet wurden. Bis auf die Mehrereignis-Auslese, die zum Experiment noch nicht vollständig entwickelt war und daher nicht verwendet

werden konnte, entsprach die verwendete Signalverarbeitungsfirmware der in Kapitel 4 vorgestellten.

5.2 QUASI-FREIE (P,2P) REAKTION

Die (p,2p)-Reaktion ist ein Spezialfall der quasi-freien Streuung, bei der ein Projektil an einem einzelnen Nukleon oder einem Cluster in einem Kern gestreut wird. Es wird dabei angenommen, dass der Restkern nicht an der Reaktion beteiligt ist und weder mit Projektil noch mit den Ejektilen der Reaktion wechselwirkt, so dass alle Partizipanten kinematisch als *frei* betrachtet werden können. Diese Näherung ist gültig bei Projektilenergien $E \gtrsim 700$ AMeV, bei denen der Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt für die gestreuten Nukleonen minimal ist [81, 82]. Die Streuung ist damit quasi-elastisch.

Die wesentlichen Unterschiede zwischen einer echten freien und einer quasi-freien Streuung sind die Bindungsenergie des Nukleons oder Clusters, die aufgewendet werden muss, um dieses aus dem Kernverbund zu entfernen sowie die Impulsverteilung der Nukleonen.

Betrachtet man die quasi-freie Streuung vereinfacht im Fermi-Gas-Modell (siehe Abschnitt 1.1.1), besitzt ein beliebiges Nukleon im Durchschnitt, projiziert auf eine willkürliche Raumrichtung (Strahlachse), eine Impulsverteilung mit einer Breite von

$$\sigma_{p'} = \sqrt{\langle p'^2 \rangle - \langle p' \rangle^2} \quad (5.1)$$

$$= \sqrt{\frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} p'^2 d\Omega} . \quad (5.2)$$

Dabei wurde bereits $\langle p' \rangle = 0$ ausgenutzt, da sich die Nukleonen isotrop bewegen und so der mittlere Impuls in einer bestimmten Raumrichtung verschwinden muss. $\Omega = \iiint d^3x \iiint d^3p$ ist der Phasenraum des Kerns.

$$\sigma_{p'} = \sqrt{\frac{3}{2p_F^3} \int_0^{p_F} p^4 dp \int_0^{\pi} \cos^2 \Theta \sin \Theta d\Theta} \quad (5.3)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{5}} p_F \quad (5.4)$$

$$\approx 112 \frac{\text{MeV}}{c}$$

Dabei wurde ein Fermi-Impuls $p_F \approx 250 \frac{\text{MeV}}{c}$ angenommen [5].

Im Spezialfall der (p,2p)-Reaktion wird ein freies Proton an einem im Kern gebundenen Proton gestreut, das dadurch aus dem Kern ausgeschlagen wird. Abbildung 5.2 zeigt die Reaktion in direkter Kinematik (bzw. im Ruhesystem des Kerns). Im Experiment wurde die

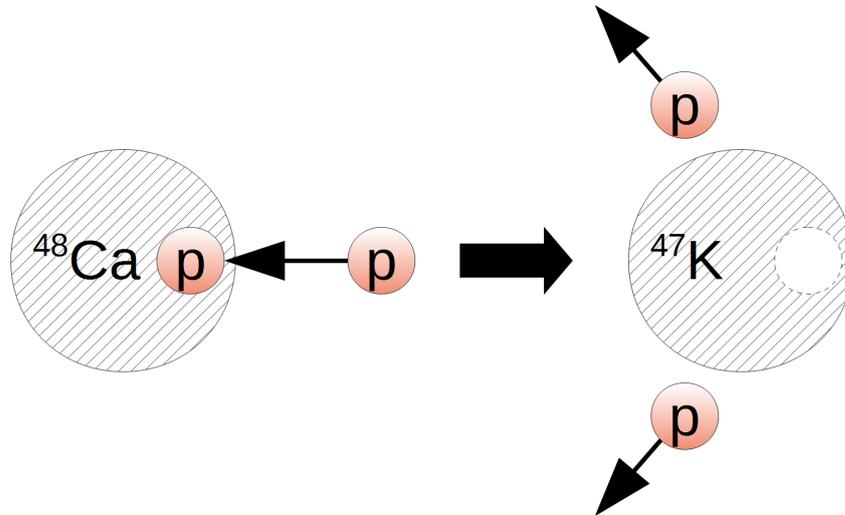


Abbildung 5.2: Quasi-freie (p,2p)-Reaktion im Ruhesystem des zu untersuchenden ^{48}Ca Kerns

Reaktion in inverser Kinematik durchgeführt, das heißt, das Projektil (Proton) befindet sich in Form von Wasserstoff im Target (CH_2) und ist damit im Laborsystem in Ruhe und wird vom ^{48}Ca beschossen. Reaktionen in inverser Kinematik sind ein entscheidendes Werkzeug zur Untersuchung exotischer Kerne, da diese zu kurzlebig sind, um zu einem Target verarbeitet zu werden. Außerdem haben Reaktion in inverser Kinematik den Vorteil, dass die schweren und projektilartigen Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung geboostet werden und so für die Analyse mit einem Dipol-Magnetspektrometer und relativ kompakten Detektoranordnungen zugänglich werden. Dies erlaubt die Untersuchung komplexer Reaktionen in vollständiger Kinematik. Werden alle beteiligten Impulse vom Laborsystem in das Ruhesystem des Projektil-Kerns transformiert, unterscheiden sich direkte und inverse Kinematik nicht und können identisch betrachtet werden.

Die Energie- und Impulserhaltung lässt sich in 4er-Impuls-Notation leicht ausdrücken:

$$P + p = Q + q_1 + q_2 \quad (5.5)$$

mit den 4er-Impulsen im ^{48}Ca -Ruhesystem

$$P = \begin{pmatrix} M_0^{\text{Ca}48} c^2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad p = \begin{pmatrix} M_0^{\text{Proton}} c^2 + E_{\text{kin}}^p \\ 0 \\ 0 \\ -p_z \end{pmatrix}$$

$$Q = \begin{pmatrix} M_0^{K47} c^2 + E_{kin}^{K47} + E_{exc}^{K47} \\ Q_x \\ Q_y \\ Q_z \end{pmatrix} \quad q_{1,2} = \begin{pmatrix} M_0^{Proton} c^2 + E_{kin}^{1,2} \\ q_x^{1,2} \\ q_y^{1,2} \\ q_z^{1,2} \end{pmatrix}.$$

P und p bezeichnen die Impulse des ⁴⁸Ca-Projektils und Target-Protons, Q und q_{1,2} die des ⁴⁷K-Restkerns sowie der beiden emittierten Protonen mit ihren jeweiligen Ruhemassen

$$M_0^{Proton} = 938 \frac{\text{MeV}}{c^2}$$

$$M_0^{Ca48} = 45029 \frac{\text{MeV}}{c^2}$$

$$M_0^{K47} = 44099 \frac{\text{MeV}}{c^2}$$

Die Bindungsenergie des am schwächsten gebundenen Protons äußert sich dabei im Massenunterschied der beiden Kerne. Der Impuls des Target-Protons p ergibt sich direkt durch Lorentz-Transformation des ruhenden Protons im Laborsystem ins Ruhesystem des ⁴⁸Ca-Kerns (Strahl in positive z-Richtung):

$$p = \Lambda_z \cdot \hat{p} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{\beta\gamma}{c} & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} M_0^{Proton} c^2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

mit dem Lorentz-Faktor

$$\gamma = 1 + \frac{E_{kin}^{Ca48}}{M_0^{Ca48} c^2} = 1,59 \quad (5.7)$$

und der Geschwindigkeit

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{(M_0^{Ca48} c^2)^2}{(M_0^{Ca48} c^2 + E_{kin}^{Ca48})^2}} = 0,78 \quad (5.8)$$

mit $E_{kin}^{Ca48} = 48 \cdot 550 \text{ MeV}$.

Die Impulse der auslaufenden Protonen q₁ und q₂ erhält man über die selbe Transformation aus den, im Laborsystem, mit CALIFA gemessenen, kinetischen Energien $\hat{E}_{kin}^{1,2}$, Polarwinkeln $\hat{\Theta}_{1,2}$ sowie Azimutwinkeln $\hat{\varphi}_{1,2}$:

$$q_{1,2} = \Lambda_z \cdot \begin{pmatrix} M_0^{Proton} c^2 + \hat{E}_{kin}^{1,2} \\ |\vec{q}_{1,2}| \sin \hat{\Theta}_{1,2} \cos \hat{\varphi}_{1,2} \\ |\vec{q}_{1,2}| \sin \hat{\Theta}_{1,2} \sin \hat{\varphi}_{1,2} \\ |\vec{q}_{1,2}| \cos \hat{\Theta}_{1,2} \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung

$$|\vec{q}_{1,2}| = \sqrt{\left(\frac{\hat{E}_{\text{kin}}^{1,2}}{c} + M_0^{\text{Proton}}c\right)^2 - (M_0^{\text{Proton}}c)^2}. \quad (5.10)$$

Zur Verbesserung der Winkelauflösung ist die Verwendung des Silicon Trackers vorgesehen. Aus Gleichung 5.5 verbleibt als einzige Unbekannte der Restkern-Impuls \vec{Q} .

Da der ursprüngliche ^{48}Ca -Kern vor der Reaktion in Ruhe ist, muss die Summe der Impulse aller Nukleonen verschwinden:

$$\sum_{i=1}^A \vec{p}_i = 0 = \sum_{i=1}^{A-1} \vec{p}_i + \vec{p}_A = \vec{Q} + \vec{p}_A. \quad (5.11)$$

Dabei sei \vec{p}_A der Impuls des ausgeschlagenen Protons und \vec{Q} der Impuls des Restkerns.

Da, gemäß der Annahme der quasi-freien Streuung, der Restkern nicht an der Reaktion beteiligt ist, folgt aus (5.11) unmittelbar

$$\vec{Q} = -\vec{p}_A. \quad (5.12)$$

Das heißt, aus dem Restkern-Impuls, der sich aus (5.5) mit Hilfe der nachgewiesenen Protonen bestimmen lässt, kann der Impuls des Protons im Kern unmittelbar vor der Reaktion bestimmt und so die Impulsverteilung rekonstruiert werden.

Die invariante Masse des Restkerns $\mathcal{M} = \sqrt{Q^2}$ setzt sich zusammen aus der ^{47}K -Ruhemasse im Grundzustand sowie einer eventuellen Anregungsenergie $E_{\text{exc}}^{\text{K}47}$:

$$\mathcal{M} = \sqrt{Q^2} = M_0^{\text{K}47}c^2 + E_{\text{exc}}^{\text{K}47} \quad (5.13)$$

Da die Ruhemasse bekannt ist, kann somit direkt die Anregungsenergie des Restkerns bestimmt werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung des Restkern-Impulses ist das Tracking-System von R^3B . Mit den Tracking-Detektoren vor dem Magnet lässt sich direkt der Transversalimpuls bestimmen, aus den Detektoren nach dem Magneten der longitudinale Impuls. Die Anregungsenergie des Restkerns kann zusätzlich über den Nachweis der γ -Strahlung bestimmt werden, die durch den Übergang in den Grundzustand entsteht.

5.3 SIMULATION

Um die zu erwartende Leistungsfähigkeit des Kalorimeters bei der $^{48}\text{Ca}(p,2p)^{47}\text{K}$ -Reaktion zu untersuchen, wurde das Experiment zunächst mit dem verwendeten Demonstrator simuliert. Den simulierten Aufbau zeigt Abbildung 5.3. Neben CALIFA enthält der Aufbau noch, wie im Experiment, ein $50 \times 50 \times 5 \text{ mm}^3$ großes CH_2 -Target.

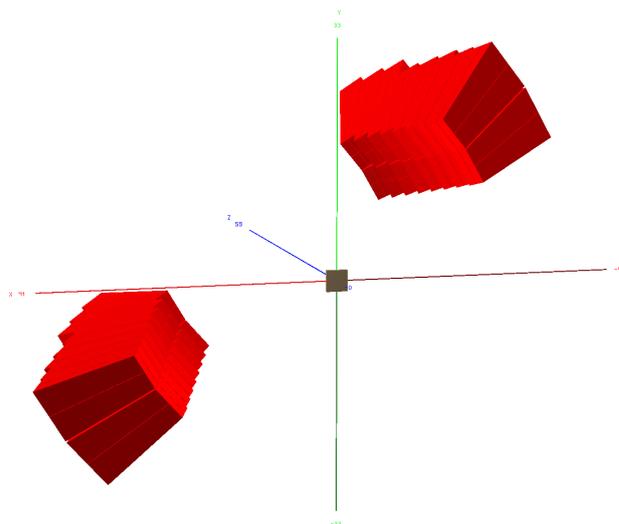


Abbildung 5.3: Simulationsmodell des CALIFA Demonstrators mit Target

5.3.1 $(p,2p)$

Zur Simulation der $(p,2p)$ -Reaktion wird ein von Valerii Panin entwickeltes Programm zur Simulation von quasi-freier Streuung verwendet (*qfs*). Nach Vorgabe von Projektil, Target, Restkern und Impulsverteilung der Nukleonen im Kern errechnet das Programm die 4-er Impulse der beiden erzeugten Protonen. Die Protonen-Impulse werden von *R3BRoot* (siehe Abschnitt 5.4.1), dem für R³B entwickelten Werkzeug für Datenanalyse und Monte Carlo Simulation auf Basis von Geant4, eingelesen, um die Detektorantwort zu simulieren.

Zur Simulation wird eine gaußförmige Impulsverteilung des auszuschlagenden Protons im ⁴⁸Ca-Kern mit einer Breite von $\sigma_{x,y,z} = 112 \frac{\text{MeV}}{c}$ verwendet. Der Restkern wurde ohne Anregungsenergie sowie mit 4 MeV Anregungsenergie simuliert. Diese Energie ist willkürlich gewählt, um die Rekonstruktion der Restkern-Anregungsenergie zu testen.

Während bei einer klassischen elastischen Streuung eine Antikorrelation der beiden Protonen-Streuwinkel mit $\Theta_1 + \Theta_2 = 90^\circ$ erwartet wird, verschiebt sich die Polarwinkelsumme im Fall der hier betrachteten, relativistischen quasi-elastischen Streuung aufgrund der relativistischen Massenzunahme des Target-Protons sowie des Lorentz-Schubs zu $\Theta_1 + \Theta_2 \approx 80^\circ$. Durch die Impulsverteilung des Protons im Kern besitzt die Antikorrelation außerdem eine Breite von $\sigma_{\Theta_1+\Theta_2} \approx 4^\circ$ (siehe Abbildung 5.4). Da der gesamte Transversalimpuls nach der Reaktion aufgrund der Impulserhaltung verschwinden muss, werden die beiden Protonen (unabhängig vom Bezugssystem) unter einem Azimutwinkel von $\Delta\varphi \approx 180^\circ$ zueinander gestreut (Abbildung 5.5). Weil auch der Restkern eine transversale Im-

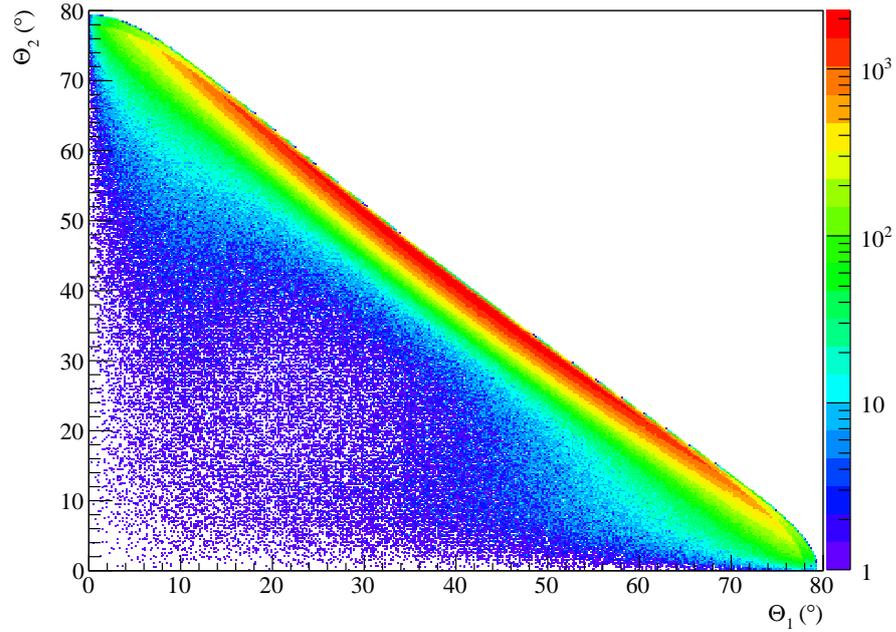


Abbildung 5.4: Streuwinkel-Antikorrelation der simulierten Protonen im Laborsystem (aus Primärvektoren - entspricht idealem Detektor)

pulskomponente besitzen kann, ist auch diese Korrelation verbreitert mit $\sigma_{|\varphi_1 - \varphi_2|} \approx 16^\circ$.

Abbildung 5.6 zeigt die Energieverteilung der einzelnen Protonen im Laborsystem. Wegen der Ununterscheidbarkeit von gestreutem Target-Proton und ausgeschlagenem Proton aus dem Kern zeigt sich nur ein Ast. Unter kleinsten Polarwinkeln erreichen die einzelnen Protonen eine kinetische Energie von bis zu $E_{\text{Proton}} \approx 1000$ MeV. Wie später gezeigt wird, können diese hochenergetischen Protonen nicht mehr im Detektor gestoppt werden und müssen gesondert behandelt werden.

Die Energien der beiden Protonen sind antikorreliert und ergeben in der Summe eine Gauß-Verteilung um einen Mittelwert von $\langle E_{\text{Summe}} \rangle = (564,78 \pm 0,05)$ MeV mit einer Breite von $\sigma = (131,76 \pm 0,04)$ MeV (Abbildung 5.7).

Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, lässt sich aus den 4-er Impulsen der detektierten Protonen, der Impuls des ausgeschlagenen Protons vor der Streuung sowie die Anregungsenergie des Restkerns rekonstruieren. Abbildung 5.8 zeigt die aus den simulierten Primärvektoren der Protonen rekonstruierte Impulsverteilung des Protons im Kern. Die ursprünglich vorgegebene Gauß-Verteilung wird gut rekonstruiert mit einem Mittelwert von $\langle p_x \rangle = (-0,01 \pm 0,04) \frac{\text{MeV}}{c}$ und einer Breite von $\sigma = (111,23 \pm 0,03) \frac{\text{MeV}}{c}$.

Auch die Anregungsenergie des Restkerns wird korrekt rekonstruiert (Abbildung 5.9). Die 4 MeV Anregung zeigt eine Gauß-Verteilung um $\langle E_{\text{Exc}} \rangle = (3,98 \pm 3 \cdot 10^{-5})$ MeV mit einer Breite von

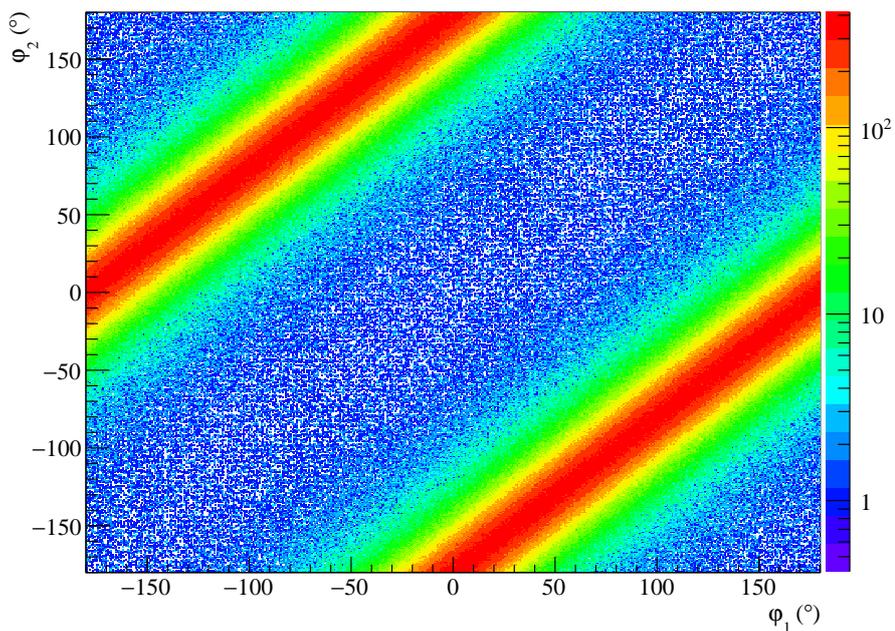


Abbildung 5.5: Azimutwinkel-Korrelation im Laborsystem (aus Primärvektoren)

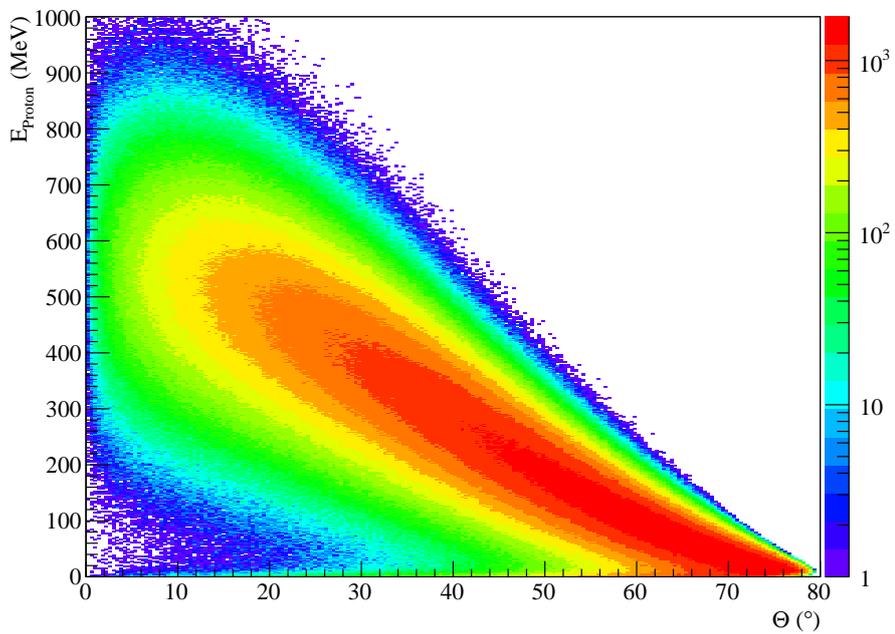


Abbildung 5.6: Simulierte Einzelprotonen-Energieverteilung im Laborsystem

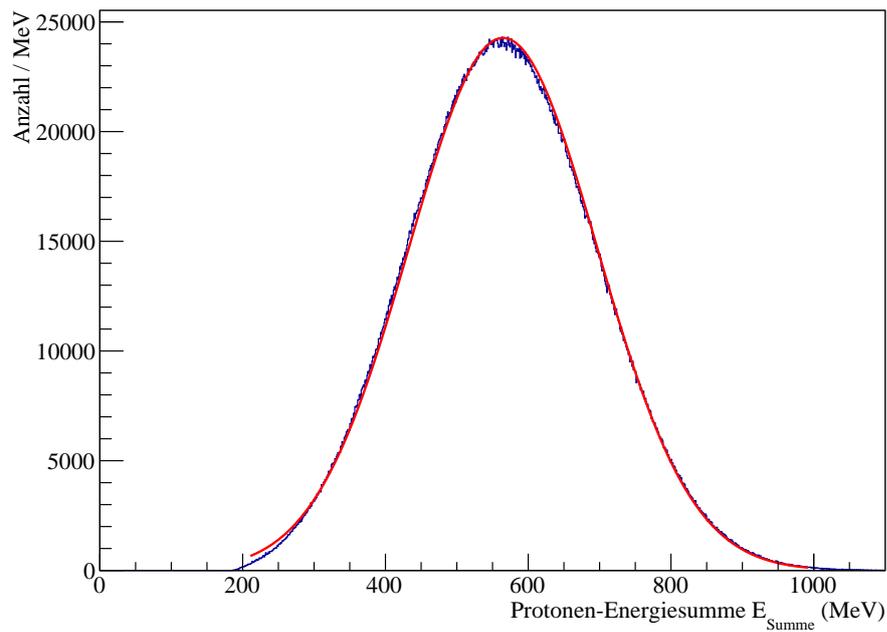


Abbildung 5.7: Protonenenergiesumme im Laborsystem (aus Primärvektoren des qfs-Programms)

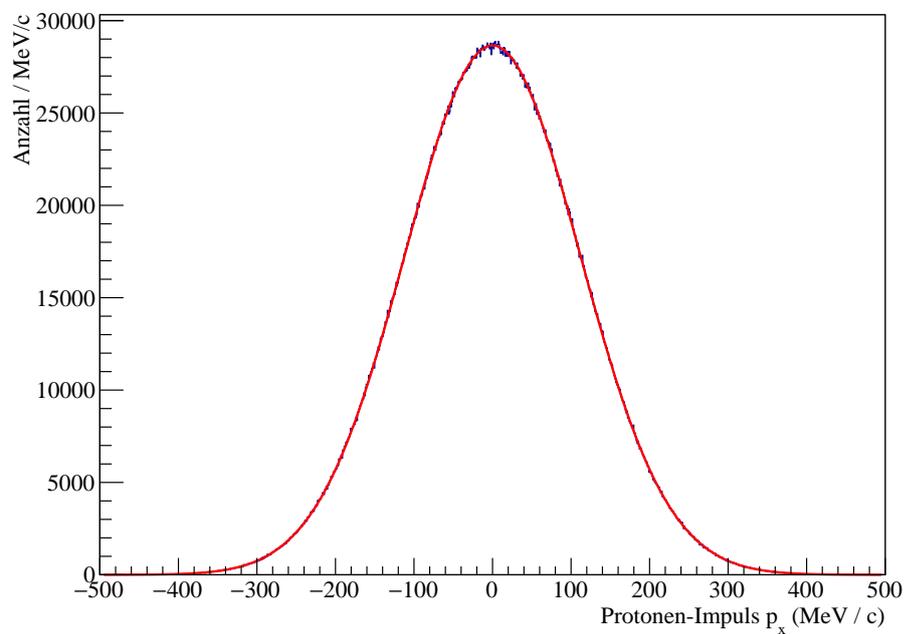


Abbildung 5.8: Rekonstruierte Impuls-Verteilung der Protonen im Kern in transversaler Richtung.

