

Design und Entwicklung der Ausleseelektronik für das P2-Experiment an MESA

von

Rahima Krini

Zur Erlangung des Dokortitels
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
(FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 30.10.2025

1. Gutachter: Prof. Dr. F. Maas
2. Gutachter: Prof. Dr. S. Tapprogge

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 30.10.2025

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit behandelt die Entwicklung und das Testen der vor-
deren Ausleseelektronik für das P2-Experiment am Elektronenbeschleuniger
„Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator ([MESA](#))“ in Mainz.
Ziel des P2-Experiments ist die präzise Bestimmung des elektroschwachen Mi-
schungswinkels mittels Elektron-Proton-Streuung. Im Fokus steht die Entwick-
lung des sogenannten „voltage DIVider and preAmplifier ([DivA-Board](#))s“, be-
stehend aus einem Spannungsteiler und einem Vorverstärker zur Signalverar-
beitung der eingesetzten Photomultiplier (PMT). Neben technischen Heraus-
forderungen werden Ergebnisse aus Laboruntersuchungen und Teststrahlzeit-
messungen präsentiert. Dabei kamen sowohl Prototyp-Detektoren und -PMTs
als auch die final vorgesehenen Detektoren des P2-Experiments zum Einsatz.
Thematisiert werden unter anderem die Eigenschaften der PMTs und beitragen-
den Rauschquellen. Darüber hinaus werden die beiden Betriebsmodi des Expe-
riments beschrieben: der „Single Event Mode ([SEM](#))“, in dem einzelne Elektro-
nenereignisse erfasst werden, und der „Integrating Mode ([IM](#))“, bei dem konti-
nuierliche Signale innerhalb eines Helizitätsfensters integriert werden. Abschlie-
ßend werden die Ergebnisse aus Strahlenhärte-tests vorgestellt, um die Langzeit-
stabilität der Elektronik zu bewerten. Außerdem werden mögliche Optionen für
zukünftige Optimierungen diskutiert.

ABSTRACT

This thesis presents the development and testing of the front-end readout electronics for the P2 experiment at the [MESA](#) electron accelerator in Mainz. The aim of the P2 experiment is a precise determination of the electroweak mixing angle through electron-proton scattering. Central to this work is the so-called [DivA-Board](#), combining a voltage divider and a preamplifier to process signals from photomultiplier tubes (PMTs). In addition to addressing technical challenges, the thesis presents results from studies and beamtime measurements performed at the Mainzer Mikroton ([MAMI](#)). Measurements were performed using both, prototype detectors and PMTs, as well as the final components planned for the P2 experiment. Special focus is placed on the PMT behavior and on noise sources that affect the measurement precision. Moreover, the two operation modes are described: the Single Event Mode ([SEM](#)), used to detect individual electron events, and the Integrating Mode ([IM](#)), which captures continuous signals within a helicity window. Finally, results from radiation hardness tests are summarized to assess the long-term reliability of the [DivA-Board](#), and options for future improvements are outlined.

Inhaltsverzeichnis

1	PROLOG	1
2	PRÄZISIONSMESSUNGEN IM STANDARDMODELL UND SUCHE NACH NEUER PHYSIK	3
2.1	Einführung in die Elektroschwache Wechselwirkung	7
2.2	Relevanz der Messung von $\sin^2(\theta_W)$	9
2.3	Paritätsverletzende Asymmetrie	13
3	ELEKTRONENBESCHLEUNIGER MESA	19
3.1	MESA	20
3.1.1	Elektronenquelle und Polarisation	22
3.1.2	Supraleitende Beschleunigerstrukturen	23
3.1.3	Energierückgewinnung	23
3.2	Strahlführung und Überwachung	24
3.3	Polarimetrie	25
4	DAS P2-EXPERIMENT AN MESA	27
4.1	P2-Detektor	30
4.2	Target	34
4.3	Streugeometrie und Abschirmung	35
4.4	Luminositätsmonitor	36
4.5	Rückwärtsdetektor (BASKET)	38
4.6	Vorwärtsdetektor	39
4.7	Übersicht vergleichbarer Experimente	41
5	SIGNALVERARBEITUNGSKETTE	43
5.1	Relevanz für das P2-Experiment	44
5.2	Photomultiplier (PMT)	46
5.3	Spannungsteiler	53
5.3.1	Single Event Mode	55
5.3.2	Integrating Mode	63

5.4	Vorverstärker	64
5.4.1	Vorverstärker im Single Event Mode	65
5.4.2	Vorverstärker im Integrating Mode	68
5.4.2.1	Testfunktion im Integrating Mode	71
5.5	PMT-Verstärkungsmessung	72
5.5.1	Verstärkung im Single Event Mode	73
5.5.2	Verstärkung im Integrating Mode	78
5.6	Schrotrauschen im Integrating Mode	82
5.7	Zusätzliche Rauschquellen	88
6	SIGNALWANDLER	95
6.1	Ladungsintegrierender CAEN-QDC für den Single Event Mode	96
6.2	Abtastender P2-ADC für den Integrating Mode	102
6.3	Temporärer Einsatz eines ADCs des Qweak-Experiments	104
7	MESSUNGEN IM SINGLE EVENT MODE	107
7.1	Messungen mit zwei unterschiedlichen Quarzstab-Varianten	111
7.2	Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute	120
7.3	Translations- und Rotationsversatz	123
7.4	Austauschbarkeit von PMT und Detektor	126
7.5	Pilotmessungen und erste Erkenntnisse	129
8	MESSUNGEN IM INTEGRATING MODE	137
8.1	Messungen bei variierenden Strahlraten	148
8.2	Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute	165
8.3	Austauschbarkeit von PMT und Detektor	168
8.4	Pilotmessungen und erste Erkenntnisse	170
9	INTEGRATION IN DAS P2-EXPERIMENT	177
10	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	181
ANHANG A	STRAHLENHÄRTETEST	185
A.1	Zielsetzung und Dosisabschätzung	185
A.2	DivA-Board: Digitaler Prototyp	186
A.3	DivA-Board: Design mit analogen Komponenten	191
A.3.1	Spannungsregler	194
ANHANG B	ERGÄNZUNGEN ZU DEN STRAHLZEITMESSUNGEN	203
B.1	Single Event Mode	203
B.2	Integrating Mode	208

ANHANG C	ERGÄNZUNGEN ZU DEN PILOTMESSUNGEN	217
C.1	Single Event Mode	217
C.2	Integrating Mode	221
ANHANG D	TECHNISCHE DOKUMENTATION DES DIVA-BOARDS	223
D.1	Schaltungsschemata und Layout	224
D.2	Verwendete elektronische Komponenten	231
REFERENZEN		234

Glossar: Akronyme und Abkürzungen

MESA Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator

ERL Energy-Recovery-Linac

MELBA Low energy Beam Apparatus

MAMBO MilliAMpere BOoster

STEAM Small Thermalised Electron Source

MIST MESA-Injector Source Two

JGU Johannes-Gutenberg Universität

MAMI Mainzer Mikroton

DivA-Board voltage DIVider and preAmplifier

SEM Single Event Mode

IM Integrating Mode

QDC Charge-To-Digital Converter

P2ADC P2 Analogue-To-Digital Converter

*MEINEN ELTERN,
MIMOUNA KHADIRI UND MIMOUN KRINI,
IN LIEBE UND DANKBARKEIT.*

Danksagung

Mein tiefster Dank gilt meinen Eltern, deren Lebensweg und Werte mich geprägt haben. Mein Vater kam als junger Mann nach Deutschland, mit wenig Gepäck, aber mit der Hoffnung auf eine bessere Zukunft für seine Familie. Er hat sein Leben lang hart gearbeitet, ohne zu klagen, und uns Kindern gezeigt, was es bedeutet, Verantwortung zu tragen, Durchhaltevermögen zu haben und niemals aufzugeben. Meine Mutter hat uns mit derselben Stärke, aber auf ihre leise, liebevolle Art geprägt: mit Geduld, Fürsorge und dem festen Glauben daran, dass Bildung der Schlüssel zu einem selbstbestimmten Leben ist.

Als zweitjüngstes von zehn Kindern bin ich in einer Familie aufgewachsen, in der man füreinander da war, sich manchmal stritt, oft lachte und immer wusste, dass man nie allein ist. Meine Geschwister waren für mich stets eine Quelle von Kraft, Rat und Vertrauen, jeder auf seine eigene Weise. Während dieser Arbeit habe ich einmal mehr gespürt, wie sehr mich dieses familiäre Fundament getragen hat. In dieser Umgebung habe ich gelernt, was meine Eltern uns vorgelebt haben: Respekt, Disziplin und Dankbarkeit. Heute weiß ich, wie viel sie uns gegeben haben – mehr, als ich je zurückgeben könnte.

Heute, da ihr älter geworden seid und selbst unsere Unterstützung braucht, ist es für mich selbstverständlich, euch dieselbe Stärke und Zuwendung zu schenken, die ihr uns all die Jahre gegeben habt. Diese Dissertation ist nicht nur ein wissenschaftliches Ergebnis, sondern auch ein stiller Ausdruck dieser Dankbarkeit – für euren Mut, euren Glauben und die Liebe, die nie nachgelassen hat. Meinem Mann danke ich von Herzen. Er war in all den Jahren meine Stütze, mein Ruhepunkt und mein größter Rückhalt. Wenn mir die Kraft fehlte, war er da.

Shukran.

Meinem Betreuer Prof. Frank Maas gilt mein aufrichtiger Dank. Er hat mich während meiner Promotionszeit mit großem Engagement begleitet. Seine stets offene Tür, Geduld und Bereitschaft, auch in den stressigsten Phasen Zeit für Fragen, Diskussionen und neue Ideen zu finden, haben diese Arbeit entscheidend geprägt. Mit seinem scharfen Blick für Details, seinem tiefen physikalischen Ver-

ständnis und seiner menschlichen Art war er mir fachlich wie auch persönlich ein großes Vorbild. Ich habe selten jemanden erlebt, der wissenschaftliche Präzision und menschliche Wärme so selbstverständlich verbindet.

Danke.

Mein Dank gilt der gesamten P2-Arbeitsgruppe, die mich in den vergangenen Jahren begleitet und unterstützt hat. Besonders Sebastian Baunack, der mir bei unzähligen Fragen mit Rat und Tat zur Seite stand und die richtigen Entscheidungen getroffen hat, wenn ich selbst einmal nicht weiterwusste. Seine Verlässlichkeit und die Zeit, die er in das Lesen und Korrigieren dieser Arbeit investiert hat, bedeuten mir viel. Malte Wilfert danke ich für die vielen fachlichen Gespräche, seine unglaubliche Geduld und seine beeindruckende Hilfsbereitschaft. Egal wie speziell oder spontan meine Fragen waren, er hörte zu, dachte mit und half, die Dinge auf den Punkt zu bringen. Seine Unterstützung hat entscheidend dazu beigetragen, dass viele physikalische Details dieser Arbeit überhaupt möglich wurden. Auch Boris Gläser fand für jedes mechanische oder technische Problem eine kreative Lösung. Ein herzlicher Dank geht auch an meine Bürokollegen Tobias Rimke und Moran Neher. Die gemeinsame Zeit war geprägt von Diskussionen, gegenseitigem Necken und einer guten Portion Humor. Diese gemeinsame Dynamik hat den Büroalltag oft aufgelockert und zu einer der schönsten Erinnerungen meiner Promotionszeit gemacht.

Danke.

Jürgen Diefenbach war oft derjenige, an den ich mich wenden konnte, wenn ich nicht weiterwusste – und erstaunlicherweise hatte er tatsächlich immer eine Antwort. Auch Prof. Michael Gericke von der University of Manitoba hat diese Arbeit bereichert. Unsere Gespräche über die Ausleseelektronik waren fachlich inspirierend und zugleich menschlich sehr angenehm. Ihre Geduld, ihre Klarheit und die Art, mit der sie ihr Wissen weitergegeben haben, werde ich in bester Erinnerung behalten

Danke.

Ein besonderer Dank gilt den Teams der Elektronik- und Mechanikwerkstatt des Instituts für ihre wertvolle Unterstützung. Vor allem Igor Beltschikow und Werner Lauth danke ich von Herzen für die vielen hilfreichen Gespräche und den offenen Austausch über technische Details, Schaltungsdesigns und Messaufbauten. Ihre Erfahrung, ihr feines Gespür für Lösungen und die selbstverständliche Art, mit der sie ihr Wissen weitergeben, haben mir in vielen Momenten den Weg geebnet – besonders dann, wenn es schwierig wurde.

Danke.

1

Prolog

Seit Jahrhunderten interessiert die Menschheit die Fragestellung, woraus unser Universum besteht und wie die physikalischen Gesetze funktionieren. Die Entdeckung des Standardmodells hat einen entscheidenden Beitrag in unserem Verständnis von Materie und Wechselwirkungen geleistet. Trotz der bisherigen erstaunlichen Erfolge gibt es Lücken. Das Standardmodell ist unvollständig. Es erklärt weder die Dunkle Materie noch die Gravitation auf mikroskopischer Ebene. Hinweise auf eine **Neue Physik** jenseits des Standardmodells sind eines der größten Ziele der heutigen modernen Physik.

In diesem wissenschaftlichen Streben wird das P2-Experiment, das am Mainzer Energierückgewinnenden Supraleitenden Beschleuniger [MESA](#) durchgeführt wird, eine Schlüsselrolle spielen. Ziel dieses Experiments ist es, den schwachen Mischungswinkel $\sin^2 \Theta_W$ mit einer bisher bei niedriger Energie unerreichten Präzision zu messen. Dies ermöglicht es, potenzielle Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells zu finden. Ein derart anspruchsvolles Ziel erfordert nicht nur hochempfindliche Detektoren, sondern auch eine eigens dafür konzipierte

Ausleselektronik. So muss sie auch unter hoher Strahlung verlässlich Daten erfassen und verarbeiten.

Diese Arbeit widmet sich der Entwicklung und dem Testen der Elektronikette für das P2-Experiment. Dabei geht es nicht nur allein darum, die Signalverarbeitung zu optimieren, sondern auch darum, die Elektronik präzise und stabil zu betreiben. Von der Optimierung der Schaltkreise bis hin zur Strahlungsuntersuchung der einzelnen elektronischen Bauteile - jeder Schritt ist darauf ausgerichtet, die Anforderungen des Experiments zu erfüllen. Die Beiträge meiner Arbeit liegen genau an der Schnittstelle zwischen Physik und Technik. Dabei ist aufgefallen, dass dieser Bereich nicht nur Fachwissen erfordert. Denn es erfordert auch Geduld, Durchhaltevermögen und die Fähigkeit, kreative Lösungen zu finden. Die Forschungsarbeit ist geprägt von Höhen und Tiefen, in denen unerwartete Herausforderungen meine Fortschritte immer wieder aufs Neue auf die Probe stellten. Doch genau diese Hürden haben mich sowohl fachlich als auch persönlich wachsen lassen. Es ist mir eine Freude, diese Dissertation nun als Abschluss meiner Promotion vorzulegen und ist für mich ein besonderer Moment. Ich hoffe, dass sie nicht nur einen Beitrag zur Weiterentwicklung der Elektronik für P2 leisten wird, sondern auch neue Fragen und Diskussionen anregt.

„Man braucht nichts im Leben zu fürchten, man muss nur alles verstehen.“

Marie Curie

2

Präzisionsmessungen im Standardmodell und Suche nach neuer Physik

Für Physiker im Bereich der Teilchenphysik ist es das zentrale Ziel, den Aufbau und die Funktionsweise der subatomaren Materie zu verstehen. Dies beinhaltet die Untersuchung von Protonen und Neutronen, die wiederum aus Quarks bestehen. Um diese kleinsten Bausteine und ihre Wechselwirkungen im Detail zu erfassen, bedarf es leistungsstarker Werkzeuge wie Teilchenbeschleunigern. Diese Geräte ermöglichen es, Elektronen auf hohe Energien zu beschleunigen und auf ein Ziel zu lenken. Dadurch lassen sich viele fundamentale Eigenschaften von Materie untersuchen, die ohne solche Technologien nicht zugänglich wären. Viele Physiker widmen sich der Frage nach der Dunklen Materie, einem der größten Rätsel der modernen Physik. Diese unsichtbare Form der Materie kann weder direkt beobachtet noch mit den bisher herkömmlichen Methoden detektiert werden. Es gibt astrophysikalische Beobachtungen wie die Rotationsgeschwindigkeiten von Galaxien, die starke Hinweise auf ihre Existenz liefern [1].

Die Rotationskurven zeigen, dass Sterne in den äußeren Bereichen von Galaxien sich schneller bewegen, als es durch die sichtbare Masse der Galaxie erklärt werden könnte. Diese Diskrepanz lässt vermuten, dass eine große Menge von unsichtbarer Masse –die Dunkle Materie– vorhanden ist. Diese Dunkle Materie liefert zudem die zusätzliche Gravitationskraft. Ein vertieftes Verständnis der Dunklen Materie könnte das Bild unseres Universums grundlegend verändern. Experimente wie das P2-Experiment tragen dazu bei, durch hochpräzise Messungen neue Erkenntnisse zu gewinnen. In diesem Kontext treten die drei zentralen Forschungsfelder der Teilchenphysik in den Vordergrund, die sogenannten „Standard Model Frontiers“. Alle diese drei Gebiete zielen darauf ab, das Verständnis der fundamentalen Naturgesetze zu vertiefen und neue Phänomene zu entdecken.

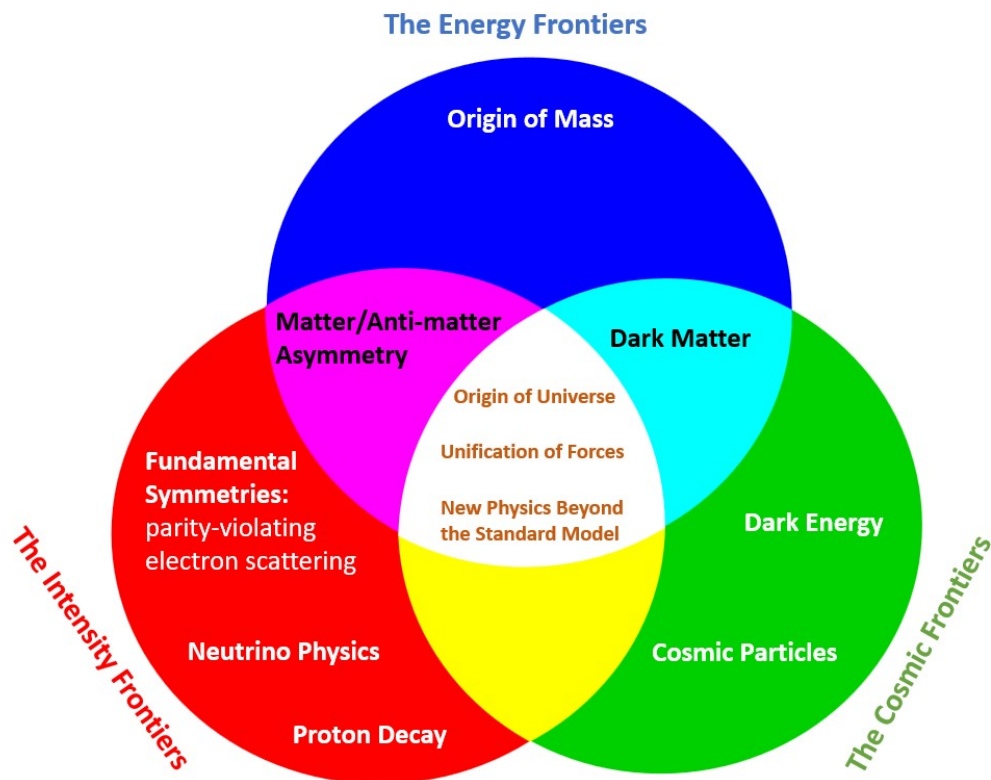


Abbildung 2.1: Die Standard-Modell-Frontier gliedert sich in drei zentrale Forschungsbereiche, die darauf ausgerichtet sind, das Verständnis der fundamentalen Bausteine des Universums zu erweitern und zu vertiefen. Zu diesem Zweck kommen unterschiedliche methodische Ansätze und modernste Technologien zum Einsatz, um hochpräzise Messungen zu realisieren, neue Teilchen zu identifizieren und bislang unbekannte Phänomene zu untersuchen.

1. Energy-Frontier

Hier wird mit hohen Energien gearbeitet, um Teilchen und ihre Wechselwirkungen zu untersuchen, wie zum Beispiel am Large Hadron Collider (LHC). Damit können neue Teilchen und Kräfte entdeckt werden. Ziel ist es, Phänomene wie Supersymmetrie, Dunkle Materie und zusätzliche Dimensionen zu erklären. Bei der Supersymmetrie geht man der Theorie nach, dass für jedes bekannte Teilchen ein schwereres Partnerteilchen existiert [2]. Bei der Dunklen Materie versucht man die unsichtbare Masse erklären zu können, welche einen großen Teil des Universums ausmacht [3]. Des Weiteren gibt es die Theorie für die Suche nach zusätzlichen Raumdi-

mensionen [4].

2. Intensity-Frontier

Experimente an der Intensity Frontier zielen darauf ab, mit höchster Präzision nach Abweichungen vom Standardmodell zu suchen. Anders als bei der Energy Frontier, wo neue Teilchen direkt erzeugt werden sollen, setzt man hier auf sehr genaue Messungen. Dadurch können selbst kleinste Effekte sichtbar gemacht werden, die auf neue Physik hindeuten [5]. Ein zentraler Fokus liegt dabei auf möglichen Erweiterungen des Standardmodells durch zusätzliche Eichbosonen wie einen dunkles Z oder dunkles Photon, wie sie in bestimmten Supersymmetrie- oder Hidden-Sector-Modellen vorhergesagt werden [6, 7]. Solche Teilchen könnten mit normaler Materie nur sehr schwach koppeln. Jedoch können sie über Paritätsverletzung oder elektroschwache Präzisionsmessungen indirekt nachgewiesen werden. Auch das P2-Experiment [8] am MESA gehört zur Intensity Frontier. Es untersucht mit hoher Präzision die schwache Ladung des Protons. Eine Abweichung vom Standardmodellwert kann Hinweise auf neue Physik liefern.

3. Cosmic-Frontier

Hier untersucht man Teilchen und Phänomene aus dem Weltall. Hierbei kommen Teleskope und spezielle Detektoren zum Einsatz, um Effekte der Dunklen Materie, kosmische Strahlung und andere Ereignisse im Welt- raum zu messen [9, 10, 11]. Die Beobachtung hochenergetischer Teilchen und kosmischer Strahlung hilft dabei, die Prozesse im frühen Universum zu verstehen. Auf diese Weise wird das Bild unseres Kosmos stetig erweitert und verfeinert.

Die Frontiers des Standardmodells - Energy, Intensity und Cosmic - bieten also drei Wege, das Modell zu testen. Am Intensity-Frontier ermöglichen hoch- präzise Messungen die Entdeckung kleinster Abweichungen, wobei der elek- troschwache Mischungswinkel (Weinberg-Winkel) ein besonders sensibler Pa- rameter ist. Dieser Winkel ist ein fundamentaler Parameter im Standardmo- dell der Teilchenphysik. Er bestimmt das Verhältnis der Kopplungsstärken der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung und legt fest, wie sich die

Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung zum Photon und zum Z^0 -Boson mischen. Durch die präzise Bestimmung (0.15 %) dieses Wertes lassen sich grundlegende Tests des Standardmodells durchführen und potenzielle Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells erhalten.

2.1 Einführung in die Elektroschwache Wechselwirkung

Im Standardmodell der Teilchenphysik werden die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung nicht getrennt betrachtet. Vielmehr werden sie als zwei Ausprägungen einer einzigen fundamentalen Kraft betrachtet – der elektroschwachen Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung kann mathematisch als die Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ausgedrückt werden. Die beiden Bestandteile reflektieren unterschiedliche physikalische Eigenschaften. Sie wird durch die Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ beschrieben, die sowohl den schwachen Isospin ($SU(2)_L$) als auch die Hyperladung ($U(1)_Y$) umfasst.

Die Gruppe $SU(2)_L$ beschreibt die schwache Wechselwirkung. Sie steht für den schwachen Isospin und betrifft nur die linkshändigen Fermionen. Der schwache Isospin beschreibt, wie stark ein Teilchen an der schwachen Wechselwirkung teilnimmt. Der Index L in $SU(2)_L$ bezieht sich auf die linkshändige chirale Symmetrie. Diese chirale Eigenschaft bedeutet konkret, dass nur Fermionen mit linkshändiger Helizität direkt an der schwachen Wechselwirkung beteiligt sind (Spinrichtung entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung). Der schwache Isospin gruppiert dabei Teilchen in sogenannte Dubletts, beispielsweise Elektron und Elektron-Neutrino. Sie interagieren über die Vermittlung von W^1 , W^2 und W^3 Eichbosonen.

Die zweite zu erwähnende Gruppe der elektroschwachen Symmetrie ist die $U(1)_Y$. Sie bringt hier das masselose Eichboson B hervor und beschreibt die Hyperladung. Diese Quantenzahl drückt aus wie Teilchen mit dem elektromagnetischen Feld wechselwirken. Während die schwache Wechselwirkung nur linkshändige Fermionen betrifft, ist die Hyperladung hingegen eine Eigenschaft, die jedes Teilchen besitzt. Sie bestimmt, wie stark ein Teilchen mit dem elektroma-

gnetischen Feld verbunden ist. Durch die Gell-Mann-Nishijima-Gleichung kann die Beziehung zwischen der Hyperladung Y , der 3. Komponente des schwachen Isospins T_3 und der elektrischen Ladung Q dargestellt werden:

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y \quad (2.1)$$

somit ergeben sich aus der erwähnten Symmetriegruppe die vier Eichbosonen

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \Rightarrow W^1, W^2, W^3, B \quad (2.2)$$

Theoretisch könnte man erwarten, dass die Eichbosonen, (Teilchen, die die schwache Kraft vermitteln), genauso masselos sind wie Photonen bei der elektromagnetischen Kraft. Allerdings zeigt sich in Experimenten, dass die schwache Kraft nur sehr kurze Reichweiten hat. Das bedeutet automatisch, dass die dafür verantwortlichen Eichbosonen eine Masse besitzen müssen. Denn erst mittels des sogenannten Higgs-Mechanismus erhalten die Eichbosonen ihre Masse. Dadurch wird die ursprüngliche Symmetrie gebrochen (elektroschwache Symmetriebrechung). Durch das Higgs-Feld werden die zunächst masselosen Eichbosonen W^1 , W^2 und W^3 derart beeinflusst, dass daraus die beiden geladenen und schweren Eichbosonen W^+ , W^- und das neutrale massive Eichboson Z^0 entstehen. Aufgrund dieses Mechanismus erhält die schwache Kraft ihre begrenzte Reichweite.

Die beiden Teilchen, W^3 (aus der $SU(2)_L$ -Gruppe) und B (aus der $U(1)_Y$ -Gruppe), vermischen sich und formen zwei neue physikalische Teilchen, das Photon (γ) und das Z^0 -Boson. Das masselose Photon vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung, während das massive Z^0 -Boson die neutrale schwache Wechselwirkung vermittelt.

Aus der Mischungsmatrix erhält man folgende Linearkombinationen für das γ und das Z^0 -Boson:

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ W^3 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

$$\gamma = \cos \theta_W B_\mu - \sin \theta_W W_\mu^3$$

$$Z^0 = \sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3$$

θ_W ist der elektroschwache Mischungswinkel, der die Stärke des Mischprozesses beschreibt. Der Mischungswinkel charakterisiert die Kopplung zwischen der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung.

Die Eichbosonen W^+ und W^- vermitteln geladene schwache Wechselwirkungen. Dabei wird elektrische Ladung übertragen. Ein Beispiel für einen solchen Prozess ist der Beta-Zerfall. Das Z^0 -Boson vermittelt hingegen die neutrale schwache Wechselwirkung, bei der keine Ladung übertragen wird. Ein Beispiel dafür ist die Neutrino-Elektron-Streuung. Diese Bosonen sind masselos in der Symmetrie, die $SU(2)_L$ beschreibt.

2.2 Relevanz der Messung von $\sin^2(\theta_W)$

Die physikalische Bedeutung des schwachen Mischungswinkels liegt in den unterschiedlichen Kopplungsstärken der schwachen Wechselwirkung und der elektromagnetischen Wechselwirkung. Er lässt sich durch

$$\sin^2 \theta_W = \frac{g}{g'} \tag{2.4}$$

ausdrücken, wobei g' die Kopplungskonstante der $U(1)_Y$ -Gruppe und g die Kopplungskonstante der $SU(2)_L$ -Gruppe ist. Es gibt bis dato zählige Experimente, die unterschiedliche Methoden nutzen, um diesen fundamentalen Parameter bei verschiedenen Energien zu bestimmen.

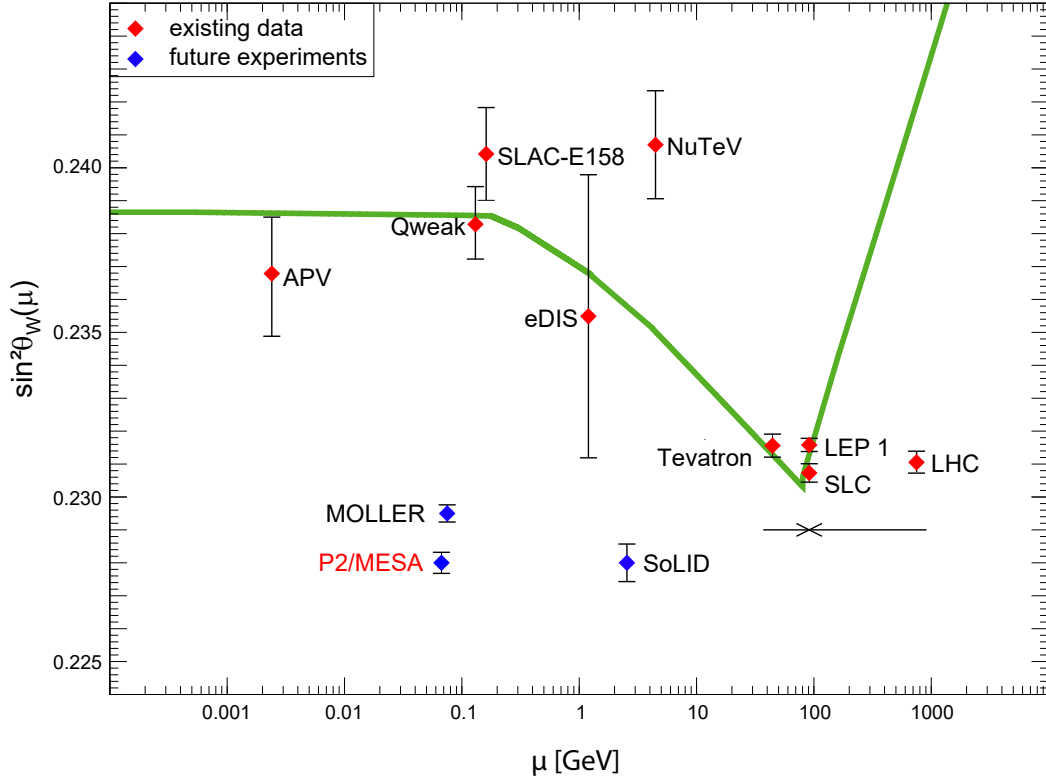


Abbildung 2.2: Die Standardmodellvorhersage des schwachen Mischungswinkels $\sin^2 \theta_W$ in Abhängigkeit von der Energieskala. Auftragung von Messungen verschiedener Experimente. Die roten Punkte stellen experimentelle Ergebnisse bereits durchgeführter Messungen dar („existing data“), während die blauen Punkte geplante Experimente kennzeichnen („future experiments“). Die Position der Punkte entlang der x-Achse entspricht der charakteristischen Energieskala $\mu = Q = \sqrt{Q^2}$ des jeweiligen Experiments. Das P2-Experiment bei [MESA](#) liegt mit einem Impulsübertrag von $Q^2 = 4.5 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$ im niederenergetischen Bereich ($\mu \approx 67 \text{ MeV}$) und liefert damit einen besonders präzisen Test der Standardmodellvorhersage bei kleinen μ .

In [Abbildung 2.2](#) sind verschiedene Experimente zur Bestimmung von $\sin^2 \theta_W$ aufgetragen. Jedes dieser Experimente nutzt unterschiedliche Methoden, um diesen fundamentalen Parameter bei der jeweiligen Energie zu bestimmen. Zu den dargestellten Experimenten gehören sowohl historische Präzisionsmessungen wie LEP und SLC [\[12\]](#), als auch moderne und zukünftige Experimente wie

Q^{Weak} [13], P2 [8], MOLLER [14] und SoLID [15]. Zusätzlich sind tiefinelastische Streuexperimente wie eDIS [16], das LHC-Experiment [17] sowie SLAC-E158-Experiment [18] dargestellt.

Ausgewählte Experimente werden im Folgenden näher vorgestellt:

- **LEP1 (Large Electron-Positron Collider)**

Der LEP-Beschleuniger am CERN wurde gebaut, um das Z-Boson bei einer Energie von etwa 91 GeV detailliert zu untersuchen. Dazu ließ man Elektronen und Positronen kollidieren, wobei z-Bosonen erzeugt wurden. Die Größe $\sin^2 \theta_W$ beschreibt dabei, wie stark Elektronen und Quarks mit einem Z-Boson koppeln. Durch die präzise Messung der Wirkungsquerschnitte bei Elektron-Positron-Kollisionen, insbesondere an der Z-Boson-Resonanz, konnte der elektroschwache Mischungswinkel indirekt bestimmt werden [12].

- **SLC (Stanford Linear Collider)**

SLC war ein linearer Elektron-Positron-Beschleuniger am SLAC National Accelerator Laboratory. Ähnlich wie bei LEP1 wurden Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht, um Z-Bosonen zu erzeugen. Hierbei verwendete man polarisierte Elektronen. Dies ermöglichte eine genaue Untersuchung der links- und rechtshändigen Kopplungen des Z-Bosons an Elektronen. Man erzielte somit eine direkte Messung der Asymmetrien und damit von $\sin^2 \theta_W$ [12].

- **Tevatron**

Am Tevatron, einem Proton-Antiproton-Speicherring am Fermilab, wurden durch hochenergetische Kollisionen von Protonen und Antiprotonen W- und Z-Bosonen erzeugt und untersucht. Über die Messung der Wirkungsquerschnitte konnte $\sin^2 \theta_W$ indirekt bestimmt werden. Die Ergebnisse am Tevatron erwiesen sich als konsistent mit den Messungen von LEP1 und SLC [19].

- **Q^{Weak}**

Das Q^{Weak} -Experiment am Jefferson war ein Paritätsverletzungs-Experiment. Bei niedrigen Impulsüberträgen wurde die paritätsverletzende Asymmetrie

in der elastischen Streuung polarisierter Elektronen an Protonen gemessen, um $\sin^2 \theta_W$ zu bestimmen. Dieses Experiment war eines der ersten Experimente, das durch eine präzise Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie eine genaue Bestimmung des schwachen Mischungswinkels ermöglichte. Details zum Q^{Weak} -Experiment wird im Kap. 4.7 ([Übersicht vergleichbarer Experimente](#)) näher thematisiert [13].

- **P2**

Das P2-Experiment wird am MESA-Beschleuniger [Elektronenbeschleuniger MESA](#) in Mainz durchgeführt und zielt darauf ab, $\sin^2 \theta_W$ durch Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung zu bestimmen [8]. Das P2-Experiment ist Gegenstand dieser Arbeit und wird im Kap. 4 ([Das P2-Experiment an MESA](#)) näher thematisiert.

- **MOLLER (Measurement of Lepton-Lepton Electroweak Reactions)**

Das am Jefferson Lab geplante MOLLER-Experiment untersucht - ähnlich wie das P2-Experiment - die paritätsverletzende Asymmetrie. Während P2 diese Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung misst, konzentriert sich MOLLER auf die Elektron-Elektron-Streuung (Møller-Streuung) bei niedrigen Energien [14].

- **SoLID (Solenoidal Large Intensity Device)**

SoLID ist ein geplantes Experiment am Jefferson Lab, das mithilfe eines solenoidalen Spektrometers paritätsverletzende Asymmetrien in der tiefinelastischen Elektron-Streuung (PVDIS) an einem Deuterium-Target untersuchen wird. Ziel ist die Bestimmung von $\sin^2 \theta_W$ bei mittleren Q^2 -Werten. Dabei erlaubt die hohe Auflösung auch die Untersuchung tiefer QCD-Effekte (z. B. höhere Ordnungen) und möglicher Beiträge neuer Physik [15].

2.3 Paritätsverletzende Asymmetrie

Eine Operation, die die Raumkoordinaten eines Systems umkehrt, d.h., sie spiegelt alle Raumkoordinaten ($x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$) wird als Paritätsoperation bezeichnet. Die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung sind unter Paritätsumkehr invariant. Das bedeutet, dass die Gesetze der Physik sich nicht ändern, wenn man die Parität umkehrt. Anders ist dies der Fall bei der schwachen Wechselwirkung, wo die Parität verletzt wird [20]. Das wurde 1956 durch das Experiment von Chien-Shiung Wu am Beta-Zerfall von Kobalt-60 nachgewiesen [21]. Mathematisch kann diese Paritätsverletzung durch die chirale Struktur der schwachen Wechselwirkung beschrieben werden. Dabei koppeln die W -Bosonen nur an linkshändige Fermionen (und rechtshändige Antifermionen), was die Ursache der Paritätsverletzung ist.

Eine der zentralen Methoden zur Bestimmung von $\sin^2 \theta_W$ ist die Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der schwachen Wechselwirkung. Genau diese Asymmetrie wird im P2-Experiment ausgenutzt: Sie entsteht, weil die schwache Wechselwirkung zwischen Elektronen und Protonen von der Spin-Ausrichtung der Elektronen abhängt und für entgegengesetzte Spin-Orientierungen unterschiedliche Wirkungsquerschnitte liefert. Die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} lässt sich durch folgende Gleichung ausdrücken:

$$A_{PV} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} \quad (2.5)$$

wobei σ_R und σ_L die Wirkungsquerschnitte für Elektronen mit rechter bzw. linker Helizität sind.

Die elastische Elektron-Proton-Streuung wird auf Baumebene durch zwei Prozesse beschrieben: den Austausch eines Photons (γ) und den Austausch eines Z -Bosons (Z^0). Die entsprechenden Amplituden (Matrixelemente) lassen sich schreiben als

$$\mathcal{M}_\gamma = (j_\gamma)_\mu \frac{1}{Q^2} (J_\gamma)^\mu, \quad (2.6)$$

$$\mathcal{M}_Z = (j_Z)_\mu \frac{1}{Q^2 + m_Z^2} (J_Z)^\mu. \quad (2.7)$$

Hierbei bezeichnen j_μ die Leptonströme des Elektrons, J_μ die Hadronströme des Protons und Q^2 ist der Impulsübertrag.

Das Elektron ist ein punktförmiges Teilchen ohne innere Struktur. Seine Ströme sind daher durch einfache Spinor-Ausdrücke gegeben:

$$(j_\gamma)^\mu = -\bar{u}_f \gamma^\mu u_i, \quad (2.8)$$

$$(j_Z)^\mu = -\bar{u}_f (g_V^e \gamma^\mu + g_A^e \gamma^\mu \gamma^5) u_i. \quad (2.9)$$

Hierbei sind u_i und u_f die Dirac-Spinoren des Elektrons vor und nach der Streuung. Die beiden Kopplungskonstanten g_V^e (vektoriell) und g_A^e (axial) beschreiben, wie stark das Elektron an den Z-Boson-Strom koppelt:

$$g_V^e = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W, \quad g_A^e = -\frac{1}{2}. \quad (2.10)$$

Die elektromagnetische Kopplung ist rein vektoriell (nur γ^μ), während die schwache Kopplung eine Mischung aus vektoriellen und axialen Termen ist. Genau diese V-A-Struktur ist die Ursache für die Paritätsverletzung.