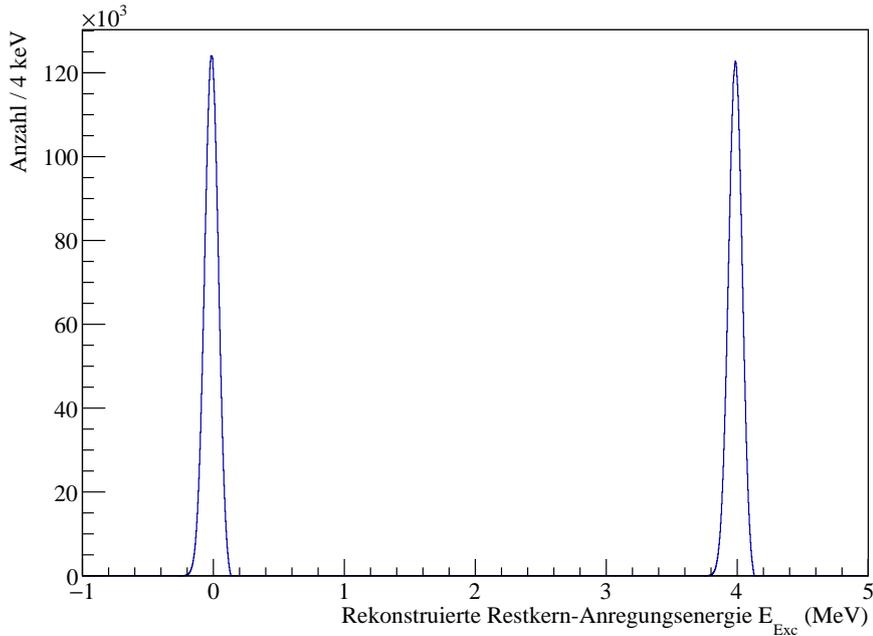


Abbildung 5.9: Rekonstruierte Restkern-Anregungsenergie.

$\sigma = (49 \pm 2 \cdot 10^{-5})$ keV. Da für die Rekonstruktion die simulierten Primärvektoren verwendet wurden ergibt sich die Breite durch die Reaktionskinematik und stellt damit die physikalische Untergrenze für die Rekonstruktion der Anregungsenergie in der Drei-Körper-Kinematik dar.

5.3.2 *iPhos* Rekonstruktionsparameter

Für die bisherigen Betrachtungen wurden die vom qfs-Programm erzeugten Primärvektoren direkt verwendet. Im Folgenden werden die vom simulierten Detektor nachgewiesenen Protonen betrachtet. Dabei findet eine realistische Monte Carlo Simulation aller Transport-, Streu- und Energieverlustprozesse statt. Abbildung 5.10 zeigt die, bei der selben (p,2p)-Reaktion, in CALIFA detektierte Einzelprotonen-Energie gegen den Polarwinkel unter der Voraussetzung, dass je ein Proton in jedem Petal detektiert wurde. Zur Rekonstruktion des Polarwinkels wurde ein vereinfachtes Modell des Silicon Trackers verwendet, das dessen Winkelauflösung simuliert.

Ab einer Energie von etwa $E_{\text{Proton}} \gtrsim 300$ MeV ($\Theta \lesssim 35^\circ$) können die Protonen nicht mehr gestoppt werden und verlassen den Detektor mit einer Restenergie. Dementsprechend lässt sich so auch die Anregungsenergie des Restkerns nicht mehr direkt rekonstruieren (Abbildung 5.11).

Mit der *iPhos*-Technik ist es möglich, die totale kinetische Energie durch CsI(Tl) durchgeschlagener Protonen aus dem Energieverlust zu rekonstruieren (siehe Abschnitt 4.4). Möglich ist dies auf-

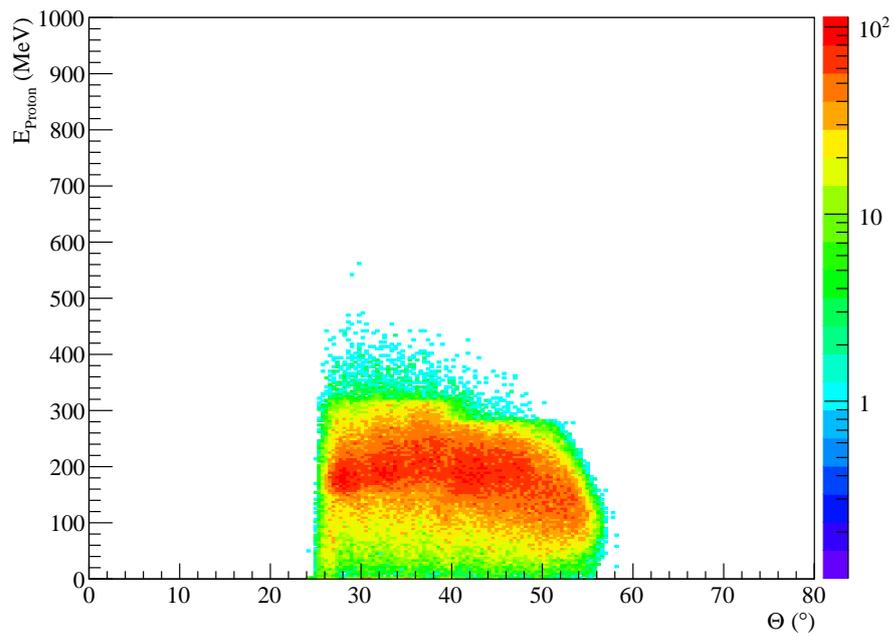


Abbildung 5.10: Simulierte Protonenenergieverteilung aus der Detektorantwort von CALIFA mit der Forderung, je ein Proton in jedem Petal nachzuweisen.

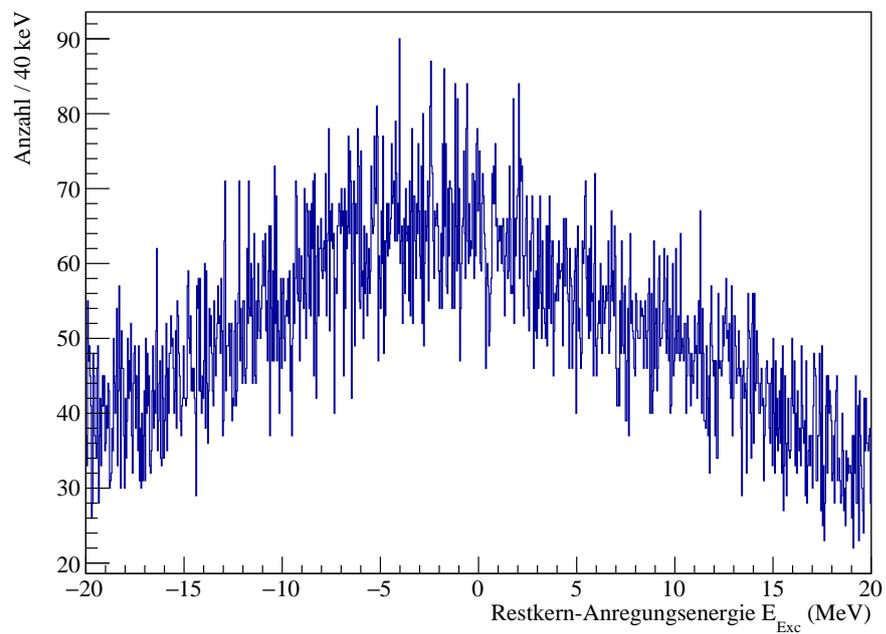


Abbildung 5.11: Rekonstruierte Restkern-Anregungsenergie aus den detektierten Protonen

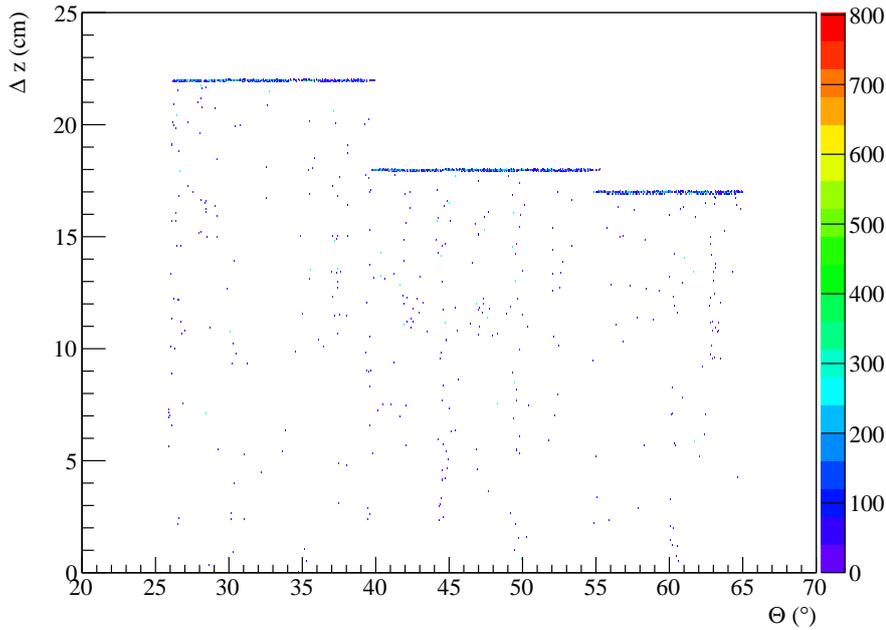


Abbildung 5.12: Weglänge durch die Kristalle der durchgeschossenen Protonen. Die Weglänge innerhalb der einzelnen Regionen ist winkelunabhängig.

grund der Unterscheidbarkeit von gestoppten und nicht-gestoppten Teilchen mit Hilfe der Teilchenidentifikation. Sobald ein Proton als durchgeschlagen identifiziert ist, ist der Energieverlust eindeutig mit der ursprünglichen Gesamtenergie verknüpft. Der Zusammenhang zwischen dem Energieverlust ΔE und der Gesamtenergie E lässt sich empirisch beschreiben durch

$$E(\Delta E) = \frac{a}{\Delta E - b} + c(\Delta E - b) \quad (5.14)$$

Die Parameter a , b und c hängen unter anderem von der Kristalllänge, bzw. der Wegstrecke der Protonen durch die Kristalle ab und können durch eine Simulation bestimmt werden.

Das Modell vom Demonstrator wird dazu von der Targetposition aus isotrop mit Protonen mit Energien von $200 \text{ MeV} < E < 1000 \text{ MeV}$ beschossen. Wie Abbildung 5.12 zunächst zeigt, besitzen die durchgeschlagenen Protonen in jedem der drei Bereiche des Demonstrators eine konstante, nahezu winkelunabhängige Weglänge durch die Kristalle. Nur im Übergangsbereich zwischen zwei benachbarten Kristallen verkürzt sich die Strecke durch das aktive Detektorvolumen. Tabelle 5.1 zeigt die für jede Region ermittelten Weglängen $\langle z \rangle$ sowie die maximal deponierbare Protonenenergie ΔE_{max} und die dazugehörige Lichtmenge L_{max} in äquivalenter γ -Energie (siehe Abschnitt 5.4.2).

Es ist also ausreichend, einen Parametersatz pro Region zu bestimmen. Mit den simulierten Daten wird dazu, wie in Abbildung 5.13 gezeigt, die totale Protonenenergie pro Ereignis gegen die im Detek-

REGION	$\langle z \rangle$ (cm)	ΔE_{\max} (MeV)	L_{\max} (γ MeV)
1) $\Theta \leq 38,7^\circ$	21,88 $\pm 0,05$	314,7	316,7
2) $38,7^\circ < \Theta \leq 54,1^\circ$	17,9 $\pm 0,07$	278,0	282,9
3) $\Theta > 54,1^\circ$	16,91 $\pm 0,08$	268,5	274,1

Tabelle 5.1: Demonstrator Regionen. $\langle z \rangle$ gibt die mittlere Wegstrecke der Protonen beim Durchschuss durch die Kristalle an, ΔE_{\max} , die maximal deponierbare Energie, bzw. die maximale Energie mit der sich Protonen im Kristall gerade noch stoppen lassen und L_{\max} die zu ΔE_{\max} korrespondierende Lichtmenge in äquivalenter γ -Energie (siehe Abschnitt 5.4.2).

REGION	a (MeV ²)	b (MeV)	c
1	$3,686 \cdot 10^4$ $\pm 4 \cdot 10^1$	$9,487 \cdot 10^1$ $\pm 5 \cdot 10^{-2}$	$6,80 \cdot 10^{-1}$ $\pm 2 \cdot 10^{-3}$
2	$2,945 \cdot 10^4$ $\pm 3 \cdot 10^1$	$7,842 \cdot 10^1$ $\pm 4 \cdot 10^{-2}$	$6,74 \cdot 10^{-1}$ $\pm 2 \cdot 10^{-3}$
3	$2,887 \cdot 10^4$ $\pm 3 \cdot 10^{-4}$	$7,196 \cdot 10^1$ $\pm 4 \cdot 10^{-2}$	$6,21 \cdot 10^{-1}$ $\pm 2 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.2: iPhos Parameter.

tor deponierte Energie aufgetragen. Es ist ein ausgeprägter Zusammenhang erkennbar, der sich durch Gleichung 5.14 beschreiben lässt. Durch einen Fit an diese Funktion lassen sich damit die benötigten iPhos-Parameter a , b und c bestimmen. Der gefundene Parametersatz ist in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Der Untergrund bei kleineren Energieverlusten, der durch die möglichst realistische Behandlung aller beteiligten Prozesse in der Simulation entsteht, ist bedingt durch

- *schiefe Durchschüsse* an den Kristallgrenzen,
- *elastische Streuung* der Protonen am Detektormaterial, wodurch diese abgelenkt werden und den Detektor über einen kürzeren Weg verlassen und
- *Kernreaktionen* bei denen ein Teil der Energie *unsichtbar* wird, zum Beispiel über Neutronen die den Detektor verlassen.

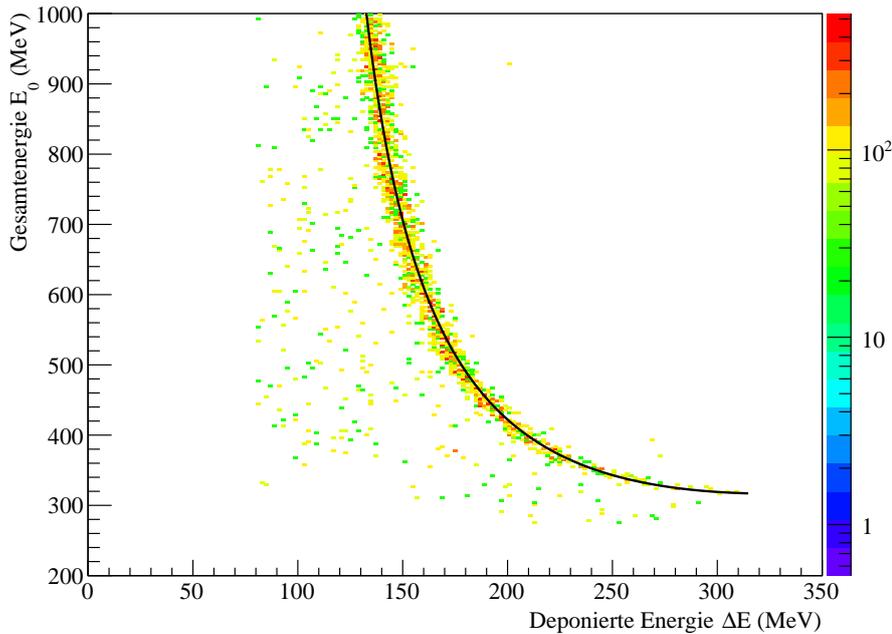


Abbildung 5.13: Abhängigkeit des Energieverlustes von Protonen von ihrer Gesamtenergie für Region 2 des Demonstrators mit Fit an Gleichung 5.14 zur Bestimmung der iPhos-Parameter a , b und c .

Kernreaktionen im CsI(Tl) sind mit Hilfe der Teilchenidentifizierung erkennbar und können so weitgehend unterdrückt werden [36]. Im finalen R³B-Setup können die Trajektorien der Protonen mit Hilfe des Silicon Trackers sehr genau bestimmt werden. Damit lässt sich die Weglänge durch das aktive Volumen pro Ereignis bestimmen womit auch die Energien von schief durchgeschossenen Protonen gut rekonstruiert werden können. In Verbindung mit einem Cluster-Algorithmus können damit auch elastisch gestreute Protonen erkannt werden, wenn diese in einem Nachbarkristall wechselwirken, der nicht auf der vom Silicon Tracker rekonstruierten Trajektorie liegt.

Die mit der iPhos-Methode erreichbare Energieauflösung zeigt Abbildung 5.14. Dabei wurde der Untergrund bereits wie erwähnt unterdrückt. Die Energieverluststreuung beim Durchgang der Protonen durch den Szintillator wird auf die, mit steigender Primärenergie, bzw. sinkendem Energieverlust, immer steilere $E(\Delta E)$ -Kurve (vgl. Abbildung 5.13) projiziert, wodurch die Auflösung mit steigender Energie schlechter wird. Die über alle drei Bereiche gemittelte Auflösung steigt in etwa linear mit der Energie und lässt sich parametrisieren mit

$$\frac{\Delta E}{E}(E) = 0,021 \cdot E - 1,59 \quad (5.15)$$

($[E] = \text{MeV}$, $[\frac{\Delta E}{E}] = \% \text{ FWHM}$).

Vergleichbare Auflösungen wurden bereits von Benjamin Heiss in einem Experiment am TRIUMF National Laboratory in Vancouver

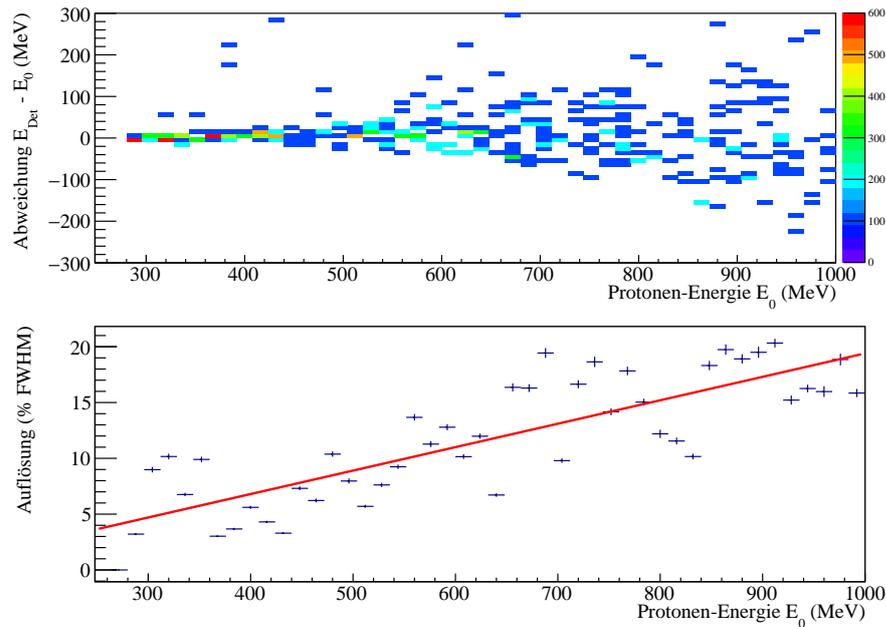


Abbildung 5.14: *Oben:* Absolute Abweichung zwischen gemessener Energie E_{Det} und tatsächlicher Protonenenergie E_0 . *Unten:* Die Auflösung steigt linear mit der Protonenenergie von $\frac{\Delta E}{E} = 5\%$ bei $E_0 = 300$ MeV bis $\frac{\Delta E}{E} = 19\%$ bei $E_0 = 1000$ MeV.

mit hochenergetischen Protonen, die durch verschieden dicke CsI(Tl)-Detektoren geschossen wurden, erreicht [45].

5.3.3 $(p,2p)$ mit *iPhos-Energierückrekonstruktion*

Mit den gewonnenen *iPhos*-Parametern können die Energien von nicht-gestoppten Protonen rekonstruiert werden. Die Unterscheidung zwischen gestoppten und durchgeschlagenen Protonen erfolgt über die Teilchenidentifizierung.

Wie in Abbildung 5.15 gut zu sehen ist, können nun auch die hochenergetischen Protonen in Vorwärtsrichtung korrekt rekonstruiert werden. Die Energieverteilung entspricht, abgesehen von dem bereits diskutierten Untergrund und der begrenzten Polarwinkelabdeckung, weitgehend der idealen Verteilung aus Abbildung 5.6. Um den Untergrund zu unterdrücken wird für die weitere Analyse nur der kinematisch relevante Bereich ausgewählt (gestrichelter Bereich in Abbildung 5.15). Der relevante Bereich wurde dabei anhand der idealen Energieverteilung ausgewählt (vgl. Abbildung 5.6).

Als weiteres Artefakt ist eine schmale Ausdünnung um etwa 300 MeV erkennbar. Diese ist zurückzuführen auf Protonen, die gerade noch gestoppt wurden, beziehungsweise gerade nicht mehr gestoppt werden können. In diesem Bereich ist eine saubere Identifizierung des Durchschusses nicht mehr einfach möglich. Wird in die-

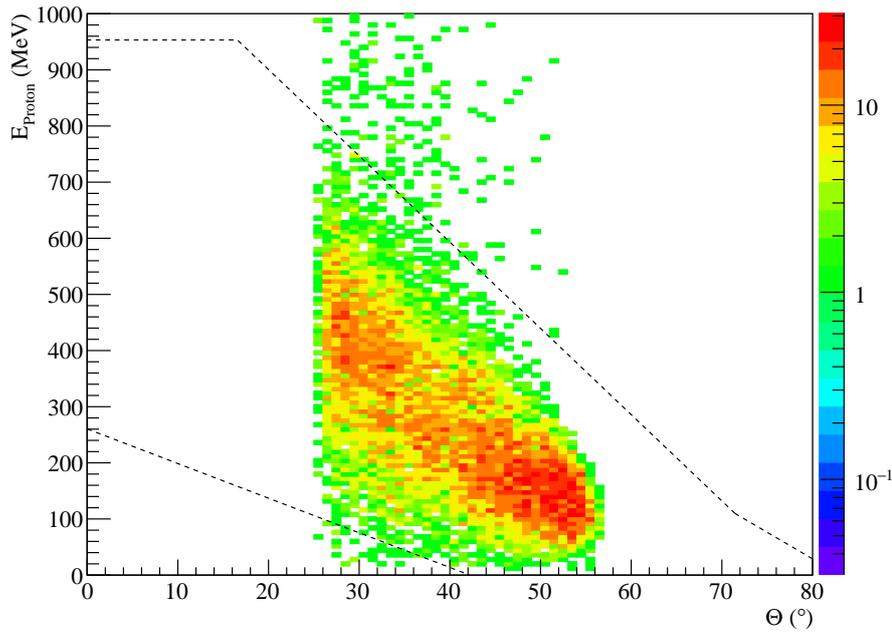


Abbildung 5.15: Detektierte Protonenenergieverteilung mit iPhos-Energiekonstruktion. Gestrichelt eingezeichnet ist der kinematisch relevante Bereich zur Unterdrückung des Untergrundes.

sem Bereich ein gestopptes Proton als durchgeschlagen identifiziert, wird eine etwas zu hohe Energie rekonstruiert. Umgekehrt wird eine zu niedrige Energie gemessen, falls ein durchgeschlagenes Proton als gestoppt identifiziert wird. Dominiert einer der beiden Prozesse, kommt es zu der Lücke.

Die aus beiden nachgewiesenen Protonen rekonstruierte Impulsverteilung zeigt Abbildung 5.16 in transversaler Richtung. Die Mittelwerte und Breiten der Verteilungen in den drei Raumrichtungen betragen

$$\begin{aligned}
 \langle p_x \rangle &= (-0,5 \pm 0,6) \frac{\text{MeV}}{c} & \sigma_{p_x} &= (111,6 \pm 0,4) \frac{\text{MeV}}{c} \\
 \langle p_y \rangle &= (0,3 \pm 0,5) \frac{\text{MeV}}{c} & \sigma_{p_y} &= (100,0 \pm 0,4) \frac{\text{MeV}}{c} \\
 \langle p_z \rangle &= (9,7 \pm 0,6) \frac{\text{MeV}}{c} & \sigma_{p_z} &= (121,9 \pm 0,5) \frac{\text{MeV}}{c}
 \end{aligned}$$

Der Mittelwert in z-Richtung (Strahlachse) weicht signifikant von 0 ab. Dieser Versatz deutet auf eine systematische Überbewertung der Energien der gemessenen Protonen hin. Die Breiten der Verteilungen weichen um bis zu $12 \frac{\text{MeV}}{c}$ von dem vorgegebenen Wert von $112 \frac{\text{MeV}}{c}$ ab. Dies ist auf die begrenzte Energieauflösung für durchgeschossene Protonen zurückzuführen.

Das Spektrum der rekonstruierten Anregungsenergie zeigt Abbildung 5.17. Mit einer Halbwertsbreite von $\Delta E_{0 \text{ MeV}} = 3,4 \text{ MeV}$ für

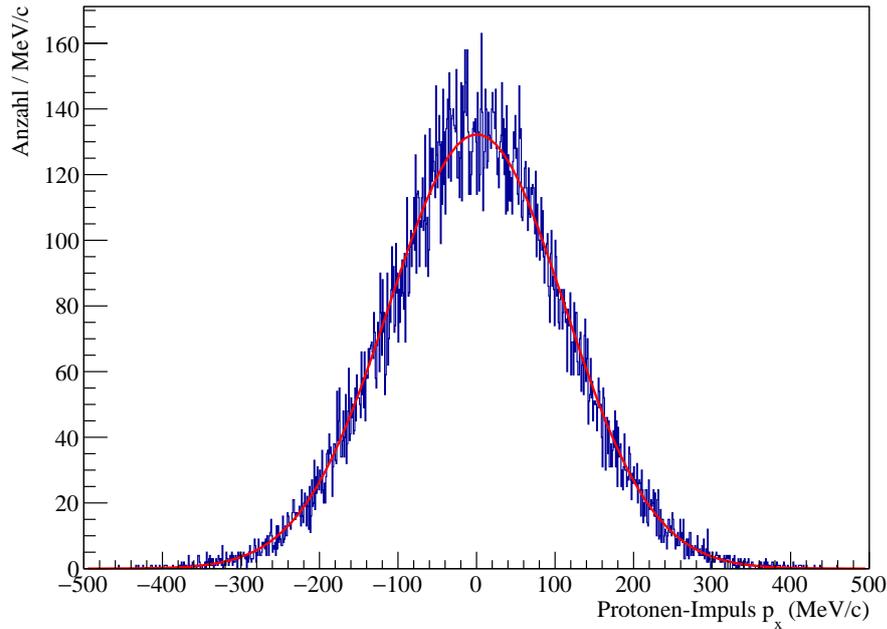


Abbildung 5.16: Rekonstruktion des Protonen-Impuls mit Target und Winkelauflösung wie Tracker

den simulierten Grundzustand bzw. $\Delta E_{4 \text{ MeV}} = 2,7 \text{ MeV}$ für die 4 MeV-Anregung lassen sich diese beiden Energien gerade noch trennen. Die Positionen sind mit $E_{0 \text{ MeV}} = (0,29 \pm 0,04) \text{ MeV}$ und $E_{4 \text{ MeV}} = (4,13 \pm 0,04) \text{ MeV}$ systematisch etwas überbewertet.

Wenn, wie beim Pilot-Experiment, der Silicon Tracker nicht zur Verfügung steht, lassen sich die beiden Anregungsenergien aufgrund der zu groben Winkelauflösung, nicht mehr trennen. Um die erzielbare Auflösung zu ermitteln, wurde eine weitere (p,2p)-Simulation ohne Anregungsenergie und ohne Impulsverbreiterung durchgeführt (entspricht freier Streuung). Bei der Detektion der emittierten Protonen wurde dabei die Winkelauflösung vom Silicon Tracker und CALIFA angenommen sowie, zum Vergleich, eine perfekte Winkelauflösung. Tabelle 5.3 fasst die Ergebnisse zusammen. Wie zu erwarten, verbreitern sich die gemessenen Verteilungen mit schlechterer Winkelauflösung. Bei perfekter Winkelauflösung sowie mit Silicon Tracker, ist in jedem Spektrum jeweils eine Überlagerung einer schmalen und einer breiteren Verteilung zu beobachten. Die schmale Verteilung entsteht durch den symmetrischen Fall, bei dem sich die Energie etwa gleichmäßig auf beide Protonen aufteilt, wodurch beide komplett gestoppt werden können. Die breitere Verteilung entspricht dem Fall, dass die Energie eines der beiden Protonen per iPhos rekonstruiert wird.

Bei der Auswertung mit der intrinsischen Winkelauflösung von CALIFA dominiert der Effekt aufgrund der Winkelauflösung, weswegen hier die Überlagerung der zwei Verteilungen kaum ausgeprägt ist. Bemerkenswert ist das Auflösungsvermögen für die Rekonstruktion der Anregungsenergie von $\Delta E_{\text{Exc}} = 22 \text{ MeV}$ ohne Silicon Tracker.

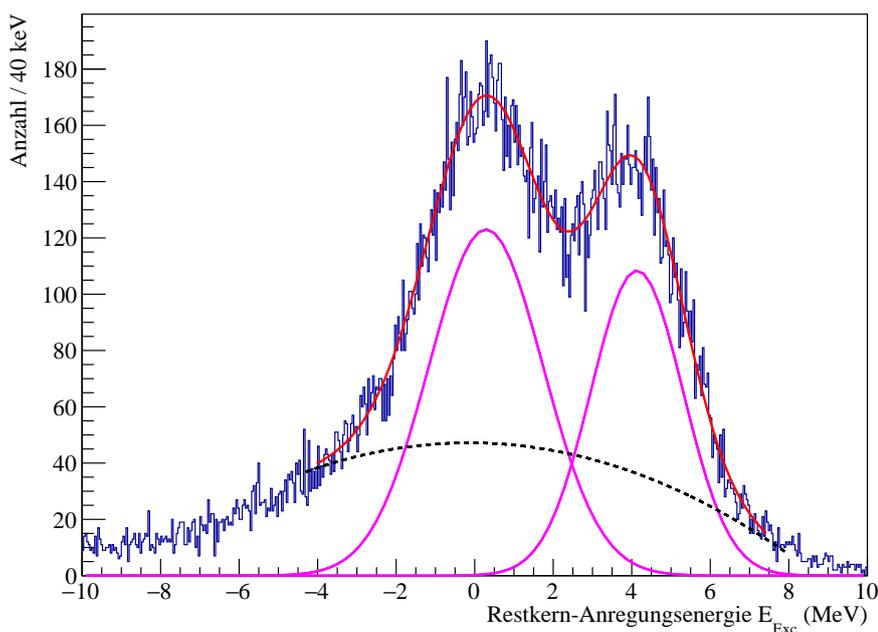


Abbildung 5.17: Rekonstruktion der Restkern-Anregungsenergie. Die mit durchgezogener Linie gezeichneten Verteilungen sind die rekonstruierten Anregungsenergien. Gestrichelt eingezeichnet ist der Untergrund.

Für das Pilotexperiment bedeutet das, dass die Anregungsenergie des Restkerns weder über den Nachweis der γ -Strahlung (zu geringe Raumwinkelabdeckung) noch über die Rekonstruktion aus den Protonen ermittelt werden kann. Demnach kann auch nur die über alle Zustände gemittelte Protonen-Impulsverteilung ermittelt werden, da eine Unterscheidung der Anregungszustände des Restkerns und damit der Schale des ausgeschlagenen Protons, nicht möglich ist.

5.4 ANALYSE

5.4.1 *land02, R3BRoot und Time Stitcher*

Die Ereignisdaten der einzelnen Subsysteme (*Sub-Ereignisse*) sind mit Zeitstempeln versehen und nach diesen sortiert in einem gemeinsamen Datenstrom gespeichert. Dennoch handelt es sich strukturell nach wie vor um getrennte Daten. Jedes Sub-Ereignis befindet sich innerhalb des Datenstroms in getrennten Containern. Für die Analyse müssen zunächst die zusammen gehörenden, das heißt zeitlich korrelierten, Daten zu detektorübergreifenden Ereignissen (*globale Ereignisse*) zusammen gesetzt werden. Nur so ist eine Analyse möglich, die die Daten unterschiedlicher Detektoren gleichzeitig verwendet.

Diese Aufgabe übernimmt ein *Time Stitcher*, der die Daten liest und anhand ihrer WhiteRabbit Zeitstempeln zu neuen globalen Ereignissen zusammen setzt. Das erste Sub-Ereignis im Datenstrom öffnet

WINKELAUFLÖSUNG	σ_{p_x}	σ_{p_y}	σ_{p_z}	$\Rightarrow \sigma_{ \vec{p} }$	ΔE_{exc}
Perfekt (1)	1,3	1,0	0,5	1,7	0,147
Perfekt (2)	6,1	4,4	4,7	8,9	0,518
Perfekt (3)	2,3	1,7	0,8	3,0	0,492
SiTr (1)	1,6	1,1	1,4	2,4	2,3
SiTr (2)	6,3	4,9	5,0	9,4	2,1
SiTr (3)	2,5	1,9	2,7	4,2	2,1
CALIFA (1)	9,8	8,0	9,4	15,8	16
CALIFA (2)	17,2	20,0	14,6	30,1	25
CALIFA (3)	13,7	12,4	12,7	22,4	22

Tabelle 5.3: Impuls- und Energie-Auflösungsvermögen ($|\vec{p}| = \frac{\text{MeV}}{c}$, $[E_{exc}] = \text{MeV}$ (Halbwertsbreite)) mit perfekter Winkelauflösung ($\sigma_{\Theta, \varphi} = 0$), Winkelauflösung wie Silicon Tracker ($\sigma_{\Theta} = 1,5 \text{ mrad}$, $\sigma_{\varphi} = 0,2 \text{ mrad}$) sowie der intrinsischen Winkelauflösung von CALIFA ($\sigma_{\Theta} = 13 \text{ mrad}$, $\sigma_{\varphi} = 28 \text{ mrad}$).
 (1) gibt den Effekt aufgrund gestoppter Protonen an, (2) für durchgeschlagene und (3) die effektive Auflösung

dabei ein Koinzidenzfenster. Alle nachfolgenden Sub-Ereignisse, deren Zeitstempel innerhalb des gesetzten Koinzidenzfensters liegen, werden zu einem gemeinsamen, globalen Ereignis zusammen gesetzt. Das erste Sub-Ereignis außerhalb des Koinzidenzfensters öffnet ein neues.

Für die eigentliche Datenanalyse kommen zwei Werkzeuge zum Einsatz: *land02*, das für das LAND R³B-Setup entwickelt wurde sowie das, für das R³B-Experiment in Entwicklung befindliche, *R3BRoot* [17]. R3BRoot ist eine Bibliothek, für das am CERN entwickelte Analyse-Framework *root* [83], aus Klassen und Funktionen zur Nutzung in Makros, die die Analyseschritte steuern. Für jeden R³B-Detektor existieren Klassen (sog. *Tasks*) zum Lesen (*entpacken*) der Ereignisdaten, Kalibrieren sowie Finden von Clustern (*Hit Finding*). Ergänzt wird die Bibliothek durch 3D-Modelle der Detektoren sowie einem Simulations-Paket auf Basis von Geant4.

Die Implementierung von CALIFA in R3BRoot ist bereits sehr weit vorangeschritten und praxistauglich. Vor allem für die im Experiment beteiligten LAND R³B-Detektoren muss jedoch auf die Implementierung in *land02* zurück gegriffen werden. Anders als R3BRoot ist *land02* ein direkt ausführbares Programm, das Entpacken, Kalibrieren und Hit Finding übernimmt.

Da weder die Implementierung der „alten“ Detektoren in R3BRoot vorgesehen ist, noch umgekehrt die Implementierung der neuen R³B-Detektoren in *land02*, müssen zur Auswertung des Experi-

ments zwangsläufig beide Werkzeuge genutzt werden. Die Daten von CALIFA werden mit R3BRoot verarbeitet, die aller anderen Detektoren mit land02. Jedes der beiden Werkzeuge erzeugt einen root Tree mit den jeweiligen Ereignissen auf dem höchst möglichen Abstraktions-Niveau. Das heißt, alle Energien und Positionen sind in physikalischen Einheiten angegeben. Wo anwendbar sind die Ereignisse einzelner Segmente bereits zu Clustern zusammengefasst.

Für CALIFA kommt dazu ein Hit Finder zum Einsatz, der die Energien benachbarter Kristalle innerhalb eines vorgegebenen, maximalen räumlichen Fensters, aufsummiert und als *Detektor Hit* abspeichert. Das ist vor allem wichtig für hochenergetische γ 's, bei denen die Energie per Compton-Streuung, Paarbildung und Bremsstrahlung über mehrere Kristalle verteilt werden kann. Eine weitere Anwendung sind Protonen die quer durch mehrere Kristalle laufen. Für die Analyse der (p,2p)-Reaktion wurde ein rechteckiges Fenster von $6^\circ \times 6^\circ$ gewählt, was gerade 2×2 Kristallen entspricht.

Die nun wieder getrennten Ereignisse von CALIFA und den übrigen Detektoren werden einen nur für diesen Zweck entwickelten, zweiten Time Stitcher wieder zusammen gesetzt und als gemeinsamer root Tree gespeichert. Da für das finale R³B-Setup nur ein einziges Werkzeug zum Einsatz kommen wird, wird dieser zweite Time Stitcher in Zukunft nicht benötigt.

Der finale root Tree enthält nun alle Ereignisdaten in einer leicht zu verarbeitenden Form. Die abschließenden Analyse-Schritte, die in Abschnitt 5.4.3 erläutert werden, werden von Makros gesteuert.

5.4.2 Kalibrierung

Zur γ -Kalibrierung standen zwei ²²Na-Eichquellen zur Verfügung, die für 9 Stunden vor die Eintrittsfenster der beiden Petals gestellt wurden. Durch den β^+ -Zerfall entsteht γ -Strahlung mit Energien von 511,0 keV (Positronen-Annihilation) sowie 1274,5 keV (²²Ne Anregung).

Die Betriebsspannungen der APDs wurden bereits vorab so eingestellt, dass der gesamte dynamische Bereich jeden Kristalls in etwa 300 γ MeV beträgt. Dabei wurde die, in erster Näherung exponentielle, Abhängigkeit der Lawinen-Verstärkung von der Betriebsspannung der APD ausgenutzt. Dadurch werden die beiden Linien der Eichquelle in jedem Kanal bei (grob) gleicher Position im unkalibrierten Pulshöhen-Spektrum erwartet (*Gain-Matching*), was das automatische Finden der Linien-Positionen, zur Bestimmung der Kalibrationsparameter, stark vereinfacht. Wie Abbildung 5.18 zeigt, variieren die Positionen der Linien in den unkalibrierten Pulshöhen-Spektren (bestimmt durch die FEBEX-Firmware) kaum zwischen den 128 Kristallen. Die Auflösungen betragen im Durchschnitt 10,6% (Halbwertsbreite) für 511,0 keV, respektive 5,8% bei 1274,5 keV. Da der Fo-

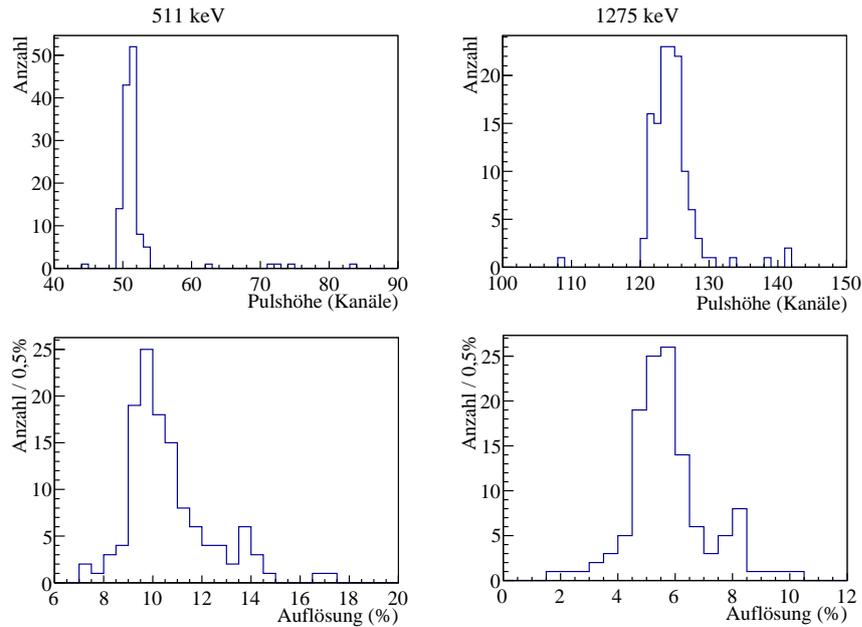
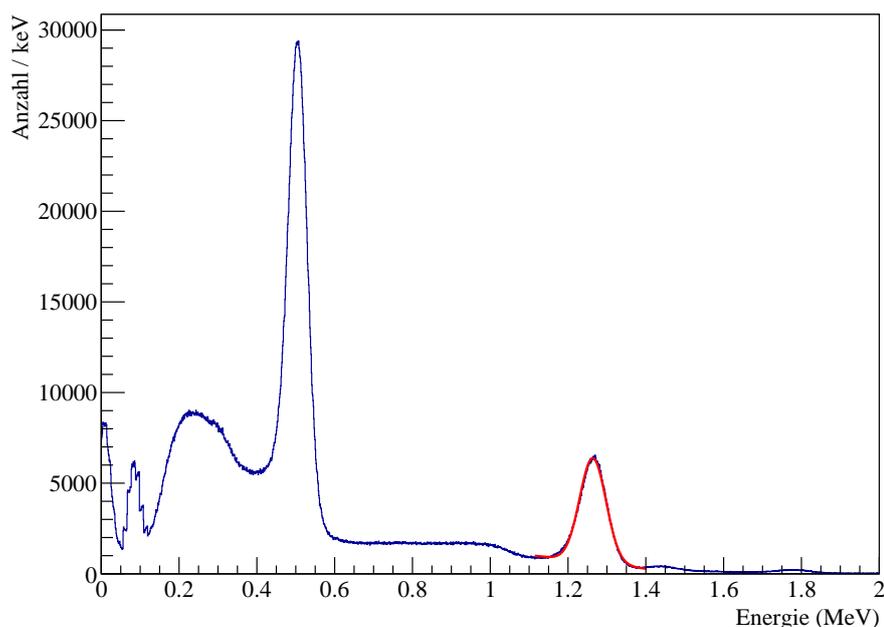


Abbildung 5.18: Auflösung und Gain-Matching der Kristalle. *oben*: Position der 511 keV, bzw. 1275 keV-Linie im unkalibrierten Pulshöhen-Spektrum pro Kristall (Gauß-Fit). *unten*: Auflösung (Halbwertsbreite) der Linien pro Kristall

kus des Experiments auf Protonen lag wurde der 300 MeV Verstärkungsbereich der Vorverstärker verwendet. Unter Verwendung der für γ -Strahlung optimierten 30 MeV Stufe, konnte mit der ansonsten identischen Kombination aus Detektor und Datenaufnahme eine Auflösung von 5,2% für 1 MeV γ -Strahlung erzielt werden [84].