Das Proton hingegen ist kein punktförmiges Teilchen, sondern ein zusammengesetztes System aus drei Valenzquarks und Seequarks. Daher wird seine Struktur in Formfaktoren beschrieben, die von Q^2 abhängen und geben Auskunft über die Ladungs- und Magnetisierungsverteilung im Proton. Für den elektromagnetischen Hadronstrom ergibt sich:

$$(J_\gamma)^\mu = \bar{U}_f \left(\gamma^\mu F_1^\gamma(Q^2) + i \frac{\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M} F_2^\gamma(Q^2) \right) U_i. \quad (2.11)$$

Die Funktionen F_1^γ und F_2^γ sind die Dirac- und Pauli-Formfaktoren. Sie kodieren die elektrische Ladungsverteilung (F_1) und das anomale magnetische Moment (F_2) des Protons. M bezeichnet die Protonenmasse und q_ν den Viererimpulsübertrag.

Analog dazu beschreibt der schwache Hadronstrom die Kopplung des Protons

an das Z-Boson:

$$(J_Z)^\mu = \bar{U}_f \left(\gamma^\mu F_1^Z(Q^2) + i \frac{\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M} F_2^Z(Q^2) + \gamma^\mu \gamma^5 G_A^Z(Q^2) \right) U_i. \quad (2.12)$$

Zusätzlich zu den vektoriellen Formfaktoren F_1^Z, F_2^Z tritt hier ein axialer Formfaktor $G_A^Z(Q^2)$ auf. Er beschreibt die Spinstruktur des Protons in der schwachen Wechselwirkung.

Die gesamte Streuamplitude setzt sich damit aus beiden Beiträgen zusammen:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z. \quad (2.13)$$

Da beobachtbare Größen vom Quadrat des Betrags abhängen, gilt

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*) + |\mathcal{M}_Z|^2. \quad (2.14)$$

Hierbei dominiert der elektromagnetische Beitrag $|\mathcal{M}_\gamma|^2$. Der reine Z-Beitrag $|\mathcal{M}_Z|^2$ ist aufgrund der großen Z-Masse stark unterdrückt, sodass die Paritätsverletzung hauptsächlich aus dem Interferenzterm $2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)$ stammt. Gerade die Interferenz zwischen dem dominanten Photonenaustausch und diesem kleinen Z-Boson-Beitrag führt zu einer winzigen, aber messbaren Paritätsverletzung.

Die oben dargestellten Ströme lassen sich direkt aus der Wechselwirkungslagrangedichte des Standardmodells ableiten. Für die elektromagnetische und die neutrale schwache Wechselwirkung lautet diese schematisch:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -e j_\gamma^\mu A_\mu - \frac{g}{2 \cos \theta_W} j_Z^\mu Z_\mu, \quad (2.15)$$

wobei A_μ das Photonfeld und Z_μ das Z-Boson-Feld bezeichnet. Der elektromagnetische Strom j_γ^μ koppelt mit der Ladung e rein vektoriell, während der schwache Strom j_Z^μ sowohl einen vektoriellen als auch einen axialen Anteil besitzt:

$$j_Z^\mu = \bar{\psi}_e \gamma^\mu (g_V^e - g_A^e \gamma^5) \psi_e. \quad (2.16)$$

Diese V–A-Struktur des Z-Kopplungsterms ist die theoretische Ursache der Paritätsverletzung.

In der Sprache der Feynman-Diagramme entsprechen die Terme in $\mathcal{L}_{\text{int}}$ den Vertizes, an denen Elektronen bzw. Protonen mit den Eichbosonen koppeln. Die elastische Elektron-Proton-Streuung auf Baumebene wird daher durch zwei Diagramme beschrieben: den Austausch eines Photons und den Austausch eines Z-Bosons. Das Photon vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung, der Z-Boson-Austausch fügt einen kleinen, paritätsverletzenden Beitrag hinzu. Die winzige Asymmetrie entsteht also direkt aus der Interferenz dieser beiden Prozesse.

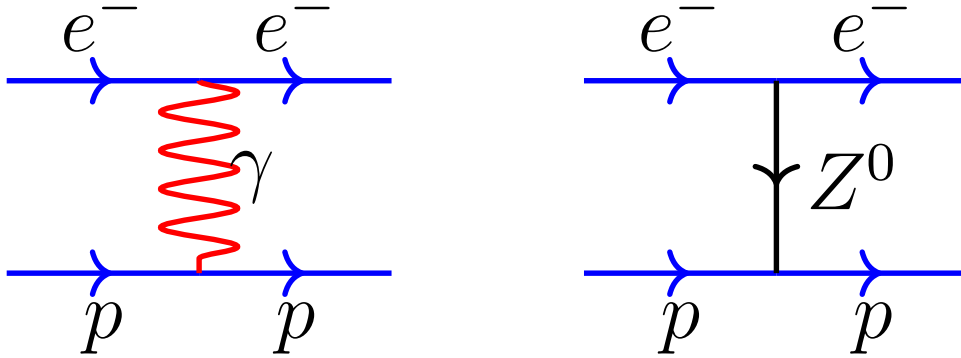


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme der elastischen Elektron-Proton-Streuung auf Baumebene. Links: elektromagnetischer Austausch über ein Photon (γ). Rechts: zusätzlicher Austausch eines Z-Bosons, der zur Paritätsverletzung führt.

Aus der Interferenz zwischen elektromagnetischem und schwachem Beitrag entsteht eine messbare Asymmetrie, die sich in kompakter Form schreiben lässt. Sie wird durch die schwache Ladung des Protons Q_W^p bestimmt und zusätzlich durch hadronische Formfaktor-Korrekturen beeinflusst:

$$A_{PV} = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left[Q_W^p - F(Q^2) \right]. \quad (2.17)$$

Die schwache Ladung des Protons ist dabei definiert als

$$Q_W^p = 1 - 4 \sin^2 \theta_W. \quad (2.18)$$

Dieser Ausdruck zeigt sehr, weshalb Messungen der paritätsverletzenden Asymmetrie eine direkte Sensitivität auf den elektroschwachen Mischungswinkel besitzen. Denn der Faktor $(1 - 4 \sin^2 \theta_W)$ geht unmittelbar in die Asymmetrie ein. Bei $\sin^2 \theta_W \approx 0.231$ ergibt sich für Q_W^p ein sehr kleiner Wert von etwa 0.076. Das erklärt, warum die gemessene Asymmetrie klein ist und im Bereich von wenigen 10^{-8} liegt.

Der Korrekturterm $F(Q^2)$ fasst die verbleibenden hadronischen Beiträge zusammen. Er setzt sich aus elektromagnetischen, axialen und möglichen Strangeness-Korrekturen zusammen:

$$F(Q^2) = F_{\text{em}}(Q^2) + F_a(Q^2) + F_s(Q^2). \quad (2.19)$$

- $F_{\text{em}}(Q^2)$ beschreibt Effekte der elektromagnetischen Struktur des Protons, also Korrekturen durch die Ladungs- und Magnetverteilung.
- $F_a(Q^2)$ berücksichtigt den axialen Beitrag, der mit der Spinstruktur des Protons verknüpft ist.
- $F_s(Q^2)$ steht für mögliche Beiträge von Strange-Quarks in der Nukleonstruktur.

Diese Terme lassen sich mithilfe der Sachs-Formfaktoren G_E und G_M sowie dem axialen Formfaktor G_A schreiben. Für große Impulsüberträge Q^2 spielen diese Korrekturen eine wichtige Rolle. Das P2-Experiment arbeitet jedoch bei sehr kleinen Impulsüberträgen von $Q^2 \approx 4.5 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$. In diesem Bereich sind die Formfaktor-Korrekturen stark unterdrückt, sodass die Asymmetrie nahezu direkt durch Q_W^p bestimmt wird. Genau das macht P2 besonders sensitiv auf eine präzise Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels. Damit zeigt sich, weshalb P2 einen einzigartigen Zugang zur Präzisionsbestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels eröffnet. Die hadronischen Unsicherheiten

sind minimal und die Asymmetrie ist direkt sensitiv auf $(1 - 4 \sin^2 \theta_W)$. Eine gemessene Abweichung von der Standardmodell-Vorhersage (siehe [Abbildung 2.2](#)) könnte daher unmittelbar als Hinweis auf neue Physik interpretiert werden. Im folgenden Kapitel werden die spezifischen Eigenschaften und Funktionen von [MESA](#) untersucht und aufgezeigt. Unter anderem, wie dieser Beschleuniger dazu beiträgt, das P2 Experiment zu realisieren und zum Forschungsziel beiträgt. Dabei ist man in der Lage durch präzise Messungen Hinweise auf neue Physik bis zu einer Energieskala von 50 TeV zu gewinnen.

3

Elektronenbeschleuniger MESA

Teilchenbeschleuniger helfen in der modernen Physik dabei, einen Einblick in die Struktur der Materie zu geben. Der Einsatz solch einer Anlage führte 2012 zur experimentellen Entdeckung des Higgs-Bosons [22, 23]. Die Existenz dieses Teilchens war bereits in den 1960er Jahren von Peter Higgs und François Englert theoretisch vorhergesagt worden [24, 25]. MESA ist ein innovativer Linearbeschleuniger, der auf der Technologie des Energy-Recovery-Linac (ERL) basiert [26]. Anders als bei den herkömmlichen Beschleunigern gewinnt MESA die kinetische Energie der Elektronen nach ihrem Einsatz zurück und nutzt sie für weitere Beschleunigungszyklen. Dies steigert die Effizienz erheblich und ermöglicht hochpräzise Experimente. Neben dem P2-Experiment, das zur präzisen Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels beiträgt, sind am MESA-Beschleuniger weitere bedeutende Experimente geplant. DarkMESA nutzt den Strahlfänger des P2-Experiments, um nach bisher unbekannten dunklen Materiepartikeln zu suchen. MAGIX verwendet ein Gas-Jet-Target und ermöglicht Einblicke in Wechselwirkungen bei niedrigen Energien. In diesem Kapitel wer-

den die wesentlichen Bestandteile und deren Funktionen bei [MESA](#) vorgestellt.

3.1 MESA

[MESA](#) besteht aus verschiedenen, aufeinander abgestimmten Komponenten. Der Beschleuniger selbst lässt sich in drei wesentliche Abschnitte unterteilen: Die Erzeugung und Vorbeschleunigung von Elektronen, der Hauptbeschleuniger und die Energierückgewinnung (ERL-Modus). Da [MESA](#) sich derzeit im Aufbau befindet, sind einige Bestandteile der Maschine noch nicht fertiggestellt. Ein Einblick in den geplanten Elektronenbeschleuniger ist in [Abbildung 3.1](#) zu sehen.

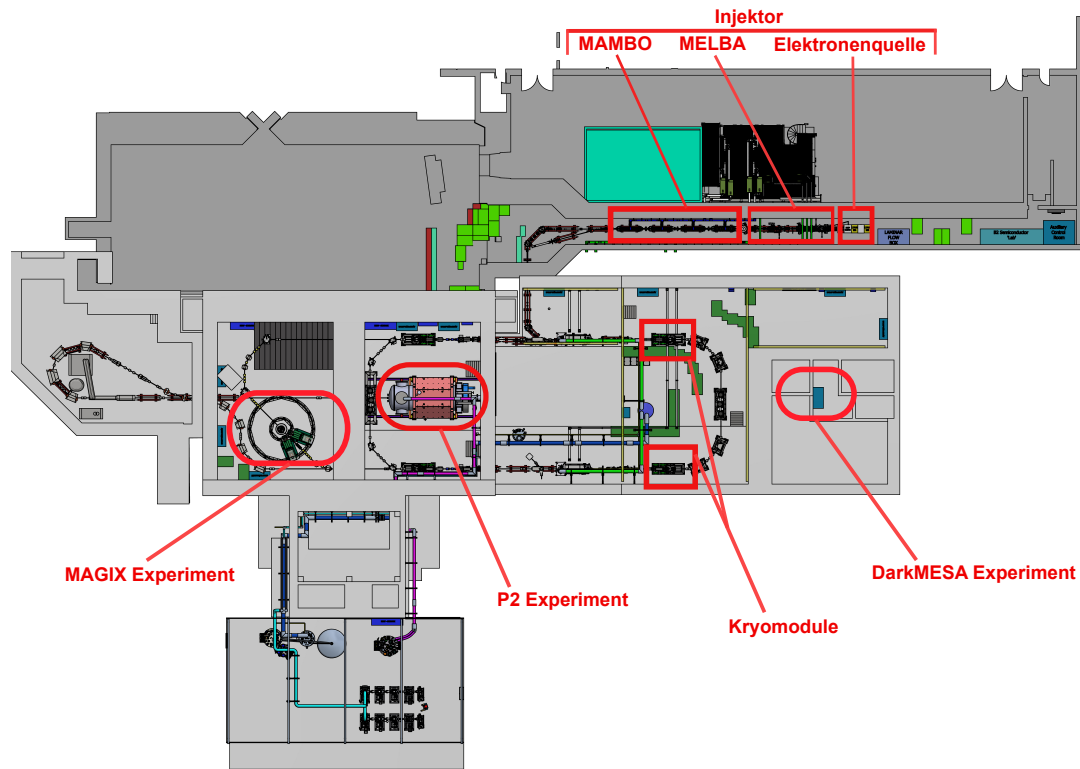


Abbildung 3.1: Darstellung des [MESA](#)-Bauplans. Die Elektronen werden in der Quelle erzeugt und im Injektor beschleunigt. Nach der Durchquerung des Vorbeschleunigers gelangen sie in die supraleitenden Kryomodule, in denen sie von Zyklus zu Zyklus weiter beschleunigt werden. Im Hauptbeschleuniger kann der Elektronenstrahl an definierten Stellen extrahiert und auf das Target des jeweiligen Experiments abgelenkt werden. Abschließend wird der Strahl bei [ERL](#)-Betrieb (Energie-Rückgewinnungs-Modus) abgebremst; die dabei zurückgewonnene kinetische Energie wird für die Beschleunigung nachfolgender Elektronen genutzt. Die Abbildung wurde mit freundlicher Genehmigung von Dr. Simon Friederich (Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg Universität ([JGU](#))) bereitgestellt.

Zu der Injektorphase gehören sowohl die Elektronenquelle als auch die beiden vorgeschalteten Beschleuniger Low energy Beam Apparatus ([MELBA](#)) und MilliAMpere BOoster ([MAMBO](#)). Während [MELBA](#) über eine speziell abgestufte β -Kavität verfügt, ist [MAMBO](#) mit konstant langen Kavitäten ausgestattet. Die β -Kavität ist entscheidend, um die Elektronen relativistisch zu beschleunigen und sie für höhere Energien vorzubereiten. Im Injektorbereich er-

reichen die Elektronen eine Energie von 5 MeV und werden daraufhin in den Hauptbeschleuniger geleitet. Hier durchqueren die Elektronen supraleitende Beschleunigungsmodule und erhalten einen Energiezugewinn von 25 MeV pro Kryomodul. Der Elektronenstrahl kann mit einer maximalen Energie von bis zu 155 MeV auf Experimente abgelenkt werden. Anstatt den Elektronenstrahl wie bei herkömmlichen Beschleunigern auf einen Strahlfänger zu schießen, setzt [MESA](#) bei Experimenten mit pseudo-internem Target die Energierückgewinnung ein. Hierbei wird die Bremsenergie des Elektronenstrahls innerhalb der Resonatoren für einen neuen Durchlaufzyklus verwendet.

3.1.1 Elektronenquelle und Polarisation

Für den [MESA](#)-Betrieb sind zwei Elektronenquellen vorgesehen: Eine für unpolarisierten Strahl mit hohen Bunch-Ladungen und eine weitere für polarisierten Strahl. Für unpolarisierte Elektronen kommt die Quelle MESA-Injector Source Two ([MIST](#)) (MESA-Injector Source Two) [27] zum Einsatz, die eine Multialkali-Kathode (K_2CsSb) nutzt. Diese ist auf eine hohe Quanteneffizienz optimiert. Für polarisierte Elektronen wird eine gespannte Supergitter-Kathode in der Quelle Small Thermalised Electron Source ([STEAM](#)) (Small Thermalised Electron Source) [28] verwendet. Sie ermöglicht eine Polarisation von über 85 %. In [STEAM](#) wird dazu Galliumarsenid (GaAs) als Kathodenmaterial verwendet, auf das zirkular polarisiertes Laserlicht trifft. Ziel ist es, einen Elektronenstrahl mit bis zu 85 % Polarisation zu erzeugen. Das stark polarisierte Laserlicht von >99.8 % links- oder rechtszirkular polarisiert (positive oder negative Helizität) kann einen Elektronenstrahl mit dieser 85 % Polarisation erzeugen. Das P2-Experiment benötigt solch einen hochpolarisierten Elektronenstrahl. Abhängig von der Polarisation des Laserlichts (links- oder rechtszirkular) wird die Spinrichtung der erzeugten Elektronen bestimmt. Diese Richtung legt die Helizität des Elektronenstrahls fest. Durch die gezielte Steuerung der Laserpolarisation können Elektronen mit positiver oder negativer Helizität erzeugt werden. Eine Herausforderung besteht in der Kontrolle von helizitätskorrelierten Asymmetrien, da Faktoren wie eine Restlinearpolarisation des Lasers, Imperfektionen der Pockels-Zelle oder optische Effekte wie die Vakuumfenster-Doppelbrechung

zu unerwünschten Strahldrift-Effekten führen können. Um systematische Fehler zu minimieren, wird die Helizität des Strahls für das P2-Experiment mit einer Frequenz von bis zu 2 kHz umgeschaltet. Dabei kommt das Quartett-Muster (+ - - + oder - + + -) zum Einsatz. Dies soll lineare Drifteffekte ausgleichen und eine exakte Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie gewähren. Wenn die Elektronen im Strahl zur Strahlfokussierung durch Magnetfelder geführt werden, beginnen ihre Spins aufgrund des $g-2$ -Effekts zu präzedieren. Um die Spins der Elektronen korrekt auszurichten, kommen Wienfilter als Spin-Rotatoren zum Einsatz. Diese bestehen aus gekreuzten elektrischen und magnetischen Felder.

3.1.2 Supraleitende Beschleunigerstrukturen

Die Hauptbeschleunigung bei [MESA](#) erfolgt in supraleitenden Radiofrequenz (RF)-Kavitäten. Diese Kavitäten bestehen aus Niob, einem Material, das bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt (2 Kelvin) supraleitende Eigenschaften aufweist. Dadurch gibt es keine ohmschen Verluste, sodass die Beschleunigung effizient ist. Die RF-Kavitäten erzeugen elektromagnetische Wellen bei einer Frequenz von 1.3 GHz, die mit der Flugzeit der Elektronen synchronisiert sind. Nur wenn die Elektronen im richtigen Moment die Kavität durchlaufen, erhalten sie eine Energieerhöhung. Falls sie nicht synchron sind, könnten sie stattdessen abgebremst werden. Um das zu verhindern, müssen die Phasenlage und der zeitliche Abstand der Elektronenpakete exakt kontrolliert werden. Die Elektronen durchlaufen mehrmals diese Kavitäten, um den Elektronenstrahl auf eine Endenergie von bis zu 155 MeV zu beschleunigen.

3.1.3 Energierückgewinnung

Die Energierückgewinnung ist einer der Besonderheiten von [MESA](#). Im [ERL](#)-Modus wird der Elektronenstrahl nach seiner Nutzung durch das Experiment zurück in die supraleitenden RF-Kavitäten geführt, wo er abgebremst wird. Dabei wird die kinetische Energie des Strahls in elektromagnetische Energie umgewandelt und erneut für die Beschleunigung neuer Elektronenpakete verwendet. Der [ERL](#)-Prozess nutzt die Phasenlage der RF-Felder aus, um die Elektro-

nen beim Rücklauf zu verzögern (deceleration). Nach der Energierückgewinnung wird der Elektronenstrahl in einen Strahlfänger geleitet.

3.2 Strahlführung und Überwachung

Das Beam-Transport-System steuert den Elektronenstrahl mit einer Reihe von Magneten, die ihn lenken und fokussieren. Ein Zusammenspiel aus Magneten, Kollimatoren und Monitoren sorgt dafür, dass die Strahlführung ständig überwacht wird und Korrekturen bei Bedarf sofort erfolgen. Bei [MESA](#) kommen speziell optimierte Strahlführungs- und Diagnosesysteme zum Einsatz. Neben Dipol- und Quadrupolmagneten finden auch präzise Beam Position Monitors (BPMs) Verwendung, um die Strahlposition mit hoher Genauigkeit zu messen. So erhält man die Möglichkeit, gegebenenfalls Anpassungen vorzunehmen. Quadrupolmagnete fokussieren den Strahl ähnlich wie optische Linsen, indem sie ihn in einer Richtung fokussieren und in der anderen Richtung defokussieren. Erst durch die Kombination mehrerer Quadrupole wird eine effektive Strahlführung mit hoher Stabilität ermöglicht. Sextupolmagnete spielen eine entscheidende Rolle bei der Korrektur chromatischer Aberrationen. Da Teilchen mit unterschiedlicher Energie leicht unterschiedliche Bahnen nehmen, können Sextupole die Fokussierung für alle Energiekomponenten anpassen, um den Strahl kompakt zu halten. Sie blockieren weiterhin unerwünschte Teilchen, die durch Streuung von den Wänden des Strahlrohrs oder aus anderen Ursachen abgelenkt wurden. Neben diesen Magneten werden Dipolmagnete eingesetzt, um den Elektronenstrahl auf der gewünschten Bahn zu halten. Zusätzlich kommen bei [MESA](#) digitale Feedback-Systeme zur Strahlstabilisierung zum Einsatz. Diese basieren auf FPGA-gesteuerten Regelkreisen, die Strahldrift und Positionsänderungen in Echtzeit kompensieren können. Tests am [MAMI](#)-Beschleuniger haben gezeigt, dass diese Methode eine signifikante Verbesserung der Strahlstabilität gegenüber herkömmlichen Korrektursystemen bietet [29].

3.3 Polarimetrie

Die Bestimmung der Elektronenpolarisation ist unabdingbar für ein Experiment wie P2. Es wird eine Genauigkeit in der Bestimmung der Polarisation von $\frac{\Delta P}{P} = 0.5\%$ angestrebt. Da sich die Polarisation während der Beschleunigung verändern kann, sind an mehreren Stellen in der Strahlführung Polarimeter platziert, um diese Effekte zu kontrollieren. Ein 100 keV Doppelstreu-Mott-Polarimeter (DSMP) befindet sich zwischen der Elektronenquelle und [MELBA](#), ein 5 MeV Mott-Polarimeter am Ende des Injektors und ein 155 MeV Møller-Polarimeter in der P2-Strahlführung.

Das 100 keV Doppelstreu-Mott-Polarimeter (DSMP) [\[30\]](#) nutzt eine doppelte elastische Streuung an einer Goldfolie zur Bestimmung der Elektronenpolarisation. Dabei wird der Strahl in einer ersten Streuung teilpolarisiert, und diese Polarisation wird in einer zweiten Streuung analysiert. Der Streuwinkel wurde so gewählt, dass er dem Maximum der Sherman-Funktion bei 100 keV entspricht, was etwa 120° beträgt. Die Verwendung von Goldfolien als Streutargets ist üblich, da sie eine hohe Ordnungszahl besitzen und dünn genug hergestellt werden können, um Mehrfachstreuungseffekte zu minimieren. Die Dicke der Goldfolien wird sorgfältig kontrolliert, um die Genauigkeit der Polarisationsermittlung zu gewährleisten.

Das 5 MeV Mott-Polarimeter [\[31\]](#) befindet sich derzeit in der Fertigungsphase. Im Gegensatz zum DSMP nutzt es die elastische Streuung an einer einzelnen Goldfolie. Ein wichtiger Aspekt der Entwicklung ist die Integration eines schnellen Kicker-Magneten. Er ermöglicht das Polarimeter in Echtzeit zu betreiben. Dadurch könnten Polarisationen direkt im Strahlbetrieb überwacht werden, ohne dass der Strahl gestoppt werden muss. Erste Tests mit einem 5 MeV Mott-Polarimeter wurden bereits am [MAMI](#)-Beschleuniger durchgeführt, um das Konzept zu validieren.

Das 155 MeV Møller-Polarimeter [\[32\]](#) wird zur hochpräzisen Bestimmung der Strahlpolarisation nach der Hauptbeschleunigung eingesetzt. Es basiert auf der Møller-Streuung, bei der Elektronen aus dem polarisierten Strahl an Elektronen eines magnetisierten Targets gestreut werden. Damit die Messung sensitiv auf die Strahlpolarisation ist, besteht das Target aus einer dünnen, ferromagneti-

schen Eisenfolie, deren Elektronen durch ein externes Magnetfeld in ihrer Spinrichtung ausgerichtet werden. Die asymmetrische Streuwahrscheinlichkeit für parallele bzw. antiparallele Spins erlaubt die direkte Bestimmung der longitudinalen Polarisation des Elektronenstrahls. Ein Vorteil des Møller-Polarimeters gegenüber dem Mott-Polarimeter liegt in seiner besseren Eignung zur Bestimmung der absoluten Polarisation, da sowohl systematische als auch statistische Unsicherheiten hier deutlich besser kontrollierbar sind. Um verbleibende systematische Fehler weiter zu reduzieren, werden derzeit umfangreiche Geant4-Simulationen durchgeführt, die insbesondere die Detektorgeometrie und die Untergrundunterdrückung optimieren sollen. Mit seiner hohen Analysierstärke und der kontrollierten Systematik wird das Møller-Polarimeter die genaueste Polarimetrie innerhalb der [MESA](#)-Strahlführung ermöglichen.

4

Das P2-Experiment an MESA

Das P2-Experiment, das am [MESA](#)-Beschleuniger durchgeführt wird, hat das Ziel, den elektroschwachen Mischungswinkel $\sin^2(\theta_W)$ mit einer Präzision von 0.15 % bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 4.5 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$ zu bestimmen. Das Experiment misst die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung, um die schwache Ladung des Protons Q_W^p zu bestimmen, welche direkt mit dem elektroschwachen Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W$ verknüpft ist.

Im P2-Experiment wird die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} durch die Zählrate der gestreuten Elektronen für zwei unterschiedliche Helizitätszustände des Elektronenstrahls gemessen. Die Asymmetrie für ein Helizitätspaar i ist gegeben durch:

$$A_i = \frac{N_i^+ - N_i^-}{N_i^+ + N_i^-} \quad (4.1)$$

wobei N_i^+ und N_i^- die Zählraten für positive und negative Helizität darstellen. Der Fehler hierfür basiert auf der Annahme, dass die Zählraten statistischen Fluktuationen folgen, der Poisson-Statistik. Die Varianz für die Zählrate N_i bei Poisson-verteilten Ereignissen lautet $\sigma_N^2 = N$.

Unter der Annahme, dass $N_i^+ \approx N_i^- \approx N$, lässt sich der Fehler der Asymmetrie-Zählraten beschreiben:

$$\sigma_{A_i} = \sqrt{\left(\frac{\partial A_i}{\partial N_i^+} \sigma_{N_i^+}\right)^2 + \left(\frac{\partial A_i}{\partial N_i^-} \sigma_{N_i^-}\right)^2} \quad (4.2)$$

Die Ableitungen von A_i nach N_i^+ und N_i^- sind:

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \frac{\partial A_i}{\partial N_i^+} &= \frac{2N_i^-}{(N_i^+ + N_i^-)^2}, \\ \Leftrightarrow \frac{\partial A_i}{\partial N_i^-} &= -\frac{2N_i^+}{(N_i^+ + N_i^-)^2} \\ \Leftrightarrow \sigma_{A_i} &= \frac{1}{\sqrt{2N_i}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \end{aligned}$$

Der Fehler der Zählasymmetrie σ_{A_i} ist umgekehrt proportional zur Wurzel der Zählrate. Daher ist eine hohe Zählrate notwendig, um den statistischen Fehler der Asymmetriemessung zu minimieren.

Die erwartete paritätsverletzende Asymmetrie im P2-Experiment beträgt [8]:

$$\langle A_{\text{exp}} \rangle_{\text{Cherenkov}} \approx -28.77 \text{ ppb} \quad (4.3)$$

Dieser Wert ergibt sich aus den theoretischen Vorhersagen für die schwache Ladung des Protons sowie aus den experimentellen Bedingungen am P2-Detektor. Da die Asymmetrie im Bereich weniger ppb liegt, ist eine hohe statistische Präzision notwendig. Ebenso entscheidend ist die Minimierung systematischer Unsicherheiten, die durch helizitätskorrelierte Änderungen von Strahlparametern oder Targeteffekten entstehen können. Solche Effekte erzeugen eine

scheinbare Asymmetrie, die nicht aus der schwachen Wechselwirkung stammt. Um sie zu kontrollieren, setzt das Experiment auf Strahlmonitore, Helizitätsmodulation und Feedback-Systeme.

Die statistische Unsicherheit der Asymmetriemessung ist allgemein gegeben durch:

$$\sigma_A = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (4.4)$$

wobei N die Zahl der detektierten Elektronen bezeichnet. GEANT4-Simulationen [33] liefern für den Streuwinkelbereich $\Theta_L \in [25^\circ, 45^\circ]$ eine Gesamtflussrate von etwa $7.1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Verteilt auf die 72 Module des P2-Detektors ergibt sich daraus eine mittlere Rate von rund

$$\frac{7.1 \times 10^{10}}{72} \approx 1 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \quad (4.5)$$

pro Detektor. Neben den elastisch gestreuten Elektronen tragen auch Sekundärelektronen und inelastische Prozesse zur Zählrate bei, sodass eine effektive Rate von bis zu 2 GHz pro Detektor realistisch ist. Die hohe Luminosität des P2-Experiments stellt sicher, dass in den geplanten 10 000 Stunden Messzeit genügend elastisch gestreute Elektronen registriert werden. Damit lässt sich die statistische Unsicherheit auf unter 2 % senken. Dies ist eine zentrale Voraussetzung für die präzise Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels.

Neben der statistischen Unsicherheit spielen falsche Asymmetrien A_{false} eine entscheidende Rolle. Sie entstehen durch helizitätskorrelierte Änderungen von Strahlparametern oder Targeteffekten und müssen experimentell korrigiert werden. Die gemessene Rohasymmetrie setzt sich daher aus mehreren Beiträgen zusammen:

$$\langle A_{\text{raw}} \rangle^{\text{exp}} = P \cdot [(1 - f) \cdot (\langle A_{\text{PV}}^{ep} \rangle_{\text{exp}} + \langle A_{\text{H2}} \rangle) + f \cdot \langle A_{\text{PV}}^{eAl} \rangle] + A_{\text{false}}. \quad (4.6)$$

P bezeichnet die Polarisation des Elektronenstrahl (ca. 85%). Der Faktor f

beschreibt den Anteil der Streuprozesse, die an den Aluminium-Zellfenstern des Targets stattfinden. Die erwartete paritätsverletzende Asymmetrie für die Elektron-Proton-Streuung wird durch $\langle A_{PV}^{ep} \rangle_{\text{exp}}$ angegeben. Zusätzliche Effekte durch eine mögliche Polarisierung des Targets im Magnetfeld werden durch $\langle A_{H2} \rangle$ berücksichtigt, da das Magnetfeld das Target beeinflussen und so zu einer weiteren Korrektur der Messung führen kann. Weiterhin trägt auch die paritätsverletzende Asymmetrie aus der Elektron-Aluminium-Streuung $\langle A_{PV}^{eAl} \rangle$ bei. Schließlich fasst A_{false} alle systematischen Störungen zusammen, die durch helizitätskorrelierte Änderungen des Strahls oder Targets entstehen können. Dazu gehören Schwankungen der Strahlposition, Intensität und Energie, die mit der Helizität korrelieren.

Zur Unterdrückung systematischer Störungen nutzt das P2-Experiment ein umfassendes Überwachungssystem: BPMs, BIMs und Energiemonitore erfassen in Echtzeit Strahlposition, Intensität und Energie. Ein zentrales Feedback-System korrigiert Abweichungen sofort und minimiert somit falsche Asymmetrien.

Da die zu messenden Asymmetrien extrem klein sind, muss die Ausleseelektronik besonders empfindlich und präzise arbeiten. Sie muss nicht nur die hohen Zählraten elastisch gestreuter Elektronen verarbeiten, sondern zugleich winzige Unterschiede zwischen den beiden Helizitätszuständen zuverlässig erfassen. Um eine stabile Signalausgabe zu gewährleisten, wurde die Elektronik vollständig integriert und gegen Rauschen optimiert. Die Entwicklung dieser Elektronik – insbesondere der Spannungsteiler und der Vorverstärker auf dem [DivA-Board](#) – bildet den zentralen Schwerpunkt dieser Arbeit. Dies umfasst Schaltungsdesign, experimentelle Charakterisierung und Strahlhärte-tests unter realen Betriebsbedingungen. In den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Komponenten im Detail beschrieben und die erzielten Messergebnisse vorgestellt. Für die beiden Betriebsarten wird dabei die einheitliche Bezeichnung [SEM](#) (Single Event Mode) und [IM](#) (integrierender Modus) verwendet.

4.1 P2-Detektor

[Abbildung 4.1](#) zeigt das aktuelle Design des P2-Detektors. Ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl mit einer Energie von $E = 155 \text{ MeV}$ und einem

Strahlstrom von $150 \mu\text{A}$ trifft auf ein 60 cm langes Flüssigwasserstofftarget. Die Luminosität beträgt

$$L = 2.385 \times 10^{39} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}} \quad (4.7)$$

Dies ermöglicht eine hohe Zählrate elastisch gestreuter Elektronen. Die gestreuten Elektronen werden mit einem 360° -Azimut-Cherenkovdetektor unter Polarstreuwinkeln zwischen 25° und 45° erfasst. Das P2-Experiment wird in zwei unterschiedliche Betriebsmodi betrieben: den Tracking-Modus und den integrierenden Modus. Im [SEM](#) (Single Event Mode), auch Tracking-Modus oder Pulsmodus, werden einzelne gestreute Elektronen mit hoher Ortsauflösung nachgewiesen. Dies geschieht mittels eines Spurdetektorsystems, das den genauen Streuwinkel und den Impuls der Elektronen rekonstruiert. Dieser Modus wird für Kalibrierungen und für die Ermittlung des Impulsübertrags verwendet. Der [IM](#) (Integrating Mode), auch integrierender Modus, ist hingegen für die Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie entscheidend. Statt jedes einzelne Elektron zu registrieren, wird die gesamte Licht-Signalintensität des Cherenkov-Detektors über ein definiertes Zeitintervall integriert. Zusätzlich zur Vorwärtswinkelmessung wird im P2-Experiment eine Rückwärtswinkelmessung durchgeführt. Hierfür werden drei separate Detektorringe in einem Winkelbereich von $140^\circ < \theta < 150^\circ$ positioniert. Zur Detektion der Rückwärtsstreuelektro-nen werden Micromegas-Detektoren eingesetzt. Diese ermöglichen eine präzise Spurrekonstruktion und sind für hohe Zählraten optimiert. Die Kombination aus Vorwärts- und Rückwärtswinkelmessung erlaubt eine verbesserte Kontrolle Kontrolle hadronischer Unsicherheiten.

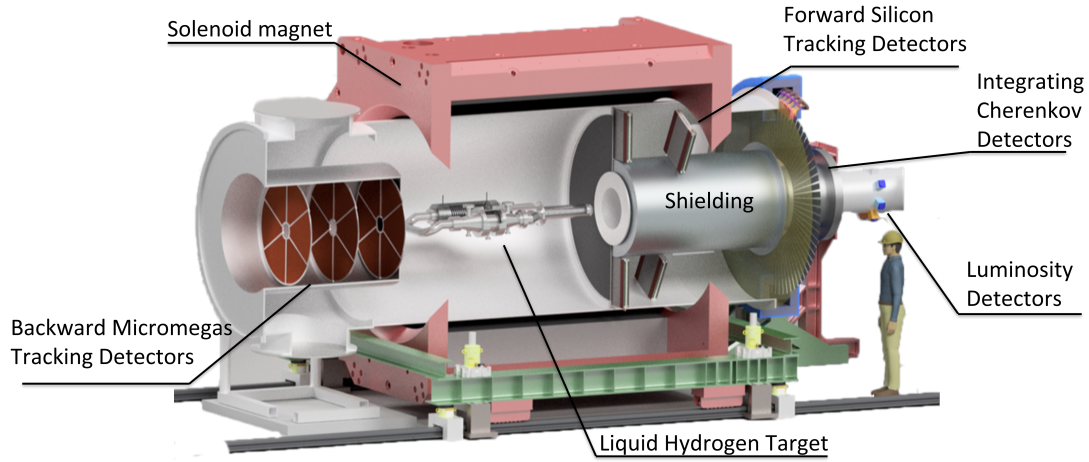


Abbildung 4.1: Aufbau des P2-Experiments. Ein polarisierter Elektronenstrahl streut am flüssigen Wasserstoff. Das Target und die Streukammer befinden sich innerhalb eines supraleitenden Solenoiden. Die elastisch gestreuten Elektronen werden mittels Trackingdetektoren und Cherenkovdetektoren nachgewiesen.

Im Cherenkov-Detektor erzeugen Elektronen Cherenkov-Licht, wenn ihre Geschwindigkeit die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Quarzmaterial übersteigt. Die Zahl der erzeugten Photonen ergibt sich aus:

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha z^2 \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2} \right) \quad (4.8)$$

Das Licht wird zur Photomultiplier-Röhre (PMT) geleitet, dort in elektrische Signale umgewandelt, verstärkt und digitalisiert. Diese Signalverarbeitungskette spielt eine entscheidende Rolle für die gewünschte Signalerfassung. Eine detaillierte Analyse der einzelnen Stufen der Ausleseelektronik, von der Verstärkung bis zur Digitalisierung, erfolgt in den späteren Kapiteln dieser Arbeit.

Das P2-Experiment misst eine paritätsverletzende Asymmetrie in der Größenordnung von

$$A_{PV} \sim 10^{-8} \quad (4.9)$$

Die gemessene A_{PV} -Asymmetrie ergibt sich zu [8]:

$$A_{PV} = \frac{d\sigma_{ep}^+ - d\sigma_{ep}^-}{d\sigma_{ep}^+ + d\sigma_{ep}^-} = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha_{\text{em}}\sqrt{2}} [Q_W^p - F(E_i, Q^2)] \quad (4.10)$$

Hierbei ist G_F die Fermi-Kopplungskonstante, während α_{em} die elektromagnetische Kopplungskonstante ist. Q_W^p bezeichnet die schwache Ladung des Protons. Der Term $F(E_i, Q^2)$ berücksichtigt Korrekturen, die sich aus der hadronischen Struktur des Protons ergeben und hängt von elektromagnetischen, axialen und Strangeness-Formfaktoren ab. Für kleine Q^2 dominiert der Beitrag von Q_W^p , während bei größeren Q^2 die hadronische Struktur des Protons zunehmend an Bedeutung gewinnt (siehe [Abbildung 4.2](#)).

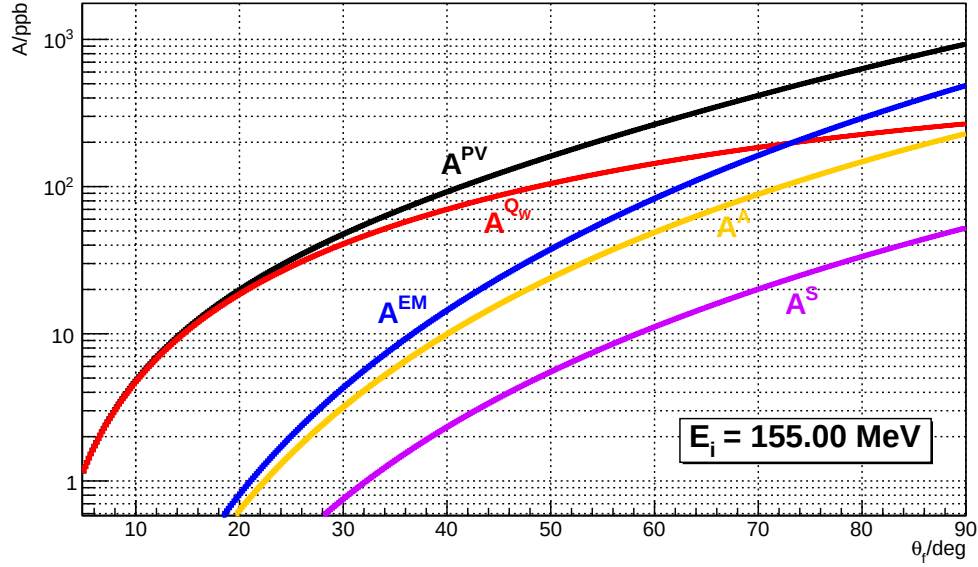


Abbildung 4.2: Einfluss der Formfaktoren auf die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} . Mit zunehmendem Q^2 steigt der Beitrag der strukturellen Korrekturen, während bei kleinen Impulsüberträgen die schwache Ladung des Protons dominiert[8].

Der mittlere Impulsübertrag Q^2 , der im Cherenkov-Detektor gemessen wird, beträgt:

$$\langle Q^2 \rangle_{\text{Cherenkov}} \approx 4.57 \times 10^{-3} \left(\frac{\text{GeV}}{c} \right)^2 \quad (4.11)$$

Dieser Wert zeigt, dass die Messungen im niedrigen Impulsübertrag-Bereich stattfinden, wo die paritätsverletzende Asymmetrie besonders empfindlich auf die schwache Ladung des Protons ist.

4.2 Target

Das Target des P2-Experiments besteht aus einer 60 cm langen Zelle mit flüssigem Wasserstoff (LH_2). Wasserstoff wird gewählt, da er ein einfaches System mit nur einem Proton darstellt und damit eine direkte Sensitivität auf die

schwache Protonladung Q_W^p erlaubt. Die Länge von 60 cm stellt sicher, dass bei einem Strahlstrom von $150\,\mu\text{A}$ und einer Strahlenergie von 155 MeV eine ausreichend hohe Luminosität erreicht wird, um die notwendige statistische Präzision zu erzielen [8].

Die Targetzelle ist zylindrisch ausgeführt und besitzt dünne Aluminiumfenster mit einer Dicke von etwa 0.125 mm, um Streuung und Energieverluste im Ein- und Austrittsbereich des Strahls zu minimieren. Der Flüssigwasserstoff wird kontinuierlich durch eine Zentrifugalpumpe umgewälzt und über einen Wärmetauscher gekühlt, der mit Helium betrieben wird. Bei einem Strahlstrom von $150\,\mu\text{A}$ deponiert der Elektronenstrahl eine Leistung von etwa 3.1 kW. Die Kühlanlage ist daher auf eine Leistung von 4 kW ausgelegt, um neben der Strahllast auch zusätzliche Wärmequellen wie Pumpenmotor, Strahlungseintrag und Sicherheitsreserven abzudecken [8]. Die mittlere Dichtereduktion darf dabei 2 % nicht überschreiten, und Dichtefluktuationen müssen kleiner als 10 ppm bleiben, um falsche Asymmetrien zu vermeiden.

4.3 Streugeometrie und Abschirmung

Der supraleitende Solenoid ($B \approx 0.6\,\text{T}$) sorgt dafür, dass elastisch gestreute Elektronen auf eine ringförmige Detektorfläche mit $r \in [450, 900]\,\text{mm}$ fokussiert werden. Damit lassen sich die elastisch gestreuten Elektronen von niederenergetischen Sekundärteilchen trennen, die außerhalb dieses Radius absorbiert und nicht im Detektor erfasst werden.

Ein wesentliches Element des Aufbaus ist der massive Gamma-Schild aus Blei, der zwischen Target und Detektorring platziert ist. Er verhindert eine direkte Sichtlinie auf die Detektoren und unterdrückt so die intensive Bremsstrahlung aus dem Target. Um Sekundärschauer und Vorwärtsreflexionen zu minimieren, ist seine Oberfläche sägezahnförmig ausgeführt. Die sägezahnförmige Geometrie sorgt dafür, dass Photonen mehrfach absorbiert werden und nicht in Richtung der Detektoren zurückgestreut werden.

Neben dem zentralen Schild sind zusätzliche Abschirmungen vorgesehen, die die Photomultiplier und die vordere Ausleseelektronik (Spannungsteiler und Vorverstärker) vor der hohen Strahlungsdosis schützen. Diese Kombination aus

Feldfokussierung und Bleischirmen stellt sicher, dass die gemessenen Signale überwiegend von elastisch gestreuten Elektronen stammen.

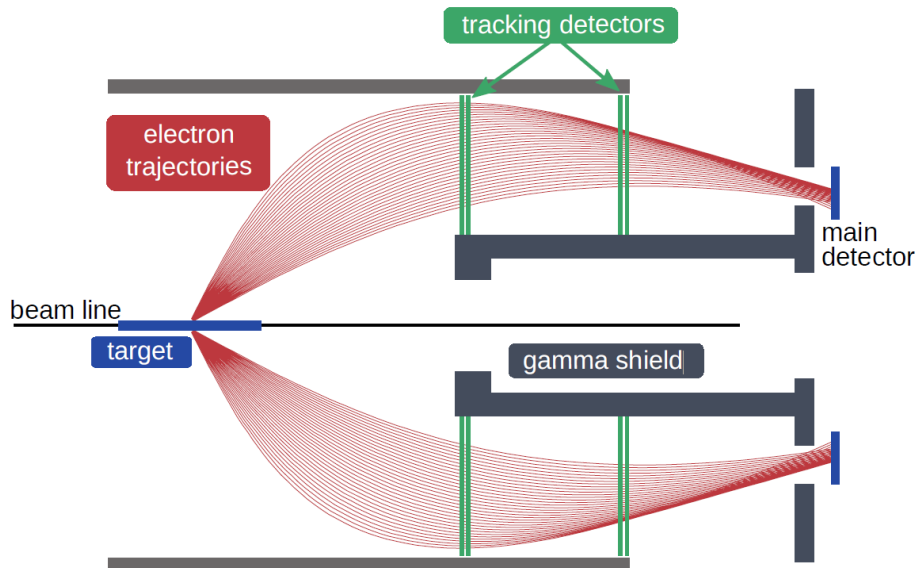


Abbildung 4.3: Prinzipdarstellung der Streugeometrie im P2-Spektrometer [33]. Ohne Gamma-Schild hätten die Detektoren eine direkte Sichtlinie auf das Target. Mit Gamma-Schild werden diese Sichtlinien blockiert, sodass Bremsstrahlungsphotonen und Sekundärteilchen wirkungsvoll unterdrückt werden.

4.4 Luminositätsmonitor

Zur Messung der Luminosität und zur Kontrolle helizitätskorrelierter Strahleffekte werden beim P2-Experiment insgesamt acht Luminositätsmonitore (LUMI) eingesetzt. Sie sind strahlabwärts des Hauptdetektorrings angeordnet. Damit lassen sich Targetschwankungen sowie Positionsschwankungen des Elektronenstrahls erfassen, die zu falschen Asymmetrien führen.

Die LUMI-Detektoren sind als luftgefüllte Cherenkovtrichter ausgeführt. Die Innenwände bestehen aus hochreflektierendem Aluminium (Alanod 4300UP), so dass die erzeugte Strahlung effizient in einen Lichtleiter gekoppelt wird. Dieser führt das Signal aus der Hochdosiszone heraus, wo es von einem Photomultiplier nachgewiesen wird. Zur Unterdrückung von Hintergrund und Strahlungseinflüssen

sen sind Lichtleiter und Ausleseelektronik von knapp zehn Tonnen Blei umgeben. Die Auslese erfolgt im integrierenden Modus, wodurch Teilchenraten bis in die Größenordnung von 10^{13} s^{-1} zuverlässig verarbeitet werden können.

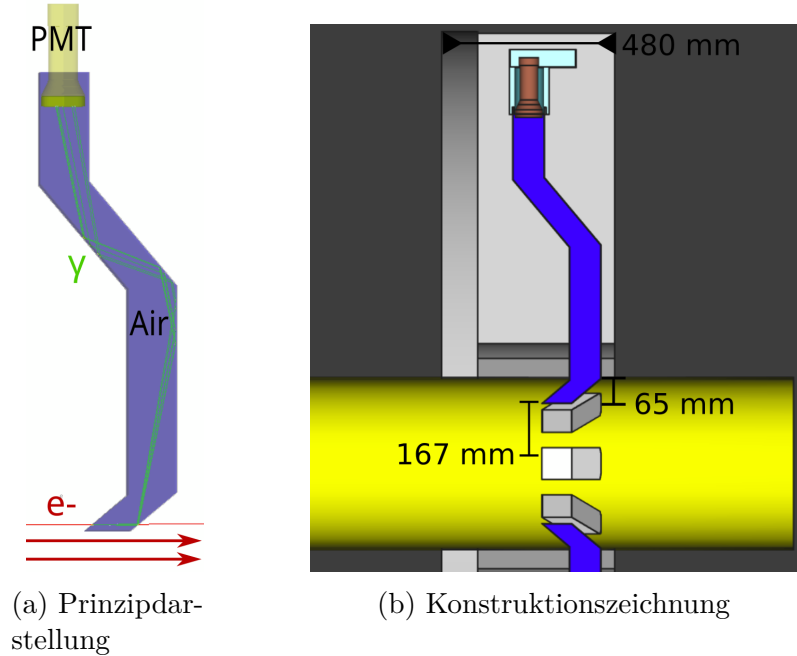


Abbildung 4.4: Luminositätsmonitore (LUMI) im P2-Experiment. (a) Schematische Darstellung des Funktionsprinzips: Elektronen (rot) erzeugen beim Durchgang durch das Luftvolumen Cherenkovstrahlung (grün), die an den Wänden reflektiert und über den Lichtleiter zum Photomultiplier (PMT) geführt wird. (b) Konstruktionszeichnung eines LUMI im P2-Aufbau. Der Cherenkovtrichter (blau) ragt in das Strahlrohr (gelb), während der Lichtleiter das Signal aus der Hochdosiszone herausführt. Der Photomultiplier (oben) sowie die Elektronik sind von einer massiven Bleischirmung (grau) umgeben. Die angegebenen Maße verdeutlichen die Dimensionen des Detektors und seiner Einbettung. Abbildungen bereitgestellt mit freundlicher Genehmigung von Tobias Rimke (Institut für Kernphysik, [JGU](#)).

Simulations- und Teststrahlzeitmessungen bestätigten die Funktionstüchtigkeit der LUMI-Detektoren.

4.5 Rückwärtsdetektor (BASKET)

Zusätzlich zum Vorwärtsdetektor wird beim P2-Experiment ein Rückwärtsdetektor eingesetzt, der von der Forschungsgruppe des CEA IRFU in Saclay entwickelt wird. BASKET deckt den Rückwärtswinkelbereich von $140^\circ < \theta < 150^\circ$ ab und besteht aus drei konzentrischen Ringen aus Micromegas-Detektoren. Die Rückwärtsmessung eröffnet eine komplementäre Sensitivität auf die schwachen Kopplungen des neutralen Stroms. Dies erlaubt eine Reduktion der Unsicherheiten im effektiven axialen Formfaktor des Protons. Die damit verringerte hadronische Unsicherheit führt zu einer präziseren Extraktion des schwachen Mischungswinkels in der Vorwärtswinkelkinematik [34].

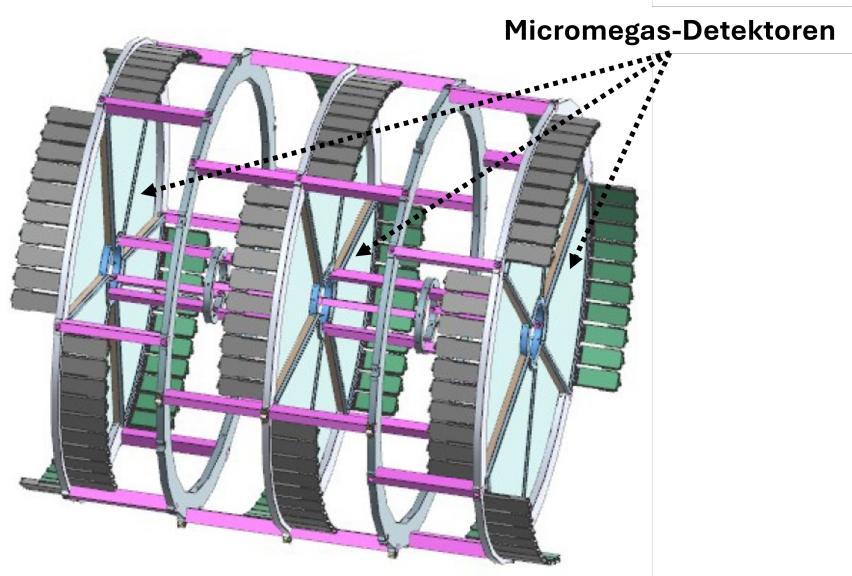


Abbildung 4.5: Konstruktionszeichnung des Rückwärtsdetektors BASKET. Drei Lagen aus Micromegas-Detektoren decken den Rückwärtswinkelbereich ab. Abbildung aus einer Präsentation der IRFU-Gruppe (CEA Saclay) beim P2-Kollaborationstreffen, Mainz, Februar 2025.

Micromegas-Detektoren sind für ihre hohe Ortsauflösung und ihre Robustheit bei hohen Raten bekannt. Für BASKET wurden bereits zahlreiche Prototypen getestet, wobei Varianten in der Ausführung der PCBs und der Driftfolie untersucht wurden. Das Materialbudget liegt unter $0.3\% X_0$, was Mehrfachstreuung minimiert. Die Detektoren arbeiten mit einem Ar/Isobutan-Gemisch (95/5) bei

leichtem Überdruck. Erste Tests im Labor und mit kosmischen Myonen zeigten eine hohe Effizienz und stabile Hochspannungseigenschaften.

Die elektronische Auslese basiert auf speziell entwickelten Frontend-Karten, die hohe Raten verarbeiten können und Schutzschaltungen gegen Funken enthalten. Backend-Firmware und DAQ-Software wurden von der IRFU-Gruppe angepasst und emuliert, sodass BASKET in das Gesamtsystem von P2 integriert werden kann. Simulationen bestätigen die Rekonstruktionsfähigkeit der Rückwärtswinkelstreuung und die Stabilität des Designs. Die vollständige Realisierung ist für 2026 vorgesehen, sodass BASKET gemeinsam mit dem Vorwärtsdetektor in Betrieb genommen werden kann.

4.6 Vorwärtsdetektor

Der Vorwärtsdetektor bildet das zentrale Messsystem zur Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie im P2-Experiment. Er besteht aus einem ringförmigen Cherenkov-Detektor, der den Vorwärtswinkelbereich von $25^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ über den vollen Azimut abdeckt. Der Detektorring umfasst insgesamt 72 Segmente [33].

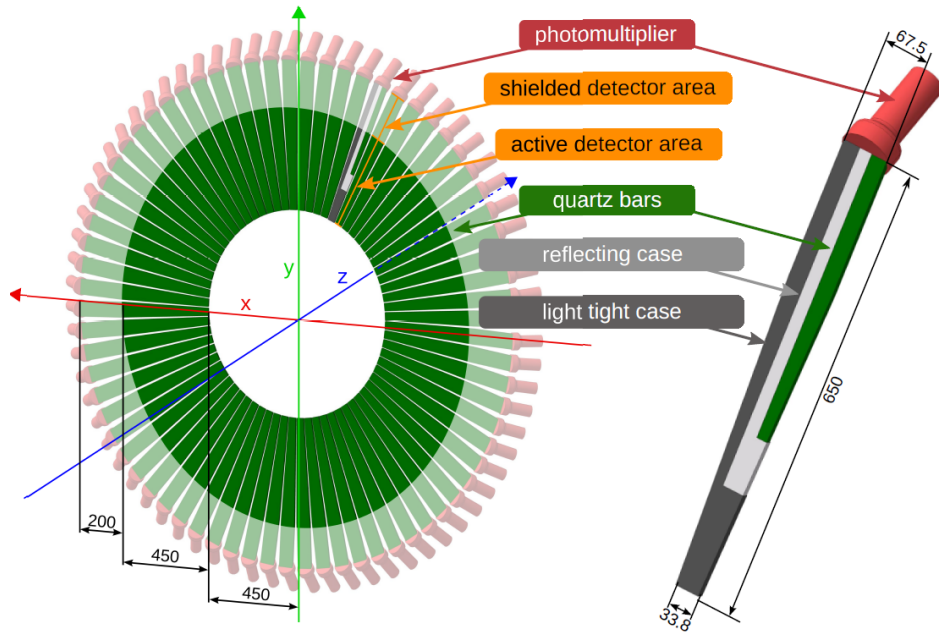


Abbildung 4.6: Vorwärtsdetektor des P2-Experiments [33]. Links: Ringförmige Anordnung der 72 Quarzstäbe mit Photomultipliern. Rechts: Schematische Darstellung eines Quarzstabs mit aktivem und abgeschirmtem Bereich, reflektierender Ummantelung und lichtdichtem Gehäuse.

Jedes Segment besteht aus einem langgestreckten Stab aus hochreinem, amorphen Siliziumdioxid (SiO_2 oder kurz synthetischem Quarz). Die Quarzstäbe dienen als Radiator für die Cherenkovstrahlung. Das erzeugte Cherenkovlicht wird durch Totalreflexion zum Stabende geleitet und dort von einem Photomultiplier detektiert.

Synthetisches Quarzglas wird als Material gewählt, da es hohe Transparenz im UV-Bereich, gute Strahlungsresistenz und mechanische Stabilität aufweist. Die Auslese erfolgt im integrierenden Modus (**IM**) als auch im Puls Modus (**SEM**). Im **IM** ist aufgrund der hohen Flussraten von bis zu 10^9 s^{-1} pro Detektorsegment eine Einzelzählung nicht möglich. Stattdessen wird die gesamte Signalintensität über ein definiertes Zeitintervall integriert. Im **SEM** wird hingegen jedes einzelne Elektron registriert. Dabei erlaubt die Auslese mit Charge-To-Digital Converter (**QDC**)s eine spektrale Analyse der einzelnen Cherenkovpulse. Dieser Modus wird für Kalibrierungen, die Bestimmung des Impulsübertrags und zur Überprüfung der Energie- und Ortsauflösung eingesetzt. Die Strahlrate liegt

dabei im Bereich von $\sim\text{kHz}$. Damit erfüllt der Vorwärtsdetektor eine Doppelfunktion. Im integrierenden Modus (IM) dient er der hochpräzisen Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie, während er im Pulsmodus (SEM) die notwendigen Kalibrations- und Referenzdaten liefert.

Jeder Quarzstab besitzt einen aktiven Bereich, in dem das Cherenkovlicht erzeugt wird. Um die Lichtführung zu verbessern, werden die Stäbe mit hochreflektierender Aluminiumfolie (Alanod 4300UP) umwickelt. Dies sorgt für eine homogene Lichtsammlung entlang der gesamten Stablänge.

4.7 Übersicht vergleichbarer Experimente

Zwei bedeutende Experimente, die ebenfalls paritätsverletzende Asymmetrien in der Elektron-Streuung untersuchen, sind Q^{Weak} und MOLLER. Beide dienen als wichtige Referenzen für die Präzisionsmessungen bei P2.

Das **Q^{Weak} -Experiment** [13] wurde 2010-2012 am Jefferson Lab in den USA durchgeführt. Es hatte das Ziel, die schwache Ladung des Protons Q_W^p mit hoher Präzision zu bestimmen. Die Messung erfolgte bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0.0248 (\text{GeV}/c)^2$ mithilfe eines Elektronenstrahls mit einer Energie von 1.16 GeV und einer Polarisation von ca. 85 %. Im Experiment nutzte man ein 35 cm langes Wasserstofftarget. Kollimatoren und Magnetspulen trennten elastisch von inelastisch gestreuten Elektronen. Die Detektion erfolgte durch Quarzglas-Detektoren. Die gemessene paritätsverletzende Asymmetrie ergab einen Wert von $A_{PV}^{Q^{Weak}} = 226.5 \pm 9.3 \text{ ppb}$ in Übereinstimmung mit der Standardmodellvorhersage (siehe Abbildung 2.2).

Das **MOLLER-Experiment** [14] ist ein zukünftiges Experiment am Jefferson Lab. Hier untersucht man die paritätsverletzende Asymmetrie in der Elektron-Elektron-Streuung (Møller-Streuung). Ziel ist die Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels, $\sin^2 \theta_W$, mit einer Präzision von 0.1 % bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0.0056 (\text{GeV}/c)^2$. Dabei wird ein polarisierter Elektronenstrahl mit einer Energie von 11 GeV auf ein Flüssigwasserstofftarget geschossen. Die gestreuten Elektronen werden daraufhin mithilfe eines fokussierenden Magnetfeldsystems auf großflächige Detektoren geleitet. Das Experiment erwartet eine Asymmetrie von $A_{PV}^{MOLLER} = 35.3 \pm 2.2 \text{ ppb}$.

SoLID ist ein geplantes Experiment am Jefferson Lab, das paritätsverletzende Asymmetrien in der tief-inelastischen Elektron-Streuung (PVDIS) untersuchen wird. Dabei wird ein polarisierter Elektronenstrahl mit einer Energie von 11 GeV auf ein Deuterium-Target geschossen. Ziel ist die präzise Bestimmung von $\sin^2 \theta_W$ sowie der Kopplungskonstanten C_{2q} bei mittleren bis hohen Impulsüberträgen $Q^2 \lesssim 10 \text{ GeV}^2$. Durch die hohe Luminosität und Auflösung von SoLID können darüber hinaus tiefere QCD-Effekte wie höhere Twist-Beiträge oder die isovektorielle EMC-Effekte untersucht werden. Die erwartete statistische Genauigkeit der gemessenen Asymmetrie liegt bei etwa 0.5% [15].

Bereits in den 1990er Jahren führte auch der **MIT-Bates**-Beschleuniger ein pionierhaftes Experiment zur Paritätsverletzung durch. Dort wurde erstmals die asymmetrische Streuung polarisierter Elektronen an einem ^{12}C -Target gemessen. Die erzielten Ergebnisse prägten die experimentelle Methodik und beeinflussten die Planung späterer Experimente wie SAMPLE, A4 und P2. Damit leistete MIT-Bates einen wichtigen Beitrag zur Etablierung präziser Paritätsverletzungsmessungen auf bei niedriger Energie.

P2 profitiert somit sowohl methodisch als auch technologisch von den Erfahrungen dieser früheren Experimente. Dies umfasst vorallem das Targetdesign, Detektionsprinzipien und die Kontrolle systematischer Unsicherheiten.

5

Signalverarbeitungskette

Die Signalverarbeitungskette im P2-Experiment ist das Herzstück des Detektorsystems und leistet einen entscheidenden Beitrag zur Messung der schwachen Mischungswinkel. Im Folgenden wird die komplette Signalverarbeitung detailliert beschrieben und erläutert. Um die von den Photomultiplier-Röhren (PMT) erzeugten Signale für die anschließende Analyse nutzbar zu machen, durchlaufen sie mehrere Verarbeitungsschritte. Zunächst werden die an der Photokathode erzeugten Elektronen vervielfacht und zu einem Anodenstrom verstärkt. Eine zentrale Rolle spielt dabei der Spannungsteiler. Anschließend verstärkt ein Vorverstärker das Signal. Schließlich wird das verstärkte Signal in digitale Werte umgewandelt. Hierbei kommen Charge-To-Digital-Converter [QDC](#) und der P2-Analogue-to-Digital-Converter P2 Analogue-To-Digital Converter ([P2ADC](#)) zum Einsatz, die das analoge Signal in für die Datenanalyse geeignete digitale Formate überführen.

5.1 Relevanz für das P2-Experiment

Die Signalverarbeitung im P2-Experiment erfolgt über eine mehrstufige Kette, die sicherstellt, dass die durch Cherenkov-Licht erzeugten Signale zuverlässig erfasst, verstärkt und digitalisiert werden. [Abbildung 5.1](#) zeigt das Blockschaltbild dieser Kette, von der Lichtdetektion bis zur digitalen Verarbeitung.

Am Beginn steht ein SiO_2 -Detektor, der Cherenkov-Licht erzeugt. Dieses Lichtsignal wird durch einen Photomultiplier (PMT) in ein elektrisches Signal umgewandelt. Je nach Betriebsmodus, [SEM](#) oder [IM](#), kommt eine unterschiedliche Spannungsteilerkonfiguration zum Einsatz (blauer Rahmen). Im [SEM](#) werden alle zehn Dynoden (d_1 bis d_{10}) des PMTs genutzt, um einzelne Elektronenereignisse mit hoher Verstärkung nachzuweisen. Im [IM](#) werden nur fünf Dynoden (d_1 bis d_5) aktiv verwendet. Der darauffolgende Abschnitt ist der Vorverstärker (grüner Rahmen). Hier werden die vom PMT kommenden Anodenströme durch einen Transimpedanzverstärker verstärkt, um sie für die digitale Konvertierung vorzubereiten. Den letzten Abschnitt bildet der Signalwandler (roter Rahmen), in dem die Signale digitalisiert werden. Dabei kommen zwei Geräte zum Einsatz:

- ein [QDC](#), der im Pulsmodus ([SEM](#)) betrieben wird und die Ladung pro Kanal mit hoher Empfindlichkeit (25 fC bzw. 200 fC) misst,
- sowie der Sampling-[P2ADC](#), der im integrierenden Modus ([IM](#)) arbeitet und mit einer Auflösung von 18 Bit bei einer Abtastrate von 15 MS/s digitalisiert.

Die Signalwandler werden im [Kapitel 6](#) detailliert behandelt. [Abbildung 5.1](#) verdeutlicht die unterschiedlichen Verarbeitungsmodi und die spezifischen Anforderungen, die je nach Detektionsmodus an die Elektronik gestellt werden. Die verschiedenen Komponenten der Signalverarbeitung sind gezielt auf die Anforderungen des P2-Experiments abgestimmt. So wird ermöglicht, dass sowohl Einzelereignisse als auch kontinuierlich integrierende Ströme zuverlässig gemessen werden können.

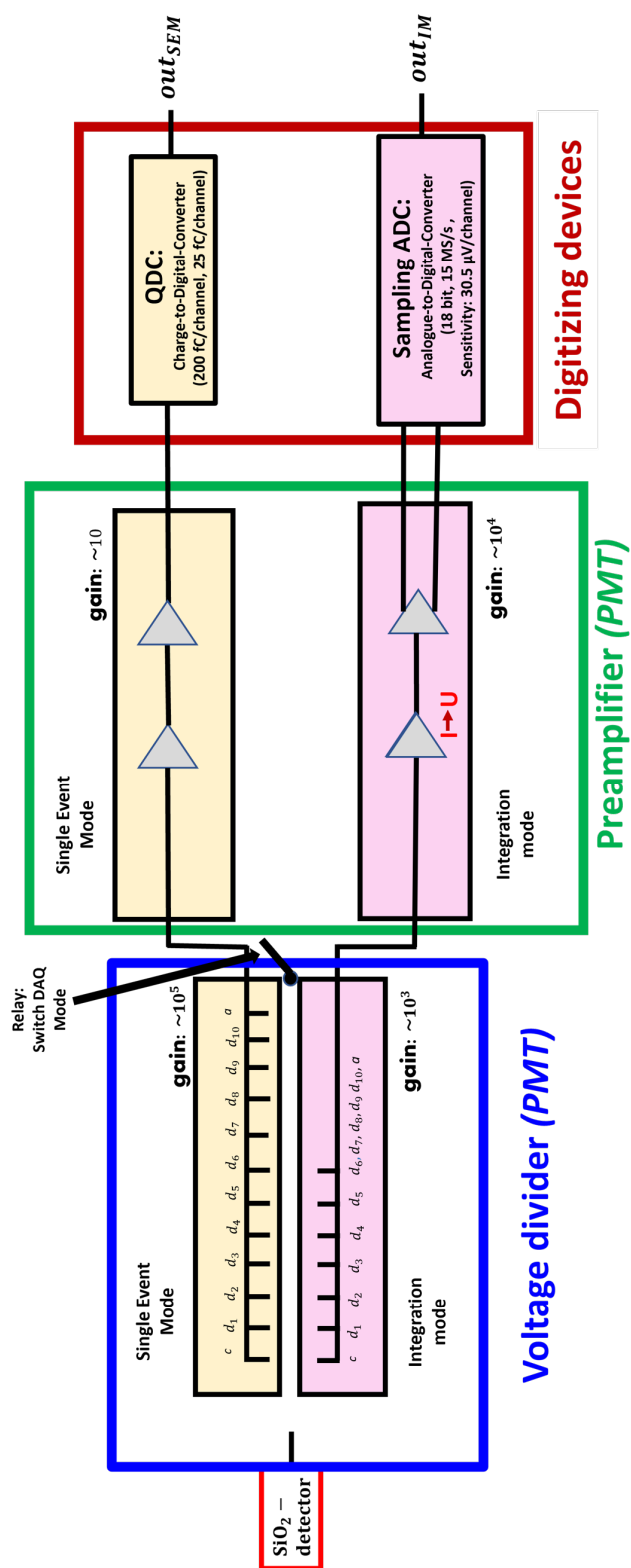


Abbildung 5.1: Blockschaltbild der Signalverarbeitungskette im P2-Experiment. Der blaue Rahmen zeigt den Spannungsteiler, der die Hochspannung auf die Dynoden verteilt. Der grüne Rahmen stellt den Vorverstärker dar, der das Signal verstärkt und für die Digitalisierung vorbereitet. Im roten Bereich erfolgt die Signalkonvertierung durch einen QDC im SEM oder einen Sampling-ADC im IM.

5.2 Photomultiplier (PMT)

Ein Photomultiplier ist ein wichtiger Bestandteil der Signalverarbeitungskette. Ihre Funktion basiert auf dem photoelektrischen Effekt. Ein Photon, das auf die Photokathode trifft, kann bei ausreichender Energie

$$E = h \times f \geq \Phi_W \quad (5.1)$$

ein Elektron auslösen. Dieses Photoelektron wird durch ein elektrisches Feld beschleunigt und trifft auf die erste Dynode, wo es durch Sekundärelektronenemission mehrere neue Elektronen freisetzt. Dieser Prozess setzt sich über die weiteren Dynoden fort, wobei sich die Anzahl der Elektronen mit jeder Stufe vervielfacht. Nach der letzten Dynode wird das verstärkte Elektronensignal an der Anode als messbarer Strom ausgegeben. Die Verstärkung eines PMTs ist gegeben durch

$$G_{PMT} = \delta^n, \quad (5.2)$$

wobei δ die Sekundärelektronenverstärkung an einer Dynode und n die Anzahl der Dynoden ist. Für das P2-Experiment wird ein hoher Verstärkungsfaktor benötigt, insbesondere im [SEM](#). Hierbei spielt die Quanteneffizienz eine wichtige Rolle. Sie definiert den Anteil der einfallenden Photonen, die tatsächlich ein Photoelektron auslösen. Für das P2-Experiment ist dieser Wert besonders im UV-Bereich von 200–400 nm wichtig, da in diesem Bereich der Großteil des Cherenkov-Lichts emittiert wird. Eine hohe Quanteneffizienz erhöht die Signalstärke. Dies verbessert das Signal-Rausch-Verhältnis. Das ist insbesondere im [IM](#) der Fall, wo kontinuierliche Ströme verarbeitet werden. Die Quanteneffizienzen, der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten PMTs sind in [Abbildung 5.2](#) dargestellt.

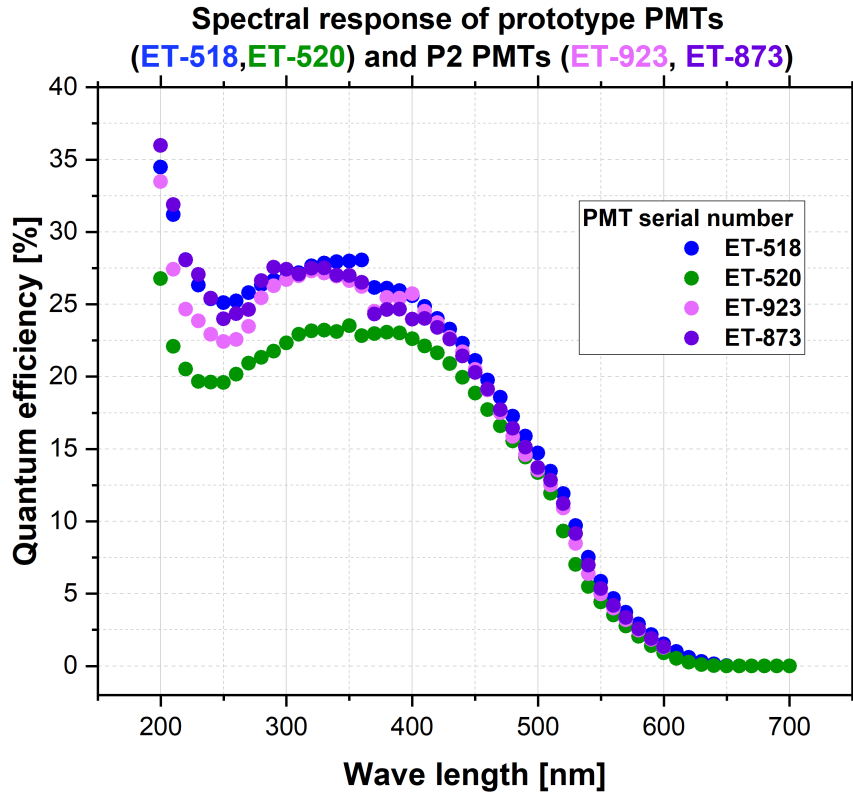


Abbildung 5.2: Spektrale Quanteneffizienz, QE, der im P2-Experiment eingesetzten PMTs. Die QE gibt an, wie effizient ein PMT einfallende Photonen in Elektronen umwandeln kann. Die maximale Effizienz wird zwischen 300 und 400 nm erreicht, was gut mit dem spektralen Bereich des Cherenkov-Lichts übereinstimmt. Die Unterschiede zwischen den PMTs zeigen sich vor allem bei kleineren Wellenlängen. Während ET-518 und ET-873 eine höhere QE im UV-Bereich aufweisen, sind ET-520 und ET-923 etwas weniger empfindlich. Die Auswahl geeigneter PMTs mit ähnlicher spektraler Empfindlichkeit ist vorteilhaft für eine gleichmäßige Signaldetektion bei P2. Die Quanteneffizienzen der im P2-Experiment verwendeten PMTs wurden von der Firma ET Enterprises gemessen und zur Verfügung gestellt.

Der gezeigte Graph stellt die spektrale Quanteneffizienz der vier im Rahmen dieser Arbeit verwendeten PMTs dar: ET-518, ET-520, ET-923 und ET-873. Die Quanteneffizienz, QE, ist auf der y-Achse in Prozent angegeben. Sie beschreibt das Verhältnis der erzeugten Photoelektronen zur Anzahl der auftretenden Photonen auf die Photokathode.

$$QE(\lambda) = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma} \times 100 \% \quad (5.3)$$

Auf der x-Achse ist die Wellenlänge des einfallenden Lichts in Nanometern angegeben. Die maximale Quanteneffizienz liegt für alle PMTs bei etwa 25 % bis 35 %, wobei die QE im Bereich von 300 bis 400 nm am höchsten ist. Dieser Bereich deckt sich mit dem Spektrum des Cherenkov-Lichts, das im P2-Experiment erzeugt wird. Mit zunehmender Wellenlänge sinkt die QE signifikant, insbesondere ab 400 nm. Bei etwa 600–700 nm ist die QE für alle PMTs nahezu auf 0 % abgefallen. Dies zeigt, dass die PMTs im roten und infraroten Spektralbereich nicht empfindlich sind. Für kurze Wellenlängen (200–300 nm) sind deutliche Unterschiede zwischen den PMTs zu sehen. Seriennummer ET-518 und ET-873 weisen höhere QE-Werte von bis zu 35 % auf, während die QE von ET-520 und ET-923 bei vergleichbaren Wellenlängen niedriger ist. Da Cherenkov-Licht hauptsächlich im UV-Bereich (200–400 nm) emittiert wird, sind die PMTs mit der höchsten QE in diesem Bereich, wie ET-518 und ET-873, besonders gut geeignet, um eine hohe Signalstärke zu gewährleisten. Das begründet die Wahl dieses PMTtyps für das vorgesehene P2-Experiment. ET-518 und ET-520 sind Prototyp-PMTs, welche seit 2013 in Betrieb sind. Die Messung der Quanteneffizienz dieser Röhren wurden vom Hersteller zu dieser Zeit gemessen. Die Werte können sich nach jahrelangem Gebrauch geändert haben. Anders sieht es mit den ET-923 und ET-873 aus. Diese PMTs gehören zu neueren Röhren, welche nicht länger als ein Jahr in Gebrauch sind. Für den Detektorbetrieb im P2-Experiment werden insgesamt 72 PMTs eingesetzt. Damit die Messungen möglichst präzise sind, sollten im P2-Experiment Photomultiplier (PMTs) eingesetzt werden, deren spektrale Empfindlichkeit nahezu identisch ist. Eine einheitliche spektrale Antwort garantiert, dass alle Detektionskanäle unter denselben Bedingungen arbeiten. Dadurch lassen sich systematische Abweichungen zwischen den Kanälen deutlich reduzieren und die Genauigkeit der Messungen erhöhen. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die wichtigsten technischen Spezifikationen der PMTs, basierend auf den Herstellerangaben.

Eigenschaft	Wert
Durchmesser	78 mm
Fenstermaterial	Quarz (optimiert für UV-Licht 200–400 nm)
Photokathode	Bialkali, maximale QE: 30 %
Dynodenanzahl	10
Dynodenstruktur	Linear-Focused
Dynodenmaterial	SbCs (Cäsium-Antimon)
Anodensensitivität	Nominal: 50 A/lm, Maximal: 200 A/lm
Verstärkung	Bis zu 10^7 bei nominaler Betriebsspannung
Betriebsspannung	850 V–1700 V
Maximaler Kathodenstrom	200 nA
Maximaler Anodenstrom	100 μ A
Max. entnehmbare Anodenladung	200–250 C (danach ca. 50 % Signalabfall)
Zeitauflösung (Rise Time)	3 ns
FWHM (Einzelevent)	4 ns
Spektraler Wellenlängenbereich	295–630 nm
Optimale Wellenlänge	200–400 nm
Dunkelstrom	Nominal: 0.5–10 nA, Maximal: 2 nA
Dunkelzählrate	500 Zählungen/s
Gewicht	130 g
Basiskonfiguration	B14A
Magnetfeldempfindlichkeit	Signalreduktion von 50 % bei $1,7 \times 10^{-4}$ T
Betriebstemperatur	Bis zu 50 °C

Tabelle 5.1: Technische Spezifikationen des Photomultiplier Tubes Typs 9305KB nach Datenblatt [35] und Herstellerangaben (ET Enterprises, private Kommunikation).

Die PMTs des Typs QKB 9305KB werden von Hand gefertigt. [Abbildung 5.3](#) zeigt eine dieser PMTs in der Seitenansicht. Links erkennt man das Quarzfenster, durch das Cherenkov-Licht in das PMT eintritt. Mit einem Durchmesser von 78 mm können die PMTs die P2-Detektorstäbe mit der Querschnittsfläche von 10 mm x 67.6 mm abdecken. Direkt hinter dem Quarzfenster befindet sich die Photokathode, die die einfallenden Photonen in Elektronen umwandelt. Diese Elektronen werden innerhalb des PMTs durch eine Kaskade von Dynoden (sichtbar als angeordnete Metallstrukturen) vervielfacht, wobei an jeder Dynode Sekundärelektronen emittiert werden. Die elektrischen Pins auf der rechten Seite sind die Kontakte, über die die Spannung an die Dynoden angelegt wird

und das verstärkte Signal von der Anode ausgegeben wird. Rechts wird ein Sockel angebracht, der mit einer Platine verlötet ist. Diese Platine integriert den Spannungsteiler und den Vorverstärker und wird als [DivA-Board](#) bezeichnet. Die Löcher im Sockel dienen dazu, die Pins der PMT zu verbinden und eine stabile elektrische Verbindung herzustellen.