Aus den gefunden Linien-Positionen können direkt die Parameter einer Ausgleichsgeraden zur Kalibrierung gefunden werden. Abbildung 5.19 zeigt das kalibrierte Energie-Spektrum aller Kristalle nach dem Hit-Finder. Die totale Auflösung beträgt 6,1% bei 1274,5 keV. Aus den Positionen der Linien ergibt sich eine verbleibende systematische Abweichung von 0,4 %, die deutlich unterhalb der intrinsischen Energieauflösung liegt.

Zur exakten Protonen-Kalibrierung wäre ein Protonen-Primärstrahl notwendig, der nicht zur Verfügung stand und auch im finalen R³B-Aufbau nicht ohne Weiteres zur Verfügung stehen wird. Einige Wochen vor dem Experiment wurde eines der beiden Petals am Brownice Cyclotron Center in Krakau direkt mit Protonen definierter Energie bestrahlt, um das Quenching für Protonen bzw. die totale Lichtausbeute von Protonen im Verhältnis zu γ -Strahlung zu bestimmen [84]. Die gefunden Verhältnisse $\frac{L_{\text{Proton}}}{L_{\gamma}}(E)$ wurden in Kapitel 2.5 für den Fit des Szintillations-Modells an die experimentellen Daten berücksichtigt (siehe Tabelle A.3). Die resultierende Funktion reproduziert präzise die Datenpunkte dieser Messung (Abbildung 2.19) so, dass diese auch für das R³B-Pilotexperiment verwendet werden kann,

Abbildung 5.19: Kalibriertes ²²Na-Spektrum

um aus der γ -Eichung eine Protonen-Kalibration abzuleiten. Die Unterscheidung zwischen γ -Strahlen und Protonen ist mit der Teilchenidentifikation möglich.

5.4.3 $^{48}\text{Ca}(p,2p)^{47}\text{K}$

Für die folgende Analyse werden die Daten von insgesamt knapp 21 Stunden Strahlzeit mit einem 5 mm dicken Polyethylen-Target sowie einem segmentierten Target, bestehend aus einer 1,4 mm dicken Lage Polyethylen und vier je 0,6 mm dicken Lagen Polypropylen, verwendet. Die gesamte Ausdehnung des segmentierten Targets von 16,8 mm ist gegenüber dem Abstand des Detektors zum Target ($d \gtrsim 31$ cm) in erster Näherung vernachlässigbar, da die dadurch verursachte Polarwinkelverschmierung $\sigma_{\Theta} \approx 16$ mrad mit der Polarwinkelauflösung von CALIFA vergleichbar ist.

Um aus den, in dieser Zeit von CALIFA aufgenommenen, $8,8 \cdot 10^7$ Ereignissen die relevanten (p,2p) Ereignisse herauszufiltern, müssen einige Bedingungen gesetzt werden. Die erste notwendige Voraussetzung ist ein ^{47}K -Restkern. Der Energieverlust in PSP 4 und PSP 5 hinter dem Target wird zur Identifizierung der Restkern-Protonenzahl verwendet. Eine Geschwindigkeits-Korrektur durch Flugzeitmessung ist dabei aufgrund der dünnen Targets nicht notwendig. Abbildung 5.20 zeigt den gemessenen Energieverlust in PSP 5 gegen den in PSP 4. Der am stärksten ausgeprägte Bereich bei höchsten Energien entspricht den Ca-Isotopen, zu kleineren Energien folgen gut separiert K ($Z - 1$), Ar ($Z - 2$), Cl ($Z - 3$), usw. Dadurch können

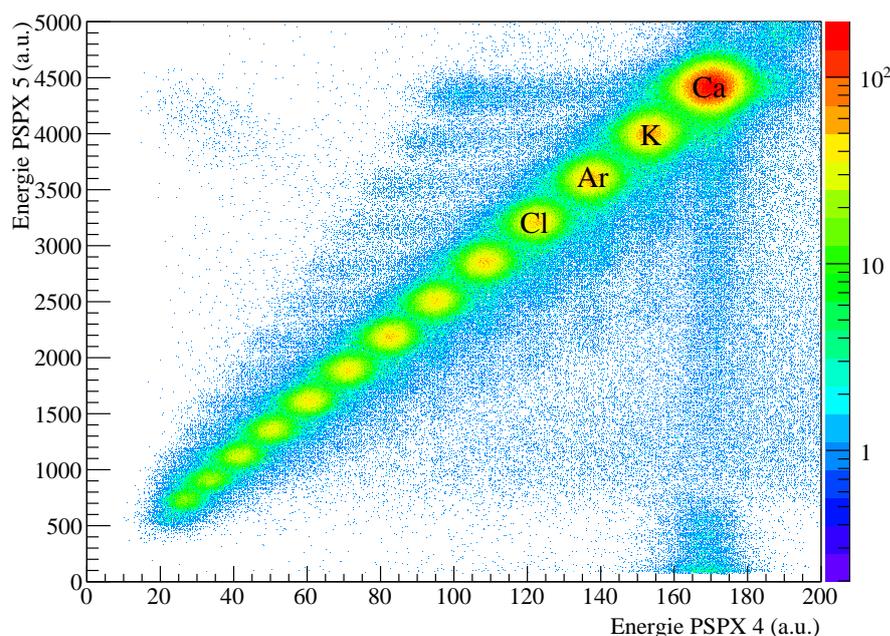


Abbildung 5.20: Restkern-Identifizierung mit den PSP Detektoren nach dem Target

die Ereignisse auf solche mit einem K-Isotop als Restkern beschränkt werden.

Die zweite essentielle Voraussetzung ist der Nachweis der beiden emittierten Protonen mit $\Delta\varphi \approx 180^\circ$, das heißt in jedem der beiden Petals muss je ein Proton nachgewiesen werden. Die φ -Korrelation ist damit automatisch erfüllt. Zur Identifikation der Protonen werden die QPID-Daten verwendet, wie sie in Abbildung 5.21 gezeigt sind. Wie bereits erklärt, lassen sich damit nicht nur Protonen von anderen Teilchen unterscheiden, sondern auch gestoppte und durchgeschlagene Protonen. Für gestoppte Protonen entspricht die gemessene deponierte Energie direkt der kinematischen Energie des Protons (nach Anwendung der Protonen-Kalibrierung), für die durchgeschlagenen Protonen wird die iPhos-Energierückrekonstruktion mit den, aus der Simulation bestimmten, Parametern verwendet.

Wie Abbildung 5.22 zeigt, ist in der Energie-Verteilung der nachgewiesenen Protonen der verbleibenden Ereignisse bereits die (p,2p)-Kinematik (vgl. Abbildungen 5.7, 5.15) erkennbar. Wie auch in der Simulation existiert ein hochenergetischer Untergrund durch eine falsche Zuordnung bei der Energierückrekonstruktion per iPhos. Weiterhin existiert ein ausgeprägter niederenergetischer Untergrund aufgrund von weiteren Streuprozessen im ^{48}Ca -Kern. Um diesen Untergrund auszuschließen, kann mit Hilfe der simulierten Daten der für die (p,2p)-Reaktion kinematisch relevante Teil ausgewählt werden (innerhalb der gestrichelten Linien in Abbildung 5.22).

Die innerhalb der ausgewählten Region liegenden Ereignisse zeigen eine starke Antikorrelation zwischen den Polarwinkeln Θ_1 und

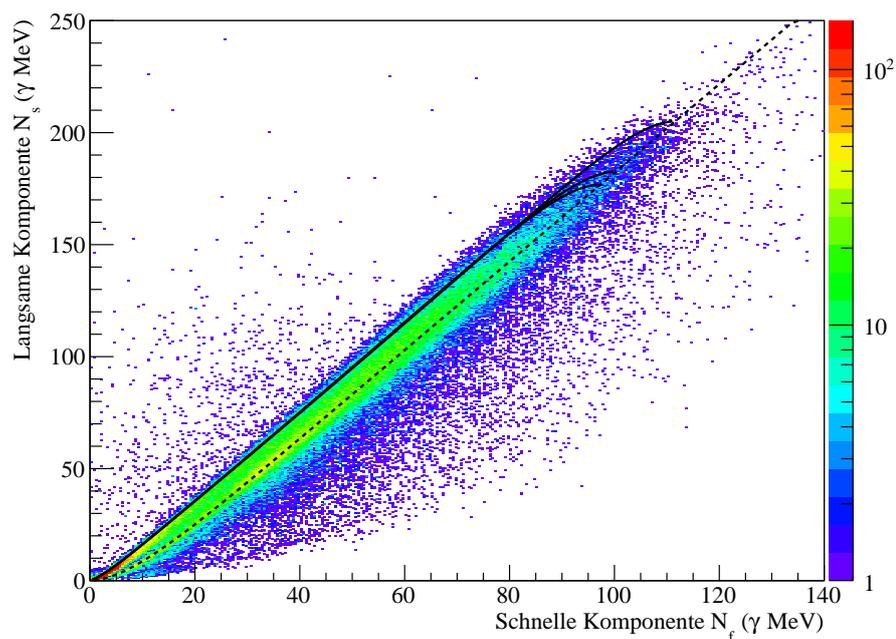


Abbildung 5.21: Protonen-Identifizierung mittels QPID. Gestoppte Protonen liegen entlang der gestrichelt eingezeichneten Funktion, durchgeschlagene entlang der durchgezogenen (für jeden jeden der drei Kristalltypen je eine)

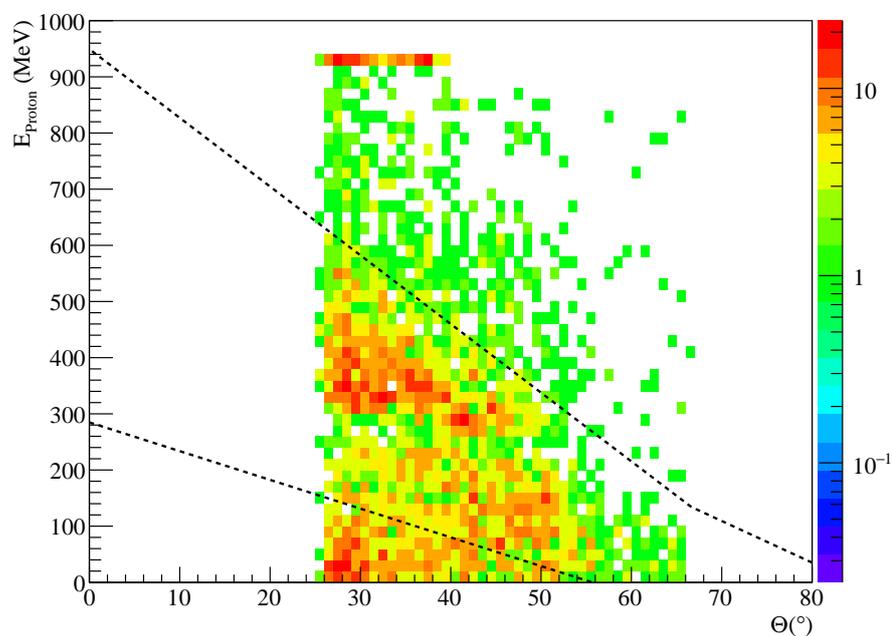


Abbildung 5.22: Protonenenergieverteilung. Der für die (p,2p)-Reaktion kinematisch relevante Teil der Verteilung befindet sich innerhalb des gestrichelten Bereiches.

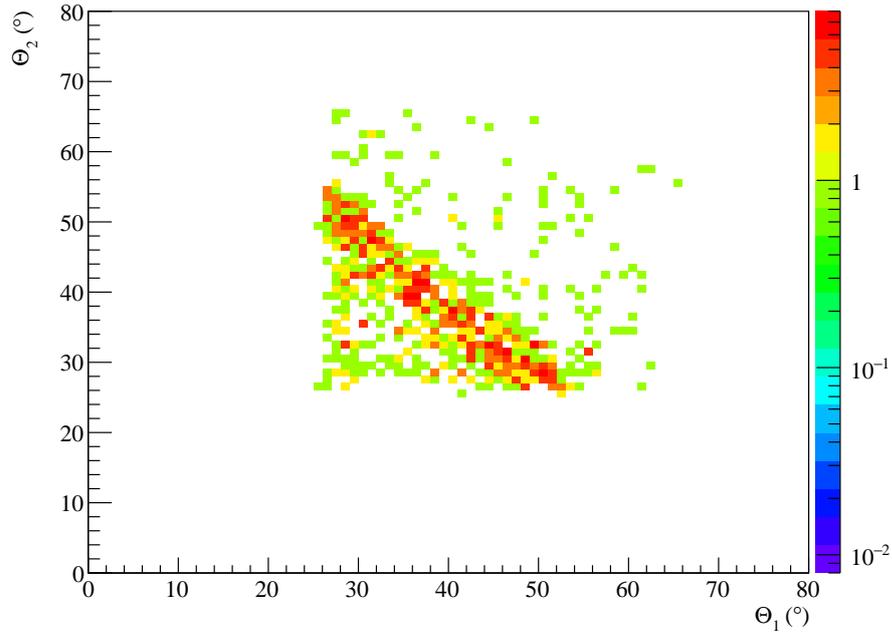


Abbildung 5.23: Polarwinkel-Antikorrelation der nachgewiesenen Protonen

Θ_2 der beiden Protonen in jedem Petal (Abbildung 5.23), in der sich die quasi-elastische Streuung nun deutlich zeigt. Die Polarwinkelsumme beträgt im Mittel $\langle \Theta_1 + \Theta_2 \rangle = 78,1^\circ$ mit einer Breite von $\sigma_\Theta = 2,8^\circ$ (Gauß-Fit). Um den verbleibenden Untergrund auszuschließen, werden die Ereignisse auf den Bereich $71,5^\circ \leq \Theta_1 + \Theta_2 \leq 84,7^\circ$ (Mittelwert \pm Halbwertsbreite) beschränkt.

Nach Anwendung aller Bedingungen verbleiben schließlich noch 737, als (p,2p)-Reaktion identifizierte Ereignisse. Die Energiesumme der beiden Protonen ist normalverteilt mit einem Mittelwert von $\langle E_{\text{Summe}} \rangle = (520 \pm 2) \text{ MeV}$ und einer Breite von $\sigma = (153 \pm 2) \text{ MeV}$. Die angegebenen Fehler berücksichtigen lediglich die Unsicherheit des Gauß-Fits.

Die daraus rekonstruierte Impulsverteilung des ausgeschlagenen Protons zeigt Abbildung 5.25. Die Mittelwerte und Breiten der Verteilungen in x-, y- und z-Richtung sowie im Betrag sind

$$\begin{aligned}
 \langle p_x \rangle &= (-2,6 \pm 1,7) \frac{\text{MeV}}{c} & \sigma_x &= (129 \pm 2) \frac{\text{MeV}}{c} \\
 \langle p_y \rangle &= (-7,8 \pm 1,2) \frac{\text{MeV}}{c} & \sigma_y &= (104 \pm 1) \frac{\text{MeV}}{c} \\
 \langle p_z \rangle &= (32,4 \pm 1,9) \frac{\text{MeV}}{c} & \sigma_z &= (133 \pm 2) \frac{\text{MeV}}{c} \\
 \langle |\vec{p}| \rangle &= (187,6 \pm 1,4) \frac{\text{MeV}}{c} & \sigma_{|\vec{p}|} &= (88,6 \pm 1,5) \frac{\text{MeV}}{c}
 \end{aligned}$$

Auch bei diesen Werten sind nur die Unsicherheiten aufgrund der Fits berücksichtigt. Die dominierenden Unsicherheiten sind jedoch

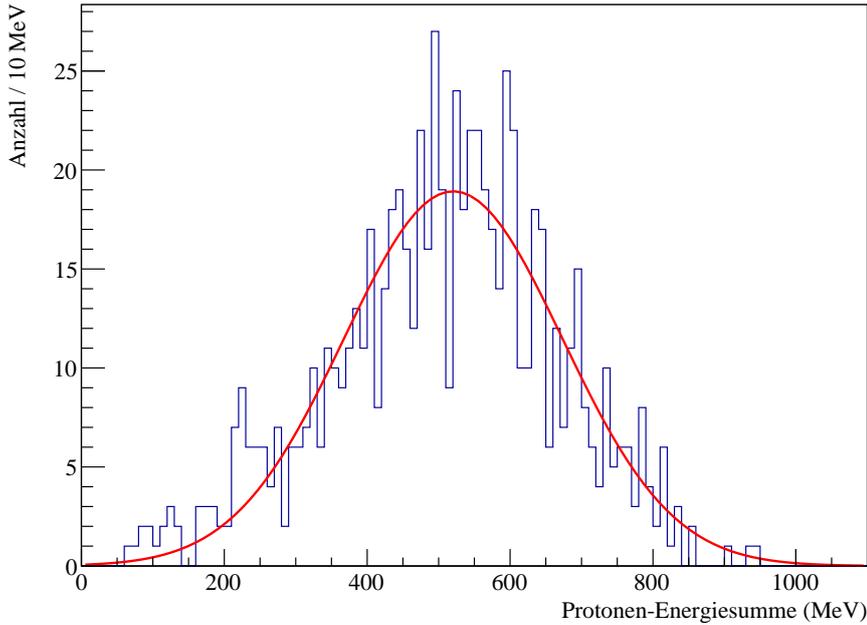


Abbildung 5.24: Protonen-Energiesummen-Spektrum

die begrenzte Winkel- und Energieauflösung, die eine Impulsauflösung von etwa $\sigma_{p_{x,y,z}} \sim 14 \frac{\text{MeV}}{c}$ hervorrufen (vgl. Tabelle 5.3). Aus $\sigma_{x,y,z}$ erhält man nach Gleichung 5.4, unter Berücksichtigung der abgeschätzten Impulsauflösung, im Fermigas-Modell einen Fermi-Impuls von $197 \frac{\text{MeV}}{c} \leq p_F \leq 332 \frac{\text{MeV}}{c}$.

Für die Verteilung des Betrags gilt weiterhin

$$\sigma_{|\vec{p}|}^2 = \langle |\vec{p}|^2 \rangle - \langle |\vec{p}| \rangle^2 \quad (5.16)$$

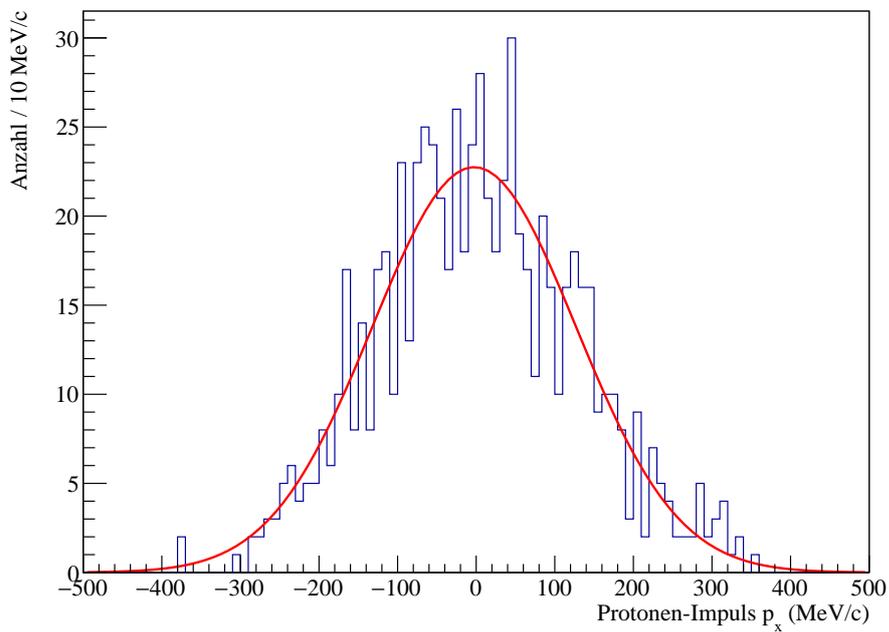
mit

$$\langle |\vec{p}|^2 \rangle = \frac{3}{5} p_F^2. \quad (5.17)$$

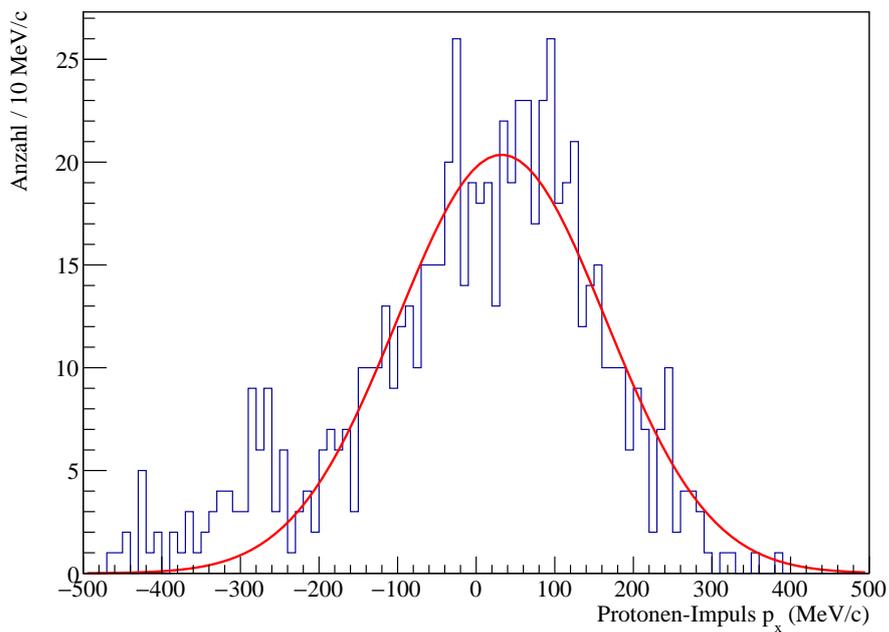
Damit ergibt sich der Fermi-Impuls aus dieser Verteilung zu

$$\begin{aligned} p_F &= \sqrt{\frac{5}{3} \left(\sigma_{|\vec{p}|}^2 + \langle |\vec{p}| \rangle^2 \right)} \\ &= (268 \pm 47) \frac{\text{MeV}}{c}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Um die rekonstruierten Protonen-Impulse zu verifizieren, können, zumindest in transversaler Richtung, die PSP-Tracker verwendet werden. Mit Hilfe der Eingangs-Tracker (PSP 1 – 3), kann die Position des ungestreuten Projektils im Ausgangs-Tracker (PSP 4 + 5) bestimmt werden. Zur Kalibration wurden dazu Daten ohne Target benutzt, mit denen eine Korrelations-Matrix errechnet wurde, aus der sich die Position des ungestreuten Strahls in PSP 4 + 5 aus den Positionen in 1 – 3 auf $\sigma = 0,4$ mm genau bestimmen lässt. Der begrenzende Faktor



(a) transversaler Impuls



(b) longitudinaler Impuls

Abbildung 5.25: Protonen-Impulsverteilung

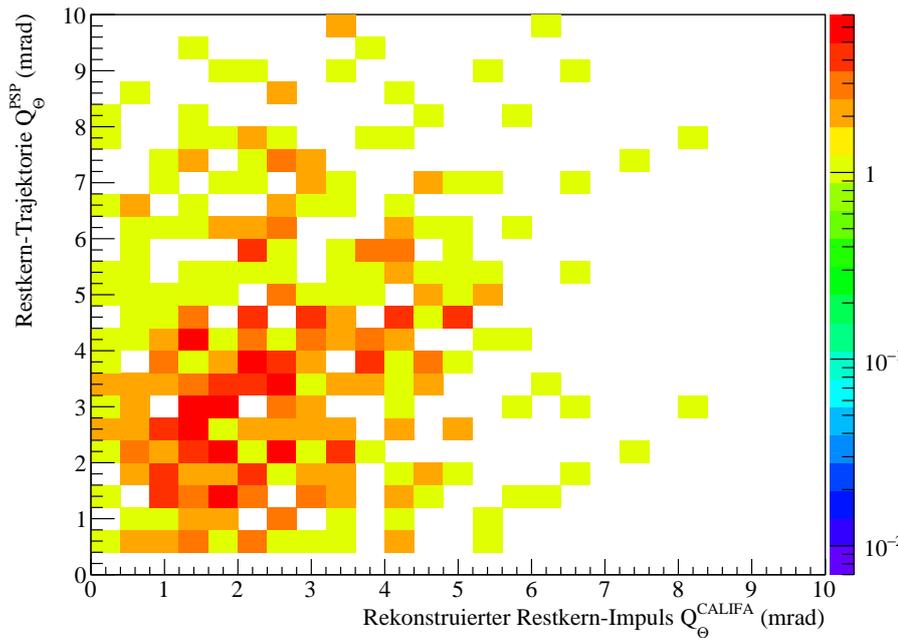


Abbildung 5.26: Polarwinkel-Korrelation zwischen CALIFA und PSP

bei der Ortsauflösung ist dabei PSP 3, der innerhalb der 3 mm breiten Streifen keine Positionsempfindlichkeit besitzt.