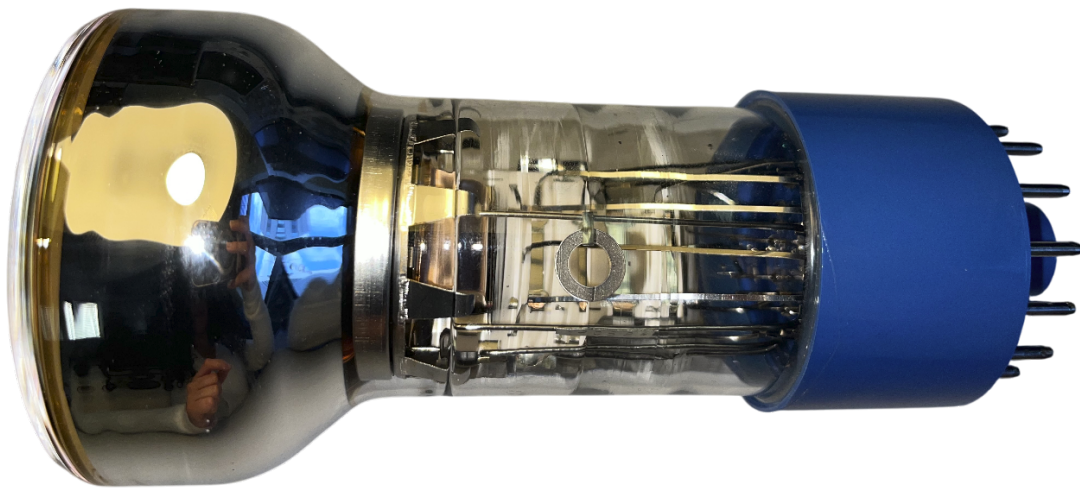


Abbildung 5.3: Seitenansicht einer Photomultiplier-Röhre vom Typ 9305QKB. Links ist das Quarzfenster zu sehen, durch das das Cherenkov-Licht in das PMT eintritt und auf die Photokathode trifft. Die dort erzeugten Elektronen werden innerhalb des PMTs durch eine Kaskade von Dynoden vervielfacht. Rechts befinden sich die elektrischen Pins für die Hochspannungsversorgung sowie den Signalabgriff. Über diese wird das PMT mit dem Spannungsteiler und Vorverstärker auf dem [DivA-Board](#) verbunden, das die Signale weiterverarbeitet und verstärkt.

Zu beachten bei der Nutzung und Handhabung von PMTs ist, dass z. B. die Feuchtigkeit in der Luft die optischen Eigenschaften einer PMT beeinflussen

kann. Wassertröpfchen oder ein dünner Film auf dem Quarzfenster beeinträchtigen die Transmission von Cherenkov-Licht. Gleiches gilt für Staub, Schmutz- und Fingerabdrücke. Daher ist es wichtig, vor jeder Teststrahlzeit bei Nutzung von PMTs diese gründlich mit Ethanol und fusselfreiem Tuch zu reinigen.

Die Verstärkungskaskade innerhalb des PMTs spielt eine große Rolle für die Signalqualität. Für den Betrieb im [SEM](#), wo wenige Photonen detektiert werden, ist eine hohe Linearität notwendig. Jedes an der Photokathode erzeugte Photoelektron muss unabhängig von seiner Entstehung gleich verstärkt werden. Nur so kann man sich sicher sein, dass die gemessenen Signale proportional zur einfallenden Lichtmenge bleiben. Eine nicht-lineare Verstärkung könnte dazu führen, dass einzelne Photonen unterschiedlich gewichtet werden, was wiederum systematische Fehler in der Signalanalyse verursachen würde. Da man im [SEM](#) eine Verstärkung von bis zu 10^7 erwartet, muss darauf geachtet werden, dass die PMTs im linearen Bereich der Verstärkungskurve betrieben werden. Im [IM](#) ist eine lineare Verstärkung besonders wichtig. Die gemessene Asymmetrie soll unabhängig von der PMT-Verstärkung sein. Nichtlinearität im [IM](#) könnte die gemessene Asymmetrie systematisch verfälschen.

Die Betriebsspannung des PMTs wird im [SEM](#) auf die vom Hersteller angegebene Nennspannung eingestellt. Die Nennspannung bezeichnet jene Hochspannung, bei der der PMT nach Spezifikation stabil arbeitet und die vorgesehene, lineare Verstärkung erreicht. Um eine Vergleichbarkeit zwischen [SEM](#) und [IM](#) zu gewährleisten, wird die Betriebsspannung des PMTs beim Wechsel vom [SEM](#) (10 Dynoden) in den [IM](#) (Dynoden) angepasst. Hierbei wird sichergestellt, dass die Spannungsabfälle pro Dynode in beiden Modi identisch sind. Auf diese Weise entsteht für beide Betriebsarten dieselbe Verstärkungs-Charakteristik. Es gilt:

$$U_{IM} \approx \frac{8}{13} \times U_{SEM} \quad (5.4)$$

Die Signalverstärkung beginnt mit der Sammeleffizienz (α), die bestimmt, wie viele der von der Photokathode emittierten Elektronen auf der ersten Dynode landen [36]. Die Sammlungseffizienz beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photoelektron die erste Dynode erreicht. Diese Wahrscheinlichkeit hängt direkt

von der Spannungsconfiguration ab. Eine zu niedrige Spannung reduziert die Geschwindigkeit der Elektronen, wodurch sie möglicherweise nicht die erste Dynode erreichen. Eine zu hohe Spannung hingegen könnte unerwünschte Effekte wie Sekundärelektronenstreuung hervorrufen. Die Sammeleffizienz ist wichtig, da sie die Grundlage für die Verstärkungskaskade bildet. Ein höherer Anteil an Elektronen auf der ersten Dynode maximiert die Signalstärke und minimiert Verluste in der Verstärkung. Die Sammeleffizienz hängt stark von der Spannung zwischen der Photokathode und der ersten Dynode ab. Daher ist eine optimierte Spannungsconfiguration notwendig, um die Trajektorien der Elektronen zu stabilisieren und sicherzustellen, dass sie die effektive Fläche der ersten Dynode erreichen. Für das P2-Experiment wird daher ein Spannungsteiler eingesetzt, der zwischen Kathode und erster Dynode einen dreifach höheren Spannungsabfall vorsieht als bei den nachfolgenden Dynodenstufen. Diese gezielte Spannungserhöhung gewährleistet eine maximale Sammeleffizienz und reduziert Verluste, die durch Elektronen entstehen, welche von ihrer idealen Bahn abweichen. Durch eine geeignete Wahl der Spannungen zwischen den Dynoden wird sichergestellt, dass sowohl im SEM- als auch im IM eine gleichbleibend hohe Signalqualität erreicht wird. Wie in [Abbildung 5.4](#) dargestellt, beeinflusst das elektrische Feld in der k - d_1 -Region die Trajektorien der Elektronen. Die Simulation zeigt, dass eine optimierte Spannungsanordnung eine gleichmäßige Fokussierung der Elektronen auf die erste Dynode gewährleistet. Dadurch werden Verluste minimiert und die Sammeleffizienz maximiert.

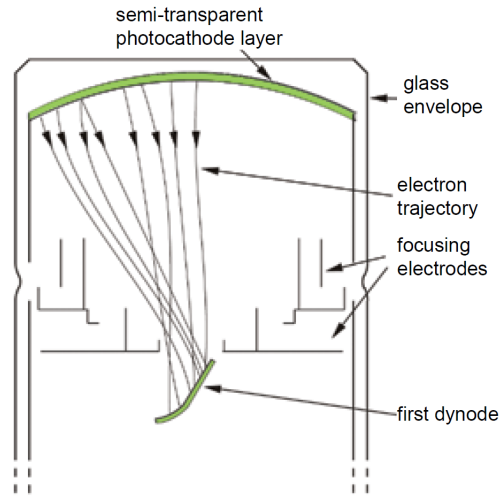


Abbildung 5.4: Simulierte Elektronentrajektorien zwischen der Photokathode (k) und der ersten Dynode (d_1). Das elektrische Feld in der k- d_1 -Region beeinflusst die Sammeffizienz, indem es die Elektronen auf die effektive Fläche der Dynode fokussiert [37].

Die für das P2-Experiment entwickelte Spannungsconfiguration balanciert diese Faktoren gezielt aus und sorgt für eine stabile und effiziente Elektronenkaskade. Sie erzielt eine hohe Sammeffizienz und reduziert auch systematische Fehler, die durch Verstärkungsschwankungen entstehen können. Bei hohen Elektronenströmen können nämlich Sättigungseffekte an den Dynoden auftreten, die zu einer nicht-linearen Verstärkung führen. Eine optimierte Spannungsverteilung stellt sicher, dass die Verstärkung sowohl im SEM als auch im IM linear und zuverlässig bleibt. Die technische Umsetzung und die Optimierung dieser Spannungsverteilung werden in Abschnitt 5.3 erläutert.

5.3 Spannungsteiler

Damit die PMTs das Cherenkov-Licht zuverlässig verstärken, muss ihre Hochspannungsversorgung optimal abgestimmt sein. Ein Spannungsteiler teilt die angelegte Hochspannung in festgelegte Teilspannungen für die Dynoden auf. Diese Spannungsverteilung bestimmt unmittelbar die Verstärkung, das Rauschverhalten und die Linearität der Ausgangssignale. Im Folgenden wird die Funktions-

weise des Spannungsteilers für beide Modi, [SEM](#) und [IM](#), sowie dessen Design für das P2-Experiment beschrieben. Obwohl beide Modi auf derselben PMT Grundlage basieren, unterscheiden sich ihre Anforderungen deutlich.

Im [SEM](#) liegt der Fokus auf der Detektion einzelner Ereignisse. Ein 155 MeV-Elektron erzeugt bei der Passage durch 1 cm SiO₂ in der Geant4-Simulation etwa 1094 Cherenkoves-Photonen [33]. Nur ein Bruchteil dieser Photonen erreicht die Photokathode der PMT. Dort werden Photoelektronen freigesetzt. Die PMTs sind so empfindlich, dass selbst einzelne Photonen zuverlässig detektiert und verstärkt werden können. Der [SEM](#) ist darauf ausgelegt, diskrete Ereignisse zu zählen und stabile Verstärkung für einzelne Photonenergebnisse zu gewährleisten.

Im [IM](#) werden dagegen kontinuierliche Signale über ein Zeitfenster von 1 μ s integriert. Hier wird die Anzahl der aktiven Dynoden reduziert, um hohe Ströme linear zu verstärken und nichtlineare Effekte zu vermeiden. Dies ermöglicht eine genaue Bestimmung der Gesamtladung.

Die Auslegung der Spannungsteiler für beide Modi stellt eine technische Herausforderung dar. So muss eine Balance zwischen Stabilität, Effizienz und Schutz der PMT gefunden werden. Dieses Kapitel behandelt die theoretischen Grundlagen, das technische Design und die praktische Implementierung der Spannungsteiler für das P2-Experiment.

Der Spannungsteiler besteht aus einer Reihe von Widerständen, die die Hochspannung in abgestufte Spannungen für die Dynoden der PMT aufteilt. Jede Dynode benötigt eine spezifische Spannung, um die Elektronen auf ihrer Bahn zu beschleunigen und Sekundärelektronen zu erzeugen. Der Spannungsabfall entlang der Kette ist proportional zu den Widerstandswerten.

Die Spannung an einer spezifischen Dynode U_i wird durch die folgende Beziehung beschrieben:

$$U_i = U_{\text{in}} \cdot \frac{\sum_{k=1}^n R_k}{\sum_{k=i}^n R_k} \quad (5.5)$$

U_{in} ist die gesamte Hochspannung, die in den Spannungsteiler eingespeist

wird, während R_k den Widerstand des jeweiligen Teilabschnitts und n die Gesamtanzahl der Widerstände darstellt.

Abbildung 5.5 zeigt die schematische Darstellung eines Spannungsteilers. Sie besteht aus einer Kette von Widerständen, die die Hochspannung auf die Dynoden D_1 bis D_{10} aufteilt. Der Bereich zwischen D_3 und D_7 wird durch Punkte dargestellt, da die Struktur der Widerstandskette hier unverändert bleibt. Die Kathode liegt auf einem negativen Hochspannungspotential und die Anode dient als Bezugspunkt der Erdung.

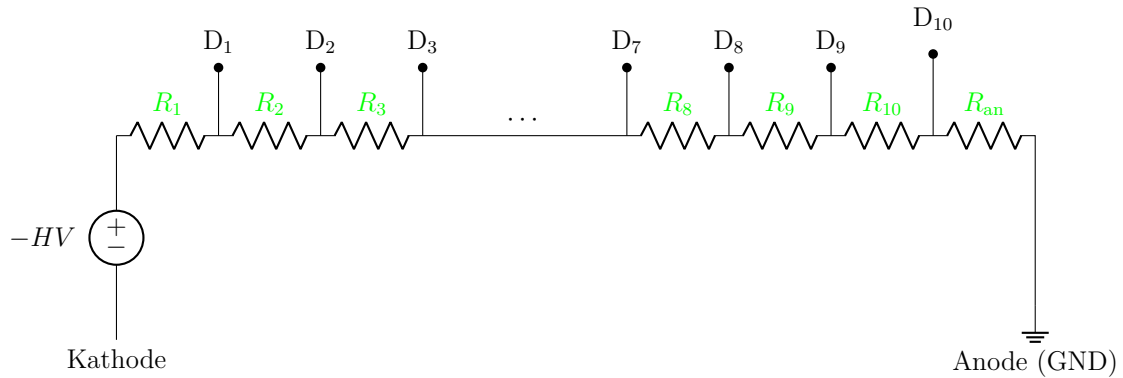


Abbildung 5.5: Ein Spannungsteiler für eine PMT mit 10 Dynoden. Die negative Hochspannung ($-HV$) liegt an der Kathode an, während die Anode als Bezugspunkt (GND) dient. D_1 bis D_{10} repräsentieren die einzelnen Spannungsstufen, die zur Elektronenverstärkung führen. Der Bereich zwischen D_3 und D_7 ist durch Punkte dargestellt, da die Struktur dort unverändert bleibt. R_{an} ist der Widerstand zwischen der letzten Dynode und der Anode.

5.3.1 Single Event Mode

In diesem Unterkapitel wird die Schaltung des Spannungsteilers für den SEM vorgestellt. Auf die Modifizierung dieser Schaltung für den integrierenden Modus, IM, wird anschließend eingegangen.

Die Hauptschaltung besteht aus einem Hochspannungs-Spannungsteiler, der die von einem externen Hochspannungsnetzgerät (HV-Supply) bereitgestellte Spannung auf die Dynoden des PMT verteilt. Seine zentrale Aufgabe ist die abgestufte Spannungsversorgung der Dynoden, die für die sekundäre Elektronenvervielfachung unerlässlich ist. Nur so lassen sich eine konstante Verstärkungscha-

rakteristik und reproduzierbare Messungen gewährleisten. Der Spannungsteiler erfüllt diese Funktion durch eine Kombination verschiedener elektronischer Bauelemente:

- **Widerstände** teilen die Hochspannung in abgestufte Dynodenspannungen auf.
- **Kondensatoren** unterdrücken Rauschen und glätten Spannungsschwankungen, wodurch hochfrequente Störungen reduziert werden.
- **Zener-Dioden** schützen vor Überspannungen und stabilisieren die Spannungsdifferenzen zwischen den Dynodenstufen.
- **FETs** wirken als aktive Spannungsregler und verhindern, dass Laständerungen die Spannungsverteilung beeinflussen.

Der Eingangsfilter in der Spannungsteiler-Schaltung

Der für das P2-Experiment vorgesehene PMT-Spannungsteiler beginnt mit einer Filterstufe, bestehend aus einer Induktivität L_{Filter} und dem Kondensator C_{Filter} , wie in [Abbildung 5.6](#) dargestellt. Diese Kombination unterdrückt, hochfrequente Störungen aus der Hochspannungsversorgung und verhindert unerwünschte Spannungsspitzen.

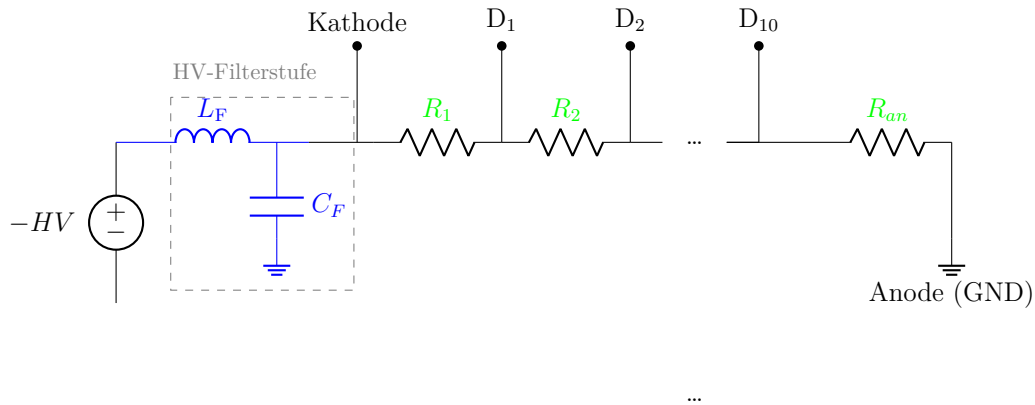


Abbildung 5.6: Spannungsteiler mit einem Eingangsfilter. Der Hochfrequenzfilter (L_{Filter} , C_{Filter}) ist in blau hervorgehoben und unterdrückt Störungen aus der Hochspannungsquelle ($-HV$). Der Spannungsteiler ist einfachheitshalber mit R_1 , R_2 und R_{an} dargestellt. D_1 und D_{10} markieren die Dynoden.

Dieser Filter ist notwendig, da PMTs und ihre Ausleseelektronik besonders empfindlich auf hochfrequente Störsignale reagieren. Der Kondensator C_F (1 nF) ist zwischen Hochspannung und Masse geschaltet, während die Induktivität L_F in die Hochspannungsleitung eingebunden ist. Gemeinsam bilden sie einen Tiefpassfilter, der die Gleichspannung ungehindert zum Spannungsteiler durchlässt, hochfrequente Störungen jedoch stark dämpft. So werden Schaltgeräusche, elektromagnetische Einstreuungen und Spannungsschwankungen von der nachgeschalteten Elektronik ferngehalten.

Die Wirkungsweise beruht auf der Ergänzung beider Bauelemente: C_F blockiert hochfrequente Signale, während L_F deren Wechselstromwiderstand erhöht und sie zusätzlich abschwächt. Gleichzeitig wirkt C_F als Pufferkondensator, indem er beim Ein- und Ausschalten auftretende transiente Überspannungen abfängt und überschüssige Ladung aufnimmt. Damit schützt die Filterstufe sowohl die PMT als auch die Ausleseelektronik vor kritischen Spannungsspitzen und trägt entscheidend zur Stabilität und Störsicherheit des gesamten Spannungsteilers bei.

Widerstände in der Spannungsteiler-Schaltung

Die Widerstände R_1 bis R_{10} und R_{an} teilen die Hochspannung in abgestufte Spannungen für die 10 Dynoden der PMT auf. Die Widerstandskette besteht aus $R_i = 3.3 \text{ M}\Omega$, wobei R_1 mit $3 \times 3.3 \text{ M}\Omega$ und R_{an} mit $2.4 \text{ M}\Omega$ beschaltet sind. Dadurch liegt zwischen der Kathode und der 1. Dynode eine dreifach höhere Spannung an als zwischen den anderen Dynoden. Der Strom durch den Spannungsteiler ergibt sich z. B. bei $U_{HV} = -1000 \text{ V}$:

$$I_{\text{Teiler}} = \frac{U_{HV}}{42.3 \text{ M}\Omega} = \frac{-1000 \text{ V}}{42.3 \text{ M}\Omega} \approx -23.8 \mu\text{A} \quad (5.6)$$

wobei U_{HV} die Hochspannung und R_{gesamt} der Gesamtwiderstand des Teilers ist. Die Spannungsabfälle an den Widerständen ergeben sich somit zu:

$$U_{R_2-R_{11}} = 23.8 \mu\text{A} \cdot 3.3 \text{ M}\Omega = 78.5 \text{ V}, \quad (5.7)$$

$$U_{R_1} = 3 \cdot 78.5 \text{ V} = 235.5 \text{ V}. \quad (5.8)$$

Hochohmige Widerstände begrenzen den Strom, was die Verlustleistung minimiert ($P = U \cdot I$). So wird eine unerwünschte Erwärmung vermieden, die die Betriebstemperatur der PMT erhöhen und damit Verstärkungsstabilität sowie Dunkelrate negativ beeinflussen könnte. Eine erhöhte Dunkelrate bedeutet zusätzliche thermisch erzeugte Elektronen, die das Ausgangssignal verfälschen. Hochohmige Widerstände garantieren zudem auch, dass die Spannungsteilung primär durch den Spannungsteiler bestimmt wird und nicht durch den Laststrom der Dynoden. Ohne hohe Widerstandswerte würde der Dynodenstrom die Spannungsverteilung stark beeinflussen, und die PMT könnte ihre Verstärkungsfunktion nicht mehr korrekt ausführen. Für den Betrieb im P2-Experiment gilt daher die Richtlinie, dass der Teilerstrom I_{Teiler} mindestens 100- bis 1000-fach größer sein sollte als der Anodenstrom I_A . Auf diese Weise bleibt die Spannungsverteilung auch bei Schwankungen der Elektronenrate stabil.

$$I_{\text{Teiler}} \geq 100 \cdot I_A, \quad (5.9)$$

$$I_{\text{Teiler}} \geq 1000 \cdot I_A \quad (5.10)$$

Der Teilerstrom ist hier der konstante Strom, der durch den gesamten Spannungsteiler von der Hochspannung zur Masse (GND) fließt. Der Anodenstrom wird hier durch die Photoelektronen erzeugt, die an der Kathode der PMT durch einfallende Photonen ausgelöst werden. Nach der letzten Dynode treffen die Elektronen schließlich auf die Anode und erzeugen den Signalstrom I_A . Er ist proportional zur Anzahl der einfallenden Photonen auf die Kathode. Während einer Strahlzeit mit einem P2-Detektor und einem PMT (ET-923) ist bei einer nominalen Betriebsspannung von 790 V und einer Elektronenstrahlrate von 4 kHz eine Messung mit einem [QDC](#) über 300 Sekunden durchgeführt worden. Dabei wurde ein [QDC](#)-Spektrum aufgenommen, aus dem eine akkumulierte An-

odenladung von 148.79 pC bestimmt wurde. Um den mittleren Anodenstrom der PMT zu berechnen, wird die während der Messzeit gesammelte Ladung Q_{Anode} durch die Gesamtzeit geteilt. Der Wert beträgt $I_{Anode} = 0.496$ pA und liegt somit im pA-Bereich. Im Vergleich dazu fließt durch die Teilerkette der PMT ein Strom $I_{Kette} = 18.8$ μ A. Damit ist der Teilerkettenstrom um mehrere Größenordnungen höher als der mittlere Anodenstrom.

Finale Spannungsstufe in der Spannungsteiler-Schaltung

Nach der Teilung der Spannung durch die Widerstände R_1 bis R_{10} , übernimmt R_{an} eine spezielle Funktion in der letzten Stufe des Spannungsteilers. Er erzeugt einen definierten Spannungsabfall zwischen Dynode 10 und der Anode, sodass die Elektronen mit einer kontrollierten Beschleunigung auf die Anode treffen. Ohne R_{an} würde die Spannungsdifferenz zwischen Dynode 10 und der Anode abrupt abfallen, was dazu führen könnte, dass die Elektronen mit überhöhter Energie auf die Anode prallen. Dies begünstigt Sekundäremissionen und erhöht damit das Signalrauschen. Zudem begrenzt R_{an} den Stromfluss zur Anode und wirkt als Dämpfungsglied.

Stabilisierungskondensatoren in der Spannungsteiler-Schaltung

[Abbildung 5.7](#) zeigt die erweiterten Komponenten der Verschaltung für den SEM. Parallel zu der Widerstandskette des Spannungsteilers sind Kondensatoren mit einer Kapazität von 4.7 nF geschaltet (die oberen Kondensatoren in [Abbildung 5.7](#)). Ihre Hauptfunktion besteht darin, die Spannungsverteilung zu stabilisieren und hochfrequente Störungen zu unterdrücken.

Diese Kondensatoren wirken als Spannungspuffer: Sie speichern Ladung und gleichen kurzfristige Potentialänderungen an den Dynoden aus.

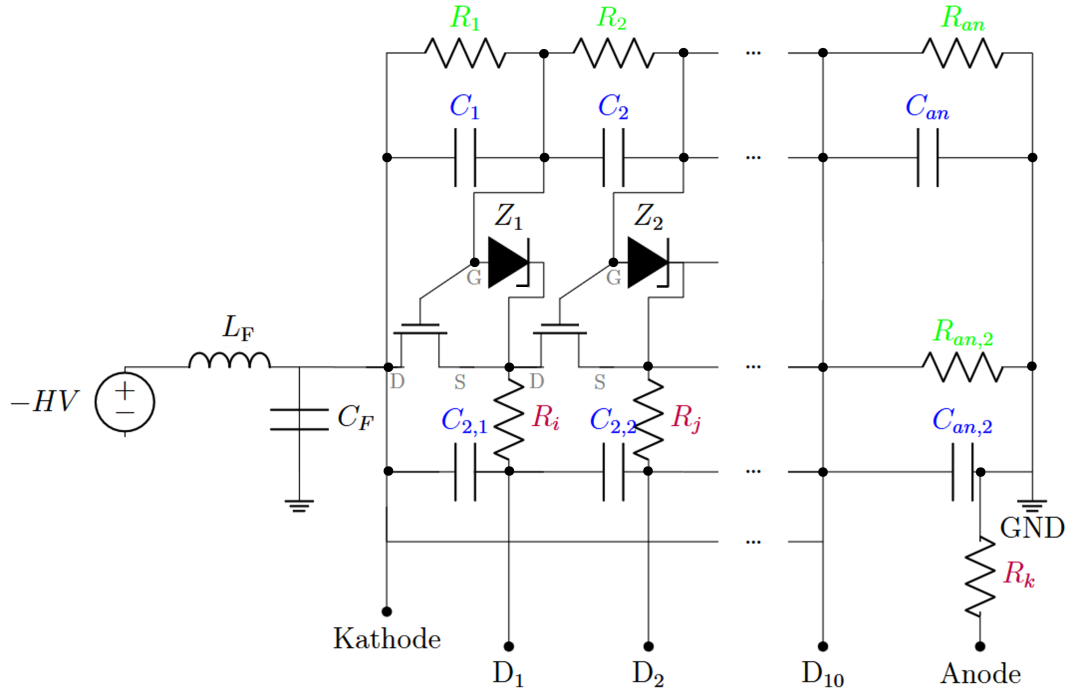


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des Spannungsteilers für den Single Event Mode (SEM). Der HochspannungsfILTER schützt vor Störungen und Spannungsspitzen. Die Widerstandskette definiert die Spannungsabfälle zwischen den Dynoden, während parallel geschaltete Kondensatoren (C_i) Spannungsschwankungen glätten. Zener-Dioden (Z_i) und MOSFETs stabilisieren die Spannungsverhältnisse, um eine gleichmäßige Verstärkung der PMT zu gewährleisten. Die Verbindung zur Anode stellt sicher, dass das verstärkte Signal verlustfrei zur weiteren Verarbeitung weitergeleitet wird. Im Rahmen zukünftiger Anpassungen für das P2-Experiment ist vorgesehen, den Widerstand R_1 durch eine Zener-Diode zu ersetzen, um die Spannungsstabilität an der ersten Dynode weiter zu verbessern (siehe Abbildung D.5 im Anhang).

So wird verhindert, dass plötzliche Laständerungen - etwas durch erhöhte Photoelektronenemission und den damit verbundenen zusätzlichen Dynodenstrom - die Spannungsabfälle an den Widerständen und damit die Verstärkung der PMT beeinflussen. Darüber hinaus filtert die obere Kondensatorreihe hochfrequente Signalanteile, die über die Widerstände in das System eingekoppelt werden könnten. Besonders am Gate des FETs trägt z. B. C_1 zur Spannungsstabilisierung bei, indem er schnelle Schwankungen unterdrückt und hochfrequente

Störungen eliminiert. Dadurch bleibt die Betriebsspannung der Dynoden stabil, und die Verstärkungscharakteristik der PMT wird zuverlässig aufrechterhalten. Eine detaillierte Analyse der unteren Kondensatorreihe erfolgt in einem späteren Abschnitt.

Zenerdioden in der Spannungsteiler-Schaltung

Parallel zur oberen Kondensatorreihe sind Zenerdioden mit einer Zenerspannung von $U_Z = 16\text{ V}$ geschaltet. Ihre Aufgabe ist es, Spannungsschwankungen zwischen den Dynoden auszugleichen und unkontrollierte Abweichungen zu verhindern.

Zenerdioden bleiben im Normalbetrieb inaktiv. Erst, wenn die Spannung an einer Dynodenstufe den Grenzwert überschreitet, beginnen sie leitend zu werden und leiten überschüssigen Strom ab. Sinkt die Spannung dagegen unerwartet stark ab, gleichen sie den Spannungsverlust aus, indem sie kurzfristig leitend schalten. Auf diese Weise stabilisieren sie die Spannungsverteilung entlang der Dynoden und verhindern, dass einzelne Stufen über- oder unterversorgt werden. Ein Beispiel verdeutlicht dies: Liegt die Spannung an Dynode 1 bei -940 V und an Dynode 2 bei -880 V , beträgt der Spannungsabfall 60 V . Steigt die Elektronenrate, kann die Spannung an Dynode 2 auf -900 V absinken, wodurch der Spannungsabfall nur noch 40 V beträgt. In diesem Fall übernimmt die Zenerdiode den Ausgleich, indem sie leitend wird und den Spannungsunterschied stabilisiert.

Die Zenerdioden schützen nicht nur die Dynoden, sondern auch die FETs (die später im Schaltbild zur aktiven Spannungsregelung hinzukommen). Falls durch eine Spannungsabweichung das Gate eines FETs eine zu hohe Spannung erhalten würde (z. B. -916 V statt -900 V), begrenzt die Zenerdiode diesen Wert auf die maximale Zenerspannung und verhindert so eine Überlastung des Bauteils.

MOSFETs in der Spannungsteiler-Schaltung

Die MOSFETs (Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistoren) im Spannungsteiler stabilisieren die Dynodenspannungen, selbst wenn sich der Elektronenstrom durch die PMT verändert. Ohne diese Regelung könnten Schwankun-

gen im Photonenstrom oder im Elektronenfluss die Spannungsverteilung zwischen den Dynoden stören und so die Verstärkung der PMT beeinträchtigen. Die FETs werden in einer Source-Follower-Schaltung betrieben. Der Gate G liegt über eine Zenerdiode auf einem stabilisierten Spannungsniveau und bleibt dadurch unabhängig von Lastschwankungen konstant. Die Source-Spannung S des FETs folgt dem Gate mit einem leichten Spannungsabfall (ca. 0.5 V), so dass sich die Source-Spannung bei -899.5 V stabilisiert, während das Gate auf -900 V gehalten wird. Der überschüssige Strom wird über den Drain dann zur GND-Leitung des Spannungsteilers abgeleitet.

Auf diese Weise verhindern die MOSFETs, dass Stromschwankungen zu plötzlichen Spannungsänderungen an den Dynoden führen. Das Ergebnis ist eine lineare Spannungsverteilung, eine konstante Verstärkung der PMT und eine erhöhte Betriebssicherheit. Gleichzeitig tragen sie zur längeren Lebensdauer der PMT bei, da sie unkontrollierte Laständerungen abfangen.

Stützkondensatoren in der Spannungsteiler-Schaltung

Die Stützkondensatoren (die unteren Kondensatoren in [Abbildung 5.7](#)) gleichen Spannungsschwankungen aus, die durch Änderungen im Elektronenstrom entstehen. Ohne diese Stabilisierung könnten plötzliche Laständerungen unerwünschte Spannungseinbrüche oder -spitzen verursachen und damit die Verstärkung der PMT beeinträchtigen. Die Stützkondensatoren puffern diese Schwankungen ab, indem sie Ladung aufnehmen oder abgeben und so die Spannung an den Dynoden konstant halten. Besonders am Source-Anschluss der FETs ist es wichtig, eine möglichst konstante Spannung zu haben, um die Dynodenspannungen präzise zu halten.

Während die obere Kondensatorreihe vor allem die allgemeine Spannungsverteilung stabilisiert und hochfrequente Störungen filtert, wirken die unteren Kondensatoren lokal an den Dynoden und glätten schnelle Schwankungen. Gemeinsam mit den MOSFETs bilden sie eine dynamische Regelung, die eine konstante Dynodenspannung sicherstellt. Dadurch bleibt die Verstärkung der PMT sowohl stabil als auch linear.

Einzelwiderstände in der Spannungsteiler-Schaltung

Die Widerstände R_i und R_j agieren als Strombegrenzungselemente. Bei plötzlichen Überspannungen, zum Beispiel durch externe Störungen, Schaltvorgänge oder Entladungen (wie einem Blitz), verhindern sie, dass zu hohe Ströme die MOSFETs oder die parallelgeschalteten Kondensatoren beschädigen. Nach dem Ohm'schen Gesetz ($I=U/R$) sinkt der Widerstand den Strompfad begrenzt. Auch im Betrieb können kurzzeitig erhöhte Dynodenströme auftreten, z. B. bei plötzlichen Anstiegen der Lichtintensität. Die Widerstände R_i und R_j dämpfen diese Stromspitzen, bevor sie die FETs oder die parallel geschalteten Kondensatoren erreichen, stabilisieren die Verstärkung der PMT und schützen die unteren Kondensatoren, die direkt mit der Source der FETs verbunden sind. Ohne die Widerstände R_i und R_j bestünde die Gefahr einer Überlastung und möglichen Beschädigung.

Ein weiterer kritischer Punkt ist der Umschaltvorgang zwischen SEM und IM. Während dieses Vorgangs wird die Verbindung zwischen der Anode und dem Vorverstärker kurzzeitig unterbrochen – es entsteht ein „offener Stromkreis“. Der Widerstand R_k stellt in diesem Moment einen definierten Strompfad zur Masse, GND, bereit. Dadurch wird verhindert, dass der Anodenstrom „schwebt“ und unkontrollierte Spannungsschwankungen oder Schäden an anderen Komponenten verursacht.

5.3.2 Integrating Mode

Der Spannungsteiler im IM ist eine angepasste Version des Spannungsteilers aus dem SEM. Ziel dieser Modifikation ist es, die PMT auch bei hohen Strömen (Kathodenströme im nA- und Anodenströme in μA -Bereich bei 155 MeV Elektronenstrahl) ohne Sättigung betreiben zu können.

Im SEM sind alle zehn Dynoden aktiv. Im IM hingegen werden die letzten fünf Dynoden (D6 bis D10) mit der Anode kurzgeschlossen, wodurch die Verstärkung des PMT reduziert und eine Sättigung aufgrund der größeren Stromsignale im IM verhindert wird.

Die Umschaltung zwischen den beiden Modi wird mittels MOSFET-Relais realisiert. Im Normalzustand ist der SEM aktiv (*Normally Closed*). Wird auf IM ge-

schaltet, trennen Doppelschalt-MOSFETs die Dynode D6-D10 voneinander und verbinden sich einzeln mit der Anode (*Normally Open*). Dadurch übernimmt die 6. Dynode die Funktion der Anode, während D7-D10 inaktiv sind.

Da diese Umschaltung im Hochspannungsbereich erfolgt, wird das Steuersignal (5V) galvanisch über Optokoppler entkoppelt. Diese verhindern Rückkopplungen, Spannungsspitzen und Schäden an der Niederspannungslogik. Zusätzlich schützt der Widerstand R_k , indem er während des Umschaltens überschüssigen Strom zur Masse ableitet.

Für den [IM](#) wird außerdem die Widerstandskette angepasst: Widerstände zwischen D6 und D10 sind parallel zu Einzelschalt-MOSFETs angeordnet. Im [IM](#) schalten diese durch, überbrücken die Widerstände und verkürzen so die Spannungsteilung auf D1-D5. Auch hier erfolgt die Ansteuerung über Optokoppler.

Die übrige Schaltung entspricht der des [SEM](#):

- Zenerdioden verhindern Überspannungen an den Dynoden.
- MOSFETs in Source-Follower-Konfiguration stabilisieren die Spannungen dynamisch bei Laständerungen.
- Stützkondensatoren wirken als lokale Puffer gegen schnelle Stromschwankungen.
- Der Eingangsfilter (L_{Filter} und C_{Filter}) unterdrückt hochfrequente Störungen und schützt vor Transienten.

Da Spannungsteiler und Vorverstärker auf einem gemeinsamen Modul integriert sind ([DivA-Board](#)), ist auch der Vorverstärker für beide Betriebsmodi ausgelegt. [Abbildung 5.10](#) zeigt das kombinierte Modul mit Spannungsteiler und Vorverstärker, wie es im P2-Experiment eingesetzt wird.

5.4 Vorverstärker

Im P2-Experiment wird ein Transimpedanzverstärker eingesetzt, der den Anodenstrom des PMTs in eine proportionale Spannung umwandelt. Diese Signalwandlung ist notwendig, damit das Signal für die nachfolgende Digitalisierung

aufbereitet und das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert wird. Der Signalverlauf im [SEM](#) und [IM](#) unterscheidet sich grundlegend. Im [SEM](#) werden einzelne Photoelektronen von der Photokathode ausgelöst und vervielfacht. Im [IM](#) ist der kontinuierliche Strom an der Anode proportional zur einfallenden Lichtintensität und wird innerhalb eines Integrationsfensters von etwa $1\ \mu\text{s}$ integriert. Die gesamte Ladung, die während des Integrationszeitraums entsteht, bildet das Signal. Die Verstärkung muss besonders stabil und linear sein, um Verzerrungen bei der Summenladung zu vermeiden.

5.4.1 Vorverstärker im Single Event Mode

Im [SEM](#) kommt eine zweistufige Verstärkungsstufe zum Einsatz, [Abbildung 5.8](#). Dabei wird ein Hochgeschwindigkeits-Operationsverstärker THS3202D verwendet. Der THS3202D zeichnet sich durch eine hohe Verstärkungsbandbreite von 1.8 GHz aus und besitzt einen niedrigen Rauschpegel. Die Schaltung ist als nicht-invertierender Verstärker ausgelegt. Zunächst gelangt das PMT-Anodensignal über ein passives Netzwerk an den Eingang des Verstärkers. Eine Schutzdiode am Eingang leitet mögliche Spannungsspitzen sicher ab und verhindert so Schäden am Operationsverstärker. Ein Relais übernimmt die Signalumschaltung zwischen den beiden Betriebsmodi.

Ein Relais schaltet zwischen den Betriebsmodi, [SEM](#) und [IM](#). Im [SEM](#) wird das PMT-Signal direkt an den Verstärker weitergeleitet, sodass einzelne Pulssignale erfasst werden können. Im [SEM](#) kommt eine zweistufige Verstärkungsstufe zum Einsatz.

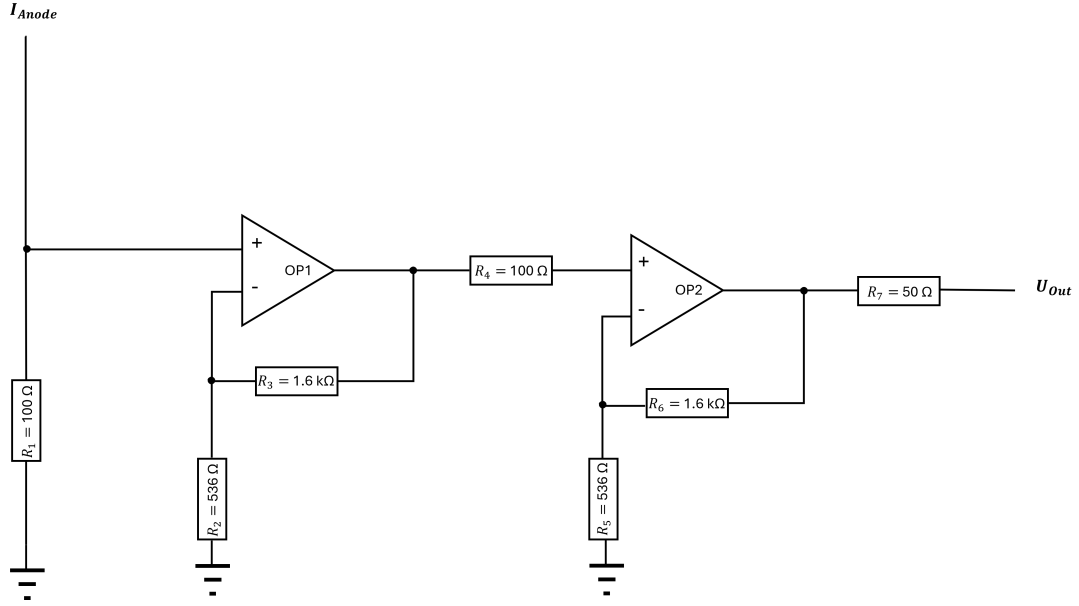


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung des Vorverstärkers im Single Event Mode. Die Schaltung umfasst eine zweistufige Verstärkung, bestehend aus einer Strom-Spannungs-Wandlung (erste Stufe, OP1) und einer weiteren Verstärkungs- und Impedanzanpassung (zweite Stufe, OP2). Die Widerstände R_1 bis R_7 legen die Verstärkung, Eingangsimpedanz und Signalform fest.