Aus der Abweichung zwischen der so extrapolierten Position und der tatsächlichen lässt sich die Richtung des Restkern-Impulses (jedoch nicht der Betrag) bestimmen. Da der Restkern gemäß Gleichung 5.12 den umgekehrten Impuls des ausgeschlagenen Protons trägt, sollten die derart bestimmten transversalen Impuls-Komponenten direkt mit denen aus den Protonen bestimmten Transversalimpulsen korrelieren.

In Abbildung 5.26 sind die Polarwinkel der über PSP-Tracker und CALIFA bestimmten Restkern-Impulse im Laborsystem gegeneinander aufgetragen. Es ist eine Häufung entlang der Winkelhalbierenden erkennbar, die auf eine Korrelation hindeutet. Im Profil dieses Histogramms zeigt sich ein steigender Trend (Abbildung 5.27). Weiterhin zeigt sich eine schwache Korrelation der Azimutwinkel in Abbildung 5.28. Es sind zwei Korrelationsbänder erkennbar mit einer Differenz von etwa $\Delta_\varphi \approx 140^\circ$. Aufgrund der geringen Statistik und der begrenzten Winkelauflösung beider Systeme ist jedoch keine eindeutige Aussage möglich.

In der Gegenprobe mit gemischten, also unkorrelierten Ereignissen, zeigen sich diese Korrelationen nicht (Abbildung 5.29). Das Profil der Polarwinkel-Gegenüberstellung mit gemischten Ereignissen ist flach und deutet damit auf eine zufällige Verteilung hin. Auch die Azimutwinkel zeigen keine Korrelation mehr. Innerhalb der Akzeptanzbereiche von CALIFA, sind die über die PSP-Tracker gemessenen Polarwinkel etwa gleich verteilt.

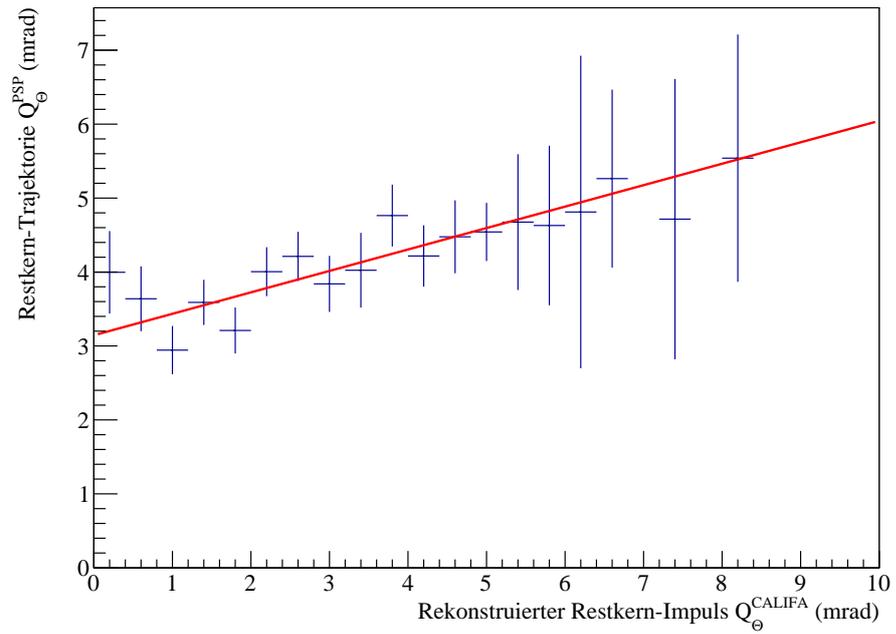


Abbildung 5.27: Profil der Polarwinkel-Korrelation zwischen CALIFA und PSP

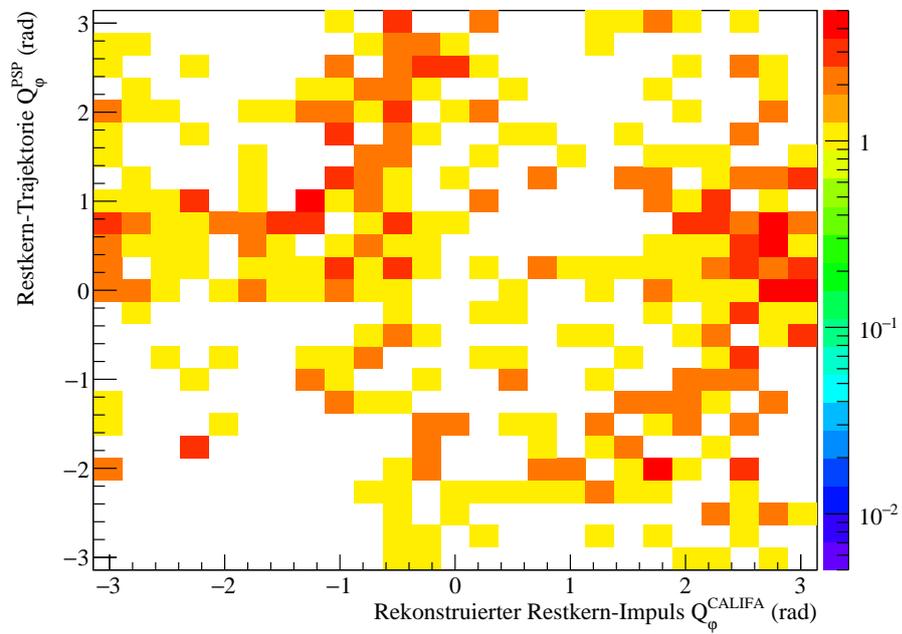


Abbildung 5.28: Azimut-Korrelation zwischen CALIFA und PSP

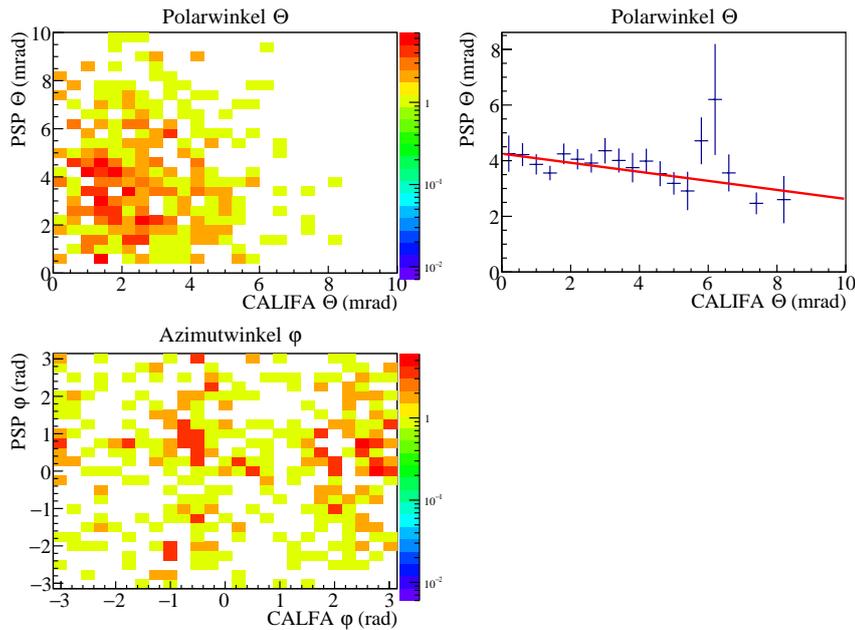


Abbildung 5.29: Gegenprobe zur Korrelation zwischen den per CALIFA und PSP rekonstruierten Restkern-Impulsen mit gemischten Ereignissen

5.5 ZUSAMMENFASSUNG DES EXPERIMENTS

Im diskutierten Pilotexperiment wurde erstmals die Interoperabilität und Integration verschiedener R³B Prototyp-Detektoren erfolgreich getestet. Die Daten der unabhängig betriebenen Systeme konnten anhand ihrer synchronisierten Zeitstempeln vereinigt und gemeinsam analysiert werden.

Für den verwendeten CALIFA Demonstrator wurde das entwickelte Datenaufnahmesystem (siehe Kapitel 3) mit der Echtzeit-Signalverarbeitungsfirmware, die in Kapitel 4 vorgestellt wurde, verwendet. Die, direkt in der Firmware mittels QPID-Algorithmus ermittelten, Teilchenidentifikations-Informationen, wurden im Rahmen der iPhos-Technik verwendet, um gestoppte von nicht-gestoppte Protonen zu unterscheiden. Damit war es möglich die Impulsverteilungen der Protonen im ⁴⁸Ca-Kern mittels (p,2p)-Reaktion in inverser Kinematik zu messen.

Die erreichbaren Auflösungen für die Rekonstruktion der Impulsverteilung und der Anregungsenergie des Restkerns aus den detektierten Protonen waren, aufgrund der nicht zur Verfügung stehenden Daten des Silicon Trackers, stark limitiert. Im finalen R³B-Aufbau wird dieser Detektor mit einer präzisen Rekonstruktion der Protonen-Trajektorien entscheidend zur Verbesserung der erzielbaren Auflösungen beitragen.

Trotz der dadurch stark eingeschränkten Winkelaufklärung konnte die, für die quasi-freie Streuung charakteristische, Polarwinkel-

Die Korrelation stark ausgeprägt und eindeutig nachgewiesen werden. Auch die, wenn auch schwache, Korrelation zwischen den alleine durch CALIFA aus den beiden Protonen rekonstruierten Restkern-Impulsen und denen aus den PSP-Detektoren ermittelten Restkern-Impulsen bestätigt die Messungen zusätzlich.

AUSBLICK: (P,2P) SIMULATION MIT VOLLSTÄNDIGEM KALORIMETER

Nach den vielversprechenden Ergebnissen des Pilotexperiments, hat eine abschließende Simulation mit dem vollständigen CALIFA Design (Abbildung 6.1) dessen zu erwartende Performance gezeigt. Wie bei der in Abschnitt 5.3.1 durchgeführten Simulation, wurde die (p,2p)-Reaktion in inverser Kinematik mit einem Strahl aus ^{48}Ca und Energie $E = 550 \text{ AMeV}$ simuliert. Für die Winkel-Rekonstruktion wurde ein vereinfachtes Modell für den Silicon Tracker verwendet, das aber dessen Auflösung wiedergibt ($\sigma_{\Theta} = 1,5 \text{ mrad}$, $\sigma_{\varphi} = 0,2 \text{ mrad}$). Zusätzlich wurde das simulierte Szenario wie Folgt ergänzt, um eine typische Anwendung der (p,2p)-Reaktion zu demonstrieren¹:

- Protonen können aus zwei unterschiedlichen Orbitalen entfernt werden (z.B. $\pi 1d_{3/2} \equiv \pi_A$ und $\pi 2s_{1/2} \equiv \pi_B$).
- Protonen im π_A -Orbital besitzen eine Gauß-förmige Impulsverteilung mit $\sigma_p^A = 112 \frac{\text{MeV}}{c}$.
- Die Impulsverteilung der Protonen im π_B -Orbital ist ebenfalls Gauß-förmig mit $\sigma_p^B = 60 \frac{\text{MeV}}{c}$.
- Nach dem Entfernen eines Protons aus dem π_A -Orbital befindet sich der Restkern im Grundzustand ($E_{\text{exc}} = 0 \text{ MeV}$), nach dem Entfernen eines Protons aus dem π_B -Orbital besitzt er eine Anregungsenergie von $E_{\text{exc}} = 4 \text{ MeV}$.
- Der angeregte Restkern kann entweder direkt in den Grundzustand übergehen oder über einen Zwischenzustand mit $E_{\text{exc}} = 3 \text{ MeV}$, der dann in den Grundzustand übergeht. Die Übergänge finden unter γ -Emission statt. Das Verzweungsverhältnis für jede der beiden Kaskaden sei 50%.

Im Gegensatz zum Pilotexperiment und der zugehörigen Simulation, kann damit nicht nur eine über alle Protonenschalen gemittelte, effektive Impulsverteilung gemessen werden, sondern die Impulsverteilungen verschiedener Einzelteilchen-Orbitale, aus denen sich, im Experiment, die zugehörigen Wellenfunktionen ermitteln lassen. Über den koinzidenten Nachweis der γ -Strahlung, für den eine korrekte Doppler-Korrektur wichtig ist, können γ -Kaskaden gemessen und so weitere Anregungsniveaus gefunden werden.

¹ Dieses Szenario ist rein fiktiv. Die Orbitale und die zugehörigen Restkern-Anregungsenergien sowie γ -Kaskaden wurden willkürlich gewählt. Auf die im Folgenden demonstrierte Rekonstruktion hat das keinen Einfluss.

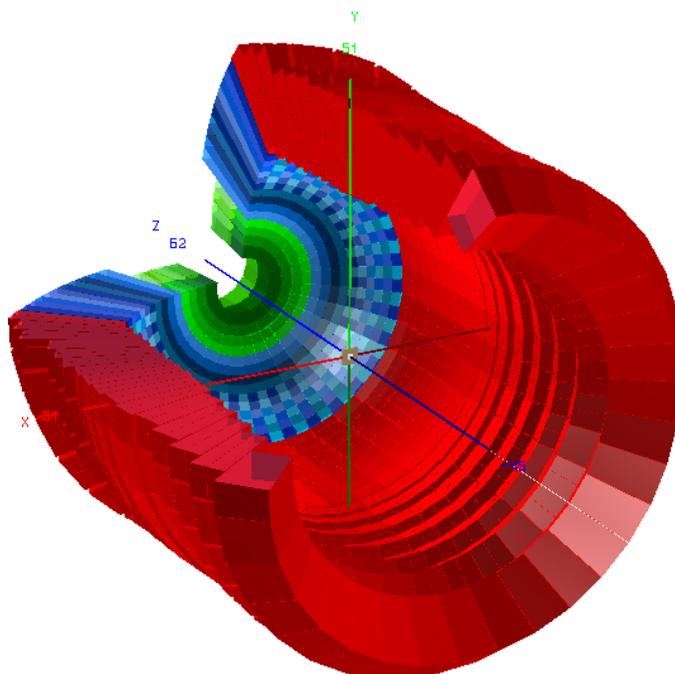


Abbildung 6.1: Simulationsmodell (Ausschnitt) des vollständigen CALIFA Detektors mit Barrel- (rot), iPhos- (blau) und CEPA-Bereich (grün)

Da auch in diesem Aufbau die hochenergetischen Protonen nicht gestoppt werden können, muss die vollständige Energie durchgeschlagener Protonen rekonstruiert werden. Für die CsI(Tl)-Kristalle im iPhos- und Barrel-Bereich wird dazu wie in Abschnitt 5.3.2 vorgegangen, um die Rekonstruktionsparameter für jeden Kristalltypen zu bestimmen.

Für die Phoswich-Detektoren im CEPA-Bereich werden zunächst die Lichtmengen (Energien) aus den $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ - (E_{LaBr}) und $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ - (E_{LaCl}) Kristallen ereignisweise gegeneinander aufgetragen (siehe Abbildung 6.2). In der Simulation stehen diese direkt zur Verfügung, im Experiment können sie mit dem QPID-Algorithmus aus der Pulsform extrahiert werden. Protonen, die bereits im vorderen Kristall gestoppt werden, befinden sich in Abbildung 6.2 entlang der Abszisse. Nimmt die Protonenenergie weiter zu, so dass die Protonen im hinteren Kristall gestoppt werden, nimmt die im vorderen Kristall deponierte Energie mit steigender Protonenenergie ab, während die im hinteren Kristall deponierte Energie zunimmt (schwarz markierter Bereich). In beiden Fällen ist die gesamte Protonenenergie $E_0 = \Delta E = E_{\text{LaBr}} + E_{\text{LaCl}}$. Mit weiter steigender Protonenenergie verlässt das Proton den Detektor mit einer Restenergie und die in beiden Kristallen deponierte Energie nimmt ab (rot markierter Bereich). In diesem Bereich kann die Gesamtenergie, wie im iPhos-Bereich, über Gleichung 5.14 ermittelt werden: $E_0 = E(E_{\text{LaBr}} + E_{\text{LaCl}})$. Analog zur iPhos-Methode wurden die nötigen Rekonstruktionsparameter über

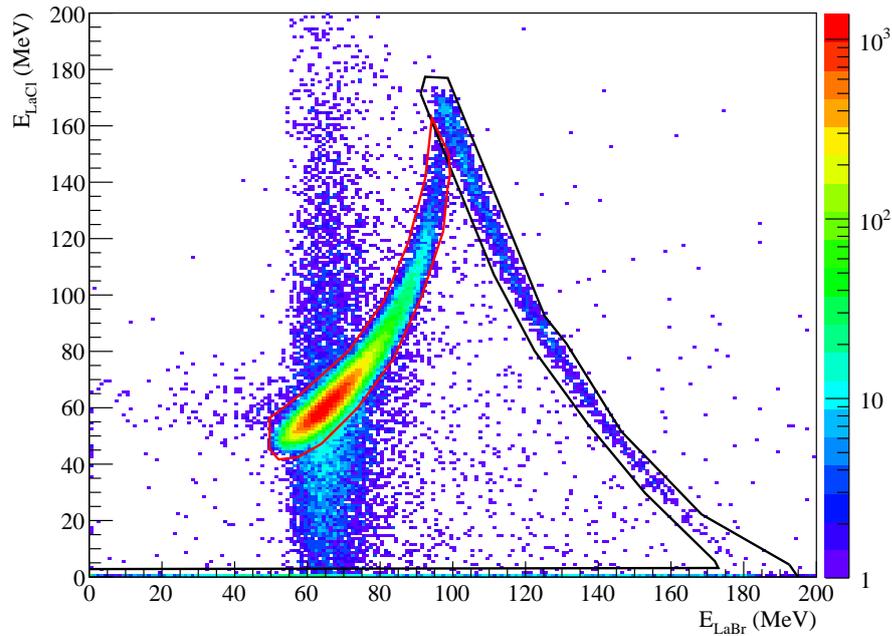


Abbildung 6.2: Identifikation gestoppter (schwarz markiert) und durchgeschlagener Protonen (rot markiert) im CEPA Bereich durch Auftragen der im hinteren $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ -Kristall deponierten Energie E_{LaCl} gegen die im vorderen $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -Kristall deponierten Energie E_{LaBr} .

eine Simulation mit bekannten $(E_0, \Delta E)$ -Wertepaaren bestimmt (siehe Anhang B, Tabelle B.1).

Die so erhaltene Energieverteilung (Abbildung 6.3) entspricht der idealen Verteilung (vgl. Abbildung 5.6). Die Rasterung in Θ entsteht durch die Forderung eines geraden Durchschusses durch die Kristalle zur Unterdrückung des Untergrundes, der ansonsten durch die Energierekonstruktion der durchgeschlagenen Teilchen entsteht. Um diese Rasterung zu vermeiden (und die Statistik zu erhöhen), kann die Bedingung alternativ durch dynamisch aus den Durchschusslängen bestimmte Rekonstruktionsparameter ersetzt werden.

In Abbildung 6.4 ist die gesamte im Detektor deponierte γ -Energie

$$E_{\gamma}^{\text{total}} = \sum_k E_{\gamma,k}$$

gegen die, über die invariante Masse ermittelte, Restkern-Anregungsenergie aufgetragen. $E_{\gamma,k}$ bezeichnet die (dopplerkorrigierten) Energien der einzelnen, durch den R^3B Hit Finder gefundenen, γ -Cluster. Es ist ein ausgeprägter Peak um $(E_{\gamma}, E_{\text{exc}}) = (4 \text{ MeV}, 4 \text{ MeV})$ zu erkennen. Daneben sind noch schwächere γ -Linien bei $E_{\gamma} = 3 \text{ MeV}$ und $E_{\gamma} = 1 \text{ MeV}$ sichtbar. Diese entstehen, wenn eines der γ -Quanten in der Kaskade den Detektor verlässt.

Über verschiedene Auswahl-Bereiche aus dem Plot können nun die Anteile der einzelnen Anregungsenergien, bzw. Protonen-Orbi-

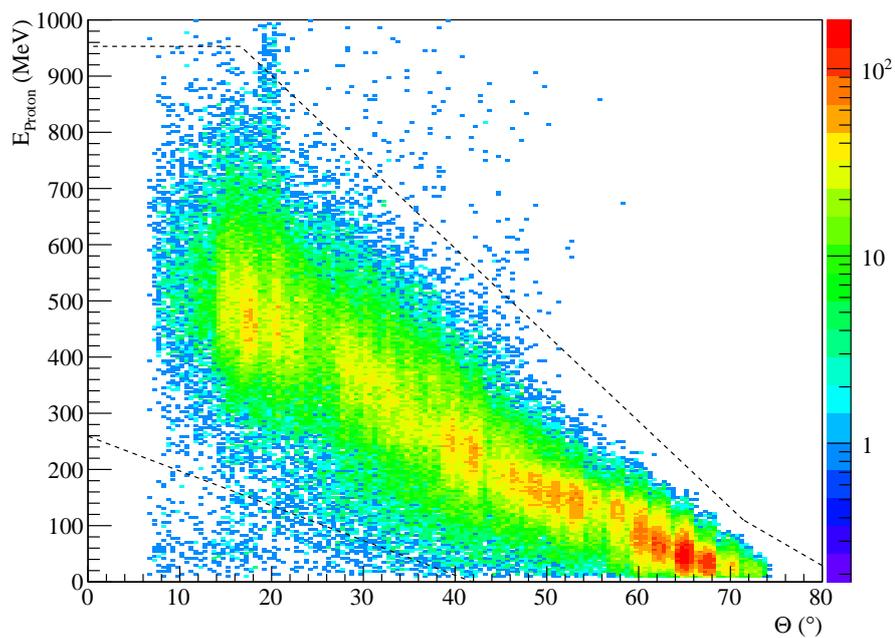


Abbildung 6.3: Protonenenergieverteilung mit iPhos- und Phoswich-Energieerkennung.

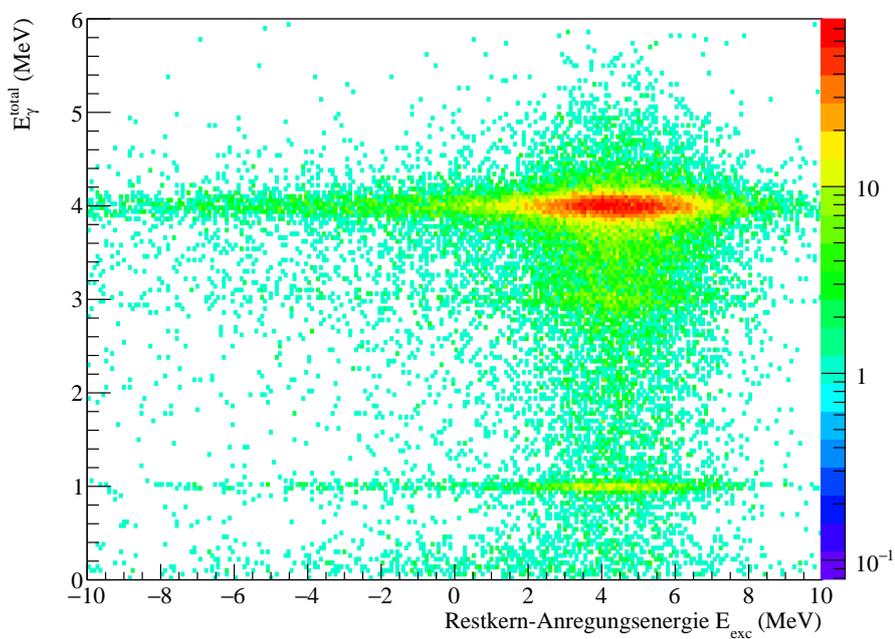


Abbildung 6.4: γ -Gesamtenergie $E_{\gamma}^{\text{total}}$ gegen Restkern-Anregungsenergie

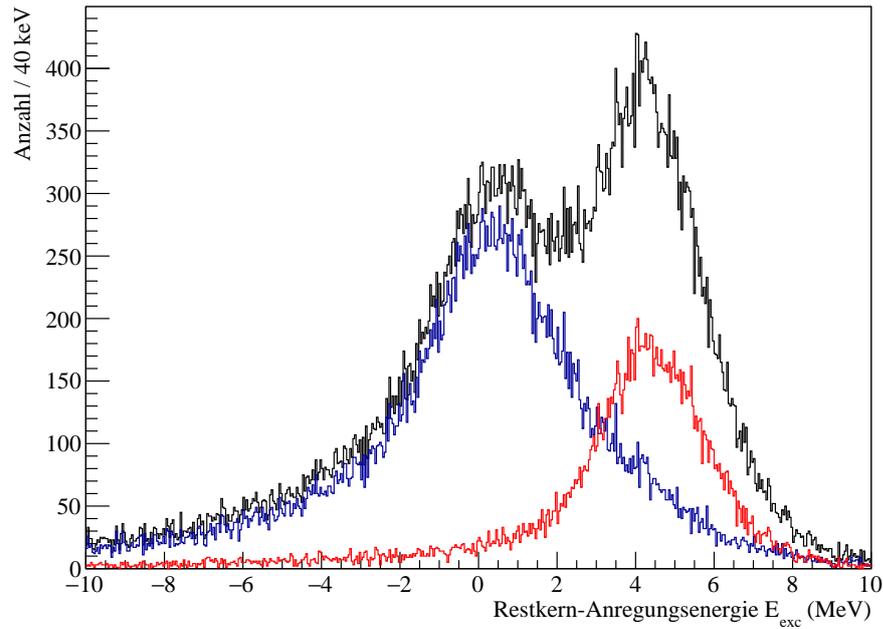


Abbildung 6.5: Restkern-Anregungsenergie ohne Einschränkung (schwarz), mit $E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 0,2 \text{ MeV}$ (blau) sowie $3,8 \text{ MeV} \leq E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 4,2 \text{ MeV}$.

tale, getrennt betrachtet werden. Über eine Auswahl der γ -Energien können die Restkern-Anregungsenergien getrennt werden. In Abbildung 6.5 ist das gesamte Spektrum der Anregungsenergien ohne Einschränkung aufgetragen (schwarz), mit Einschränkung auf $E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 0,2 \text{ MeV}$ (blau) sowie $3,8 \text{ MeV} \leq E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 4,2 \text{ MeV}$ (rot). Da die Energie der 4 MeV-Kaskade nicht immer vollständig rekonstruiert wird, ist dadurch die Anzahl der Ereignisse für diese Energie reduziert worden. Ansonsten lassen sich damit nun die Anteile der beiden Spektren sauber trennen, was eine Trennung von Anregungsenergien auch unterhalb der Auflösungsgrenze erlaubt.

Interessanter ist jedoch die Trennung der Impulsverteilungen. Dazu werden die separat bestimmten γ -Energie $E_{\gamma}^{\text{total}}$ und Restkern-Anregungsenergie E_{exc} als gemeinsame, redundante Information genutzt. Für den Grundzustand des Restkerns, bzw. das π_A -Orbital wird der Bereich $E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 0,2 \text{ MeV}$ mit $-2 \text{ MeV} \leq E_{\text{exc}} \leq 2 \text{ MeV}$ ausgewählt, für die 4 MeV-Anregung, bzw. das π_B -Orbital der Bereich $3,8 \text{ MeV} \leq E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 4,2 \text{ MeV}$ mit $2 \text{ MeV} \leq E_{\text{exc}} \leq 8 \text{ MeV}$. Die so getrennten Impulsverteilungen in transversaler Richtung zeigt Abbildung 6.6. Die Verteilungen in longitudinaler Richtung ist in Abbildung 6.7 dargestellt.

Die longitudinale Verteilung für den Grundzustand ist leicht asymmetrisch. Das könnte auf eine zu restriktive Auswahl der Restkern-Anregungsenergie zurückzuführen sein, die kleine Longitudinalimpulse bevorzugt. Die gemessenen Mittelwerte und Breiten der Verteilungen sind in Tabelle 6.1 angegeben. Die Abweichungen von den

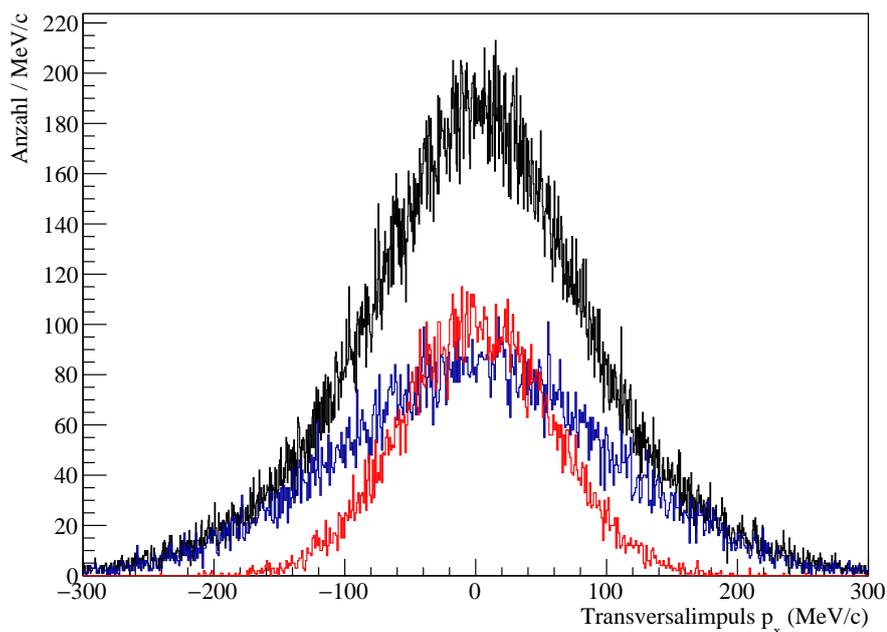


Abbildung 6.6: Transversale Protonen-Impulsverteilung ohne Einschränkung (schwarz), mit Einschränkung auf den Grundzustand (blau) sowie auf die 4 MeV-Anregung (rot). Zur besseren Sichtbarkeit wurde die Gesamt-Verteilung um die Hälfte herunter skaliert.

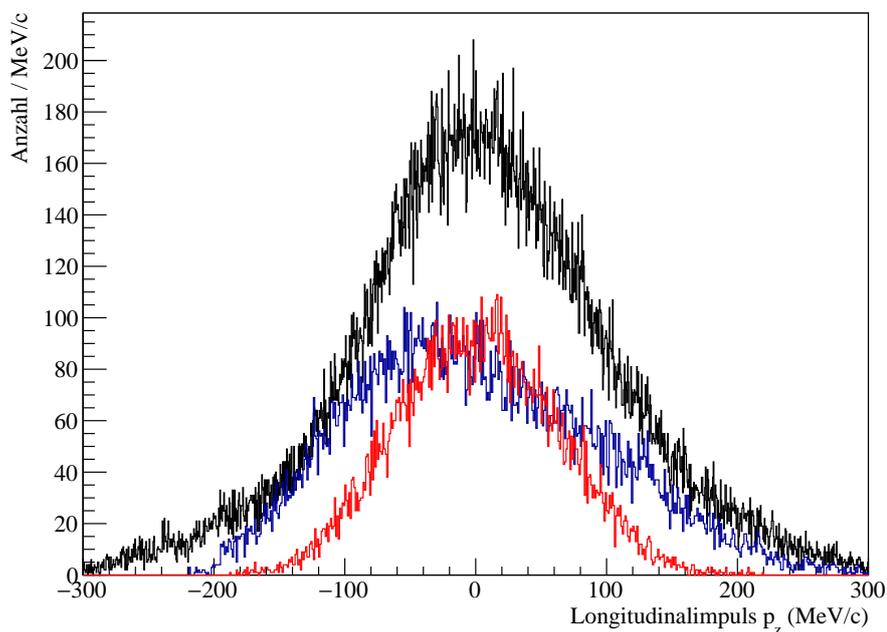


Abbildung 6.7: Longitudinale Protonen-Impulsverteilung ohne Einschränkung (schwarz), mit Einschränkung auf den Grundzustand (blau) sowie auf die 4 MeV-Anregung (rot). Zur besseren Sichtbarkeit wurde die Gesamt-Verteilung um die Hälfte herunter skaliert.

PARAMETER	π_A	π_B	GESAMT
Mittelwert $\langle p_x \rangle$ ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	$-0,5 \pm 0,7$	$0,8 \pm 0,5$	$0,1 \pm 0,3$
Breite σ_{p_x} ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	$105,0 \pm 0,5$	$57,6 \pm 0,4$	$93,9 \pm 0,2$
Mittelwert $\langle p_y \rangle$ ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	$0,1 \pm 0,7$	$-0,1 \pm 0,5$	$0,1 \pm 0,3$
Breite σ_{p_y} ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	$98,4 \pm 0,5$	$56,6 \pm 0,3$	$90,8 \pm 0,2$
Mittelwert $\langle p_z \rangle$ ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	$2,2 \pm 0,6$	$1,6 \pm 0,5$	$5,5 \pm 0,4$
Breite σ_{p_z} ($\frac{\text{MeV}}{c}$)	$95,6 \pm 0,5$	$60,9 \pm 0,4$	$100,2 \pm 0,3$

Tabelle 6.1: Parameter der Impulsverteilungen der Protonen aus den fiktiven Orbitalen π_A und π_B .

vorgegebenen Breiten ist für den Grundzustand etwa doppelt so groß, wie die in Tabelle 5.3 angegebenen Auflösungen. Da hohe Impuls-Beträge auch hohen Protonenenergien entsprechen und die iPhos-Technik eine lineare Zunahme der relativen Auflösung mit der Energie zeigt, könnte dies damit erklärt werden. Ohne die iPhos-Technik würde dieser Anteil in der Impulsverteilung jedoch schlicht fehlen.

Das gemessene γ -Spektrum aus dem R³B Hit Finder mit der Bedingung $3,8 \text{ MeV} \leq E_\gamma^{\text{total}} \leq 4,2 \text{ MeV}$ für die 4 MeV-Anregung zeigt Abbildung 6.8. Die Energieauflösungen der drei Linien betragen $\frac{\Delta E}{E} = 7,1\%$ für $E_\gamma = 1 \text{ MeV}$, $\frac{\Delta E}{E} = 4,7\%$ für $E_\gamma = 3 \text{ MeV}$ und ebenfalls $\frac{\Delta E}{E} = 4,7\%$ für $E_\gamma = 4 \text{ MeV}$. Bei der Interpretation dieser Peak-Breiten ist jedoch die Deformation der Peaks aufgrund der gesetzten Zwangsbedingung auf die totale nachgewiesene γ -Energie zu beachten.

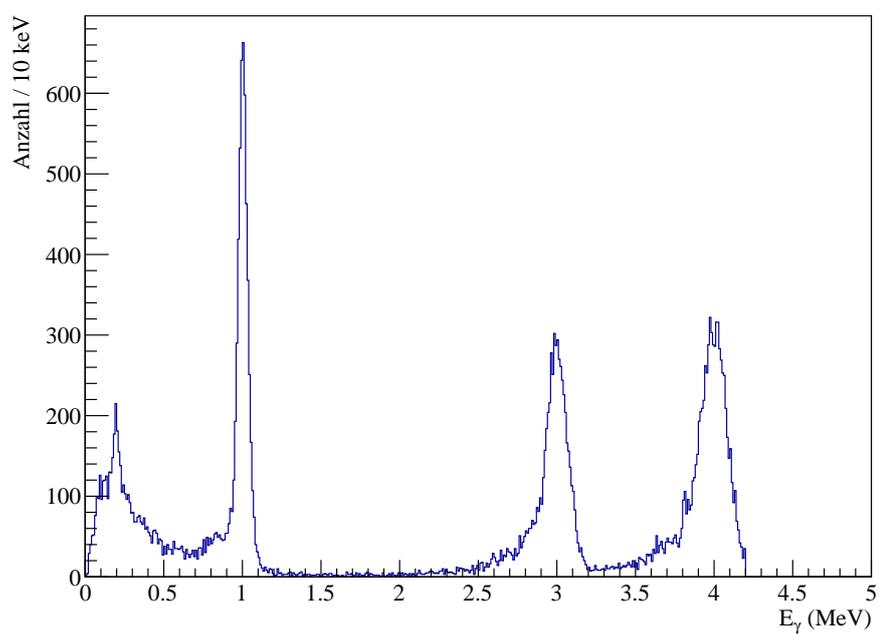


Abbildung 6.8: γ -Spektrum für die 4 MeV Restkern-Anregungsenergie mit Zwangsbedingung $3,8 \text{ MeV} \leq E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 4,2 \text{ MeV}$.

FAZIT

Der QPID-Algorithmus ermöglicht die präzise Bestimmung der Szintillationsamplituden von CsI(Tl). Damit ist eine bisher unerreichte Separation der Teilchen möglich. Im R³B-Pilotexperiment (Kapitel 5) wurden die, von der Echtzeit-Signalverarbeitungsfirmware ermittelten Szintillationsamplituden zur Teilchenidentifikation verwendet. Damit wurde eine untere Grenze zur Trennung von γ -Strahlung und geladenen Teilchen von $E_{\text{thr}} \lesssim 1$ MeV erreicht. Die Grenzwerte in vergleichbaren Detektorsystemen lagen bisher mindestens doppelt so hoch [30, 85].

Mit diesen Eigenschaften ist es gelungen, ein Modell zur Beschreibung der Teilchenabhängigkeit der beiden dominanten Szintillationskomponenten von CsI(Tl) abzuleiten. Die Szintillationsamplituden $N_{f,s}(Z,A,E)$ entstehen aufgrund teilchenunabhängiger Szintillations-effizienzen $\frac{dN_{f,s}}{dE}$, die alleine von der Ionisationsdichte $\frac{dE}{dx}$ abhängen. Hochenergetische δ -Elektronen sorgen jedoch effektiv für eine zusätzliche Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Teilchen. Durch Stoß erzeugte δ -Elektronen können den Kanal des Primärteilchens weit genug verlassen, um ihre Energie in Bereichen niedriger Ionisationsdichte zu deponieren. Damit ist eine präzise Beschreibung der Teilchenabhängigkeit des zeitlichen Verlaufs der Lichtemission von CsI(Tl) gelungen.

Das entwickelte Modell wurde in R3BRoot, dem Analyse- und Simulationsframework für R³B, implementiert und zur realitätsnahen Unterscheidung zwischen γ -Strahlung, gestoppten und nicht gestoppten Protonen bereits für die diskutierten Simulationen verwendet. Wie Abbildung 7.1 exemplarisch anhand von Protonen und positiv geladenen Pionen (π^+) zeigt, erlaubt das Modell außerdem die Simulation des Teilchenidentifikationsspektrums beliebiger Teilchen.

Da das entwickelte Modell darüber hinaus die gesamte Lichtausbeute beschreibt, lässt sich damit eine Energiekalibration für alle Teilchensorten durchführen. Diese Möglichkeit wurde im R³B-Pilotexperiment zur Kalibration der Protonenenergien anhand einer γ -Eichquelle genutzt. Der experimentell beobachtete Unterschied in der Lichtausbeute pro deponierter Energie zwischen gestoppten und nicht gestoppten Protonen wird ebenso reproduziert.

Im selben Experiment wurde erstmals die iPhos-Technik zur Energierekonstruktion nicht gestopppter Protonen angewendet. Nur mit dieser konnte bei der Analyse der quasi-freien $^{48}\text{Ca}(p,2p)^{47}\text{K}$ -Reaktion mit Strahl-Energie $E = 550$ AMeV, bei der ein Großteil der gestreuten Protonen nicht im verwendeten CALIFA

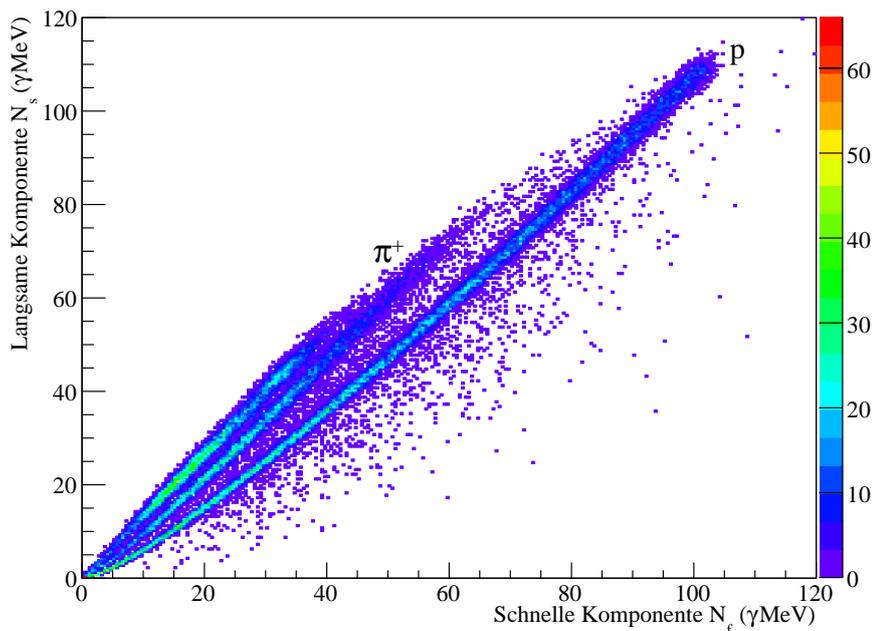


Abbildung 7.1: Simuliertes Teilchenidentifikationsspektrum für Protonen und positiv geladene Pionen (π^+) mit $0 < E \leq 200$ MeV in einem 15 cm langen CsI(Tl)-Kristall. Im Gegensatz zu den Protonen können die Pionen ab $E \gtrsim 150$ MeV nicht mehr gestoppt werden. Es bilden sich zwei getrennte Äste für die gestoppten und nicht-gestoppten Pionen (vgl. Abschnitt 4.4).

Demonstrator gestoppt werden konnte, die Impulsverteilung der Protonen in ^{48}Ca gemessen werden.

Die für CALIFA entwickelte Datenaufnahme mit Echtzeit-Signalverarbeitungsfirmware, die ebenso im Pilotexperiment verwendet wurde, erlaubt den totzeitfreien Betrieb bei höchsten Raten und Multiplizitäten. Bei 100 kHz Einzelkristallraten kann jedes FEBEX-Crate (256 Kanäle) mit durchschnittlichen Multiplizitäten von bis zu 47,5 Kristallen pro Ereignis totzeitfrei ausgelesen werden. Das wird durch den freilaufenden Mehrereignis-Betrieb ermöglicht.

Neben dem QPID-Algorithmus sind in der Signalverarbeitungsfirmware unter anderem ein flexibles Triggersystem und ein spezieller Diskriminator mit Walk Korrektur implementiert, der für die Teilchenidentifikation optimiert wurde.

Die Signalverarbeitungsfirmware und die darauf aufbauende Datenaufnahme sind als essentieller Bestandteil in den Technischen Design Report für die CALIFA Endkappe [17] eingeflossen, der 2014 genehmigt wurde.

ANHANG: MESSUNGEN DER LICHTAUSBEUTE IN CS(TL)

A.1 ^{12}C

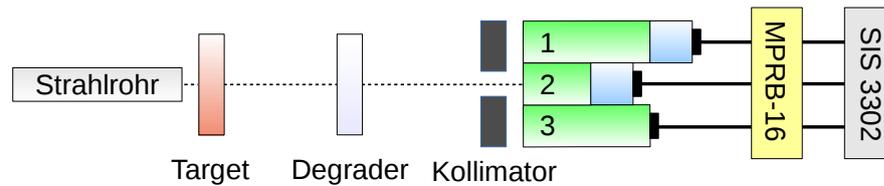


Abbildung A.1: Aufbau

Zur Messung der Lichtausbeute von ^{12}C in CsI(Tl) wurde der in Abschnitt 2.3 vorgestellte Versuchsaufbau, wie in Abbildung A.1 gezeigt, modifiziert. Der kleine Phoswich Detektor wurde direkt in den Primärstrahl positioniert. Ein Aluminium-Target und ein Plexiglas-Abschwächer wurden verwendet, um die Strahlenergie zu reduzieren. Durch die reduzierte Strahlenergie ist sicher gestellt, dass die ^{12}C -Kerne im CsI(Tl) Teil des Phoswich-Detektors gestoppt werden, wodurch der BC408-Anteil nicht berücksichtigt werden muss.