Erste Verstärkerstufe

Das PMT-Signal wird an den nicht-invertierenden Eingang des THS3202D geführt. Damit das Signal verzerrungsfrei verstärkt werden kann, muss der Arbeitspunkt des Verstärkers im linearen Bereich seiner Versorgung liegen. Bei der symmetrischen Versorgung von ± 5 V bedeutet es, dass sich das Ausgangssignal möglichst im Bereich um 0 V bewegt, ohne die Spannungsgrenzen zu erreichen. Die Rückkopplung erfolgt über die Widerstände $R_2 = 536 \Omega$ (vom negativen Eingang nach Masse) und $R_3 = 1.6 \text{ k}\Omega$ (vom Ausgang zurück zum negativen Eingang). Daraus ergibt sich für den nicht-invertierenden Verstärker die Verstärkung G der ersten Stufe:

$$G = 1 + \frac{R_3}{R_2} = 1 + \frac{1600 \Omega}{536 \Omega} \approx 3.99 \quad (5.11)$$

Das bedeutet, dass das Eingangssignal mit einem Faktor von 4 verstärkt wird, bevor es zur nächsten Stufe gelangt. Der zusätzliche Widerstand $R_1 = 100\ \Omega$ am Eingang stellt einen definierten Massebezug sicher und verbessert die Stabilität, indem er Rauschen reduziert und Reflexionen dämpft. Eine korrekte Impedanzanpassung zwischen dem PMT-Ausgangssignal und dem Verstärkereingang ist wichtig, um Signalverzerrungen bei schnellen Pulsen zu vermeiden. Schließlich sorgt der Widerstand R_4 mit $100\ \Omega$ in der Rückkopplungsschleife für eine Begrenzung des Stromflusses und verhindert Oszillationen des Verstärkers.

Zweite Verstärkerstufe

Das verstärkte Ausgangssignal der ersten Stufe wird an den Eingang der zweiten Stufe geleitet, wo es ein weiteres Mal verstärkt wird. Die Rückkopplung erfolgt über R_5 mit $536\ \Omega$ und R_6 mit $1.6\ \text{k}\Omega$, was erneut einer Verstärkung von $G = 4$ entspricht. Ein Abschlusswiderstand $R_7 = 50\ \Omega$ sorgt dafür, dass die Impedanz des Verstärkerausgangs an die Eingangsimpedanz des folgenden [QDC-Moduls](#) angepasst ist und verhindert Reflexionen.

Gesamte Verstärkungskette

Die zweistufige Konfiguration ergibt eine Gesamtverstärkung von $G = 16$. Damit wird das ursprüngliche PMT-Signal um das 16-fache verstärkt, bevor es in die nachfolgende Signalverarbeitung eingespeist wird.

Widerstandsnetzwerk am Eingang

Zwischen der Anode des PMTs und dem Eingang des Vorverstärkers befindet sich ein Widerstandsnetzwerk, das als Stromteiler wirkt. Dieses Netzwerk besteht aus zwei parallel geschalteten Widerständen:

- $R_1 = 100\ \Omega$ zwischen Anode und nicht-invertiertem Eingang,
- $R_k = 470\ \Omega$ zwischen Anode und Masse (Teil der Spannungsteilerschaltung)

Diese Konfiguration bestimmt die effektive Eingangsimpedanz. Sie berechnet sich zu:

$$\frac{1}{R_{\text{eff}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_k} \quad (5.12)$$

Einsetzen der Werte ergibt:

$$R_{\text{eff}} \approx 82.46 \, \Omega \quad (5.13)$$

Diese Abschlussimpedanz wirkt reflektionsdämpfend und stabilisiert die Übertragung schneller PMT-Pulse. Dieser Wert ist nicht nur für den Betrieb im [SEM](#) relevant, sondern muss auch im [IM](#) berücksichtigt werden.

5.4.2 Vorverstärker im Integrating Mode

Der Vorverstärker im integrierenden Modus ([IM](#)) ist darauf ausgelegt, den kontinuierlichen Anodenstrom des PMT zu verarbeiten. Wie in [Abbildung 5.9](#) dargestellt, wandelt die Schaltung das schwache Anodensignal in eine stabile, störungsfreie Spannung um, die anschließend für die weitere Verarbeitung genutzt wird. Dies erfolgt über eine Kombination aus Strom-zu-Spannungs-Umwandlung und differenzieller Signalverarbeitung.

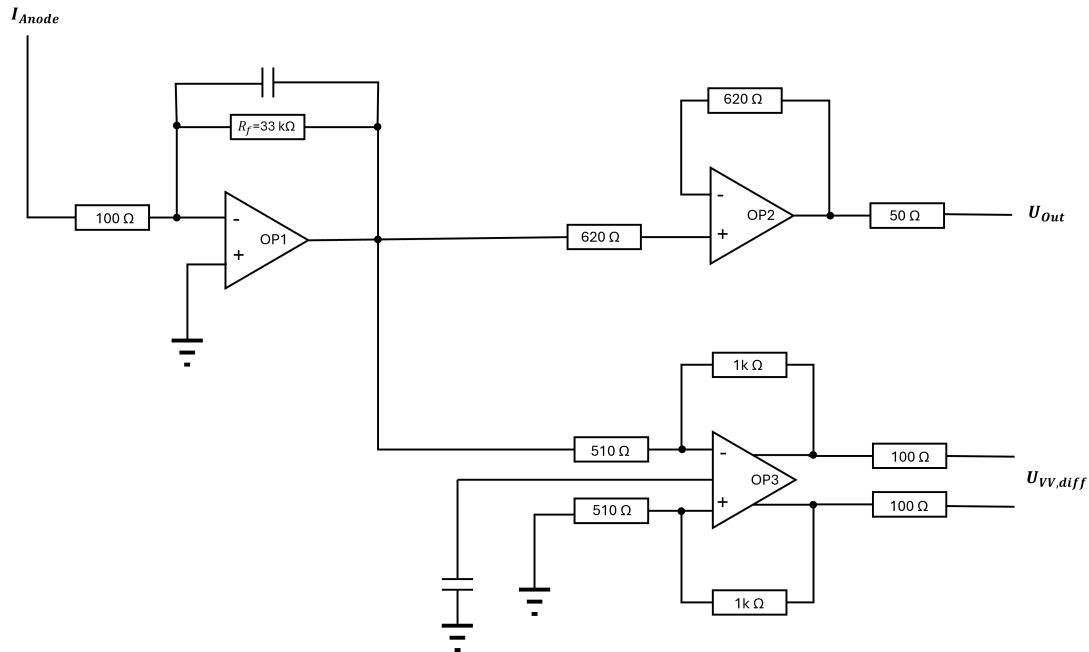


Abbildung 5.9: Verschaltung des Vorverstärkers im Integrating Mode [IM](#). Der Photomultiplier liefert einen kontinuierlichen Strom, der über einen Transimpedanzverstärker mit einem Rückkopplungswiderstand $R_f = 33 \text{ k}\Omega$ in eine Spannung umgewandelt wird. Die zweite Verstärkerhälfte desselben Bausteins (OP2, AD8066ARZ) bereitet das Signal weiter auf, während OP3 (AD8132ARZ) das differentielle Ausgangssignal erzeugt. Das Ausgangssignal steht sowohl als differentielles Signal (unterer Pfad) als auch als Single-Ended-Signal (oberer Pfad) zur Verfügung. Für das P2-Experiment wird ausschließlich der differentielle Ausgang verwendet; der Single-Ended-Pfad dient zu Testzwecken.

Der Anodenstrom des PMTs wird direkt in den Vorverstärker eingespeist. Über ein Relais wird sichergestellt, dass das Signal nur im [IM](#) zur Strom-Spannungswandlung weitergeleitet wird, im [SEM](#) bleibt dieser Pfad „deaktiviert“.

Erste Verstärkerstufe: Transimpedanzverstärker

Die erste Verstärkerstufe basiert auf dem Operationsverstärker AD8066ARZ. In dieser Konfiguration arbeitet er als Transimpedanzverstärker. Er wandelt den PMT-Anodenstrom, typischerweise in μA -Bereich, in eine proportionale Spannung um. Der Rückkopplungswiderstand $R_{f,1} = 33 \text{ k}\Omega$ legt die Verstärkung fest. Nach dem Ohm'schen Gesetz ergibt sich:

$$U_{\text{out}} = 33 \text{ k}\Omega \cdot I_{\text{in}} \quad (5.14)$$

Ein parallel geschalteter Kondensator $C_1 = 10 \text{ pF}$ unterdrückt hochfrequente Störungen und verhindert Schwingungen des Verstärkers.

Signalaufbereitung: Single-Ended und Differenziell

Nach der Transimpedanzstufe wird das Signal auf zwei Pfade verteilt:

1. Single-Ended-Ausgang

- Über denselben Operationsverstärker wird ein Signal mit Verstärkung 1 ausgegeben.
- Diese Stufe fungiert als Spannungsfolger, bietet eine niedrige Ausgangsimpedanz und belastet die vorherige Stufe nicht.
- Sie dient vor allem Test- und Diagnosezwecken, etwa für Oszilloskop-Messungen während Entwicklung und Kalibrierung

2. Differenzieller Ausgang

Der AD8132ARZ erzeugt aus dem ursprünglichen Signal ein symmetrisches differenzielles Signal. Dabei werden zwei Signale erzeugt: ein positives und ein invertiertes. Die Differenz dieser beiden Signale trägt die eigentliche Information. Durch die Differenzbildung werden Gleichtaktstörungen automatisch unterdrückt. Dies ist besonders wichtig, da im P2-Experiment Kabelwege von bis zu 60 m verwendet werden. Die Verstärkung des AD8132ARZ ist auf Faktor 2 eingestellt. Damit gilt:

$$U_{\text{VV, diff}} = 2 \cdot U_{\text{out}} = 2 \cdot (33 \text{ k}\Omega \cdot I_{\text{in}}) = 66 \text{ k}\Omega \cdot I_{\text{in}} \quad (5.15)$$

Beispiel: Ein Eingangsstrom von $10 \text{ }\mu\text{A}$ erzeugt eine differentielle Ausgangsspannung von 0.66 V .

5.4.2.1 Testfunktion im Integrating Mode

Für Diagnosen verfügt der Vorverstärker im [IM](#) über eine Testfunktion. Dies ermöglicht es, den Verstärkerbetrieb auch ohne ein anliegendes PMT-Signal zu überprüfen. Ein Relais schaltet gezielt einen definierten Teststrom auf den Eingang. Die Testspannung beträgt 4.5 V und liegt an einem Widerstand von 200 k Ω , wodurch ein konstanter Teststrom erzeugt wird:

$$I_{\text{Test}} = \frac{4.5 \text{ V}}{200 \text{ k}\Omega} = 22.5 \mu\text{A} \quad (5.16)$$

Dieser Strom simuliert den Anodenstrom des PMTs und durchläuft die Transimpedanzstufe. Dadurch entsteht eine definierte Ausgangsspannung, die an beiden Ausgängen messbar ist. So kann die Signalverarbeitung des Vorverstärkers geprüft werden, ohne dass das PMT aktiv sein muss. Durch die feste Spannung und den definierten Widerstand kann die Verstärkung des Vorverstärkers gemessen werden. Abweichungen von den erwarteten Werten können schnell erkannt werden.

Wie bereits im [Unterabschnitt 5.4.1](#) erläutert, ergibt sich durch die Parallelschaltung von R_1 und R_k eine effektive Impedanz von 82.5 Ω zwischen der PMT-Anode und dem Vorverstärkereingang. Diese Konfiguration bleibt auch im [IM](#) bestehen und muss bei der Signalberechnung berücksichtigt werden.

Der Vorverstärker ist zusammen mit dem Spannungsteiler auf einem gemeinsamen Modul integriert - dem sogenannten [DivA-Board](#) (Voltage Divider and preAmplifier Board). Es vereint die Funktionen der Spannungsteilung und der effektiven Signalverstärkung auf einem einzigen Modul ([Abbildung 5.10](#)).

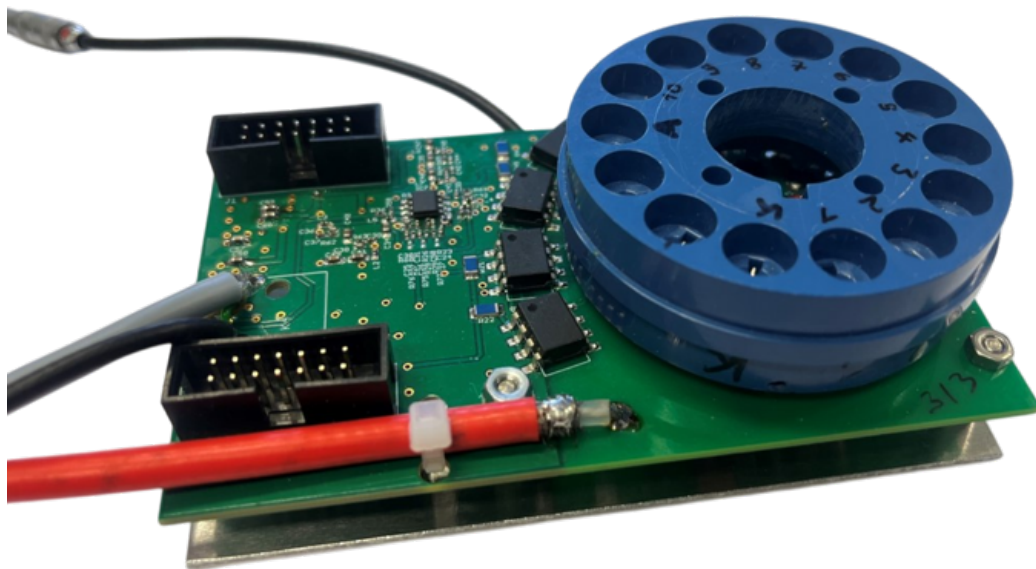


Abbildung 5.10: Diva-Board mit integriertem Spannungsteiler und Vorverstärker. Rechts ist die blaue PMT-Fassung zu sehen, in der der Photomultiplier eingesockelt wird. Die schwarzen MOSFETs in der Mitte realisieren die Umschaltung zwischen **SEM** und **IM**. Die rote Leitung links führt die Hochspannung zu. Die beiden schwarzen Steckverbinder dienen zur Weiterleitung der Niederspannungsversorgung, zur Steuerung der Betriebsmodi und zur Aktivierung des Teststroms im **IM**. Über Flachbandkabel ist eine Daisy-Chain-Verbindung mehrerer Module möglich. Die kompakte Integration beider Funktionseinheiten auf einer Platine vereinfacht die Montage im Detektor und ermöglicht den Betrieb in beiden Modi.

5.5 PMT-Verstärkungsmessung

Die PMT-Verstärkung gibt an, wie stark die an der Photokathode ausgelösten Photoelektronen innerhalb der PMTs vervielfacht werden, bevor sie als elektrische Ladung an der Anode ankommen. Die Verstärkung eines PMTs hängt nicht nur von der angelegten Hochspannung ab, sondern auch von individuellen Fertigungsmerkmalen, insbesondere von der Dynodenbeschichtung. Daher muss jedes PMT individuell charakterisiert werden, auch wenn es sich um baugleiche Typen handelt. Da im **SEM** und im **IM** unterschiedliche Signalpfade genutzt werden,

unterscheidet sich auch die resultierende Gesamtverstärkung des deutlich.

- **SEM:** Einzelne Photoelektronen erzeugen diskrete Ladungspulse, die mit einem **QDC** (Charge-to-Digital Converter) erfasst werden. Die Verstärkungsmessung basiert hier auf der Analyse dieser Einzelpulse.
- **IM:** Die letzten fünf Dynoden sind direkt mit der Anode verbunden. Statt einzelner Pulse wird ein kontinuierlicher Anodenstrom gemessen, der proportional zum auf den Detektor treffenden Elektronenstrahl ist. Die Verstärkung bestimmt dabei unmittelbar, wie zuverlässig der gemessene Strom das tatsächliche Strahlsignal widerspiegelt.

Die genaue Kenntnis der PMT-Verstärkung ist entscheidend, um die gemessenen Signale eindeutig auf die zugrunde liegende Anzahl von Photoelektronen zurückzuführen. Nur so lassen sich verschiedene PMTs oder Betriebsmodi vergleichen. Eine unkalibrierte oder driftende Verstärkung könnte zu systematischen Fehlern in der Signalverarbeitung führen. Daher werden in den folgenden Abschnitten die experimentellen Aufbauten zur Verstärkungsmessung für beide Betriebsmodi vorgestellt.

5.5.1 Verstärkung im Single Event Mode

Die Verstärkungsmessung im **SEM** basiert auf der Analyse einzelner Photoelektronenereignisse. Dazu wird eine gepulste Lichtquelle verwendet, die einzelne oder wenige Photoelektronen pro Lichtpuls erzeugt. Das dabei entstehende Einzel-Photoelektronen-Spektrum (EPE) erlaubt Rückschlüsse auf die Verstärkung und Auflösung des PMTs.

Die Elektronenvervielfachung eines PMTs erfolgt stufenweise über die Dynoden und lässt sich idealisiert durch eine Potenzfunktion der Hochspannung beschreiben:

$$G_{PMT} = A \cdot U^{kn} \quad (5.17)$$

Hierbei ist G_{PMT} die Gesamtverstärkung, U die angelegte Hochspannung, n die Anzahl der Dynodenstufen, k ein dynodenabhängiger Verstärkungskoeffizient

und A ein gerätespezifischer Vorfaktor. Um diesen Zusammenhang grafisch auszuwerten, wird die Gleichung üblicherweise logarithmiert. Dadurch ergibt sich eine lineare Beziehung in einer doppelt-logarithmischen Darstellung:

$$\log G_{PMT} = \log A + kn \cdot \log U \quad (5.18)$$

Die Steigung dieser Gerade entspricht dem Faktor kn , der die Verstärkungsdynamik des jeweiligen PMTs charakterisiert. Für typische PMTs mit zehn Dynoden liegt k im Bereich 0.6 bis 0.8. Dieser Bereich ist durch empirische Daten, Herstellerangaben oder Literaturwerte belegt [36].

Für die detaillierte Analyse wurde eine verfeinerte Form der Verstärkungsgleichung verwendet, die die Spannungsteilung über alle Dynoden explizit berücksichtigt:

$$G_{PMT} = a^n \left(\frac{U}{n+1} \right)^{kn}. \quad (5.19)$$

Dabei beschreibt a den mittleren Verstärkungsfaktor pro Dynodenstufe, während der Term $(U/(n+1))$ die gleichmäßige Aufteilung der Gesamtspannung über die $n+1$ Zwischenräume zwischen Kathode, Dynoden und Anode berücksichtigt. Beide Formulierungen sind äquivalent, da sich die empirische Konstante A der obigen Gleichung als $A = a^n(n+1)^{-kn}$ schreiben lässt. Die Unsicherheit der Verstärkung ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung der Parameter a und k :

$$\Delta G_{PMT} = \left(\left[na^n(n+1)^{-kn} U^{kn} (\log U - \log(n+1)) \cdot \delta k \right]^2 + \left[na^{n-1}(n+1)^{-kn} U^{kn} \cdot \delta a \right]^2 \right)^{1/2} \quad (5.20)$$

Diese Form erlaubt eine realistische Abschätzung der Unsicherheit der PMT-Verstärkung, da sie sowohl dynodenabhängige Schwankungen als auch Varia-

tionen des Einzelstufenfaktors a berücksichtigt. Die so bestimmte Unsicherheit ΔG_{PMT} wird in den folgenden Auswertungen, insbesondere bei der Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen N_{PE} , als Beitrag zur Gesamtunsicherheit der Verstärkung einbezogen.

In der Praxis treten Abweichungen vom idealisierten Modell auf, bedingt durch Unterschiede in Dynodenbeschichtung, Geometrie, Fertigungstoleranzen oder Alterungseffekte. Auch Raumladungseffekte bei hohen Strömen können zu Nicht-linearitäten führen. Deshalb ist es unerlässlich, jede einzelne PMT individuell zu charakterisieren und zu kalibrieren. Eine regelmäßige Kalibrierung stellt sicher, dass alle eingesetzten PMTs eine vergleichbare Antwort liefern und das Gesamtsystem reproduzierbar arbeitet.

Die Signale werden mit einem Charge-to-Digital Converter (**QDC**) ausgewertet, der die vom PMT abgegebene Ladung pro Lichtimpuls digitalisiert. Da der **QDC** nicht nur bei der Verstärkungsmessung, sondern auch im P2-Experiment zum Einsatz kommt, wird seine Funktionsweise gemeinsam mit anderen Signalwandlern im nächsten Kapitel ausführlich behandelt ([Kapitel 6: Signalwandler](#)).

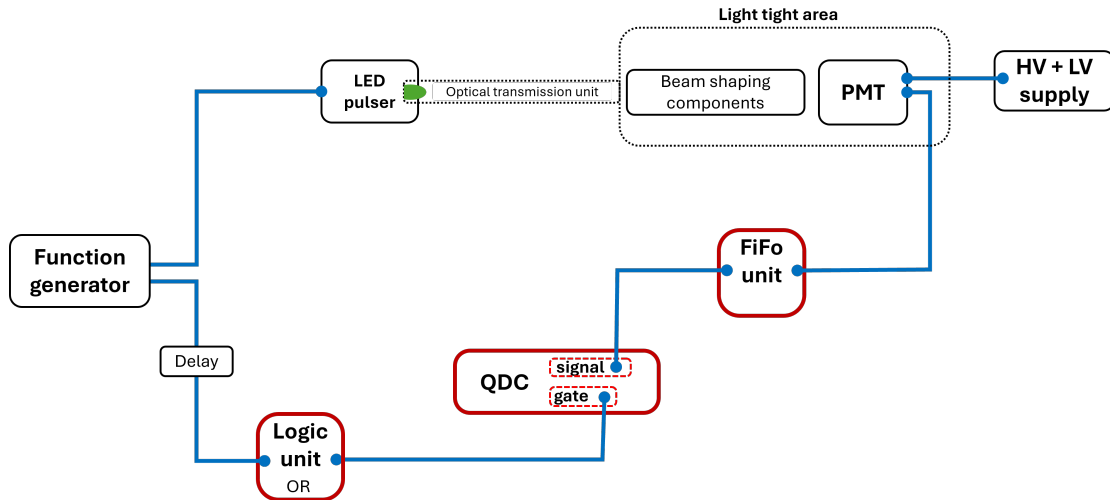


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die Verstärkungsmessung im Single Event Mode

Für die Messung wird eine 470-nm-LED mit periodischen Rechtecksignalen angesteuert. Dadurch entstehen kurze Lichtimpulse im Nanosekundenbereich. Optische Elemente wie Neutralsichtfilter und Strahlteiler justieren die Intensi-

tät so, dass pro Impuls im Mittel nur ein Photoelektron erzeugt wird. Das Licht gelangt über einen Lichtwellenleiter direkt auf die Photokathode des PMTs, wo durch den photoelektrischen Effekt Elektronen ausgelöst werden. Diese Primärelektronen werden im Inneren des PMTs durch zehn Dynodenstufen verstärkt. Da die verwendete PMT-Base bereits einen Vorverstärker integriert hat, erfolgt die Signalaufbereitung direkt auf der Platine. Die vollständige Verstärkungskette reicht somit von der Photokathode über die Dynoden bis zum Ausgang des Vorverstärkers.

Das verstärkte PMT-Signal wird dem [QDC](#) zugeführt. Zur Anpassung des Signalpegels an dessen Eingangsbereich wird ein Fan-In/Fan-Out-Modul verwendet. Damit können Offset und Polarität angepasst werden, da der [QDC](#) nur innerhalb eines bestimmten Eingangsspannungsbereichs korrekt arbeitet. Das Triggersignal stammt vom Funktionsgenerator, der die LED ansteuert, und wird an den QDC geleitet. Das Triggersignal des Funktionsgenerators wird über eine OR-Logik mit dem PMT-Signal verknüpft. Auf diese Weise registriert der QDC nur Ereignisse, die zeitlich mit dem LED-Puls zusammenfallen. Zufällige Hintergrundereignisse, die außerhalb dieses Zeitfensters auftreten, werden effektiv unterdrückt. Die vom QDC digitalisierten Signale werden anschließend histogrammiert. Das resultierende EPE-Spektrum erlaubt die Bestimmung der Verstärkung. Während der Teststrahlzeitmessungen wurden sowohl Prototypen als auch für P2 vorgesehene PMTs charakterisiert ([Tabelle 5.2](#)).

Seriennummer	Typ	HV-Bereich [V]
ET-518	Prototyp	800 – 1050
ET-120	Prototyp	700 – 1200
ET-923	P2	700 – 1200
ET-873	P2	750 – 1000

Tabelle 5.2: Übersicht der im Experiment verwendeten Photomultiplier (PMTs). Die als „Prototyp“ gekennzeichneten Röhren stammen aus frühen Testphasen, während die „P2“-Typen für den regulären Betrieb im Experiment vorgesehen sind.

Die Verstärkungskurven ([Abbildung 5.12](#)) zeigen die erwartete Abhängigkeit der Verstärkung von der angelegten Hochspannung. Für die Auswertung wurde

jeweils ein Fit mit der Potenzfunktion $G_{PMT} = A \cdot U^{kn}$ durchgeführt (Tabelle 5.3).

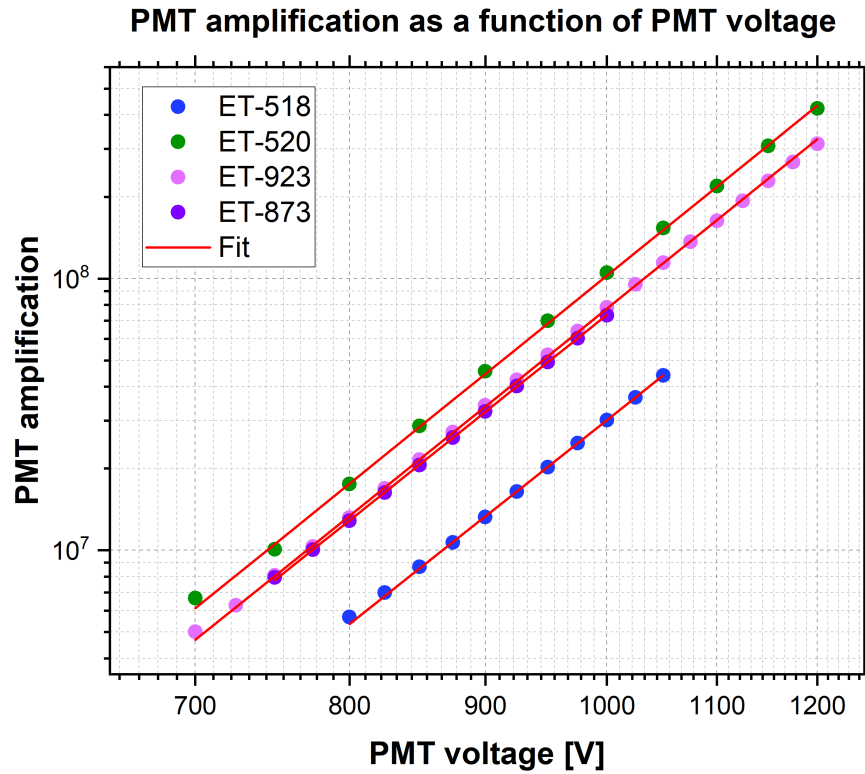


Abbildung 5.12: Verstärkungskurven der untersuchten PMTs im Single Event Mode. Die Verstärkung wurde jeweils über eine doppelt-logarithmische Anpassung an die Funktion $G = A \cdot U^{kn}$ bestimmt. Unterschiede in der Steigung deuten auf individuelle Verstärkungseigenschaften hin.

PMT	$k \pm \Delta k$	$a \pm \Delta a$
ET-518	0.760 ± 0.005	0.182 ± 0.004
ET-520	0.784 ± 0.006	0.184 ± 0.005
ET-923	0.780 ± 0.002	0.183 ± 0.002
ET-873	0.778 ± 0.002	0.183 ± 0.002

Tabelle 5.3: Fit-Parameter der Verstärkungskurven aus Abbildung 5.12. Die Werte k und $a = \log(A)$ stammen aus einer doppelt-logarithmischen Anpassung an die Funktion $G = A \cdot U^{kn}$.

Die Messdaten bestätigen die lineare Beziehung in doppelt-logarithmischer Darstellung mit Steigungen zwischen $k \approx 0.76$ und $k \approx 0.784$ im typischen Bereich für 10-stufige PMTs. Ein Vergleich zeigt, dass die beiden für das P2-Experiment vorgesehenen Röhren (ET-923 und ET-873) bei gleicher Hochspannung eine höhere Verstärkung aufweisen als die Prototypen-PMTs (ET-518 und ET-520). Besonders ET-518 weist eine deutlich geringere Gesamtverstärkung auf, vermutlich durch eine reduzierte Sekundäremission an den Dynoden oder Alterungseffekte der Photokathode. ET-520 liefert hingegen eine relativ hohe Verstärkung. Die beiden P2-PMTs zeigen nahezu identische Verstärkungsverläufe, was auf eine homogene Fertigung hindeutet.

5.5.2 Verstärkung im Integrating Mode

Im integrierenden Modus ([IM](#)) wird eine PMT-Verstärkung nicht aus diskreten Einzelpulsen, sondern aus dem kontinuierlichen Anodenstrom bestimmt, der proportional zur Photonenrate an der Kathode ist. Zur Messung wird der Anodenstrom im normalen Betrieb mit dem [DivA-Board](#) dem Kathodenstrom im unverstärkten Zustand gegenübergestellt. Letzterer wird mit einer Unitary-Gain-Base erfasst, bei der alle Dynoden direkt mit der Anode verbunden sind, sodass keine Elektronenvervielfachung stattfindet. Unter identischen Lichtbedingungen ergibt sich die Verstärkung:

$$G = \frac{I_{\text{Anode, DivA}}}{I_{\text{Kathode, Unitary-Gain}}} \quad (5.21)$$

Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zeigt [Abbildung 5.13](#).

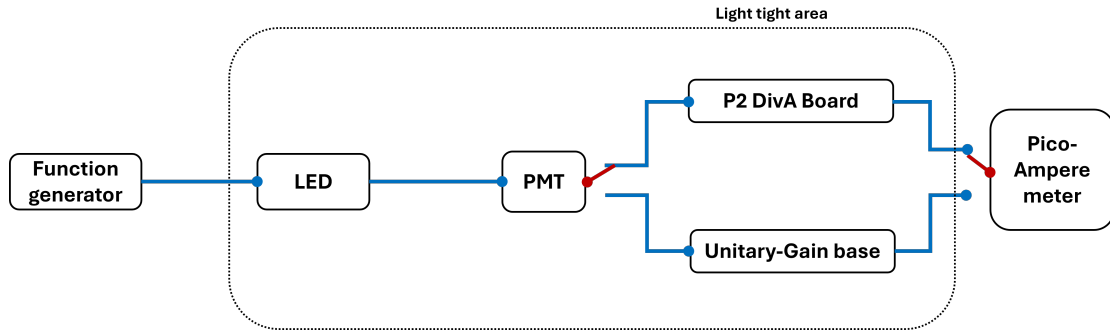


Abbildung 5.13: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die Verstärkungsmessung im integrierenden Modus, inklusive PMT, LED-Lichtquelle, [DivA-Board](#) und Zero-Gain Base. Die Messströme werden über ein Picoampere-meter erfasst.

Die LED-Lichtquelle erzeugt kontinuierliche Strahlung auf die Photokathode, deren Intensität über die Betriebsspannung gesteuert wird. Zunächst wird der verstärkte Anodenstrom mit [DivA-Board](#) gemessen, anschließend - bei gleicher Beleuchtung - der Kathodenstrom mit Unitary-Gain-Base. Um Drift zu vermeiden, wird die LED vor der Messung thermisch stabilisiert und die Offsetströme beider Konfigurationen bestimmt. Der korrigierte Messwert lautet:

$$I_{\text{korrigiert}} = I_{\text{gemessen}} - I_{\text{offset}} \quad (5.22)$$

Die gemessenen Anodenströme in Abhängigkeit vom jeweiligen Kathodenstrom sind in [Abbildung 5.14](#) dargestellt. Für alle vier getesteten PMTs zeigt sich im Bereich kleiner Ströme eine nahezu lineare Beziehung, wie es bei idealer Verstärkung zu erwarten wäre.

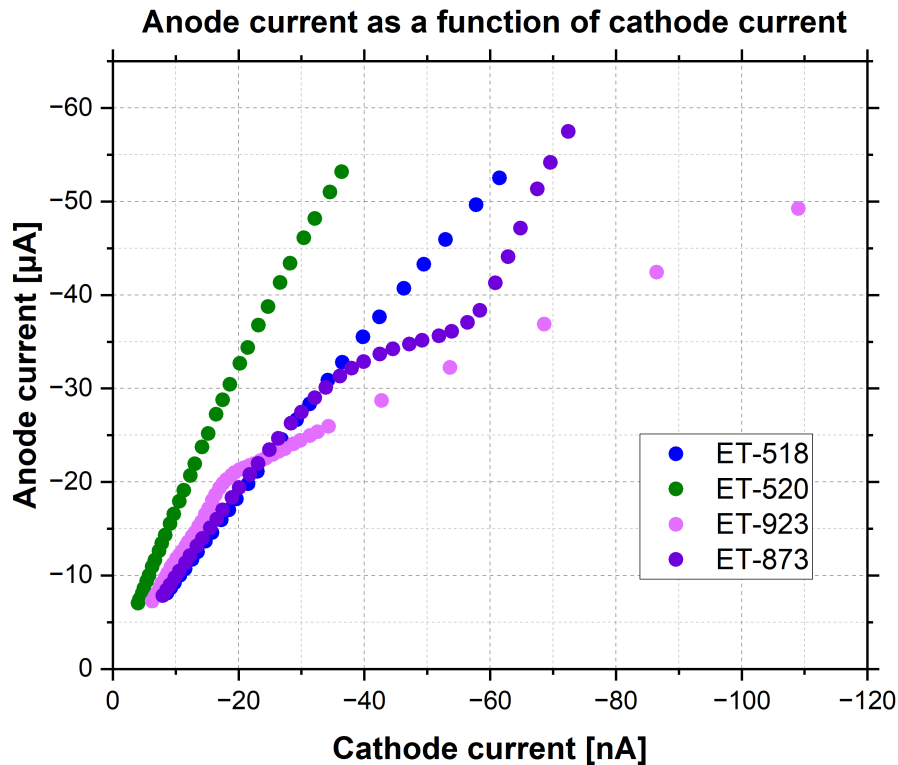


Abbildung 5.14: Anodenstrom in Abhängigkeit vom Kathodenstrom für verschiedene PMTs im integrierenden Modus. Die Steigung der Kurven spiegelt die individuelle Verstärkung wider. Deutlich sichtbar ist die stärkere Abweichung von der Linearität bei hohen Strömen für die P2-PMTs (ET-923, ET-837), was auf Sättigungseffekte in der Elektronenvervielfachung hindeuten kann.

Die Steigung der jeweiligen Kurven spiegelt den individuellen Verstärkungsfaktor der PMTs wider. Die P2-PMTs liefern höhere Ströme als die Prototypen, weichen jedoch bereits ab etwa -20 nA deutlich von der Linearität ab. Die Prototypen zeigen diesen Effekt erst oberhalb von -40 nA. Ursache sind stromabhängige Limitierungen wie Raumladungseffekte, Sättigung der Sekundäremission oder kapazitive Kopplungen zwischen Dynoden:

- **Ladungssättigung:** Bei hohen Strömen erreicht die Sekundäremission an den Dynoden eine Grenze. Die Emissionskapazität ist dann erschöpft, was die Verstärkung reduziert.

- **Kapazitive Kopplungen:** Zwischen benachbarten Dynoden können kapazitive Effekte auftreten, die bei hohen Frequenzen oder Strömen zu Signalverzerrungen führen.
- **Raumladungseffekte:** Hohe Elektronendichten im PMT führen zu negativen Ladungswolken, die das elektrische Feld lokal abschwächen und damit die Elektronenvervielfachung behindern.

Die Verstärkung in Abhängigkeit vom Kathodenstrom ist in [Abbildung 5.15](#) dargestellt.

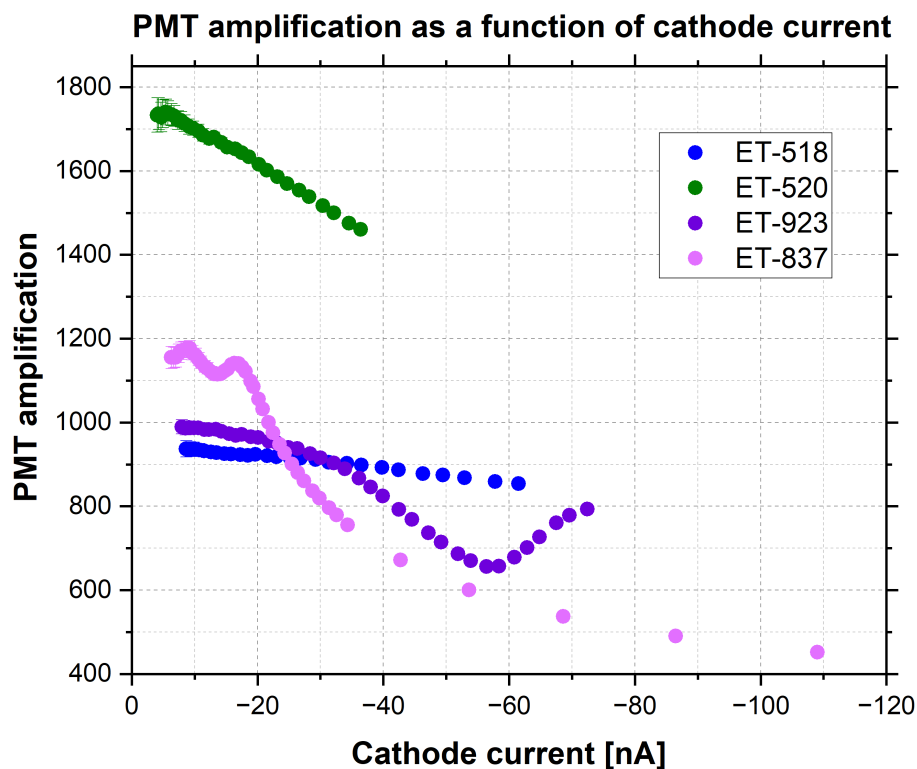


Abbildung 5.15: Verstärkung der untersuchten PMTs als Funktion des Kathodenstroms im integrierenden Modus. Die P2-PMTs zeigen eine stärkere Abnahme der Verstärkung bei höheren Strömen im Vergleich zu den Prototypen, was auf Sättigungseffekte oder interne Limitierungen hinweist.

Die resultierende Verstärkungskurve ([Abbildung 5.15](#)) bestätigt dieses Verhalten: Während Prototyp ET-518 eine vergleichsweise konstante, aber geringe

Verstärkung liefert, zeigt ET-520 anfangs eine hohe Verstärkung, fällt jedoch bei steigenden Strömen stark ab. Die P2-PMTs (ET-923, ET-837) erreichen zunächst höhere Verstärkungen, reagieren aber empfindlicher auf hohe Stromdichten. Für den Betrieb im P2-Experiment bedeutet dies:

- Die neuen PMTs bieten höhere Anfangsverstärkungen.
- Sie sind anfälliger für Nichtlinearitäten bei hohen Strömen.

Um systematische Effekte zu vermeiden, ist eine regelmäßige Kalibrierung der PMT-Verstärkung notwendig. Eine Möglichkeit zur Kalibrierung besteht in der gezielten Anpassung der Hochspannung. Alternativ kann eine softwarebasierte Korrektur erfolgen, indem die Verstärkungsdrift in der Datenanalyse durch Referenzmessungen berücksichtigt wird. Nur durch eine kontinuierliche Überwachung lässt sich eine reproduzierbare Strommessung im Experiment gewährleisten.