KOMPONENTE	d	ΔE (MeV)	E_{nach} (MeV)
Strahlfenster Kapton	50 μm	2,0	958,0
Target Aluminium	1 mm	66,9	891,1
Luft	50 – 100 cm	17,5 – 35,2	855,9 – 873,6
Degradier Plexiglas	5,5 mm	233,1 – 237,7	618,2 – 640,5
Detektorgehäuse Kupfer	100 μm	25,2 – 25,9	592,3 – 615,3
Kristallwrapping Polyethylen	65 μm	2,8 – 3,9	588,4 – 612,5

Tabelle A.1: Energieverlust des ^{12}C -Strahls

In Tabelle A.1 sind die Energieverluste des 80 AMeV Primärstrahls bis zum Detektor zusammengefasst. Am Detektor besitzt der Strahl damit eine Energie von $E_0 = (600 \pm 12)$ MeV.

In der γ -Kalibrierung wird diese Energie bei $L = 499$ γ MeV gemessen. Die relative Lichtausbeute ergibt sich unmittelbar zu

$$\left. \frac{L}{E} \right|_{^{12}\text{C}} (600 \text{ MeV}) = 0,832 \pm 0,017$$

A.2 α -TEILCHEN

Um die relative Lichtausbeute von α -Teilchen zu messen, wurde ein kleiner CsI(Tl)-Würfel mit 1 cm Kantenlänge im Vakuum von einer Tripel-Alpha-Quelle (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) bestrahlt. Der Detektor ist von 5 Seiten umhüllt mit der hochreflektierenden Vikuity Enhanced Specular Reflector (ESR) Folie (Reflektivität $R \gtrsim 98\%$) [86]. Das Eintrittsfenster ist mit einer 2 μm dicken Mylar-Folie beklebt (angenommene Reflektivität $R \approx 80\%$). Als γ -Referenz wird eine ^{22}Na -Eichquelle verwendet.

NUKLID	$\langle E \rangle$ (MeV)	ΔE (MeV)	L (γ MeV)	$\frac{L}{E}$
^{239}Pu	5,15	0,23	2,60	$0,53 \pm 0,02$
^{241}Am	5,45	0,23	2,85	$0,54 \pm 0,02$
^{244}Cm	5,80	0,21	3,07	$0,55 \pm 0,02$

Tabelle A.2: Messdaten zur Bestimmung der relativen Lichtausbeute von α -Teilchen. $\langle E \rangle$ gibt die gemittelte Energie (gewichtet nach Intensität) des α -Spektrums des jeweiligen Nuklids an, ΔE den Energieverlust im Mylar-Eintrittsfenster, L die gemessene Linieneigenschaft unter Verwendung der γ -Kalibrierung, $\frac{L}{E}$ die relative Lichtausbeute. Die systematische Unsicherheit der relativen Lichtausbeute entsteht durch die Breite der Energieverteilung der α -Spektren der Nuklide.

Während die γ -Strahlung im gesamten Kristall wechselwirkt, dringen die α -Teilchen nur $dz \lesssim 30$ μm tief in den Kristall ein, bis sie komplett gestoppt werden. Da die ESR- und Mylar-Folien unterschiedliche Reflektivitäten besitzen, sind deswegen unterschiedliche Lichtsammel-Effizienzen für γ -Strahlung und α -Teilchen zu erwarten. Für eine einfache Abschätzung wird angenommen, dass das Licht isotrop vom Wechselwirkungspunkt emittiert und jeder Lichtstrahl einmal reflektiert wird, bevor er die APD zur Auslese trifft. Damit er-

hält man folgende Lichtsammelleffizienzen für γ -Strahlung L_γ und α -Teilchen L_α :

$$L_\gamma = \frac{5}{6} \cdot 98\% + \frac{1}{6} \cdot 80\% = 95\%$$

$$L_\alpha = \frac{1}{2} \cdot 98\% + \frac{1}{2} \cdot 80\% = 89\%$$

$$\frac{L_\alpha}{L_\gamma} = 93,7\%$$

Die abgeschätzten 6,3% Unterschied in der Lichtsammelleffizienz werden auf die systematische Unsicherheit aufgeschlagen.

KERN	(DEPONIERTE) ENERGIE	L/E	REFERENZ
In CsI(Tl) gestoppt			
^1H	$(10,6 \pm 1,4)$ MeV	$1,44 \pm 0,20$	Winkel [44]
^1H	$(11,15 \pm 0,45)$ MeV	$1,31 \pm 0,07$	Bendel [43]
^1H	$(15,8 \pm 0,2)$ MeV	$1,29 \pm 0,03$	Bendel [43]
^1H	$(15,9 \pm 2,0)$ MeV	$1,34 \pm 0,18$	Winkel [44]
^1H	$(20,8 \pm 0,2)$ MeV	$1,32 \pm 0,02$	Winkel [44]
^1H	$(120,0 \pm 2,0)$ MeV	$1,11 \pm 0,02$	Pietras et al. [84]
^1H	$(140,0 \pm 2,0)$ MeV	$1,09 \pm 0,02$	Pietras et al. [84]
^1H	$(160,0 \pm 2,0)$ MeV	$1,08 \pm 0,02$	Pietras et al. [84]
^1H	$(180,0 \pm 2,0)$ MeV	$1,06 \pm 0,02$	Pietras et al. [84]
^1H	$(200,0 \pm 2,0)$ MeV	$1,05 \pm 0,02$	Pietras et al. [84]
^1H	$(232,2 \pm 2,0)$ MeV	$1,03 \pm 0,02$	Heiss [45]
^4He	$(4,92 \pm 0,05)$ MeV	$0,53 \pm 0,04$	Anhang A.2
^4He	$(5,26 \pm 0,05)$ MeV	$0,54 \pm 0,04$	Anhang A.2
^4He	$(5,60 \pm 0,06)$ MeV	$0,55 \pm 0,05$	Anhang A.2
^{12}C	(600 ± 12) MeV	$0,83 \pm 0,02$	Anhang A.1
Durch 15 cm CsI(Tl) durchgeschlagen			
^1H	$(202,3 \pm 2,0)$ MeV	$1,03 \pm 0,02$	Heiss [45]
^1H	$(189,2 \pm 2,0)$ MeV	$1,02 \pm 0,02$	Heiss [45]
^1H	$(171,9 \pm 2,0)$ MeV	$1,01 \pm 0,02$	Heiss [45]
^1H	$(160,4 \pm 2,0)$ MeV	$1,00 \pm 0,02$	Heiss [45]
^1H	$(155,8 \pm 2,0)$ MeV	$1,00 \pm 0,02$	Heiss [45]
^1H	$(144,2 \pm 2,0)$ MeV	$1,02 \pm 0,02$	Heiss [45]
^1H	$(135,1 \pm 2,0)$ MeV	$0,99 \pm 0,02$	Heiss [45]
^1H	$(127,5 \pm 2,0)$ MeV	$0,98 \pm 0,02$	Heiss [45]
^1H	$(121,9 \pm 2,0)$ MeV	$0,98 \pm 0,02$	Heiss [45]
^1H	$(117,4 \pm 2,0)$ MeV	$0,98 \pm 0,02$	Heiss [45]

Tabelle A.3: Datenpunkte zur Verifikation der nach [52] berechneten Lichtmenge.

ENERGIE-REKONSTRUKTIONSPARAMETER FÜR DEN VOLLSTÄNDIGEN CALIFA-DETEKTOR

BEREICH	a	b	c
(1)	$2,590 \cdot 10^4$	$7,181 \cdot 10^1$	$7,060 \cdot 10^{-1}$
(2)	$3,687 \cdot 10^4$	$9,487 \cdot 10^1$	$6,796 \cdot 10^{-1}$
(3)	$2,945 \cdot 10^4$	$7,842 \cdot 10^1$	$6,743 \cdot 10^{-1}$
(4)	$2,887 \cdot 10^4$	$7,196 \cdot 10^1$	$6,214 \cdot 10^{-1}$
(5)	$2,616 \cdot 10^4$	$6,911 \cdot 10^1$	$6,580 \cdot 10^{-1}$
(6)	$2,367 \cdot 10^4$	$5,935 \cdot 10^1$	$5,927 \cdot 10^{-1}$
(7)	$2,062 \cdot 10^4$	$5,053 \cdot 10^1$	$5,504 \cdot 10^{-1}$

Tabelle B.1: Energie-Rekonstruktionsparameter gemäß Gleichung 5.14 für alle CALIFA-Bereiche. Zur Bedeutung der Bereiche siehe Tabelle B.2.

[a] = MeV², [b] = MeV, [c] = 1

BEREICH	Θ	KRISTALL	LÄNGE (cm)
(1)	7,2° – 19,3°	LaBr + LaCl	15
(2)	19,3° – 55,5°	CsI	22
(3)	55,5° – 70,4°	CsI	18
(4)	70,4° – 87,6°	CsI	17
(5)	87,6° – 101,2°	CsI	16
(6)	101,2° – 132,6°	CsI	14
(7)	132,6° – 140,4°	CsI	12

Tabelle B.2: Bereiche (nach Kristall-Typen) von CALIFA

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.1	Potentialtopf mit Energie-Eigenzuständen der Nukleonen im Fermi-Gas-Modell	3
Abbildung 1.2	Berechnete Einteilchen-Zustände der Nukleonen im Schalenmodell	4
Abbildung 1.3	Die <i>Facility for Antiproton and Ion Research</i> (FAIR) erweitert die bestehende Anlage des <i>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung</i> [14].	7
Abbildung 1.4	Bestandteile des R ³ B (<i>Reactions with Relativistic Radioactive Beams</i>) Experiments [17].	7
Abbildung 1.5	Das elektromagnetische Kalorimeter CALIFA ist strukturell in drei Polarwinkelbereiche unterteilt: Das Barrel (rot), den iPhos-Bereich (blau) und CEPA (grün).	9
Abbildung 2.1	Experimentierhalle des INFN LNS	14
Abbildung 2.2	Experiment-Aufbau	15
Abbildung 2.3	Teilchenidentifizierung mittels QPID	17
Abbildung 2.4	Individuelle Fits von Gl. 2.9 an die Nuklid-Bänder	18
Abbildung 2.5	Zusammenhang der Parameter $b(a)$ für die Nuklid-Bänder	19
Abbildung 2.6	QPID Fit-Parameter c mit und ohne Einschränkung durch $b(a)$	20
Abbildung 2.7	Kombinierter Fit aller QPID-Linien	21
Abbildung 2.8	Fit-Parameter a in Abhängigkeit von A und Z	22
Abbildung 2.9	a_0 und a_1 in Abhängigkeit von Z	23
Abbildung 2.10	Extrapolation des ⁹ Li-Bandes aus den Fit-Parametern der übrigen Nuklide	23
Abbildung 2.11	Energieverlust in CsI(Tl) für $Z = 1 \dots 6$ Kerne	25
Abbildung 2.12	Modifizierte Birks Funktion nach Koba et al. [52] zur Beschreibung der Szintillationseffizienz $\frac{dL}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ von CsI(Tl) normiert auf die Szintillationseffizienz von 662 keV γ -Strahlung, $\left(\frac{L}{E} \right)_\gamma$	26
Abbildung 2.13	Vergleich der experimentell bestimmten Lichtausbeuten mit der nach Koba et al. [52] berechneten	27

Abbildung 2.14 Szintillationseffizienzen der schnellen Komponente $\frac{dN_f}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ (*oben*) und der langsamen Komponente $\frac{dN_s}{dE} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ (*mitte*) sowie deren Verhältnis $\frac{dN_s}{dN_f}$ (*unten*) für $Z = 1$ (schwarz), $Z = 2$ (rot) und $Z = 3$ (grün). 28

Abbildung 2.15 Über alle Kerne gemitteltes Verhältnis der Szintillationsamplituden $\frac{dN_s}{dN_f} \left(\frac{dE}{dx} \right)$ 29

Abbildung 2.16 Vergleich der mit (2.15) und den Parameters aus (2.19) durch numerische Integration berechneten Bänder für alle zu erwartenden Kerne (rote Linien) mit den experimentellen Daten. 30

Abbildung 2.17 Komponentenweise Szintillationseffizienz nach (2.29) mit Parametern laut Tabelle 2.3. . . 34

Abbildung 2.18 Vergleich der berechneten Nuklid-Bänder mit den gemessenen. 35

Abbildung 2.19 Berechnete Lichtausbeuten im Vergleich zu den experimentell bestimmten. 36

Abbildung 3.1 Vereinfachte, konzeptionelle Übersicht über die CALIFA Datenaufnahme 40

Abbildung 3.2 Übersicht der Datenaufnahme für CEPA [17] . 43

Abbildung 3.3 Das FEBEX Add-on Board besitzt für jeden der 16 Kanäle je einen Nyquist-Filter und einen individuell programmierbaren Gleichspannungs-Versatz. 44

Abbildung 3.4 Filter-Antwort des FAB 45

Abbildung 3.5 FEBEX 3B Modul 46

Abbildung 3.6 Anschlüsse des EXPLODERS 47

Abbildung 3.7 Vereinfachte Übersicht über die CALIFA EXPLODER Firmware 48

Abbildung 4.1 Schematische Darstellung der CALIFA Signalverarbeitungsfirmware 56

Abbildung 4.2 Übersicht über den implementierten 3-Grenzwerte-Diskriminator 57

Abbildung 4.3 Durch den Trapezfilter wird das Rohsignal des Vorverstärkers geglättet und für eine bessere Pile-Up-Erkennung differenziert. 58

Abbildung 4.4 Trigger-Latenz mit und ohne Walk-Korrektur . 60

Abbildung 4.5 Simulierte Szintillationsamplituden N_f und N_s beim Protonen-Beschuss eines 15,3 mm langen CsI(Tl)-Kristalls mit einer flachen Energieverteilung zwischen $0 < E_p \leq 100$ MeV. . . 64

Abbildung 4.6 GOSIP Datenübertragungsgeschwindigkeit für variierende Datenmengen 66

Abbildung 4.7 Implementierung der verflochtenen Signalverarbeitung 69

Abbildung 4.8 Trigger-Verteilung in der CALIFA Firmware . 70

Abbildung 5.1	Aufbau des R^3B -Pilotexperiments	72
Abbildung 5.2	Quasi-freie (p,2p)-Reaktion im Ruhesystem des zu untersuchenden ^{48}Ca Kerns	75
Abbildung 5.3	Simulationsmodell des CALIFA Demonstrators mit Target	78
Abbildung 5.4	Streuwinkel-Antikorrelation der simulierten Protonen im Laborsystem (aus Primärvektoren - entspricht idealem Detektor)	79
Abbildung 5.5	Azimutwinkel-Korrelation im Laborsystem (aus Primärvektoren)	80
Abbildung 5.6	Simulierte Einzelprotonen-Energieverteilung im Laborsystem	80
Abbildung 5.7	Protonenenergiesumme im Laborsystem (aus Primärvektoren des qfs-Programms)	81
Abbildung 5.8	Rekonstruierte Impuls-Verteilung der Protonen im Kern in transversaler Richtung.	81
Abbildung 5.9	Rekonstruierte Restkern-Anregungsenergie.	82
Abbildung 5.10	Simulierte Protonenenergieverteilung aus der Detektorantwort von CALIFA.	83
Abbildung 5.11	Rekonstruierte Restkern-Anregungsenergie aus den detektierten Protonen	83
Abbildung 5.12	Weglänge durch die Kristalle der durchgeschossenen Protonen. Die Weglänge innerhalb der einzelnen Regionen ist winkelunabhängig.	84
Abbildung 5.13	Abhängigkeit des Energieverlustes von Protonen von ihrer Gesamtenergie für Region 2 des Demonstrators mit Fit an Gleichung 5.14 zur Bestimmung der iPhos-Parameter a , b und c	86
Abbildung 5.14	Erreichbare Auflösung mit iPhos-Energierückrekonstruktion	87
Abbildung 5.15	Detektierte Protonenenergieverteilung mit iPhos-Energierückrekonstruktion	88
Abbildung 5.16	Rekonstruktion des Protonen-Impuls mit Target und Winkelauflösung wie Tracker	89
Abbildung 5.17	Rekonstruktion der Restkern-Anregungsenergie.	90
Abbildung 5.18	Auflösung und Gain-Matching der Kristalle.	93
Abbildung 5.19	Kalibriertes ^{22}Na -Spektrum	94
Abbildung 5.20	Restkern-Identifizierung mit den PSP Detektoren nach dem Target	95
Abbildung 5.21	Protonen-Identifizierung mittels QPID	96
Abbildung 5.22	Protonenenergieverteilung im Demonstrator	96
Abbildung 5.23	Polarwinkel-Antikorrelation der nachgewiesenen Protonen	97
Abbildung 5.24	Protonen-Energiesummen-Spektrum	98
Abbildung 5.25	Protonen-Impulsverteilung	99

Abbildung 5.26 Polarwinkel-Korrelation zwischen CALIFA und PSP 100

Abbildung 5.27 Profil der Polarwinkel-Korrelation zwischen CALIFA und PSP 101

Abbildung 5.28 Azimut-Korrelation zwischen CALIFA und PSP 101

Abbildung 5.29 Gegenprobe zur Korrelation zwischen den per CALIFA und PSP rekonstruierten Restkern-Impulsen mit gemischten Ereignissen 102

Abbildung 6.1 Simulationsmodell (Ausschnitt) des vollständigen CALIFA Detektors mit Barrel- (rot), iPhos- (blau) und CEPA-Bereich (grün) 106

Abbildung 6.2 Identifikation gestoppter und durchgeschlagener Protonen im CEPA Bereich 107

Abbildung 6.3 Protonenenergieverteilung mit iPhos- und Phoswich-Energierückrekonstruktion. 108

Abbildung 6.4 γ -Gesamtenergie $E_{\gamma}^{\text{total}}$ gegen Restkern-Anregungsenergie 108

Abbildung 6.5 Restkern-Anregungsenergie ohne Einschränkung (schwarz), mit $E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 0,2 \text{ MeV}$ (blau) sowie $3,8 \text{ MeV} \leq E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 4,2 \text{ MeV}$ 109

Abbildung 6.6 Transversale Protonen-Impulsverteilung ohne Einschränkung (schwarz), mit Einschränkung auf den Grundzustand (blau) sowie auf die 4 MeV-Anregung (rot). Zur besseren Sichtbarkeit wurde die Gesamt-Verteilung um die Hälfte herunter skaliert. 110

Abbildung 6.7 Longitudinale Protonen-Impulsverteilung ohne Einschränkung (schwarz), mit Einschränkung auf den Grundzustand (blau) sowie auf die 4 MeV-Anregung (rot). Zur besseren Sichtbarkeit wurde die Gesamt-Verteilung um die Hälfte herunter skaliert. 110

Abbildung 6.8 γ -Spektrum für die 4 MeV Restkern-Anregungsenergie mit Zwangsbedingung $3,8 \text{ MeV} \leq E_{\gamma}^{\text{total}} \leq 4,2 \text{ MeV}$ 112

Abbildung 7.1 Simuliertes Teilchenidentifikationsspektrum für Protonen und positiv geladene Pionen (π^+) mit $0 < E \leq 200 \text{ MeV}$ in einem 15 cm langen CsI(Tl)-Kristall. 114

Abbildung A.1 Aufbau 115

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 2.1	Parameter zur Quick Particle Identification . . .	16
Tabelle 2.2	Mögliche Zuordnung zur Identifikation der gemessenen Kerne	17
Tabelle 2.3	Finale Parameter des QPID Fits	34
Tabelle 5.1	Demonstrator Regionen	85
Tabelle 5.2	iPhos Parameter.	85
Tabelle 5.3	Impuls- und Energie-Auflösungsvermögen des CALIFA Demonstrators für verschiedene Winkel-Auflösungen	91
Tabelle 6.1	Parameter der Impulsverteilungen der Protonen aus den fiktiven Orbitalen π_A und π_B . . .	111
Tabelle A.1	Energieverlust des ^{12}C -Strahls	115
Tabelle A.2	Messdaten zur Bestimmung der relativen Lichtausbeute von α -Teilchen	116
Tabelle A.3	Datenpunkte zur Verifikation der nach [52] berechneten Lichtmenge.	118
Tabelle B.1	Energie-Rekonstruktionsparameter gemäß Gleichung 5.14 für alle CALIFA-Bereiche. Zur Bedeutung der Bereiche siehe Tabelle B.2. [a] = MeV^2 , [b] = MeV , [c] = 1	119
Tabelle B.2	Bereiche (nach Kristall-Typen) von CALIFA . .	119

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Wikipedia. Demokrit: Atomistischer Materialismus, 2015. URL https://de.wikipedia.org/wiki/Demokrit#Atomistischer_Materialismus.
- [2] Klaus Bethge. *Kernphysik*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1996. ISBN 978-3-540-61236-0. doi: 10.1007/978-3-662-08062-7.
- [3] O. Sorlin and M.-G. Porquet. Nuclear magic numbers: New features far from stability. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 61(2):602–673, 2008. ISSN 01466410. doi: 10.1016/j.pnpnp.2008.05.001.
- [4] Theo Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 2002. ISBN 978-3-519-13223-3. doi: 10.1007/978-3-322-84876-5.
- [5] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, Frank Zetsche, and Werner Rodejohann. *Teilchen und Kerne*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2014. ISBN 978-3-642-37821-8. doi: 10.1007/978-3-642-37822-5.
- [6] Maria Goeppert-Mayer and J. Hans D. Jensen. *Elementary Theory of nuclear shell structure*. Structure of Matter Series. Wiley, New York, 4. print edition, 1964.
- [7] Reiner Krücken. Introduction to shell structure in exotic nuclei. *Contemporary Physics*, 52(2):101–120, 2011. ISSN 0010-7514. doi: 10.1080/00107514.2010.509993.
- [8] Takaharu Otsuka, Toshio Suzuki, Michio Honma, Yutaka Utsuno, Naofumi Tsunoda, Koshiroh Tsukiyama, and Morten Hjorth-Jensen. Novel features of nuclear forces and shell evolution in exotic nuclei. *Physical review letters*, 104(1):12501, 2010. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.104.012501.
- [9] J. Piekarewicz. Pygmy resonances and neutron skins. *Physical Review C*, 83(3), 2011. ISSN 0556-2813. doi: 10.1103/PhysRevC.83.034319.
- [10] Isao Tanihata. Neutron halo nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 22(2):157–198, 1996. ISSN 0954-3899. doi: 10.1088/0954-3899/22/2/004.

- [11] Takaharu Otsuka, Toshio Suzuki, Jason D. Holt, Achim Schwenk, and Yoshinori Akaishi. Three-body forces and the limit of oxygen isotopes. *Physical review letters*, 105(3):32501, 2010. ISSN 1079-7114. doi: 10.1103/PhysRevLett.105.032501.
- [12] H. Grawe, K. Langanke, and G. Martínez-Pinedo. Nuclear structure and astrophysics. *Reports on Progress in Physics*, 70(9):1525–1582, 2007. ISSN 0034-4885. doi: 10.1088/0034-4885/70/9/R02.
- [13] Franz Käppeler and Alberto Mengoni. Nuclear input for the s process: Progress with experiments and theory. *Nuclear Physics A*, 777:291–310, 2006. ISSN 03759474. doi: 10.1016/j.nuclphysa.2005.01.028.
- [14] H. H. Gutbrot, editor. *FAIR baseline technical report*. Ges. für Schwerionenforschung mbH (GSI), Darmstadt, 2006. ISBN 3-9811298-0-6.
- [15] Gesellschaft für Schwerionenforschung. *FAIR Green Paper: The Modularized Start Version*. 2009.
- [16] M. Winkler, H. Geissel, H. Weick, B. Achenbach, K.-H. Behr, D. Boutin, A. Brünle, M. Gleim, W. Hüller, C. Karagiannis, A. Kelic, B. Kindler, E. Kozlova, H. Leibrock, B. Lommel, G. Moritz, C. Mühle, G. Münzenberg, C. Nociforo, W. Plass, C. Scheidenberger, H. Simon, K. Sümmerer, N. A. Tahir, A. Tauschwitz, M. Tomut, J. S. Winfield, and M. Yavor. The status of the Super-FRS in-flight facility at FAIR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19-20):4183–4187, 2008. ISSN 0168583X. doi: 10.1016/j.nimb.2008.05.073.
- [17] R3B Collaboration. The R3B CALorimeter for In Flight detection of gamma rays and high energy charged pArticles: Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of The CALIFA Endcap, 2015.
- [18] R3B Collaboration. Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of NeuLAND: The High-Resolution Neutron Time-of-Flight Spectrometer for R3B, 2011.
- [19] M. Bendel, R. Gernhäuser, M. Winkel, H. Alvarez-Pol, D. Cortina-Gil, B. Heiss, W. F. Henning, P. Klenze, T. Le Bleis, C. Pfeffer, and B. Pietras. iPhos, a new technique for the CALIFA CsI(Tl) calorimeter. *Journal of Physics: Conference Series*, 587:12049, 2015. ISSN 1742-6588. doi: 10.1088/1742-6596/587/1/012049.
- [20] John D. Valentine, William W. Moses, Stephen E. Derenzo, David K. Wehe, and Glenn F. Knoll. Temperature dependence of CsI(Tl) gamma-ray excited scintillation characteristics. *Nuclear*

- Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 325(1-2):147–157, 1993. ISSN 01689002. doi: 10.1016/0168-9002(93)91015-F.
- [21] J. A. Biggerstaff, R. L. Becker, and M. T. McEllistrem. Charged particle discrimination in a CsI(Tl) detector. *Nuclear Instruments and Methods*, 10:327–332, 1961. ISSN 0029554X. doi: 10.1016/S0029-554X(61)80127-4.
- [22] J. Alarja, A. Dauchy, A. Giorni, C. Morand, E. Pollaco, P. Stassi, R. Billerey, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, and C. Pastor. Charged particles identification with a CsI(Tl) scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 242(2):352–354, 1986. ISSN 01689002. doi: 10.1016/0168-9002(86)90232-9.
- [23] R. S. Storey, W. Jack, and A. Ward. The Fluorescent Decay of CsI(Tl) for Particles of Different Ionization Density. *Proceedings of the Physical Society*, 72(1):1–8, 1958. ISSN 0370-1328. doi: 10.1088/0370-1328/72/1/302.
- [24] D. Guinet, B. Chambon, B. Cheynis, A. Demeyer, D. Drain, X. C. Hu, C. Pastor, L. Vagneron, K. Zaid, A. Giorni, D. Heuer, A. Lleres, and J. B. Viano. Using the combination CsI(Tl) and photodiode for identification and energy measurement of light particles. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 278(2):614–616, 1989. ISSN 01689002. doi: 10.1016/0168-9002(89)90889-9.
- [25] W. Skulski and M. Momayezi. Particle identification in CsI(Tl) using digital pulse shape analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 458(3):759–771, 2001. ISSN 01689002. doi: 10.1016/S0168-9002(00)00938-4.
- [26] Glenn Frederick Knoll. *Radiation detection and measurement*. Wiley, Hoboken, NJ, 4. ed. edition, 2010. ISBN 978-0470131480.
- [27] K. A. Olive. Review of Particle Physics: Passage of particles through matter. *Chinese Physics C*, 38(9):90001, 2014. ISSN 1674-1137. doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [28] M. Moszyński, D. Wolski, T. Ludziejewski, S. E. Arnell, Ö. Skeppstedt, and W. Klamra. Particle identification by digital charge comparison method applied to CsI(Tl) crystal coupled to photodiode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 336(3):587–590, 1993. ISSN 01689002. doi: 10.1016/0168-9002(93)91267-Q.

- [29] S. Aiello, A. Anzalone, G. Cardella, SI. Cavallaro, E. de Filippo, A. Di Pietro, S. Feminó, M. Geraci, P. Guazzoni, M. Iacono-Manno, G. Lanzaó, S. Lo Nigro, A. Musumarra, A. Pagano, M. Papa, S. Pirrone, G. Politi, F. Porto, F. Rizzo, S. Sambataro, M. L. Sperduto, C. Sutura, and L. Zetta. Light response and particle identification with large CsI(Tl) crystals coupled to photodiodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 369(1):50–54, 1996. ISSN 01689002. doi: 10.1016/0168-9002(95)00763-6.
- [30] M. Alderighi, A. Anzalone, R. Bassini, I. Berceanu, J. Blicharska, C. Boiano, B. Borderie, R. Bougault, M. Bruno, C. Calí, G. Cardella, SI. Cavallaro, M. D’Agostino, M. D’Andrea, R. Dayras, E. de Filippo, F. Fichera, E. Geraci, F. Giustolisi, A. Grzeszczuk, N. Guardone, P. Guazzoni, D. Guinet, C.M Iacono-Manno, S. Kowalski, E. La Guidara, A.L Lanchais, G. Lanzaone, G. Lanzaó, N. Le Neindre, S. Li, C. Maiolino, Z. Majka, G. Manfredi, D. Nicotra, T. Paduszynski, A. Pagano, M. Papa, C.M Petrovici, E. Piasecki, S. Pirrone, G. Politi, A. Pop, F. Porto, M.F Rivet, E. Rosato, G. Saccá, G. Sechi, V. Simion, M.L Sperduto, J.C Steckmeyer, A. Trifiró, M. Trimarchi, S. Urso, G. Vannini, M. Vigilante, J. Wilczynski, H. Wu, Z. Xiao, L. Zetta, and W. Zipper. Particle identification method in the CsI(Tl) scintillator used for the CHIMERA 4 Pi detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 489(1-3):257–265, 2002. ISSN 01689002. doi: 10.1016/S0168-9002(02)00800-8.
- [31] W. Mengesha, T. D. Taulbee, B. D. Rooney, and J. D. Valentine. Light yield nonproportionality of CsI(Tl), CsI(Na), and YAP. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 45(3):456–461, 1998. ISSN 00189499. doi: 10.1109/23.682426.
- [32] Agnieszka Syntfeld-Kazuch, Lukasz Swiderski, Wiesław Czarnacki, Michał Gierlik, Włodzimierz Klamra, Marek Moszynski, and Paul Schotanus. Non-Proportionality and Energy Resolution of CsI(Tl). *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 54(5):1836–1841, 2007. ISSN 00189499. doi: 10.1109/TNS.2007.906168.
- [33] R. B. Murray and A. Meyer. Scintillation Response of Activated Inorganic Crystals to Various Charged Particles. *Physical Review*, 122(3):815–826, 1961. ISSN 0031-899X. doi: 10.1103/PhysRev.122.815.
- [34] Svetlana Zazubovich. Physics of halide scintillators. *Radiation Measurements*, 33(5):699–704, 2001. ISSN 13504487. doi: 10.1016/S1350-4487(01)00086-5.

- [35] V. Babin, K. Kalder, A. Krasnikov, and S. Zazubovich. Luminescence and defects creation under photoexcitation of CsI:Tl crystals in Tl⁺-related absorption bands. *Journal of Luminescence*, 96(1):75–85, 2002. ISSN 00222313. doi: 10.1016/S0022-2313(01)00215-0.
- [36] Michael Bendel. *Entwicklung einer neuartigen Nachweismethode hochenergetischer Teilchen im CALIFA-Kalorimeter*. Doktorarbeit, Technische Universität München, München, 2014.
- [37] M. M. Hamada, F. E. Costa, M.C.C. Pereira, and S. Kubota. Dependence of scintillation characteristics in the CsI(Tl) crystal on Tl/sup +/- concentrations under electron and alpha particles excitations. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(4):1148–1153, 2001. ISSN 00189499. doi: 10.1109/23.958740.
- [38] Shinzou Kubota, Fumio Shiraishi, and Yasukiyo Takami. Scintillation Process in NaI(Tl): Comparison with Scintillation Models. *Journal of the Physical Society of Japan*, 69(10):3435–3440, 2000. ISSN 0031-9015. doi: 10.1143/JPSJ.69.3435.
- [39] Agnieszka Syntfeld-Kazuch, Marek Moszynski, Łukasz Swiderski, Włodzimierz Klamra, and Antoni Nassalski. Light Pulse Shape Dependence on Gamma-Ray Energy in CsI(Tl). *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(3):1246–1250, 2008. ISSN 00189499. doi: 10.1109/TNS.2008.922805.
- [40] P. Schotanus and R. Kamermans. Scintillation characteristics of pure and Tl-doped CsI crystals. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 37(2):177–182, 1990. ISSN 00189499. doi: 10.1109/23.106614.
- [41] Paolo Finocchiaro. INFN - Laboratori Nazionali del Sud, 2015. URL http://www.lns.infn.it/index.php?option=com_content&view=article&id=212&Itemid=49.
- [42] Hamamatsu Photonics. Si APD S8664 series: Short wavelength type APD, 2005.
- [43] Michael Bendel. *Entwicklung und Test einer digitalen Auslese für das CALIFA-Kalorimeter*. Diplomarbeit, Technische Universität München, München, 2010.
- [44] Max Winkel. *Implementierung und Erprobung einer digitalen Pulsformanalyse zur Auslese von Kalorimetern*. Diplomarbeit, Technische Universität München, München, 2011.
- [45] Benjamin Heiss. *Experimental Verification of the iPhos Energy Reconstruction Method for the CALIFA Calorimeter*. Masterthesis, Technische Universität München, Garching, 2014.

- [46] National Institute of Standards and Technology. astar: stopping-power and range tables for helium ions, . URL <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html>.
- [47] National Institute of Standards and Technology. pstar: stopping-power and range tables for protons, . URL <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>.
- [48] *Stopping powers and ranges for protons and alpha particles*, volume 49 of *ICRU report*. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, 1993. ISBN 9780913394472.
- [49] MSTARInstr1, 20.04.2014. URL <http://www.exphys.jku.at/Stopping/MstarWWW/MSTARInstr.htm>.
- [50] Helmut Paul and Andreas Schinner. An empirical approach to the stopping power of solids and gases for ions from 3Li to 18Ar. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 179(3):299–315, 2001. ISSN 0168583X. doi: 10.1016/S0168-583X(01)00576-6.
- [51] Helmut Paul and Andreas Schinner. An empirical approach to the stopping power of solids and gases for ions from 3Li to 18Ar – Part II. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 195(1-2):166–174, 2002. ISSN 0168583X. doi: 10.1016/S0168-583X(02)01027-3.
- [52] Yusuke Koba, Hiroki IWAMOTO, Katashi KIYOHARA, Toshinori NAGASAKI, Genichiro WAKABAYASHI, Yusuke UOZUMI, and Naruhiro MATSUFUJI. Scintillation Efficiency of Inorganic Scintillators for Intermediate-Energy Charged Particles. *Progress in Nuclear Science and Technology*, 1(0):218–221, 2011. ISSN 2185-4823. doi: 10.15669/pnst.1.218.
- [53] R. B. Murray and A. Meyer. Effect of Delta Rays on The Response of Inorganic Scintillators to Heavy Particles. *IRE Transactions on Nuclear Science*, 9(3):33–35, 1962. ISSN 0096-2015. doi: 10.1109/TNS2.1962.4315969.
- [54] M. Pârlog, B. Borderie, M. F. Rivet, G. Tăbăcaru, A. Chbihi, M. Elouardi, N. Le Neindre, O. Lopez, E. Plagnol, L. Tassan-Got, G. Auger, Ch.O. Bacri, N. Bellaize, F. Bocage, R. Bougault, B. Bouriquet, R. Brou, P. Buchet, J. L. Charvet, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, S. Hudan, D. Guinet, P. Lautyresse, F. Lavaud, J. L. Laville, J. F. Lecomte, C. Leduc, R. Legrain, M. Louvel, A. M. Maskay, L. Nalpas, J. Normand, J. Péter, E. Rosato, F. Saint-Laurent, J. C. Steckmeyer, B. Tamain, O. Tirrel, E. Vient, C. Volant, and J. P. Wieleczko. Response of CsI(Tl)

- scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part I: Recombination and delta-electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3):674–692, 2002. ISSN 01689002. doi: 10.1016/S0168-9002(01)01710-7.
- [55] Bruno Rossi. *High-energy particles*. Prentice-Hall physics series. Prentice-Hall, Englewood Cliffs N. J., 4. print edition, 1965.
- [56] R. Gwin and R. B. Murray. *STUDIES OF THE SCINTILLATION PROCESS IN CsI(Tl)*. 1962. doi: 10.2172/4769556.
- [57] R. Gwin and R. B. Murray. Scintillation Process in CsI(Tl). I. Comparison with Activator Saturation Model. *Physical Review*, 131(2):501–508, 1963. ISSN 0031-899X. doi: 10.1103/PhysRev.131.501.
- [58] Hamamatsu Photonics. Photomultiplier tube R7600U-200-M4 | Hamamatsu Photonics, 2015. URL <http://www.hamamatsu.com/us/en/product/category/3100/3001/R7600U-200-M4/index.html>.
- [59] M. Moszyński, M. Szawlowski, M. Kapusta, and M. Balcerzyk. Large area avalanche photodiodes in scintillation and X-rays detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 485(3):504–521, 2002. ISSN 01689002. doi: 10.1016/S0168-9002(01)02117-9.
- [60] R3B Collaboration. The R3B CALorimeter for In Flight detection of gamma rays and high energy charged particles: Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of The CALIFA Barrel, 2011.
- [61] mesytec. MPRB-16: 16 channel preamplifier with individual bias supply and temperature compensation for Avalanche Photo Diodes, 2011.
- [62] mesytec. MVRC-16: 16 channel VME MRC: FW 01.00, 2014.
- [63] S. Ritt. DRS4: 9 Channel, 5 GSPS Switched Capacitor Array: Rev 0.9, 2009.
- [64] CAEN. V1742 / Digitizers, 2015. URL <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=11&idmod=661>.
- [65] Steven W. Smith. *Digital signal processing: A practical guide for engineers and scientists*. Demystifying technology series. Newnes, Amsterdam, 2003. ISBN 978-0750674447. URL <http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10371801>.

- [66] Hank Zumbahlen, editor. *Linear circuit design handbook*. Elsevier Newnes, Amsterdam, 2008. ISBN 9780750687034. URL <http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10229501>.
- [67] Microchip Technology Inc. MCP443X/5X: 7/8-Bit Volatile Quad Digital POT with I2C Interface Data Sheet, 2010.
- [68] N. X.P. Semiconductors. UM10204 I2C-bus specification and user manual: Rev. 6, 2014.
- [69] Linear Technoogy Corporation. LTM8023: 2A, 36V DC/DC Step-Down uModule Regulator, 2014.
- [70] Patrick Remmels. *Entwicklung und Integration eines FPGA basierten Puls-Generators für das CALIFA-Kalorimeter*. Masterarbeit, Technische Universität München, München, 2015.
- [71] J. Hoffmann. FEBEX3/16: preliminary specification, 5.1.2011.
- [72] Lattice Semiconductor. DS1021 - LatticeECP3 Family Data Sheet, 2015.
- [73] J. Hoffmann. EXPLODER3, preliminary specification, 29.08.2012.
- [74] J. Hoffmann, N. Kurz, S. Minami, and W. Ott. PEXOR3: preliminary specification, 01.06.2010.
- [75] J. Hoffmann, N. Kurz, and W. Ott. TRIXOR1: PC-based Trigger Module, 14.01.2010.
- [76] J. Hoffmann. PEXARIA5: General Description, 18.10.2013.
- [77] Argonne National Laboratory. EPICS: Experimental Physics and Industrial Control System, 2015. URL <http://www.aps.anl.gov/epics/index.php>.
- [78] Emilio G. Cota, Maciej Lipinski, Tomasz Wlostowski, Erik van der Bij, and Javier Serrano. White Rabbit Specification: Draft for Comments: version 2.0, 06.07.2011.
- [79] M. Borri. Construction of the silicon tracker for the R3B experiment, 2015. URL <http://indico.hep.manchester.ac.uk/getFile.py/access?contribId=22&sessionId=7&resId=1&materialId=slides&confId=4534>.
- [80] K. Mahata, H. T. Johansson, S. Paschalis, H. Simon, and T. Aumann. Position reconstruction in large-area scintillating fibre detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 608(2):331–335, 2009. ISSN 01689002. doi: 10.1016/j.nima.2009.07.012.

- [81] Cai Xiangzhou, Feng Jun, Shen Wenqing, Ma Yugang, Wang Jiansong, and Ye Wei. In-medium nucleon-nucleon cross section and its effect on total nuclear reaction cross section. *Physical Review C*, 58(1):572–575, 1998. ISSN 0556-2813. doi: 10.1103/PhysRevC.58.572.
- [82] T. Aumann, C. A. Bertulani, and J. Ryckebusch. Quasifree ($p, 2p$) and (p, pn) reactions with unstable nuclei. *Physical Review C*, 88(6), 2013. ISSN 0556-2813. doi: 10.1103/PhysRevC.88.064610.
- [83] ROOT Team. ROOT a Data analysis Framework, 2015. URL <http://root.cern.ch>.
- [84] B. Pietras, M. Winkel, H. Alvarez-Pol, M. Bendel, E. Casarejos, J. Cederkäll, D. Cortina-Gil, G. Fernandez, R. Gernhäuser, P. Golubev, D. González, A. Hartig, P. Izquierdo, P. Klenze, T. Le Bleis, E. Nácher, A. Perea, P. Remmels, G. Ribeiro, P. Teubig, J. Vilan, and P. Yañez. First testing of the CALIFA Barrel Demonstrator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 814: 56–65, 2016. ISSN 01689002. doi: 10.1016/j.nima.2016.01.032.
- [85] Akhil Jhingan, P. Sugathan, Gurpreet Kaur, K. Kapoor, N. Saneesh, T. Banerjee, Hardev Singh, A. Kumar, B. R. Behera, and B. K. Nayak. Front-end electronics for CsI based charged particle array for the study of reaction dynamics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 786:51–58, 2015. ISSN 01689002. doi: 10.1016/j.nima.2015.03.005.
- [86] 3M Optical Systems. Vikuiti Enhanced Specular Reflector (ESR), 2010.

DANKSAGUNG

Die Durchführung einer Arbeit, wie der hier vorliegenden, ist nicht oder nur sehr schwer ohne die Unterstützung und Hilfe einiger besonderer Menschen möglich. Sich abschließend bei diesen angemessen zu bedanken, ist eine höchst nicht-triviale Aufgabe, der ich mich im Folgenden stellen möchte.

Ich danke meinem Doktorvater Reiner Krücken, der mir vor einigen Jahren eine Stelle als Werkstudent angeboten hat. Die damit begonnene Laufbahn führte zunächst zu einer Diplomarbeit und schließlich zur Promotion bei E12, bei denen ich mir, trotz der räumlichen Entfernung, stets seiner Unterstützung sicher sein konnte.

Besonders bedanken möchte ich bei Roman Gernhäuser für die vielen Diskussionen, Ratschläge, Kommentare und die immer wieder zu einem tieferen Verständnis führende Frage: „Warum? Erklär’ mir das mal!“

Weiterhin danke ich meinen Freunden und (teilweise ehemaligen) Kollegen der CALIFA Arbeitsgruppe, angefangen bei Michael Bendel, der im Laufe der Jahre zu einem meiner engsten Freunde wurde, für das konstruktive, gegenseitige Geben und Nehmen von wichtigen Denkanstößen. Genauso danke ich Benjamin Heiss, Philipp Klenze, Patrick Rimmels und Tudi Le Bleis, die durch die Nutzung der entwickelten Datenaufnahme stets wichtiges Feedback gegeben haben und mit denen die Arbeit auch einfach immer viel Freude gemacht hat.

Auch den europaweit verteilten CALIFA- und R³B-Mitstreitern außerhalb Münchens danke ich für die produktive und vor allem aber immer spaßige Zusammenarbeit. Auf Experimente und Meetings mit ihnen freue ich mich immer wieder.

Ein sehr großes „Danke, Danke, Danke!“ hat sich Chiara Nociforo verdient für ihre Rundum-Sorglos-Betreuung während des LNS Experiments, den Versuch mit uns gemeinsam den Etna im Auto zu bezwingen (*macchina rotta!*) und die darauf folgende, sehr herzliche Einladung zum Mittagessen mit der Familie.

Ich danke auch all meinen, genauso zu Freunden gewordenen, Kollegen außerhalb der CALIFA Arbeitsgruppe an E12, zum einen für den fachlichen Austausch, vor allem aber für den nicht-fachlichen Austausch bei Kaffee (oder Wasser), Kuchen oder sonstigen Gelegenheiten. Besonders hervorheben möchte ich Ludwig Maier und Tobias Kunz, die besten Admins mit durchschnittlich weniger als fünf Minuten Antwortzeit auf IT Probleme sowie Sigrid Weichs und Petra Zweckinger ohne die am Lehrstuhl schlicht gar nichts laufen würde

und Stefanie Hellgartner, die, trotz neuem Job, Zeit zum Korrekturlesen gefunden hat.

Michael Böhmer und der gesamten Elektronik-Abteilung danke ich für die Beratung und Unterstützung bei Entwurf und Produktion von Platinen und den Profi-Ratschlägen bei der FPGA-Programmierung.

Auch der Elektronik-Entwicklung der GSI, insbesondere Nikolaus Kurz, Jan Hoffmann und Shizu Minami danke ich für die freundliche Zusammenarbeit und schnelle Unterstützung bei Problemen aller Art.

Abschließen möchte ich mit dem tiefsten Dank an meine Familie, angefangen bei meinen Eltern, die mich immer in allem unterstützt und an mich geglaubt haben. Meinen Geschwistern Kathrin, Tim, Felix und Tobias danke ich für die vielen Stunden „Mario Kart Double Dash“¹ und „Donkey Kong“, um den Kopf frei zu bekommen und auch einfach nur fürs da sein, wann immer es mich in die alte Heimat zieht. Dem begnadeten Designer Tim danke ich außerdem für die Hilfestellung beim Entwurf des Einbandes dieser Arbeit. Meinen Schwiegereltern danke ich (nicht nur) für die Versorgung mit Fleisch und Eiern vom Bio-Familienbauernhof.

Ganz besonders danke ich meiner Frau, Lisa, die immer für mich da ist und mir (gerade in letzter Zeit) stets den Rücken frei gehalten hat, für ihre Geduld und ihr Verständnis, das stundenlange Korrekturlesen und die einfach schöne Zeit mit ihr.

1 dem einzig wahren Mario Kart