5.6 Schrotrauschen im Integrating Mode

Im integrierenden Modus des P2-Experiments ist die Bestimmung der Anzahl an Photoelektronen (N_{PE}) eng mit dem Verständnis der dominierenden Rauschquellen verknüpft [38]. Diese limitieren die Messgenauigkeit, insbesondere bei kleinen Signalen. Zu den dominierenden Störquellen zählen das Schrotrauschen, das durch die diskrete Natur der Ladungsträger entsteht, Verstärkungsfluktuationen entlang der Dynodenkaskade sowie thermisches und elektronisches Rauschen der nachgeschalteten Elektronik. Im idealisierten Fall ist die Unsicherheit der Messung rein statistischer Natur und folgt allein der Poisson-Statistik:

$$\sigma_{\text{stat}} = \frac{1}{\sqrt{N_{PE}}} \quad (5.23)$$

Dabei ist N_{PE} die Anzahl der erzeugten Photoelektronen. Für P2 werden mindestens 40 Photoelektronen benötigt, um eine ausreichende Präzision zu

erreichen [33]. Eine unvermeidliche Rauschquelle in PMT-basierten Detektorsystemen ist das sogenannte Schrotrauschen. Es entsteht durch die stochastische Emission von Elektronen an der Photokathode. Die mittlere quadratische Stromschwankung ergibt sich zu:

$$\sigma_K^2 = 2eIB \quad (5.24)$$

Hierbei bezeichnet e die Elementarladung, I den gemessenen Strom und B die Bandbreite des Systems. Das Schrotrauschen stellt somit eine fundamentale, nicht vermeidbare Untergrenze für die Messgenauigkeit dar.

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der Anzahl der erzeugten Photoelektronen N_{pe} im integrierenden Modus basiert auf der Messung des Anodenstroms und dessen Umsetzung in eine Ausgangsspannung durch den Vorverstärker. Der Zusammenhang ist gegeben durch:

$$U_{VV} = I_{Anode} \cdot Z_{VV} \quad (5.25)$$

wobei Z_{VV} der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers ist. Der Anodenstrom wiederum ist proportional zur Anzahl der erzeugten Ladungsträger, also:

$$I_{Anode} = R \cdot N_{pe} \cdot e \cdot G_{PMT} \quad (5.26)$$

mit der Elektronenrate R , der PMT-Verstärkung G_{PMT} und der Elementarladung e . Setzt man diesen Ausdruck in die obige Gleichung ein, ergibt sich U_{VV} als Funktion der Elektronensrahlrate R :

$$U_{VV} = U_{offset} + N_{pe} \cdot e \cdot G_{PMT} \cdot Z_{VV} \cdot R \quad (5.27)$$

Daraus lässt sich N_{pe} berechnen zu:

$$N_{pe} = \frac{U_{VV} - U_{offset}}{R \cdot e \cdot G_{PMT} \cdot Z_{VV}} \quad (5.28)$$

Dieser Ansatz erlaubt eine direkte Bestimmung der Photoelektronenzahl aus der gemessenen Vorverstärkerausgangsspannung, sobald die übrigen Größen bekannt sind.

Neben diesem strombasierten Ansatz lässt sich N_{pe} auch aus dem gemessenen Rauschpegel der Ausgangsspannung berechnen. Das Schrotrauschen ist proportional zur Wurzel des Anodenstroms ([Gleichung 5.24](#)). Durch die Verstärkung im Vorverstärker ergibt sich eine Ausgangsspannung, deren Standardabweichung $\sigma_{U_{out}}$ sich schreiben lässt als:

$$\begin{aligned} \sigma_{U_{out}} &= \sqrt{2 \cdot Q \cdot B} \cdot \sqrt{I} \cdot Z_{VV} \\ &= \sqrt{2(N_{pe} \cdot e \cdot G_{PMT}) \cdot B} \cdot \sqrt{I \cdot Z_{VV}^2} \\ &= \sqrt{2(N_{pe} \cdot e \cdot G_{PMT}) \cdot B} \cdot \sqrt{U_{out} \cdot Z_{VV}} \end{aligned} \quad (5.29)$$

Stellt man diesen Zusammenhang nach N_{pe} um, ergibt sich:

$$N_{pe} = \frac{\sigma_{U_{out}}^2}{2 \cdot e \cdot G_{PMT} \cdot B \cdot U_{out} \cdot Z_{VV}} \quad (5.30)$$

Damit lässt sich N_{pe} direkt aus dem Verhältnis von Mittelwert und Standardabweichung der Ausgangsspannung berechnen.

Ein dritter Ansatz nutzt die Abhängigkeit des gemessenen Rauschpegels von der Elektronenrate R . Ausgehend vom Ausdruck für das Schrotrauschen an der Anode und dessen Verstärkung durch den Vorverstärker ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\sigma_{U_{\text{out}}} &= \sqrt{2 \cdot Q \cdot B \cdot I} \cdot Z_{\text{VV}} \\
&= \sqrt{2 \cdot (N_{\text{pe}} \cdot e \cdot G_{\text{PMT}}) \cdot B \cdot (N_{\text{pe}} \cdot e \cdot G_{\text{PMT}} \cdot R) \cdot Z_{\text{VV}}} \\
&= \sqrt{2BR} \cdot N_{\text{pe}} \cdot e \cdot G_{\text{PMT}} \cdot Z_{\text{VV}}
\end{aligned} \tag{5.31}$$

Die Standardabweichung des gemessenen Ausgangssignals hängt somit direkt von der Rate R und der Anzahl der Photoelektronen N_{pe} ab. Wenn die Rate unabhängig bestimmt werden kann, ergibt sich daraus eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von N_{pe} :

$$N_{\text{pe}} = \frac{\sigma_{U_{\text{out}}}}{\sqrt{2BR} \cdot e \cdot G_{\text{PMT}} \cdot Z_{\text{VV}}} \tag{5.32}$$

Dieser Ansatz ist nützlich bei Messungen mit verschiedenen Strahlströmen, bei denen der Rauschpegel als Funktion von R gemessen wird. Alle drei Methoden liefern konsistente und sich ergänzende Informationen über N_{pe} .

Die effektive Bandbreite wird durch das langsamste Glied der Signalverarbeitungskette limitiert, im vorliegenden Fall durch den Vorverstärker, dessen Grenzfrequenz bei ca. 360 kHz liegt. Die Bandbreite für [DivA-Boards no.1](#) und [no.2](#) wurden experimentell ermittelt, indem die Verstärkungscharakteristik des Vorverstärkers frequenzabhängig vermessen wurde. Als Grenzfrequenz gilt der -3 dB -Punkt, also der Frequenzbereich, bei dem die Verstärkung auf 70.7 % ihres Maximalwertes abgesunken ist. Diese obere Grenzfrequenz legt die effektive Bandbreite des Systems fest. Die gemessene Frequenzantwort ist in [Abbildung 5.16](#) dargestellt.

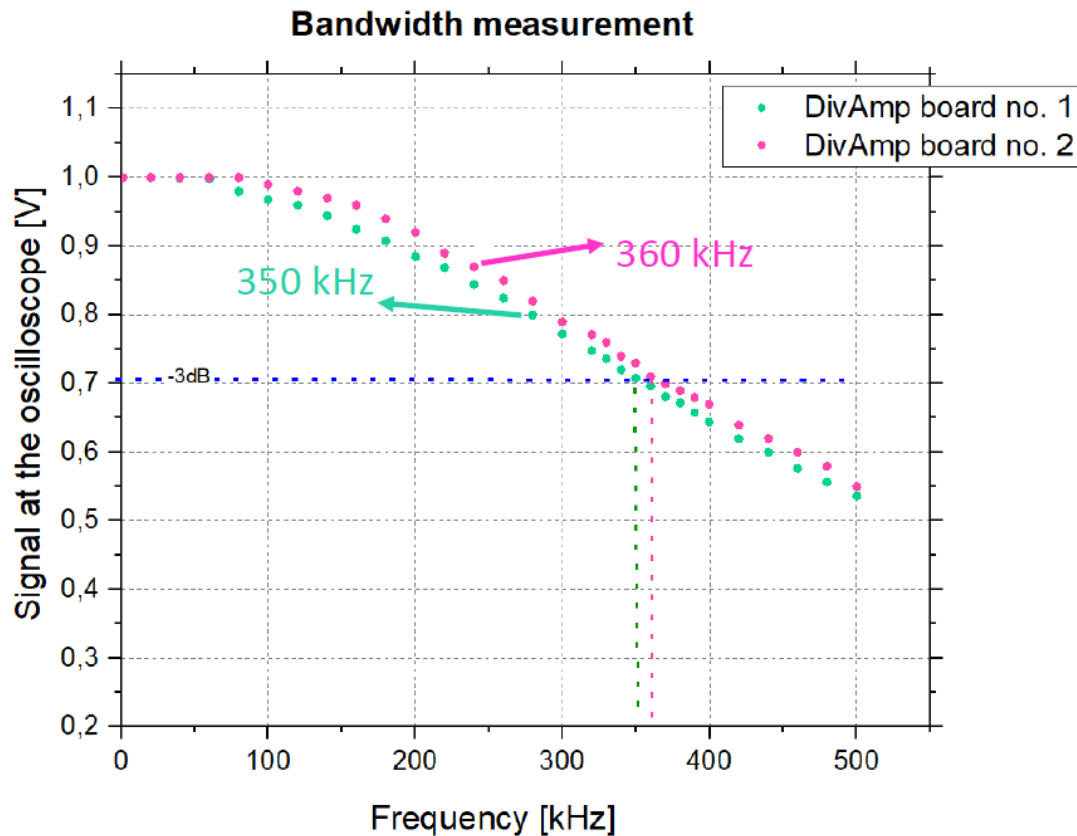


Abbildung 5.16: Frequenzgang des Vorverstärkers zur Ermittlung der effektiven Bandbreite. Der -3 dB -Punkt markiert die Grenzfrequenz bei etwa 350 kHz (bzw. 360 kHz) und definiert die höchste zuverlässig übertragene Frequenz im System.

Auch der Verstärkungsfaktor Z_{VV} des Vorverstärkers wurde experimentell ermittelt. Dabei kamen zwei verschiedene Methoden zum Einsatz. Zum einen wurde ein definierter interner Teststrom direkt am Eingang eingespeist, zum anderen erfolgte eine externe Stromzufuhr über eine Batteriespannung an der Anode des PMTs. Entscheidend ist hier die Berücksichtigung eines Korrekturfaktors von 0.82 (Gleichung 5.13), der sich aus dem Widerstandsnetzwerk zwischen Anode und Vorverstärkereingang ergibt.

Bei der ersten Methode wurde ein definierter Teststrom direkt am Eingang des Vorverstärkers eingespeist. Ein präziser, intern verbauter Spannungsregler erzeugte dazu konstant:

$$I_{\text{in, test}} = \frac{4.5 \text{ V}}{200 \text{ k}\Omega} = 22.5 \mu\text{A}. \quad (5.33)$$

Mit dem P2-ADC wurde bei eingeschaltetem Teststrom eine pedestalkorrigierte Ausgangsspannung von

$$U_{\text{out}} = 1.41429 \text{ V} \pm 1.21 \mu\text{V} \quad (5.34)$$

gemessen. Damit ergibt sich für den Vorverstärker ein Verstärkungsfaktor von

$$Z_{\text{VV}}^{(\text{Teststrom})} = \frac{U_{\text{out}}}{I_{\text{in, test}}} = (62.86 \pm 0.63_{\text{sys}}) \text{ k}\Omega. \quad (5.35)$$

Die Unsicherheit wird im Wesentlichen durch die 1 %-Toleranz des 200-k Ω -Widerstands bestimmt, während der Beitrag der ADC-Messung vernachlässigbar klein ist. Dieser Wert charakterisiert den Widerstand, mit dem der Vorverstärker den Eingangsstrom in eine Spannung umwandelt.

In der zweiten Methode hingegen wurde eine externe Spannungsquelle (Batterie) an der Anode des PMTs angelegt und ein variabler Strom in das System eingespeist. Die dabei gemessenen Eingangsströme waren:

$$I_{\text{in, anode,1}} = 0.98291 \mu\text{A} \pm 0.00001 \mu\text{A} \quad (5.36)$$

$$I_{\text{in, anode,2}} = 9.2828 \mu\text{A} \pm 0.0001 \mu\text{A} \quad (5.37)$$

$$I_{\text{in, anode,3}} = 19.1464 \mu\text{A} \pm 0.0001 \mu\text{A} \quad (5.38)$$

Für drei eingestellte Eingangsströme wurde jeweils die pedestalkorrigierte Ausgangsspannung gemessen. Mit den gemessenen Strömen $I_{\text{in, anode}}$ folgt der Verstärkungsfaktor je Messpunkt zu

$$U_{\text{out},1} = (0.05177 \pm 0.00257) \text{ V}, \quad Z_{\text{VV},1} = (52.67 \pm 2.61) \text{ k}\Omega \quad (5.39)$$

$$U_{\text{out},2} = (0.47419 \pm 0.00246) \text{ V}, \quad Z_{\text{VV},2} = (51.08 \pm 0.27) \text{ k}\Omega \quad (5.40)$$

$$U_{\text{out},3} = (0.97129 \pm 0.00240) \text{ V}, \quad Z_{\text{VV},3} = (50.73 \pm 0.13) \text{ k}\Omega \quad (5.41)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Unsicherheiten der Einzelmessungen erfolgt die Mittelwertbildung gewichtet, wobei die Gewichte durch $w_i = 1/\sigma_i^2$ gegeben sind. Damit ergibt sich

$$Z_{\text{VV}}^{(\text{Batterie})} = \frac{\sum_i w_i Z_i}{\sum_i w_i} = (50.800 \pm 0.117) \text{ k}\Omega \quad (5.42)$$

Hierbei wurde die Gesamtunsicherheit gemäß $\sigma_{\bar{Z}} = \sqrt{1/\sum_i w_i}$ bestimmt. Das Verhältnis der gemessenen Verstärkungsfaktoren beträgt:

$$\frac{Z_{\text{VV}}^{(\text{Batterie})}}{Z_{\text{VV}}^{(\text{Teststrom})}} = \frac{50.800 \pm 0.117}{62.86 \pm 0.63} = 0.808 \pm 0.008 \quad (5.43)$$

Das Verhältnis entspricht damit der erwarteten Skalierung, die durch das passive Widerstandsnetzwerk zwischen Anode und Vorverstärkereingang bestimmt wird und mit einem Korrekturfaktor von 0.82 beschrieben ist.

5.7 Zusätzliche Rauschquellen

In einer realen Messumgebung ist die Messunsicherheit nicht allein durch die Zählstatistik der Elektronen bestimmt. Neben dem fundamentalen Schrotrauschen tragen weitere stochastische und systematische Rauschquellen zur Gesamtunsicherheit bei. Zu den wichtigsten Schwankungen in der Anzahl der erzeugten Photoelektronen σ_{DA}^2 sowie Verstärkungsfluktuationen im PMT σ_{PMT}^2 , die durch zufällige Unterschiede bei der Elektronenvervielfachung an den Dynoden entstehen. Außerdem spielt auch das elektronische Rauschen σ_{E}^2 eine Rolle,

das unter anderem durch die verwendeten Operationsverstärker, die Bandbreitenbegrenzung und durch thermische Einflüsse auf dem [DivA-Board](#) verursacht wird.

Detektorauflösung

Bereits bei der Lichtemission und an der Photokathode treten statistische Fluktuationen auf, die einer Poisson-Verteilung folgen. Die relative Varianz des gemessenen Kathodenstroms I_K lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$\frac{\sigma_{I_K}^2}{I_K^2} = \frac{1}{m_a} \left(\frac{\sigma_a^2}{m_a} + \frac{\sigma_{N_{pe}}^2}{\langle N_{pe} \rangle^2} \right) \quad (5.44)$$

Der erste Term $\frac{\sigma_a^2}{m_a}$ beschreibt Schwankungen in der Anzahl der eintreffenden Elektronen (z. B. durch Strahlstromfluktuationen). Hierbei bezeichnet m_a die Anzahl der Ereignisse pro Zeiteinheit. Ein hoher Wert für m_a reduziert statistische Fluktuationen gemäß dem Gesetz der großen Zahlen. Der zweite Term $\frac{\sigma_{N_{pe}}^2}{\langle N_{pe} \rangle^2}$ quantifiziert die Streuung in der Anzahl der erzeugten Photoelektronen pro Ereignis, beispielsweise infolge begrenzter Quanteneffizienz. Eine hohe Quanteneffizienz des PMTs kann diesen Beitrag minimieren und verbessert damit die Gesamtauflösung des Systems.

Verstärkungsfluktuationen im PMT

Jede Dynode im PMT erzeugt durch Sekundäremission eine variable Anzahl an Elektronen. Dieser Prozess ist statistischer Natur und führt zu Schwankungen im Gesamtverstärkungsfaktor des PMTs. Diese Varianz der Verstärkung lässt sich durch folgende Näherung beschreiben:

$$\sigma_{\text{PMT}}^2 = \frac{1}{N_{\text{pe}} \cdot \delta_{\text{dyn1}}} \left(1 + \frac{1}{\delta_{\text{dyn2}}} + \frac{1}{\delta_{\text{dyn2}} \cdot \delta_{\text{dyn3}}} + \frac{1}{\delta_{\text{dyn2}} \cdot \delta_{\text{dyn3}} \cdot \delta_{\text{dyn4}}} + \frac{1}{\delta_{\text{dyn2}} \cdot \delta_{\text{dyn3}} \cdot \delta_{\text{dyn4}} \cdot \delta_{\text{dyn5}}} \right) \quad (5.45)$$

Hier steht $\delta_{\text{dyn}i}$ für den mittleren Verstärkungsfaktor der i -ten Dynodenstufe. Im integrierenden Modus sind fünf aktive Dynodenstufen geschaltet. Eine stärkere Primärverstärkung (z.B. an der ersten Dynode) reduziert den Einfluss dieser Fluktuationen.

Elektronisches Rauschen

Ein fundamentaler Beitrag ist das thermische Rauschen (Johnson-Nyquist-Rauschen), verursacht durch die Bewegung von Ladungsträgern in Widerständen:

$$\sigma_E^2 = 4 \cdot k_B \cdot T \cdot R \cdot B \quad (5.46)$$

Hier bezeichnet $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur in Kelvin, R den Widerstandswert, und B die effektive Bandbreite des Systems. Das thermische Rauschen wächst mit steigender Temperatur und mit zunehmender Bandbreite.

Unsicherheit der Asymmetrie

Die in [Gleichung 5.23](#) dargestellte Unsicherheitsformel berücksichtigt lediglich die statistische Streuung gemäß der Poisson-Verteilung. In der Realität wird die Messgenauigkeit jedoch durch zusätzliche Rauschquellen vermindert. Diese lassen sich in der erweiterten Unsicherheitsformel wie folgt zusammenfassen:

$$\delta A = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sqrt{1 + \sigma_{\text{DA}}^2 + \sigma_{\text{PMT}}^2 + \sigma_E^2 + \sigma_S^2} \quad (5.47)$$

σ_{DA}^2 beschreibt den Einfluss der begrenzten Detektorauflösung, σ_{PMT}^2 erfasst Fluktuationen in der Verstärkung des PMT, σ_{E}^2 steht für das elektronische Rauschen der nachgeschalteten Elektronik und σ_{S}^2 fasst weitere systematische Beiträge zusammen, wie z. B. Schwankungen in der Hochspannungsversorgung oder Veränderungen im Strahlprofil. Diese Faktoren führen zu einer größeren Unsicherheit über die reine Zählstatistik hinaus.

Die asymmetrischen Signalantworten zwischen den beiden Helizitätszuständen ergibt sich aus dem Vergleich der Kathodenströme pro Helizitätsfenster:

$$A = \frac{I_K^+ - I_K^-}{I_K^+ + I_K^-} \quad (5.48)$$

Zur Abschätzung der Unsicherheit der Asymmetrie wird die gaußsche Fehlerfortpflanzung verwendet. Unter der Annahme identischer Ströme und Fehlergrößen in beiden Helizitätszuständen (also $I_K^+ = I_K^- = I_K$, $\sigma_{K+} = \sigma_{K-} = \sigma_K$) vereinfacht sich die Fehlerformel zu:

$$\begin{aligned} (\delta A)^2 &= \left(\frac{\partial A}{\partial I_K^+} \right)^2 \cdot \sigma_K^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial I_K^-} \right)^2 \cdot \sigma_K^2 \\ &= \left(\frac{2I_K}{(2I_K)^2} \right)^2 \cdot \sigma_K^2 + \left(\frac{-2I_K}{(2I_K)^2} \right)^2 \cdot \sigma_K^2 \\ &= 2 \cdot \left(\frac{1}{2I_K} \right)^2 \cdot \sigma_K^2 = \left(\frac{\sigma_K}{I_K} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.49)$$

Damit ergibt sich:

$$\delta A = \frac{\sigma_K}{I_K} \quad (5.50)$$

Das Verhältnis von Standardabweichung zu Mittelwert im Kathodenstrom ist ein Maß für die statistische Unsicherheit in der Asymmetrie. Setzt man das Schrotrauschen laut [Gleichung 5.24](#) ein:

$$\sigma_K = \sqrt{2 \cdot e \cdot I_K \cdot B} \quad (5.51)$$

und verwendet $I_K = e \cdot R$ für den Kathodenstrom, folgt:

$$\begin{aligned} \delta A &= \frac{\sqrt{2eI_K B}}{I_K} = \sqrt{\frac{2eB}{I_K}} \\ &= \sqrt{\frac{2eB}{eR}} = \sqrt{\frac{2B}{R}} \end{aligned} \quad (5.52)$$

Dieser Ausdruck zeigt, dass die Unsicherheit der Asymmetriemessung im idealisierten Fall, in dem das Schrotrauschen die dominante Rauschquelle darstellt, ausschließlich von der Bandbreite B und der Elektronenrate R abhängt.

Über die Beziehung $N = R \cdot \Delta t$, also der Anzahl der detektierten Ereignisse pro Integrationszeit Δt , lässt sich dieser Ausdruck umformulieren zu:

$$\delta A = \sqrt{\frac{2B}{R}} = \sqrt{\frac{2B \cdot \Delta t}{N}}$$

Dies zeigt, dass die Unsicherheit in der asymmetrischen Strommessung im Grenzfall proportional zu $\frac{1}{\sqrt{N}}$ ist, analog zur Poisson-Statistik.

Die hergeleitete Beziehung zwischen Bandbreite, Rate und Unsicherheit verdeutlicht die direkte Verbindung zur Poisson-Statistik. Allerdings wird die reale Messunsicherheit durch zusätzliche systematische Effekte vergrößert. Diese lassen sich als Korrekturfaktoren zur Poissonformulierung einführen:

$$\delta A = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{\sqrt{1 + \sigma_i^2}}{\sqrt{N}} \quad (5.53)$$

Dabei setzt sich der kombinierte Störterm σ_i^2 aus folgenden Anteilen zusammen:

$$\sigma_i^2 = \sigma_{\text{DA}}^2 + \sigma_{\text{PMT}}^2 + \sigma_{\text{E}}^2$$

Der Beitrag aufgrund der begrenzten Detektorauflösung ergibt sich beispielsweise zu:

$$\sigma_{\text{DA}}^2 = \frac{\sigma_{N_{\text{pe}}}^2}{(N_{\text{pe}})^2}$$

Ein hoher Wert für N_{pe} reduziert diesen Anteil und verbessert damit die Gesamttempfindlichkeit.

Fazit

Die Zahl der Photoelektronen N_{pe} ist die zentrale Größe zur Charakterisierung der Signalqualität im P2-Experiment. Während das Schrotrauschen die fundamentale Untergrenze der Unsicherheit definiert, erhöhen Verstärkungsfluktuationen und elektronisches Rauschen die reale Messungenauigkeit. Für ein profundes Verständnis der Asymmetriemessung im integrierenden Modus ist daher eine präzise Kenntnis aller relevanten Rauschbeiträge sowie deren kontinuierliche Überwachung notwendig.

Zeitliche Skalen in der Rauschbetrachtung

Über die Beziehung $N = R \cdot \Delta t$ lässt sich die Poisson-artige Unsicherheit auch in Abhängigkeit von der Integrationszeit Δt pro Helizitätsfenster schreiben:

$$\delta A = \frac{1}{\sqrt{R \cdot \Delta t}}.$$

Diese Darstellung ist äquivalent zur zuvor hergeleiteten Formulierung mit der Bandbreite B ,

$$\delta A = \sqrt{\frac{2B}{R}},$$

wenn man berücksichtigt, dass die Bandbreite eine effektive Korrelationszeit von $\Delta t_{\text{corr}} \approx 1/(2B)$ definiert. Die Größe B beschreibt also, wie fein das Signal zeitlich aufgelöst werden kann, während Δt die tatsächliche Integrations-

zeit eines Helizitätsfensters darstellt. Im P2-Experiment liegt Δt im Bereich von $500\,\mu\text{s}$ bis $1\,\text{ms}$, also um Größenordnungen über der Korrelationszeit ($\sim 1.4\,\mu\text{s}$ bei $B = 360\,\text{kHz}$). In jedem Helizitätsfenster werden daher sehr viele unkorrelierte Rauschbeiträge gemittelt, was die Unsicherheit deutlich reduziert.

6

Signalwandler

Signalwandler bilden die Schnittstelle zwischen analogen physikalischen Größen und der digitalen Datenverarbeitung. Größen wie Lichtintensität, Temperatur oder elektrische Ladung müssen für die anschließende Auswertung digitalisiert werden. Dies geschieht über Analog-Digital-Wandler (ADCs) oder, im Fall geladener Pulse, über Charge-to-Digital Converter ([QDCs](#).)

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Wandler eingesetzt:

- CAEN-[QDC](#) (Charge-to-Digital Converter): ein ladungsintegrierender Wandler, der die innerhalb eines Zeitfensters gesammelte elektrische Ladung erfasst.
Er wurde im Single Event Mode ([SEM](#)) zur Auswertung einzelner Teilchenereignisse eingesetzt.
- Qweak-ADC: ein hochauflösender ADC aus dem Qweak-Experiment [\[13\]](#), der während der Entwicklungsphase temporär genutzt wurde, um die Funktionalität der Elektronikette zu verifizieren.

- **P2ADC**: der eigens für das P2-Experiment in Zusammenarbeit mit dem MOLLER-Experiment [14] entwickelte Abtast-ADC für den Integrating Mode (**IM**). Er ermöglicht eine kontinuierliche Digitalisierung der Detektorsignale mit hoher Präzision und geringem Rauschen.

Die nachfolgenden Abschnitte beschreiben die Funktionsweise, Eigenschaften und Einsatzbereiche dieser Umwandler im Detail.

6.1 Ladungsintegrierender CAEN-QDC für den Single Event Mode

Der CAEN V965A Charge-to-Digital Converter **QDC** ist ein Signalwandler, der nicht kontinuierliche Spannungsverläufe, sondern diskrete Ladungsmengen innerhalb eines definierten Zeitfensters, erfasst. Damit eignet sich der **QDC** für den Einsatz im **SEM**, bei dem einzelne Ereignisse zu Strompulsen führen.

Das Funktionsprinzip basiert darauf, dass die vom PMT erzeugten elektrischen Anodenströme innerhalb des vom Trigger definierten Gates integriert und anschließend digitalisiert werden. Der **QDC** besitzt eine nominelle Auflösung von 12 Bit bei einem Dynamikumfang von 15 Bit. Dadurch können Ladungen von Femtocoulomb bis Nanocoulomb erfasst werden. Zur Anpassung an unterschiedliche Signalstärken bietet der V965A zwei schaltbare Messbereiche. Im Low-Range-Modus können Ladungen bis zu 100 pC mit einer minimalen Auflösung von 25 fC erfasst werden. Der High-Range-Modus hingegen ermöglicht die Messung größerer Ladungen bis zu 900 pC bei einer minimalen Auflösung von 200 fC. Damit lässt sich der **QDC** flexibel auf Signalstärke und Lichtausbeute einstellen. Für die Verstärkungsmessung einzelner Photoelektronen im Rahmen der EPE-Analyse wurde der empfindlichere 25 fC-Bereich genutzt, um feine Strukturen im Spektrum auflösen zu können. Bei den Teststrahlzeitmessungen mit dem SiO₂-Detektor kam hingegen der 200 fC-Bereich zum Einsatz, da hier aufgrund der höheren Anzahl an erzeugten Photoelektronen größere Ladungsmengen verarbeitet werden mussten. Der **QDC** verfügt über acht unabhängige Eingänge, sodass parallel bis zu acht Kanäle erfasst werden können.

In den [MAMI](#)-Testaufbauten wurden maximal drei Kanäle gleichzeitig genutzt: zwei für die SiO₂-Detektoren und einer für das Szintillatorsignal, das als externes Gate zur zeitlichen Steuerung der [QDC](#)-Messung diente.

Das Gate wird durch einen Diskriminator ausgelöst, der aus dem Szintillatorsignal einen digitalen Triggerimpuls erzeugt. Ein Constant Fraction Discriminator (CFD) sorgt dabei für eine zeitunabhängige Auslösung und unterdrückt Signale unterhalb eines definierten Schwellenwerts. Das resultierende digitale Signal gelangt in eine OR-Logikeinheit, wo es mit dem Clocksignal kombiniert wird. Dadurch können sowohl echte Teilchensignale als auch periodische Pedestal-Messungen erfasst werden. [Abbildung 6.1](#) zeigt das Blockschaltbild des Versuchsaufbaus für den Betrieb im Single Event Mode.

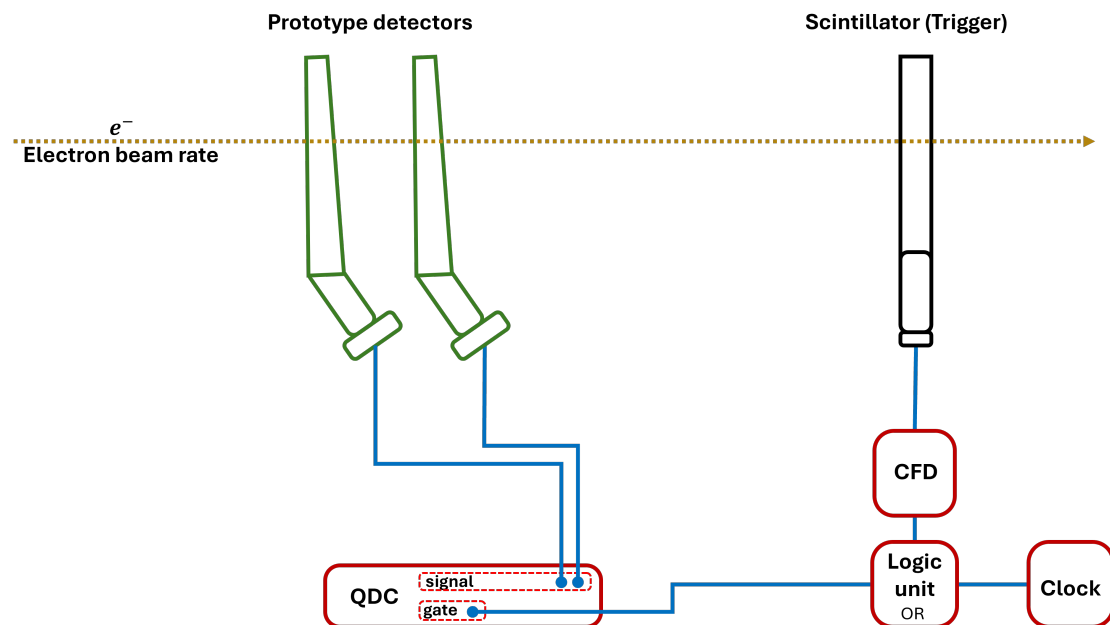


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des Messsystems im Single Event Mode. Der Detektor erzeugt Cherenkovlicht, das über einen PMT detektiert wird. Ein Szintillator hinter dem Detektor dient als Triggerquelle. Die Auswertung der Signale erfolgt durch einen Constant Fraction Discriminator (CFD) und eine OR-Logik, die das [QDC](#)-Gate entweder durch ein echtes Elektronensignal oder ein Clocksignal öffnet.

Um sicherzustellen, dass das Detektorsignal vollständig innerhalb des Gates liegt, ist eine zeitliche Abstimmung erforderlich. Diese erfolgt mithilfe eines Os-

zilloskops, auf dem sowohl das analoge PMT-Signal als auch das digitale Gatesignal dargestellt werden. Falls nötig, wird die Signallaufzeit durch gezielte Verlängerung der BNC-Verbindungskabel (Typ RG58, ca 5 ns Verzögerung pro Meter) angepasst. [Abbildung 6.2](#) stellt ein typisches Anzeigebild während einer Timing-Anpassung auf dem Oszilloskop dar.

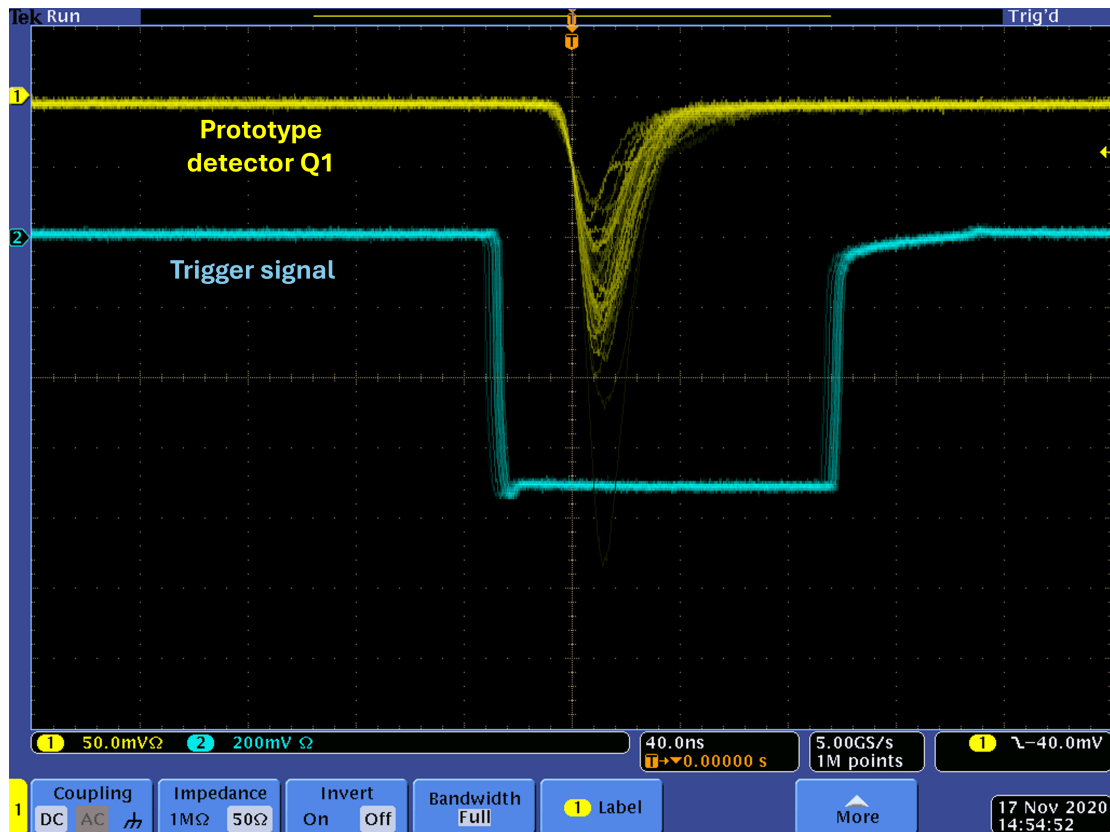


Abbildung 6.2: Oszilloskopdarstellung zur Timing-Anpassung zwischen PMT-Signal (gelb, Prototyp-Detektor Q_1 mit ET-518 bei 850 V) und dem digitalen Triggersignal (blau). Nur wenn das analoge Signal vollständig innerhalb des Gates liegt, kann die Ladung korrekt im [QDC](#) integriert werden.

Für die [QDC](#)-Datenaufnahme wurden sowohl die Elektronenstrahlrate als auch die an der PMT angelegte PMT Hochspannung variiert. Die Elektronenstrahlrate wurde dabei in Bereichen bis zu 20 kHz eingestellt. Zur Überwachung der Elektronenrate diente ein im Rack integrierter Scaler. Die jeweilige Messdauer pro Run lag zwischen 60 und 600 Sekunden. Die Übersicht in [Tabelle 6.1](#)

zeigt die im Teststrahlzeitbetrieb eingesetzten Photomultiplier, deren Seriennummern, die jeweils verwendete Nennspannung sowie das Jahr der ersten Inbetriebnahme.

Seriennummer	Nennspannung [V]	Inbetriebnahme
ET 509	1120	2013
ET 533	1200	2013
ET 520	798	2013
ET 520	798	2013
ET 923	790	2024
ET 873	789	2024

Tabelle 6.1: Verwendete Photomultiplier im Single Event Mode mit Nennspannung und Jahr der Inbetriebnahme.

Das QDC-Spektrum

[Abbildung 6.3](#) zeigt ein typisches während der Teststrahlzeit aufgenommenes QDC-Spektrum, das während einer Teststrahlzeit aufgenommen wurde.

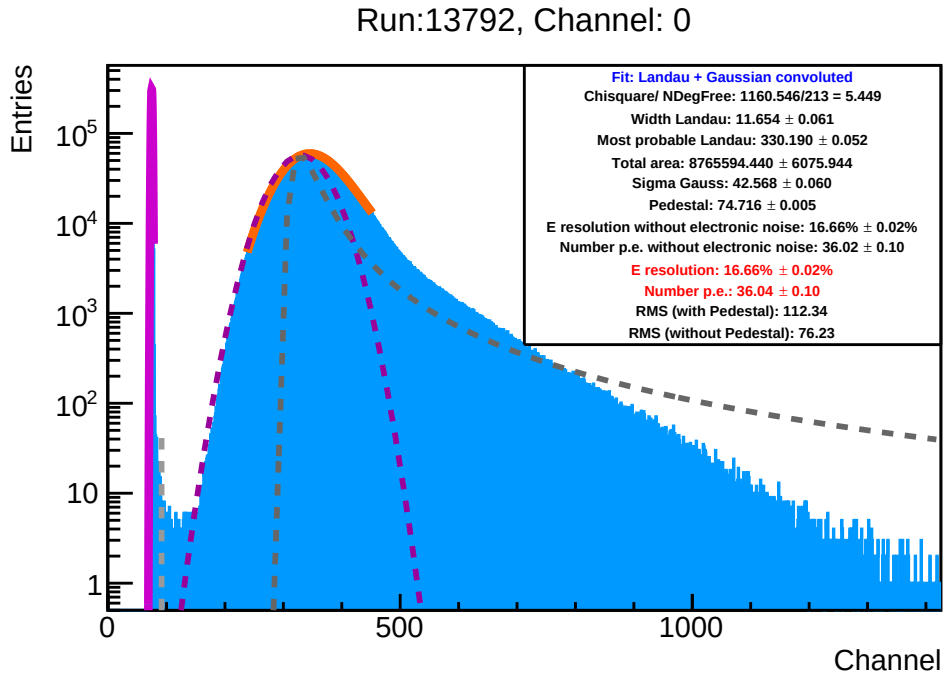


Abbildung 6.3: Typisches **QDC**-Spektrum bei einer Elektronenstrahlrate von 19.39 kHz und einer Messzeit von 600 s. Die PMT-Spannung betrug 850 V (PMT ET-518). Der linke Pedestal-Peak zeigt das elektronische Hintergrundrauschen. Die rechte, asymmetrische Kurve bildet die echten Signalereignisse ab. Die Anpassung einer Landau-Gauß-Faltung an die Daten ermöglicht die Bestimmung charakteristischer Kenngrößen wie die Anzahl der erzeugten Photoelektronen.

Das Spektrum weist zwei charakteristische Strukturen auf. Der Pedestal-Peak im unteren Kanalbereich entsteht durch elektronisches und thermisches Rauschen von der PMT, der Verstärkerelektronik und dem **QDC** selbst. Er ist unabhängig vom Elektronenstrahl und lässt sich mit einer Gaußverteilung beschreiben.

Die höheren Kanäle des Spektrums spiegeln die realen Elektronenereignisse wider. Beim Durchgang eines Elektrons durch den Detektor entsteht Cherenkovlicht, das über den PMT in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Die entstehende Energieverteilung folgt idealisiert einer Landau-Verteilung, die mit einer Gaußverteilung gefaltet ist. Gelegentlich kommt es zu stärkeren Wechselwirkungen im Material, bei denen ein Teilchen eine größere Menge an Energie verliert. Diese Ereignisse sind selten. Dies spiegelt sich in der Landau-Verteilung

wider, indem auf der rechten Seite ein langer „Schwanz“ vorhanden ist (gestrichelte Kurve in grau). Diese Landau-Gauß-Faltung (auch convoluted fit) wird verwendet, um bestimmte Größen wie den Most Probable Value (MPV) zu extrahieren. Das ist der wahrscheinlichste Wert für die gemessene Ladung eines einzelnen Ereignisses, die in diesem Fall bei 330.2 [QDC](#)-Kanälen liegt. Die Breite der Gauß-Komponente gibt das kombinierte Rauschverhalten des Systems wieder. Um die effektive Anzahl an Photoelektronen N_{PE} zu bestimmen, wird eine Pedestalkorrektur vorgenommen – dabei wird der Mittelwert des Pedestal-Peaks vom Signal subtrahiert. Um den Einfluss des elektronischen Rauschens korrekt zu berücksichtigen, wird die Breite der Gauß-Komponente des Signals um die Pedestaltbreite korrigiert. Dies geschieht durch quadratisches Abziehen:

$$\sigma_{\text{corr}}^2 = \sigma_{\text{signal}}^2 - \sigma_{\text{pedestal}}^2. \quad (6.1)$$

Damit repräsentiert σ_{corr} ausschließlich die Fluktuationen, die mit der eigentlichen Signalentstehung verbunden sind.

Die korrigierten Werte μ_{corr} und σ_{corr} fließen dann in die folgende Formel ein:

$$N_{PE} = \left(\frac{\mu_{\text{corr}}}{\sigma_{\text{corr}}} \right)^2 \quad (6.2)$$

Für das hier dargestellte Spektrum ergibt sich ein Wert von ~ 36 Photoelektronen pro Ereignis. Die berechnete Anzahl an Photoelektronen ist proportional zur erzeugten Lichtmenge im Detektor und somit zur deponierten Energie des Teilchens. Die Energieauflösung ergibt sich aus der relativen Breite der Verteilung und beträgt hier, etwa 16.7%. Dieser Wert gibt an, dass die Schwankungen der Messwerte rund 16.7% des Signals betragen. Ursachen für diese Unsicherheit liegen sowohl im Detektor selbst (z. B. Schwankungen in der Lichtproduktion), in der Verstärkung der PMT, als auch in der nachgeschalteten Elektronik ([DivA-Board](#), [QDC](#)).

6.2 Abtastender P2-ADC für den Integrating Mode

Der P2-ADC wurde speziell für das P2-Experiment entwickelt und bildet die zentrale Komponente der Digitalisierungskette im integrierenden Modus. Er entstand in Zusammenarbeit mit der Forschungsgruppe aus Manitoba, die parallel am MOLLER-Experiment [14] arbeitet.

Kernstück des Systems ist ein Analog-Digital-Wandler LTC2387-18 von Analog Devices. Er kombiniert hohe Auflösung mit hervorragender Linearität sowie geringem Rauschverhalten. Jeder der 16 Kanäle des ADC-Boards besitzt einen differentiellen Eingang, über den die analogen Signale vom [DivA-Board](#) direkt übertragen werden. Die differenzielle Signalführung unterdrückt effektiv Gleichtaktstörungen und verbessert so das Signal-Rausch-Verhältnis.

Vor der Digitalisierung wird jedes Eingangssignal durch einen aktiven Tiefpassfilter bandbegrenzt und mit einem Präzisionsoperationsverstärker verstärkt. Der LTC2387-18 besitzt eine Auflösung von 18 Bit, was einer Unterteilung des Spannungsbereichs in $2^{18} = 262144$ digitale Stufen entspricht. Der nutzbare Spannungsbereich beträgt dabei -4.096 V bis $+4.096\text{ V}$, woraus sich ein dynamischer Bereich von 8.192 V ergibt. Die resultierende Spannungsauflösung (LSB) liegt somit bei:

$$\text{LSB} = \frac{8.192\text{ V}}{2^{18}} = 31.25\text{ }\mu\text{V} \quad (6.3)$$

Eine stabile Referenzspannung von $\pm 4.096\text{ V}$ wird intern über Präzisionsquellen bereitgestellt. Abweichungen in dieser Referenz hätten direkte Auswirkungen auf die Linearität und Genauigkeit der Digitalisierung. Für die Spannungsversorgung empfindlicher Komponenten wie ADCs und Verstärker werden Low-Dropout-Regler (LDOs) verwendet, um Schwankungen in der Versorgungsspannung zu minimieren.

Das Board arbeitet mit einer Taktfrequenz von 250 MHz . Da der LTC2387-18 pro Konversion 17 Taktzyklen benötigt, ergibt sich eine effektive Sampling-Rate von:

$$f_{\text{Sample}} = \frac{250 \text{ MHz}}{17} \approx 14.706 \text{ MS/s} \quad (6.4)$$

Die digitalen Daten der 16 ADC-Kanäle werden über LVDS-Leitungspaare (DA/DB/DCO) an ein FPGA übertragen. Dieses übernimmt die Steuerung und Synchronisation des gesamten Wandlungsprozesses. Es definiert, wann ein Signal gemessen wird, wie viele Samples pro Gate-Zyklus aufgenommen werden und wie die digitalisierten Daten weiterverarbeitet werden. Im Normalbetrieb berechnet das FPGA für jeden Kanal einmal pro Gating-Zyklus von 0.5 ms einen Summenwert. Für Testzwecke in den Prototypen kann es so konfiguriert werden, dass es entweder jedes einzelne Sample speichert oder durch Prescaling z. B. nur jedes 4. oder 10. Sample berücksichtigt.

Die digitale Datenübertragung zwischen ADC und FPGA erfolgt über sogenannte LVDS-Paare (DA/DB/DCO). Dabei bestimmt das Takt-Signal CNV-CLK-P/N, wann ein analoges Eingangssignal in einen digitalen Wert umgewandelt wird. Das Takt-Signal RD-CLK-P/N wiederum legt fest, wann dieser digitale Wert ausgelesen und weitergeleitet wird. So wird ein kontinuierlicher und synchroner Datenfluss sichergestellt.

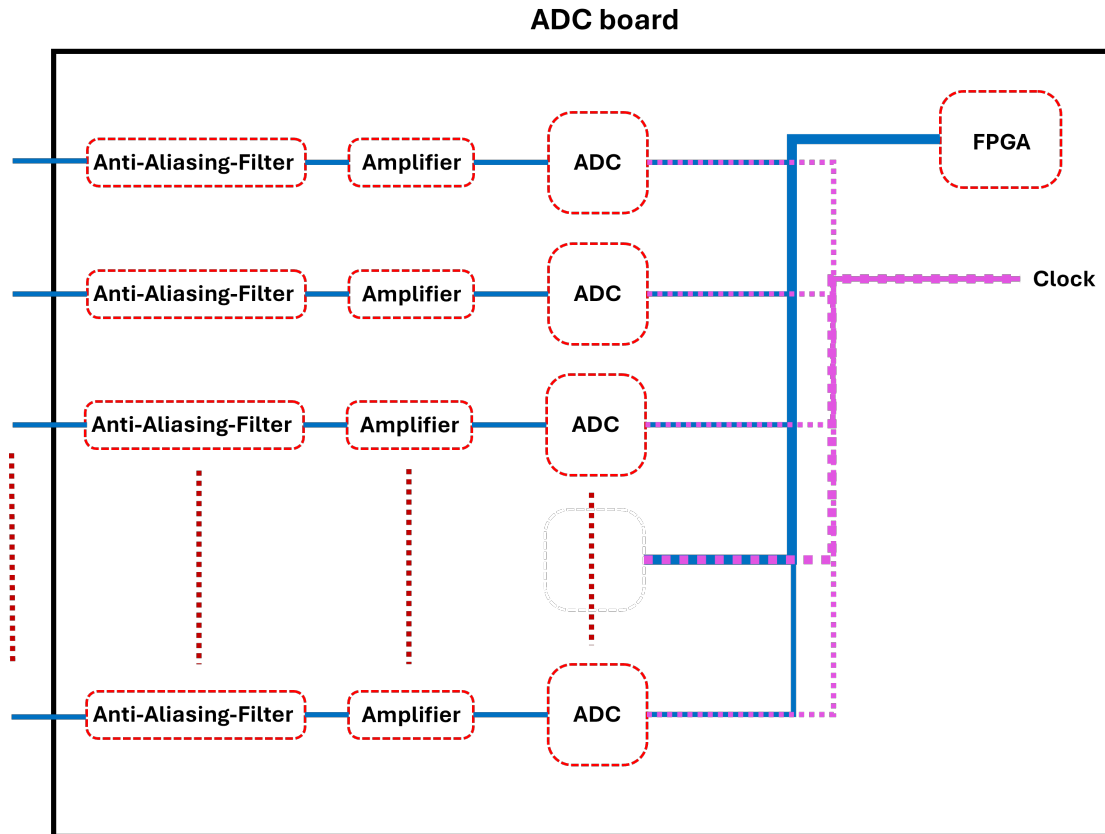


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau des P2-ADC-Systems im integrierenden Modus. Analoge Signale werden differenziell eingespeist, gefiltert und verstärkt, bevor sie durch den 18-Bit-ADC digitalisiert werden. Das FPGA übernimmt die Steuerung und Verarbeitung der Daten. Die Synchronisation erfolgt über die Taktleitungen (CNV-CLK, RD-CLK), die im Schaltbild durch die dicke pinkle Linie hervorgehoben sind.

6.3 Temporärer Einsatz eines ADCs des Qweak-Experiments

In der frühen Entwicklungsphase der Elektronikette ist der Q^{Weak} -ADC verwendet worden. Dieser war im Q^{Weak} -Experiment in Verwendung (vgl. Kap. 4.7). Ziel war die Überprüfung der Funktionalität des ersten **DivA-Board** Prototypen sowie die Digitalisierung einfacher Eingangssignale.

Der 18-bit ADC hat eine Samplingrate von 500 kS/Sekunde. Somit kann max.

alle $2\ \mu\text{s}$ ein Wert abgetastet werden. Der dynamische Bereich beträgt $\pm 10\ \text{V}$, woraus sich eine Auflösung von $76.29\ \mu\text{V}$ ergibt. Durch das FPGA kann die Anzahl der aufgenommenen Samples nach dem Eingang des Gate-Pulses konfiguriert werden. Das Board speichert bis zu 65532 Samples, bevor die Umwandlung beginnt. Bei maximaler Samplingrate deckt dies einen Zeitraum von 131,064 ms ab. Während der Messung werden die Kanalnummern summiert, wodurch eine effektive Auflösung erzielt wird, die über die nominale 18-Bit-Darstellung hinausgeht. Der ADC ermöglicht zudem eine parallele Verarbeitung von acht Kanälen.

Vor jeder Messung erfolgte eine Kalibrierung des ADCs, um genaue und reproduzierbare Ergebnisse zu gewährleisten. Dafür wurde eine konstante Spannungsquelle an den Eingängen der Kanäle mit Referenzspannungen (0 V, +10 V, -10 V) angelegt. Anhand der daraus erstellten Kalibrierkurve erfolgte eine Pedestalkorrektur, um eventuelle systematische Abweichungen zu eliminieren. Die damit durchgeführten Pilotmessungen werden im Kap. [Pilotmessungen und erste Erkenntnisse](#) vorgestellt.

7

Messungen im Single Event Mode

Im Folgenden werden die Elektronikketten tests vorgestellt, die während der Teststrahlzeit am [MAMI](#) durchgeführt wurden. Untersucht wurden dabei die SiO₂-Detektoren sowie die eigene entwickelte Auslekette. Dabei erfolgte der Betrieb sowohl im Single Event Mode ([SEM](#)) bei niedrigen Strahlraten als auch im Integrating Mode ([IM](#)) bei hohen Raten. Dieses Kapitel handelt ausschließlich die Ergebnisse im [SEM](#). Zunächst wird der experimentelle Aufbau beschrieben. Anschließend werden die Messergebnisse vorgestellt und diskutiert, mit Fokus auf die Anzahl der ermittelten Photoelektronen N_{PE} . Ein typischer Aufbau ist in [Abbildung 7.1](#) und [Abbildung 7.2](#) dargestellt.

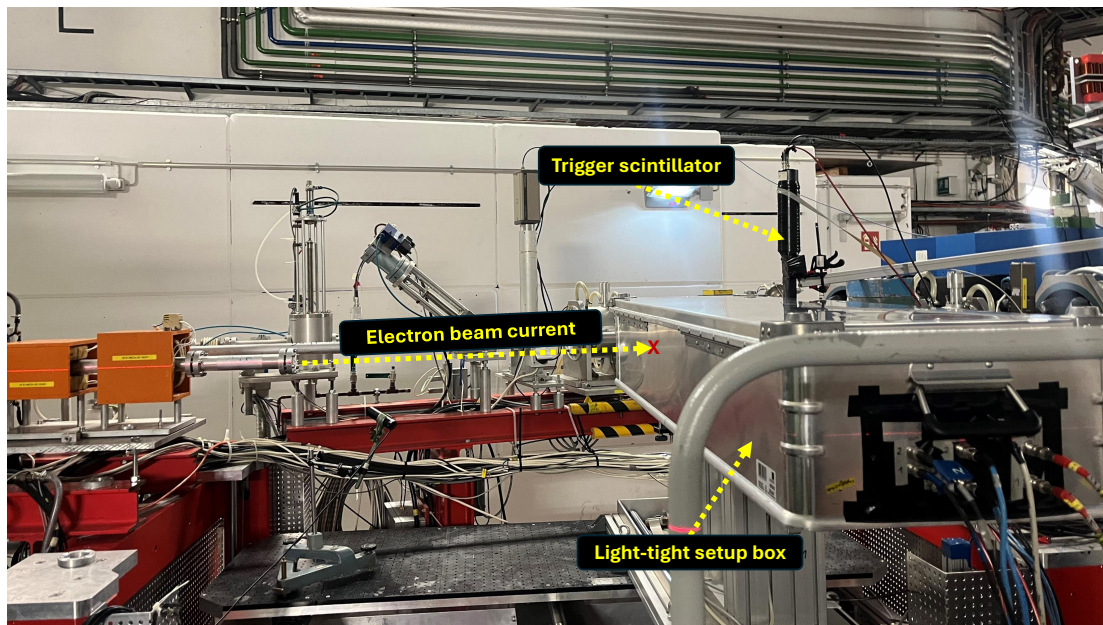


Abbildung 7.1: Außenansicht des experimentellen Aufbaus während der Teststrahlzeit. Der Elektronenstrahl (855 MeV) trifft Auslassrohr auf eine lichtdichte Aluminium-Testbox, die zwei SiO₂-Detektoren und die vordere Ausleseelektronik [DivA-Boards](#) enthält.

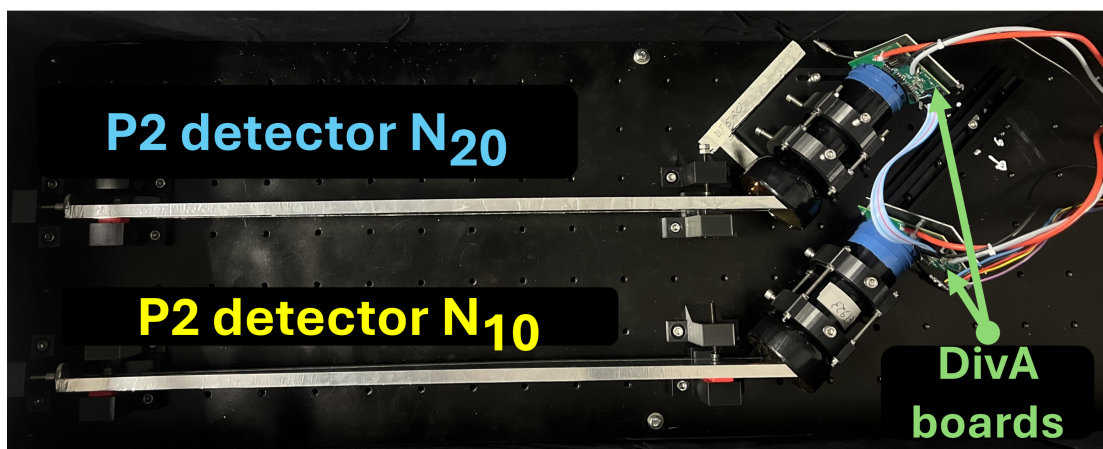


Abbildung 7.2: Innenansicht der Testbox: Zwei Detektoren sind hintereinander angeordnet und jeweils mit einem [DivA-Board](#) verbunden. Die Boards teilen sich eine gemeinsame Niederspannungsversorgung. Hinter dem zweiten Detektor befindet sich ein Szintillator zur Triggersignalerzeugung (nicht im Bild sichtbar).

Ein 855 MeV-Elektronenstrahl trifft auf eine Aluminium-Testbox, die einen

SiO₂-Detektor samt zugehöriger vorderen Ausleseelektronik enthält. Im Inneren der Box sind zwei Detektoren bestehend aus Quarzstab und PMT hintereinander angeordnet. Die PMTs sind jeweils mit [DivA-Boards](#) verbunden. Im [SEM](#) erfolgt der Betrieb bei niedriger Elektronenrate um 4 kHz. Dabei sind alle zehn Dynoden der PMT aktiv, um eine maximale Verstärkung zu erreichen. Ein Szintillator hinter dem zweiten Detektor dient dabei als Trigger ([Kapitel 6](#)). Ziel ist die Bestimmung der Anzahl der erzeugten Photoelektronen (N_{pe}) pro Ereignis. Diese ist ein Maß für die Signalqualität ([Kapitel 4](#)).

Für die [SEM](#)-Messungen wurden vier Quarzstab-PMT-Kombinationen untersucht: zwei Prototypen (Q_1 , Q_2) sowie zwei P2-Detektoren (N_{10} , N_{20}). Die Abmessungen und Zuordnungen sind in [Tabelle 7.1](#) dargestellt.

Detektor	PMT	Größe (mm ³)	Typ	nom. Spannung
Q_1	ET-518	650×65×10	Prototyp	827 V
Q_2	ET-520	650×65×10	Prototyp	798 V
N_{10}	ET-923	650×67.5×10	P2-Detektor	790 V
N_{20}	ET-873	650×67.5×10	P2-Detektor	789 V

Tabelle 7.1: Eingesetzte Detektoren und ihre Abmessungen während der Teststrahlzeit im [SEM](#)

[Abbildung 7.3](#) zeigt die Abmessungen der vier Detektoren im Vergleich. Die P2-Detektoren N_{10} und N_{20} sind mit 67.5 mm geringfügig breiter als die Prototypen Q_1 und Q_2 (65 mm). Diese Maßanpassung dient der optimierten Flächenabdeckung im aktiven Bereich des 2π -P2-Detektorrings.

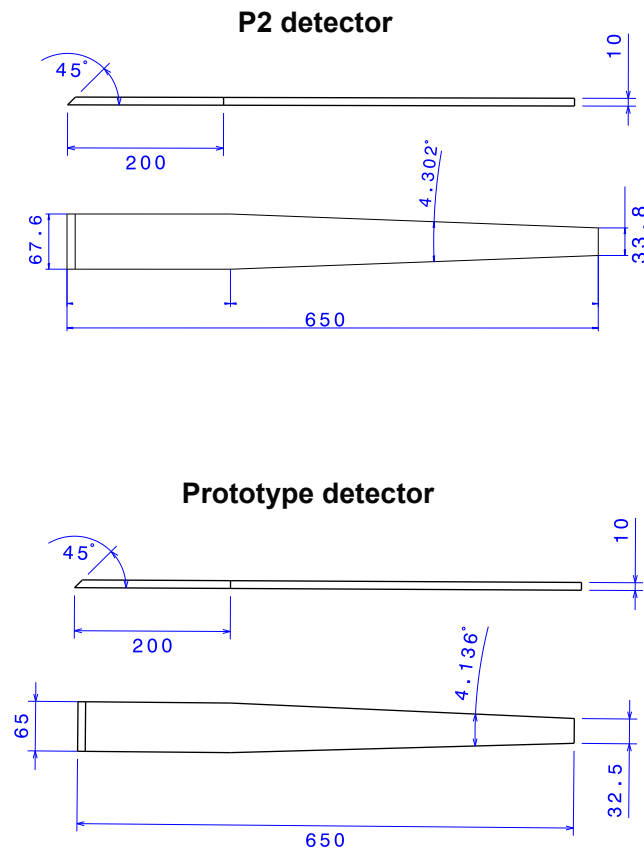


Abbildung 7.3: Abmessungen der eingesetzten Detektoren im Vergleich. Die P2-Detektoren N_{10} und N_{20} sind mit 67.5 mm breiter als die Prototypen Q_1 und Q_2 (65 mm).

Tabelle 7.2 gibt einen Überblick über die Messprogramme. Folgende Testprogramme wurden durchgeführt:

- **Konfigurationsmessungen:** Vergleich verschiedener Detektor-PMT-Kombinationen, sowohl einzeln als auch in Doppelkonfiguration.
- **Positionsmessungen:** Variation des Auftreffpunkts des Elektronenstrahls zur Untersuchung der Homogenität der Lichtsammlung
- **Translationsversatzmessungen:** Untersuchung des Effekts eines Luftspalts zwischen Detektor und PMT auf die Lichtübertragung

- **Rotationsversatzmessungen:** Bestimmung der Empfindlichkeit gegenüber Winkelabweichungen zwischen Detektor und PMT, relevant für die mechanische Toleranz im P2-Aufbau
- **PMT-Detektor-Austausch:** systematischer Wechsel der Detektoren und PMTs zur Untersuchung von Paarungseffekten.

Programm	Detektor	PMT	Detektor	PMT
Konfiguration A	Q ₂	ET520	N ₂₀	ET873
Konfiguration B	Q ₁ /Q ₂	ET518/ET520	N ₁₀ /N ₂₀	ET923/ET873
Konfiguration C	Q ₁	ET518	N ₁₀	ET923
Position	Q ₁	ET518	N ₁₀	ET923
Translationsversatz	Q ₁	ET518	N ₁₀	ET923
Rotationsversatz	Q ₁	ET518	N ₁₀	ET923
PMT-Detektor-Austausch	Q ₁ /Q ₂	ET518/ET520	N ₁₀ /N ₂₀	ET923/ET873

Tabelle 7.2: Übersicht der getesteten Konfigurationen und Messreihen im SEM. Zuerst wurden die Prototyp-Detektoren Q₁, Q₂ geprüft, anschließend die finalen P2-Detektoren N₁₀, N₂₀. Die DivA-Boards blieben unverändert.

Besonders wichtig ist es bei allen Programmpunkten, die Änderungen zwischen den Messreihen minimal zu halten, um systematische Effekte gering zu halten.

7.1 Messungen mit zwei unterschiedlichen Quarzstab-Varianten

Für die in Tabelle 7.3 aufgeführten Konfigurationsvarianten wurden zunächst die PMT-Signale aller vier Detektoren mithilfe eines Oszilloskops überprüft. Abbildung 7.4 zeigt exemplarische Pulse der Prototyp-Detektoren Q₁, Q₂ sowie der P2-Detektoren N₁₀ und N₂₀. Bei den Prototypen befand sich Q₁ vor Q₂, bei den P2-Detektoren N₁₀ vor N₂₀.

Single Event Mode - Konfigurationstest

Programm	P2		Prototyp	
	Detektor	PMT	Detektor	PMT
Konfiguration A	N ₂₀	ET873	Q ₂	ET820
Konfiguration B	N ₁₀ /N ₂₀	ET923/ET873	Q ₁ /Q ₂	ET518/ET520
Konfiguration C	N ₁₀	ET923	Q ₁	ET518

Tabelle 7.3: Vergleichsmessungen mit verschiedenen Detektor-PMT-Konfigurationen im SEM. Es wurden Einzel- und Doppelkombinationen aus Prototyp- und P2-Detektoren getestet.

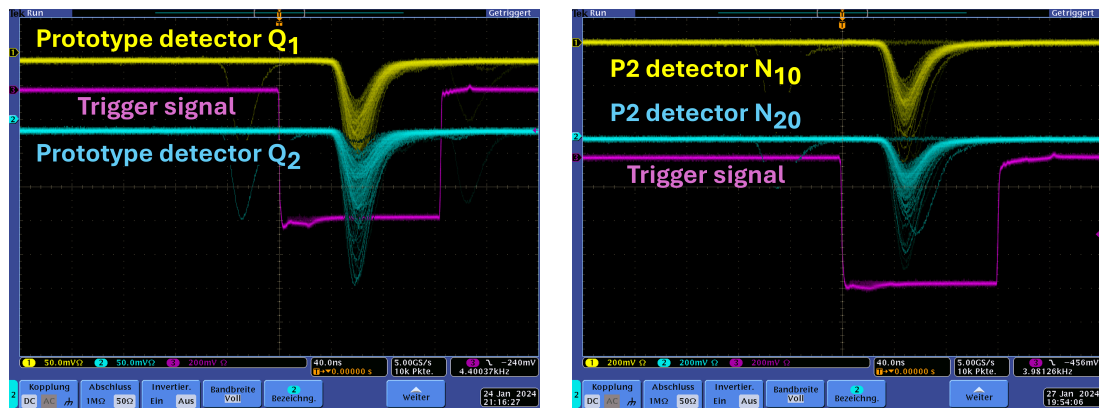


Abbildung 7.4: Momentaufnahme der PMT-Pulse mittels eines Oszilloskops. Links: Prototyp-Detektoren Q₁ und Q₂. Rechts: P2-Detektoren N₁₀ und N₂₀. Es wird sichergestellt, dass sich die Pulse innerhalb der Gates des QDCs befinden.

Da alle vier Detektoren mit nominaler PMT-Spannung betrieben wurden (vgl. [Tabelle 7.1](#)), lassen sich die Signale unmittelbar vergleichen. Die P2-Detektoren erzeugen höhere Pulshöhen als die Prototypen. Dies kann auf die bessere optische Kopplung, einen besseren Materialzustand oder die geringere Betriebsdauer der P2-Detektoren zurückzuführen sein. Auch die leicht größeren Abmessungen der P2-Detektoren ([Abbildung 7.3](#)) könnten hierzu beitragen.

Abhängigkeit der N_{PE} von der Elektronenstrahlrate

[Abbildung 7.5](#) zeigt ein QDC-Spektrum des Detektors N₁₀ bei einer Elektronenstrahlrate von 5 kHz, einer Messzeit von 300 s und einer QDC-Sensitivität von

200 fC pro Kanal. Die PMT (ET-923) wurde mit der nominalen Spannung betrieben. Der Pedestal-Peak bei niedrigen Kanälen entsteht durch Leckströme und Dunkelstrom der PMT. Die Zahl der erzeugten Photoelektronen (N_{PE}) wird über eine Anpassung einer Landau-Gauß-Faltung an den Signalpeak bestimmt (vgl. [Abschnitt 6.1](#)).

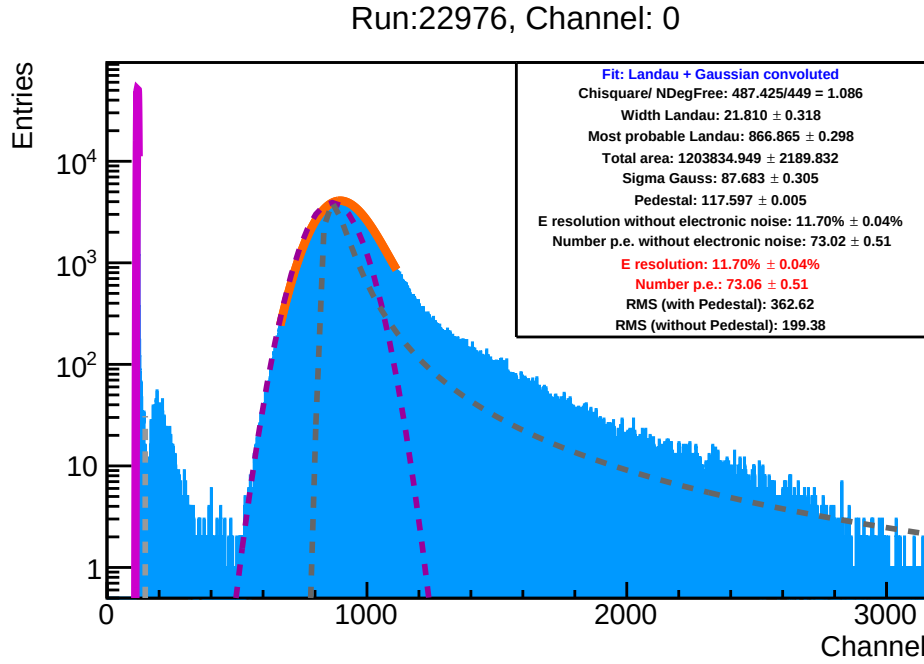


Abbildung 7.5: QDC-Spektrum des SiO_2 P2-Detektors N_{10} . Bei niedrigen Kanalnummern ist das Pedestal sichtbar, das als ein schmaler Peak, der durch Elektronikrauschen entsteht, erkennbar ist. In diesem Bereich treten keine Photoemissionen auf. Das physikalische Signal wird mit einer Landau-Gauß-Faltung modelliert, aus der sich die mittlere Anzahl der erzeugten Photoelektronen (N_{PE}) ableiten lässt.

Ein klar abgegrenzter Peak entspricht einem hohen Signal-Rausch-Verhältnis und gewährleistet die zuverlässige Trennung von echten Elektronensignalen und elektronischem Rauschen. Für den vorne liegenden P2-Detektor N_{10} ergibt sich eine mittlere Anzahl von ca. 70 Photoelektronen, beim nachfolgenden Detektor N_{20} rund 60 Photoelektronen. Der Vergleich zwischen den durch Landau-Gauß-Fit bestimmten N_{PE} -Werten („Landau-Gauss“) und den erwarteten, rechnerisch ermittelten N_{PE} („Calculated“) erlaubt eine Aussage über die Konsistenz des

Detektorsystems.

Die mittlere Anzahl an detektierten Photoelektronen wurde in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlrate für beide P2-Detektoren ausgewertet und ist für beide Detektoren im Rahmen der Fehler konstant.

Für das Spektrum in [Abbildung 7.5](#) ergibt sich der „most probable value“ des Landau-Fits zu $ch_{\text{mpL}} = 866.865 \pm 0.298$, das Pedestal liegt bei $ch_{\text{ped}} = 117.597 \pm 0.005$. Da die Fitfehler von ch_{mpL} und ch_{ped} jedoch vernachlässigbar klein sind, wurde hier vereinfachend die Unsicherheit der [QDC](#)-Empfindlichkeit direkt als $\Delta QDC_{\text{charge}} = \pm 4 \text{ fC}$ angesetzt, da dies eine realistischere Fehlerabschätzung darstellt als die rein statistischen Fitfehler. Aus der Differenz der Kanalpositionen von Signalpeak und Pedestal lässt sich mit der [QDC](#)-Empfindlichkeit $\xi = (200 \pm 4) \text{ fC/Kanal}$ die Gesamtladung bestimmen:

$$QDC_{\text{charge}} = (ch_{\text{mpL}} - ch_{\text{ped}}) \times \xi \approx (867 - 118) \times 200 \text{ fC} \approx 150 \text{ pC} \quad (7.1)$$

Zur Umrechnung in die Anzahl der erzeugten Photoelektronen wird das Verhältnis zur Elementarladung und zur Verstärkung $G_{\text{PMT}} = (12.68 \pm 1.46) \times 10^6$ verwendet:

$$N_{\text{PE}} = \frac{QDC_{\text{charge}}}{q_e \cdot G_{\text{PMT}}} = \frac{150 \times 10^{-12} \text{ C}}{1.602 \times 10^{-19} \text{ C} \cdot 12.68 \times 10^6} \approx 73.8 \quad (7.2)$$

Die Gesamtunsicherheit ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung der [QDC](#)-Ladung und der PMT-Verstärkung. Dabei geht die zuvor aus den Verstärkungsmessungen bestimmte Unsicherheit ΔG_{PMT} direkt in die Berechnung von ΔN_{PE} ein.

$$\Delta N_{\text{PE}} = \frac{1}{q_e} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta QDC_{\text{charge}}}{G_{\text{PMT}}}\right)^2 + \left(\frac{QDC_{\text{charge}} \cdot \Delta G_{\text{PMT}}}{G_{\text{PMT}}^2}\right)^2} \quad (7.3)$$

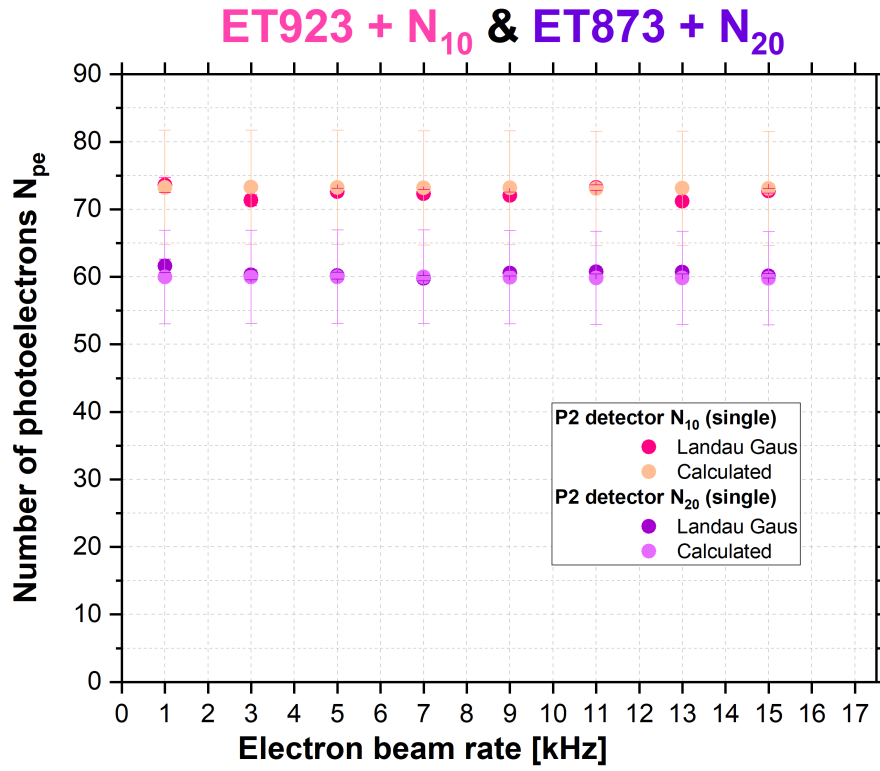


Abbildung 7.6: Mittlere Anzahl an Photoelektronen N_{PE} als Funktion der Elektronenstrahlrate, getrennt (single) für die beiden P2-Detektoren. Für beide Detektoren ist N_{PE} im Rahmen des Fehlers konstant.

In [Abbildung 7.7](#) sind die Ergebnisse für die Messung mit beiden Detektoren gleichzeitig (both) dargestellt.

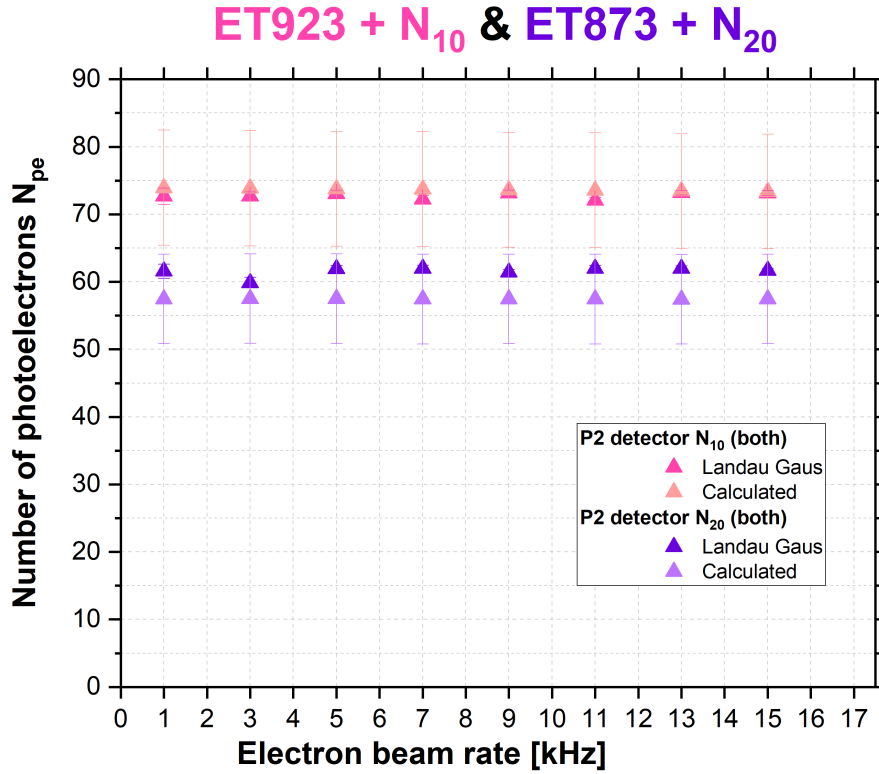


Abbildung 7.7: Mittlere Anzahl an detektierten Photoelektronen N_{PE} beider Detektoren (both) als Funktion der Elektronenstrahlrate. Sie zeigt für N_{10} und N_{20} ein nahezu konstantes Verhalten über den gesamten Ratenbereich hinweg.

Die Ergebnisse der Rate-Scan-Messungen zeigen, dass die mittlere Anzahl der detektierten Photoelektronen N_{PE} über den gesamten untersuchten Bereich der Elektronenstrahlrate für beide P2-Detektoren im Rahmen des Fehlers bleibt. Dies entspricht der physikalischen Erwartung. Die aus dem Landau-Gauß-Fit extrahierten N_{PE} -Werte stimmen zudem gut mit den berechneten N_{PE} aus dem QDC-Spektrum überein, was die Validität der Methode unterstreicht. Beim Detektor N_{20} tritt eine leichte Diskrepanz zwischen den beiden Auswerteverfahren auf. Diese Abweichung lässt sich auf den vorgeschalteten Detektor (N_{10}) zurückführen, die den Energieeintrag in den zweiten Detektor beeinflusst. Der Effekt ist jedoch moderat und hat keinen signifikanten Einfluss auf die Gesamtbewertung.

Messungen mit unterschiedlichen Betriebsspannungen an den PMT

Zusätzlich zu den Messungen bei unterschiedlichen Strahlraten sind weitere Messungen durchgeführt worden, bei denen die an die PMT angelegte Betriebsspannung systematisch variiert wurde. Ziel war es, das Antwortverhalten des gesamten Detektorsystems in Abhängigkeit von der Betriebsspannung zu untersuchen. Die Spannungswerte wurden dabei um die nominalen Betriebsspannungen der jeweiligen PMTs variiert. In [Abbildung 7.8](#) sind die Ergebnisse für Konfigurationen A und C dargestellt. [Abbildung 7.9](#) gibt die Ergebnisse für Konfiguration B wieder.

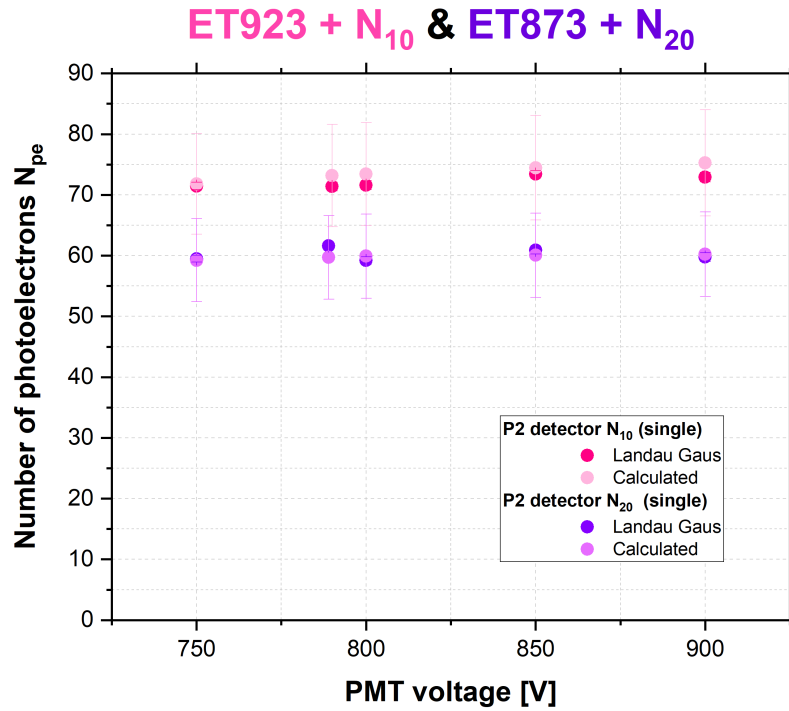


Abbildung 7.8: Konfiguration A + C: Anzahl detektierter Photoelektronen N_{PE} als Funktion der PMT-Spannung. Die Detektoren N₁₀ und N₂₀ sind jeweils einzeln (single) im Strahl positioniert. Gezeigt sind sowohl die Werte aus dem Landau-Gauß-Fit als auch die berechneten N_{PE} .

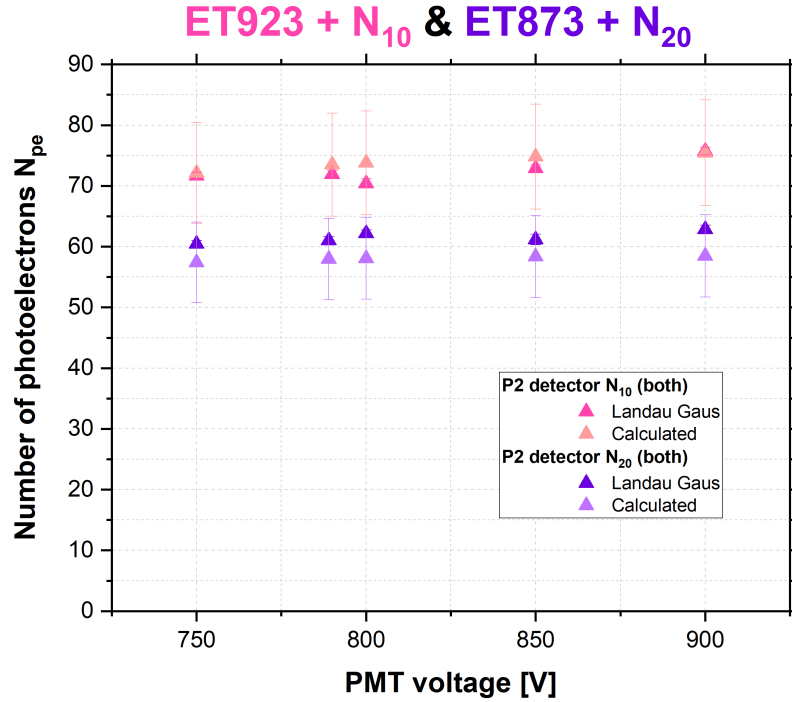


Abbildung 7.9: Konfiguration B: Anzahl detektierter Photoelektronen N_{PE} als Funktion der PMT-Spannung für die Konfiguration mit beiden Detektoren (N_{10} und N_{20}) gleichzeitig (both) im Strahl. Dargestellt sind sowohl die Werte aus dem Landau-Gauß-Fit als auch die berechneten N_{PE} .

Die Messergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen den durch den Landau-Gauß-Fit bestimmten und den berechneten Werten für N_{PE} . Bei Variation der PMT-Spannung bleiben die N_{PE} -Werte im untersuchten Bereich stabil, was die Stabilität der Signalverarbeitungskette unterstreicht. Dies gilt unabhängig davon, ob ein oder zwei Detektoren gleichzeitig im Strahl positioniert sind. Eine auffällige Abweichung zeigt sich jedoch erneut bei der Konfiguration mit zwei Detektoren im Strahl (*both*, Konfiguration B), insbesondere beim hinteren Detektor N_{20} . Hier liegen die berechneten N_{PE} -Werte systematisch etwa 5 % unter den durch Fits ermittelten. Dieses Verhalten entspricht der bereits beobachteten Diskrepanz bei der Variation der Strahlrate. Insgesamt bestätigen die Ergebnisse die Stabilität und Reproduzierbarkeit der Ausleseketten unter verschiedenen Betriebsbedingungen.

Untersuchung der Prototyp-Detektoren Q_1 und Q_2

Neben den finalen P2-Detektoren wurden während der Teststrahlzeit auch die Prototypen Q_1 und Q_2 untersucht. Sie stammen aus der Entwicklungsphase und dienen als Referenz zur Bewertung möglicher Alterungseffekte und zur Überprüfung der Stabilität der Auslekette. Beide besitzen ähnliche Abmessungen wie die P2-Detektoren, unterscheiden sich jedoch in PMTs und Betriebsdauer.

Analog zu den P2-Detektoren wurden Messungen mit variierenden Strahlraten und Betriebsspannungen durchgeführt. Bereits die Oszilloskopaufnahmen zeigten eine geringere Lichtausbeute, was sich in den niedrigeren N_{PE} bestätigt (Abbildung 7.10 und Abbildung 7.11): Für Q_1 etwa 40 (Landau-Gauß) bzw. 30 (berechnet), für Q_2 etwa 20 bzw. 12 (berechnet). In allen Konfigurationen liefern die Prototypen reproduzierbare, jedoch deutlich niedrigere Werte als die P2-Detektoren.

Während die Fit-Ergebnisse weitgehend stabil gegenüber Spannungs- und Ratenänderungen bleiben, zeigen die berechneten Werte - besonders bei Q_1 im Doppelbetrieb - eine stärkere Spannungsabhängigkeit. Dies deutet auf systematische Einflüsse durch PMT-Verstärkung oder Detektoraufbau hin.

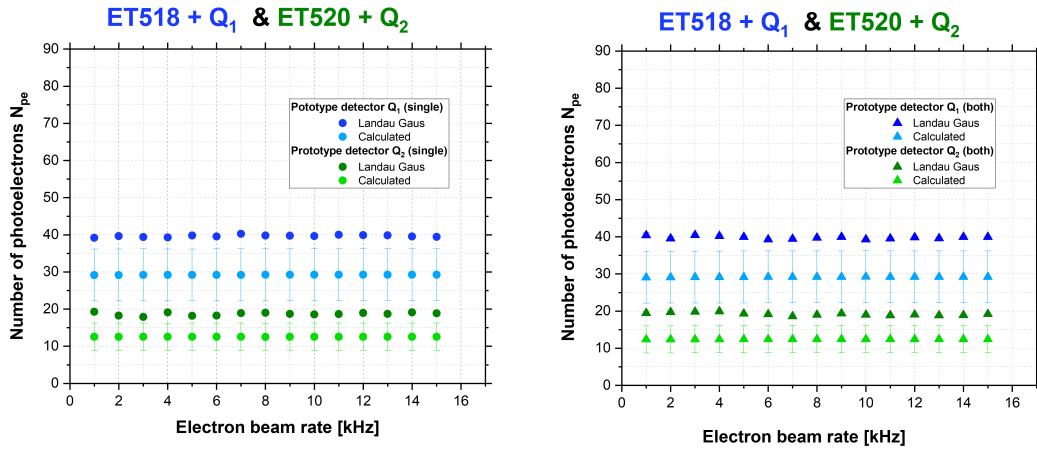


Abbildung 7.10: Konfiguration A, B und C: Anzahl detektierter Photoelektronen N_{PE} in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlrate für Q_1 und Q_2 . Links: Einzelbetrieb (single). Rechts: gleichzeitiger Betrieb (both). Dunklere Punkte sind die Werte aus dem Landau-Gauß-Fit und die helleren Punkte sind die berechneten N_{PE} .

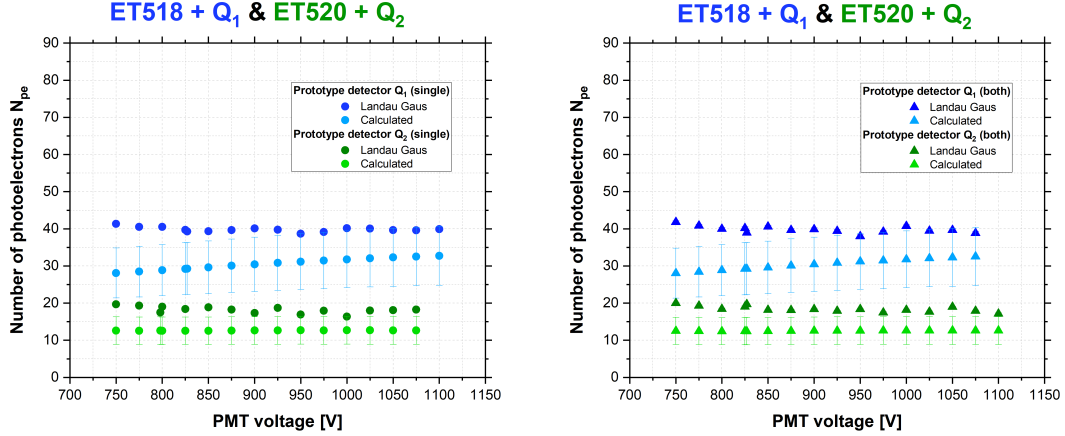


Abbildung 7.11: Konfiguration A, B und C: N_{PE} als Funktion der angelegten PMT-Spannung für Q_1 und Q_2 . Links: Einzelbetrieb (single). Rechts: gleichzeitiger Betrieb (both). Farbcodierung wie in [Abbildung 7.10](#).

Die insgesamt niedrigere Signalqualität der Prototypen ist vermutlich auf Alterungseffekte, ungünstigere optische Kopplung oder Unterschiede in der Transmission zurückzuführen. Insgesamt erweist sich die Landau-Gauß-Faltung als robustere Methode zur Bestimmung der Photoelektronenzahl, während die berechneten Werte stärker von Kalibrierungen abhängen und größere Streuungen zeigen.

7.2 Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute

Nach den zuvor beschriebenen Konfigurationsmessungen wurde die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute entlang der Detektorlänge untersucht. Solche Messungen wurden bereits in [\[33\]](#) durchgeführt und sollen hier auf die neuen P2-Detektoren erweitert werden. [Tabelle 7.4](#) zeigt die eingesetzten Detektor-PMT-Kombinationen für diese Positionsmessung.

Single Event Mode – Positionsmessung

Programm	P2: N ₁₀ + ET-923	Prototyp: Q ₁ + ET-518
Position	Position entlang [0, 510] mm	Position entlang [0, 510] mm

Tabelle 7.4: Verwendete Detektor-PMT-Kombinationen für die longitudinale Positionsmessung im SEM. Die Elektronenstrahlposition wird entlang der Detektorachse variiert.

Die Elektronenstrahlrate ist konstant auf 4 kHz eingestellt. Zur Positionsbestimmung wurde ein Verfahrtisch genutzt, wobei $x = 0$ mm die Quarzspitze markiert. Der Scanbereich entlang der Detektorlänge ist durch die mechanischen Gegebenheiten des Verfahrtischs begrenzt und reicht bis $x = 510$ mm. [Abbildung 7.12](#) zeigt die Verteilung der mittleren Anzahl an detektierten Photoelektronen N_{PE} entlang der Detektorlänge für den Prototyp-Detektor Q₁ und den P2-Detektor N₁₀.

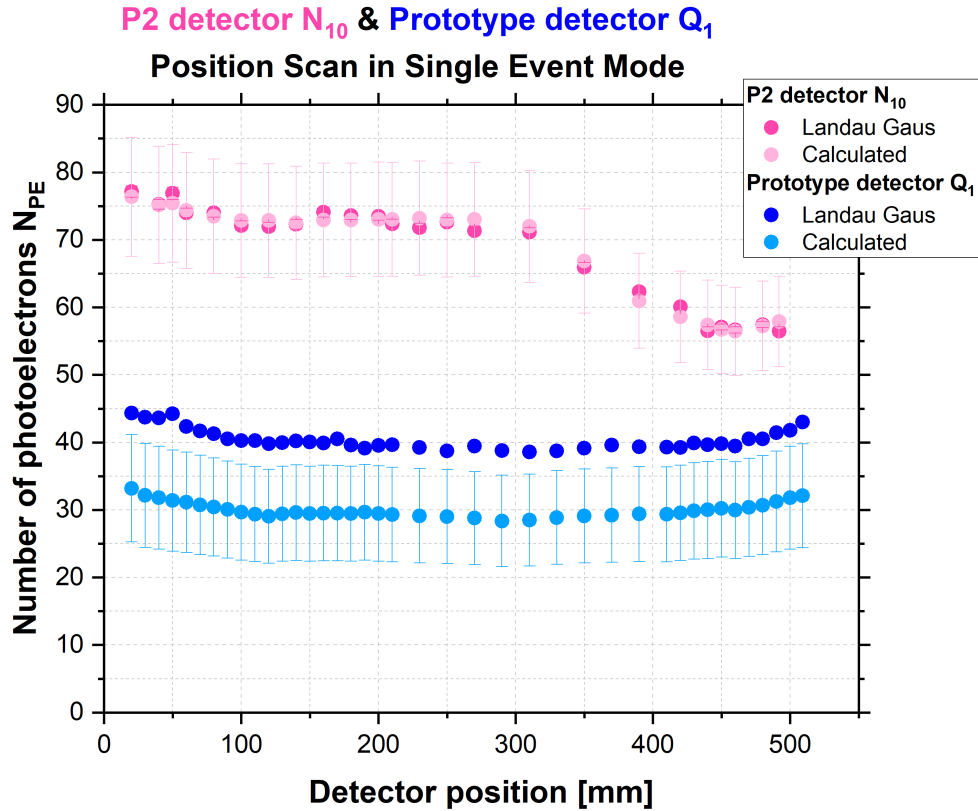


Abbildung 7.12: Verlauf der mittleren Anzahl an detektierten Photoelektronen (N_{PE}) entlang der Detektorpositionen für den Prototyp Q_1 und den P2-Detektor N_{10} . Gezeigt sind jeweils die Ergebnisse der Landau-Gauß-Faltung sowie der Berechnungsmethode. Die Position $x = 0$ mm markiert die Quarzspitze, der Scan reicht bis $x = 510$ mm.

Abbildung 7.12 zeigt die Verteilung der mittleren Zahl detektierter Photoelektronen N_{PE} . Beim Prototyp-Detektor Q_1 beginnen die N_{PE} -Werte nahe der Quarzspitze (bei $x = 20$ mm) bei rund 45 Photoelektronen, sinken bis 200 mm auf rund 30 Photoelektronen ab, ehe am Ende des Quarzes wieder ein leichter Anstieg auf etwa 45 N_{PE} erkennbar ist. Die berechneten N_{PE} -Werte liegen systematisch etwa 10 N_{PE} darunter. Die Abnahme im mittleren Bereich könnte auf Alterung oder Beschädigungen im Detektormaterial hinweisen. Schäden an der Quarzoberfläche oder optische Inhomogenitäten können die Lichtsammlung lokal beeinträchtigen. Der Anstieg gegen Ende lässt sich vermutlich durch die Nähe zur PMT erklären, da sich diese am Detektorende befindet.

Der P2-Detektor N_{10} startet bei etwa 77 N_{PE} und sinkt bis $x = 100$ mm leicht auf 72, bleibt bis ca. 300 mm konstant, bevor er bis 400 mm kontinuierlich auf 60 N_{PE} sinkt, von wo ab er stabil bleibt. Die berechneten N_{PE} stimmen hier bis auf rund ± 1 N_{PE} mit den Fit-Ergebnissen überein, was auf geringere systematische Unsicherheiten hinweist. Im Vergleich zum Prototyp zeigt der P2-Detektor eine deutlich höhere Lichtausbeute und eine bessere Homogenität.

Die beobachteten N_{PE} -Werte entlang der Detektorlänge stimmen gut mit den zuvor in den Konfigurationsmessungen bestimmten Mittelwerten überein und bestätigen die Konsistenz von Fit- und Berechnungsmethoden. Die bekannte Diskrepanz zwischen beiden Verfahren tritt vor allem bei Q_1 deutlich auf, während N_{10} eine nahezu perfekte Übereinstimmung zeigt. Leichte Abweichungen zwischen Messreihen lassen sich durch Unterschiede in Kopplung oder Positionierung erklären. Insgesamt bestätigen die Positionsscans die Stabilität des Aufbaus und die Zuverlässigkeit der Analyse.

7.3 Translations- und Rotationsversatz

Zur Analyse möglicher systematischer Effekte beim Einbau der Detektoren im P2-Experiment wurden gezielte Variationen der Kopplung zwischen PMT und Detektor untersucht. Dabei wurden zwei Szenarien betrachtet: Zum einen ein **Translationsversatz**, bei dem ein definierter Luftspalt zwischen PMT und Detektor erzeugt wird, zum anderen ein **Rotationsversatz**, bei dem die PMT relativ zur festen Ausrichtung des Detektors um definierte Winkel gedreht wurde. [Abbildung 7.13](#) zeigt die beiden Versatzsituationen.

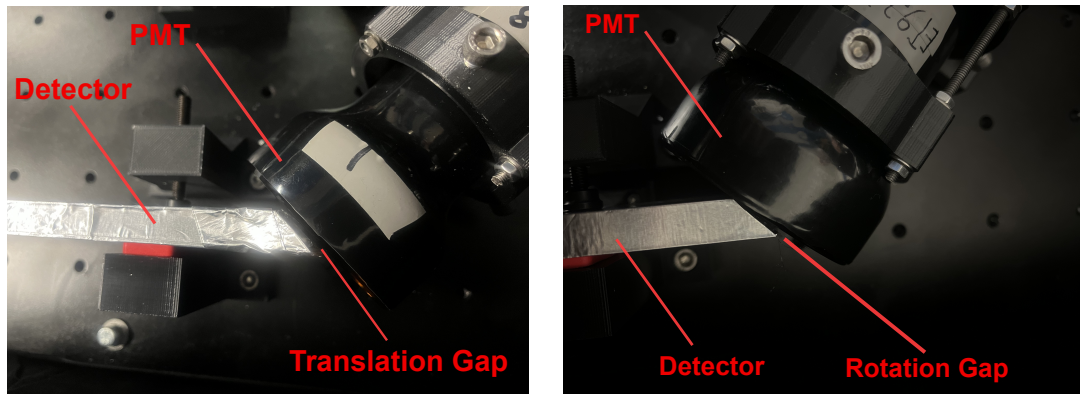


Abbildung 7.13: Einstellungen zur Untersuchung von Kopplungsabweichungen. Links: Translationsversatz, ein definierter Luftspalt zwischen Quarzdetektor und PMT simuliert einen mechanischen Kopplungsfehler. Rechts: Rotationsversatz bei der die PMT um 2° relativ zur festen Detektor-Achse gedreht wird, was eine Winkelfehlstellung darstellt.

Die Messungen wurden mit dem Prototyp-Detektor Q_1 und dem P2-Detektor N_{10} bei einer konstanten Elektronenstrahlrate von 4 kHz durchgeführt. [Tabelle 7.5](#) fasst die getesteten Konfigurationen zusammen.

Single Event Mode – Versatzmessung

Programm	P2: N_{10} + ET-923	Prototyp: Q_1 + ET-518
Translationsversatz	[0, 1, 2, 3, 10, 20] mm	[0, 1, 2, 3] mm
Rotationsversatz	[0° , $\pm 1^\circ$, $\pm 2^\circ$, $\pm 3^\circ$, $\pm 5^\circ$]	[0° , $\pm 1^\circ$, $\pm 2^\circ$, $\pm 3^\circ$]

Tabelle 7.5: Untersuchte Einstellungen für Translations- und Rotationsversatz. Die PMT wird relativ zum fixierten Detektor entweder verschoben oder um einen definierten Winkel gedreht.

Translationsversatz:

[Abbildung 7.14](#) zeigt die mittlere Zahl detektierter Photoelektronen in Abhängigkeit vom Luftspalt. Bis 3 mm bleibt die Lichtausbeute konstant. Ab 10 mm sinkt sie bei N_{10} um $\sim 10\%$, bei 20 mm um $\sim 20\%$. Q_1 zeigt den gleichen Trend, jedoch auf niedrigerem Niveau. Ursache sind Reflexionsverluste an der Quarz-Luft-Grenzfläche. Beide Auswertmethoden (Landau-Gauß-Faltung und Berechnung) stimmen konsistent überein. Kleine Spalte < 3 mm sind somit für den P2-Aufbau tolerierbar.

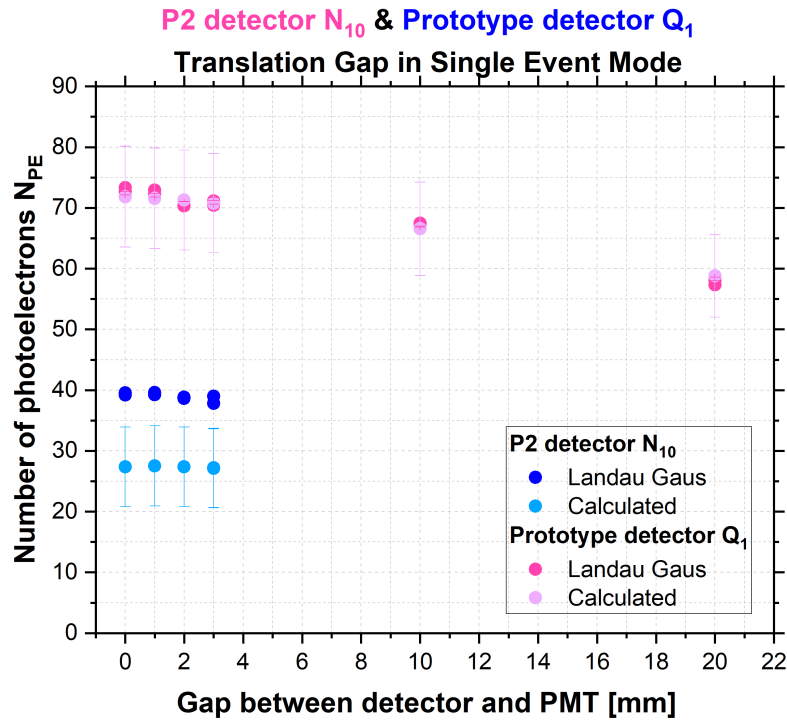


Abbildung 7.14: Anzahl der Photoelektronen als Funktion des Luftspalts aufgrund de Translationsversatzes zwischen PMT und Detektor. Die Position $x = 0$ entspricht der Ausgangsposition.

Rotationsversatz:

Abbildung 7.15 zeigt die Zahl der Photoelektronen als Funktion des Winkels. Bis $\pm 5^\circ$ bleibt die Lichtausbeute stabil mit maximalen Schwankungen von 2 – 3 %. Das Verhalten ist unabhängig vom Detektortyp und verdeutlicht, dass die Kopplung primär von der geometrischen Ausrichtung abhängt.

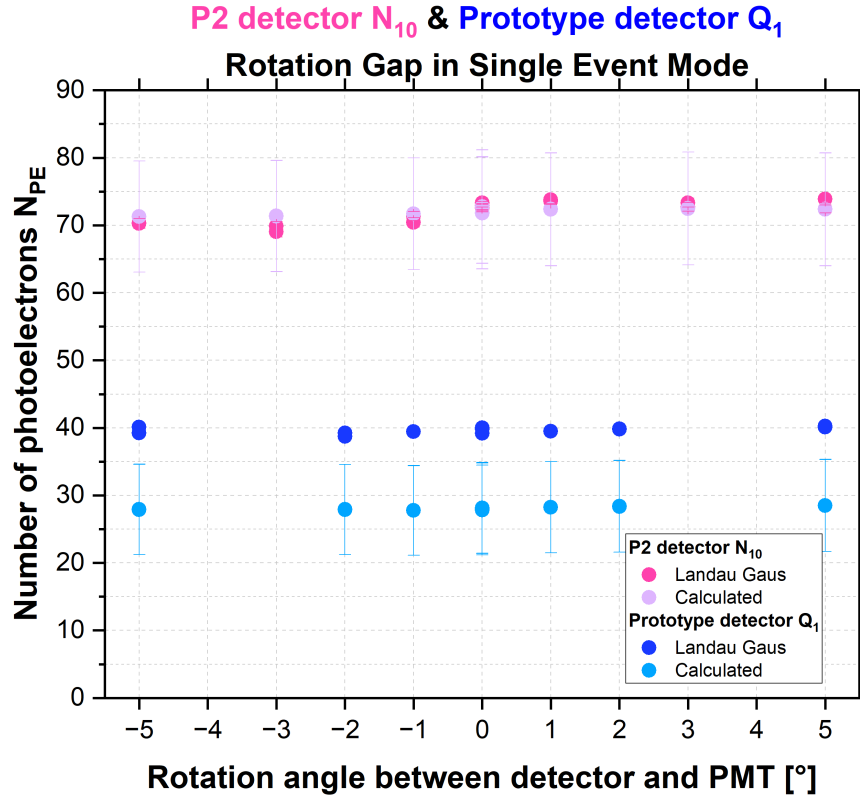


Abbildung 7.15: Anzahl der Photoelektronen in Abhängigkeit vom Rotationsversatz zwischen PMT und Detektor. Der Quarz bleibt fixiert, die PMT wird relativ dazu gedreht. Die Normaleinstellung liegt bei $\alpha = 0^\circ$.

Die Versatzmessungen zeigen, dass kleine mechanische Toleranzen beim Einbau der PMTs unkritisch sind. Luftspalte bis 3 mm und Winkelabweichungen bis $\pm 5^\circ$ beeinflussen die Signalstärke nicht wesentlich. Damit besitzen die P2- und Prototyp-Detektoren eine ausreichende Montagetoleranz, sodass geringe Abweichungen im Aufbau keine relevanten systematischen Effekte verursachen.

7.4 Austauschbarkeit von PMT und Detektor

Eine weitere relevante Messreihe im Rahmen des SEM beschäftigt sich mit der Austauschbarkeit von PMTs und Quarzdetektoren innerhalb der P2- und Prototyp-Detektoren. Ziel ist es herauszufinden, ob bestimmte Kombinationen von PMTs

und Detektor die Anzahl der ermittelten Photoelektronen (N_{PE}) systematisch beeinflussen. Dazu werden PMTs und Detektoren untereinander ausgetauscht. Die getesteten Konstellationen sind in [Tabelle 7.6](#) aufgeführt.

Single Event Mode – PMT-Detektor-Kombinationen

Kombination	P2-Detektor	PMT	Prototyp-Detektor	PMT
Kombi 1	N_{10}	ET-923	Q_1	ET-518
Kombi 2	N_{20}	ET-923	Q_2	ET-518
Kombi 3	N_{20}	ET-873	Q_2	ET-520
Kombi 4	N_{10}	ET-873	Q_1	ET-520

Tabelle 7.6: Untersuchte Kombinationen aus Quarzdetektoren und Photomultipliern im [SEM](#). Es wird jeweils immer nur eine Komponente (PMT oder Detektor) gegenüber der Referenzkonfiguration verändert.

Ausgangspunkt der Messungen waren die Standardkombinationen $N_{10} + ET-923$ (P2-Detektor) und $Q_1 + ET-518$ (Prototyp-Detektor). Um nun den Einfluss einzelner Komponenten zu untersuchen, wurde jeweils nur ein Bauteil ausgetauscht, entweder der PMT oder der Detektor. Die Betriebsspannung der PMT wurde auf die jeweilige nominale Spannung der eingesetzten PMT eingestellt, die Strahlrate blieb weiterhin unverändert bei 4 kHz. [Abbildung 7.16](#) zeigt die ermittelten N_{PE} -Werte für alle getesteten Kombinationen, jeweils aus Landau-Gauß-Fits und aus der Berechnungsmethode.

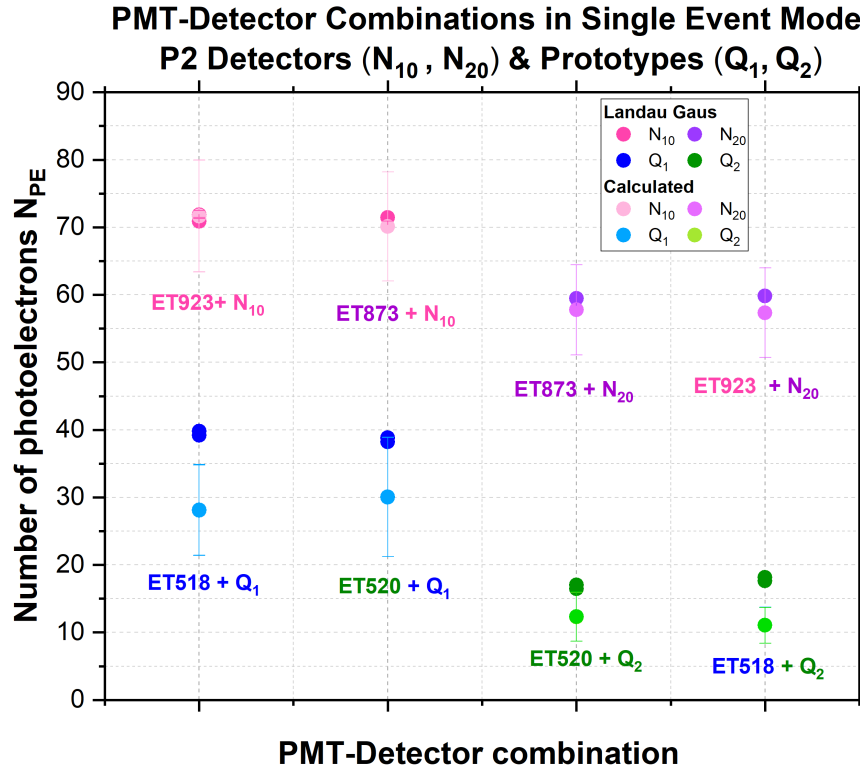


Abbildung 7.16: Anzahl detektierter Photoelektronen N_{PE} für verschiedene Kombinationen aus PMT und Quarzdetektor. Die Ergebnisse stammen aus Landau-Gauß-Fits (dunkel) und berechneten Werten (hell) und umfassen sowohl P2- als auch Prototyp-Detektoren.

Die Resultate bestätigen die Konsistenz früherer Messungen: Unterschiede zwischen Fits und Berechnungen sind vergleichbar zu [Abbildung 7.6](#) und [Abbildung 7.10](#). Für die zwei Detektorgruppen (P2, Prototyp) ergibt sich:

- **P2-Detektoren (N_{10} , N_{20}):**

Der PMT-Tausch ($ET-923 \iff ET-873$) hat nur minimale Auswirkungen. Die Unterschiede stammen überwiegend vom jeweiligen Quarzstab.

- **Prototypen (Q_1 , Q_2):**

Auch hier bleibt der Effekt eines PMT-Wechsels gering. Unterschiede ergeben sich primär durch die Detektoren selbst. Insgesamt liegen die N_{PE} -Werte auf niedrigerem Niveau als bei den P2-Detektoren.

Diese Messreihe zeigt deutlich, dass der verwendete Quarzstab einen stärkeren Einfluss auf die Lichtausbeute hat als der jeweils eingesetzte PMT. Innerhalb einer Detektorgruppe können PMTs mit vergleichbarer Verstärkung und Quanteneffizienz ausgetauscht werden, ohne dass dies zu signifikanten Änderungen in der Anzahl der detektierten Photoelektronen führt. Die beobachteten Unterschiede zwischen den Prototyp- und P2-Detektoren lassen sich auf die unterschiedliche Materialqualität und auf Alterungseffekte bei den älteren Quarzen zurückführen.

7.5 Pilotmessungen und erste Erkenntnisse

Vor den systematischen Teststrahlzeitmessreihen wurden erste Tests im [SEM](#) durchgeführt, um die grundsätzliche Funktionalität der Detektor-PMT-Kombinationen und der Ausleseelektronik zu validieren. Diese Pilotmessungen lieferten nicht nur wertvolle praktische Erfahrungen, sondern auch wichtige Erkenntnisse für den weiteren Entwicklungsverlauf. Im Folgenden werden die wesentlichen Beobachtungen und technischen Herausforderungen dieser frühen Testphasen vorgestellt, die maßgeblich zur Ausgestaltung des finalen P2-Auslesesystems beitragen.

Pilotmessung 1

Die erste Testreihe im [SEM](#) wurde am MAMI durchgeführt. Ziel war es, die Funktionalität von PMT, Detektoren, Spannungsteilern und Vorverstärkern unter realen Strahlbedingungen zu testen. Zum Einsatz kam ein Quarzstab, (Spectrosil 2000), gekoppelt an eine PMT (ET-509) bei 1850 V. Ein Plastikszintillator hinter diesem Detektor diente zur Triggerung des Elektronenstrahls. Die Kopplung zwischen Quarz und PMT erfolgte zunächst provisorisch mithilfe von lichtundurchlässigem Tape, was jedoch zu schwankenden und nicht reproduzierbaren Ergebnissen führte. Das kann an der variierenden Lichtkopplung liegen. Der Testaufbau ist in [Abbildung 7.17](#) gezeigt.

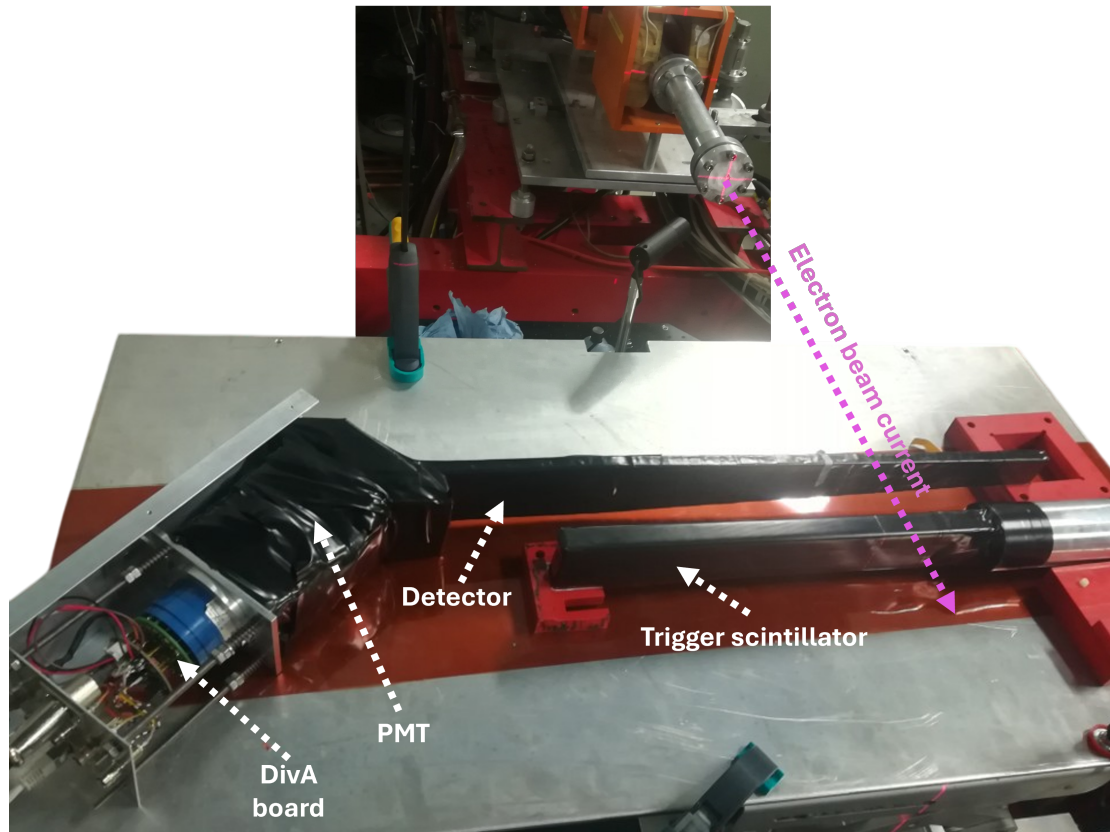


Abbildung 7.17: Testaufbau der Pilotmessung mit einem PMT der Seriennummer ET-509 und SiO_2 -Detektor, Spectrosil 2000. Die PMT wird mit 1850 V betrieben, der Trigger erfolgte über einen Szintillator.

Für die Signalverarbeitung wurde der erste Prototyp des [DivA-Boards](#) eingesetzt, bestehend aus einem analogen Spannungsteiler und einem Vorverstärker auf übereinander montierten Platinen. Um die mechanische Stabilität und den Schutz der Elektronik zu gewährleisten, ist das Board inklusive der PMT in ein Aluminiumgehäuse ummantelt. Das diente zum Schutz von elektronischen Störungen von außen und gleichzeitig als Schnittstelle für die Kabelausgänge. Die Elektronik verfügte über fernsteuerbare Funktionen. So war es möglich per Ethernet zwischen Puls- und Integrationsmodus umzuschalten. Ebenso war die Funktion vorhanden, den Offset am Ausgang des Vorverstärkers einzustellen. Im [SEM](#) war zur Auswertung wie bekannt das Standardsignal P verfügbar, das direkt aus dem Vorverstärker abgegriffen und an den [QDC](#) weitergeleitet wird.

Der Prototyp verfügte zusätzlich über zwei getrennt herausgeführte Signalleitungen, S^+ und S^- , die aus dem Vorverstärker ausgekoppelt wurden. Des Weiteren ist eine SMA-Buchse für den Anschluss einer externen Stromquelle vorgesehen. Dies wurde für den ersten Strahlungshärtetest mit den digitalen Komponenten zur Simulation eines kontinuierlichen PMT-Stroms genutzt. Die entsprechenden Messungen werden im Kapitel [Strahlungshärtetest](#) behandelt. [Abbildung 7.18](#) zeigt den [DivA-Board](#)-Prototyp.

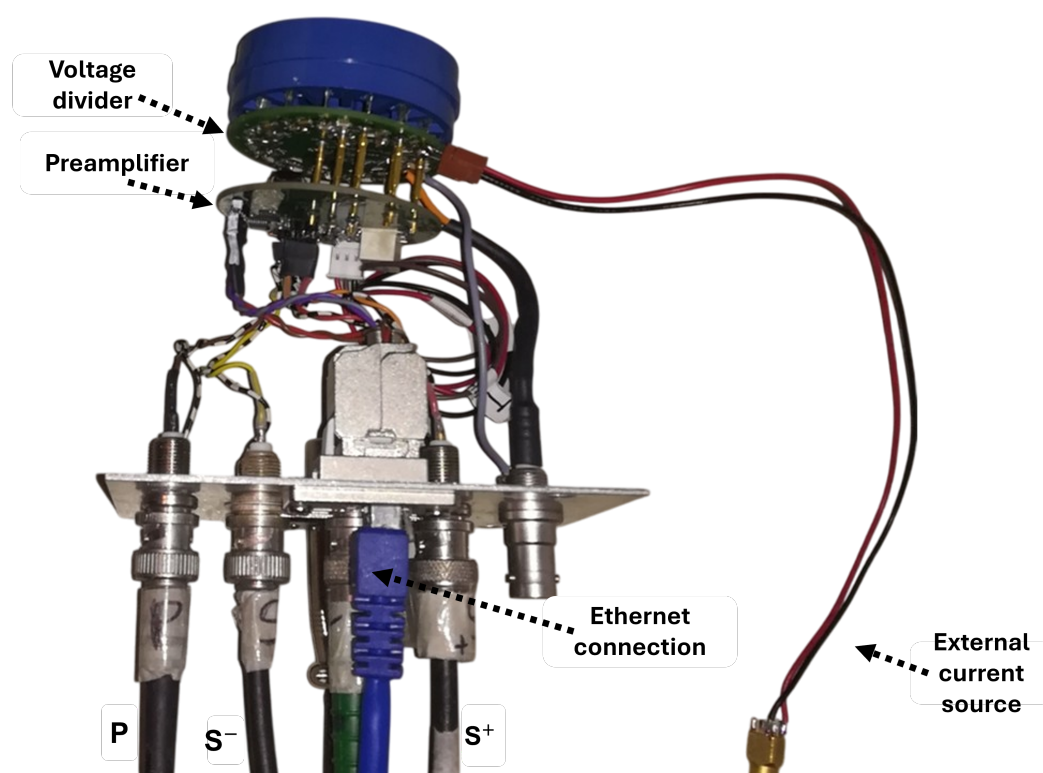


Abbildung 7.18: [DivA-Board](#) Prototyp der ersten Pilotmessung mit aufgesetztem Spannungsteiler (obere Platine) und Vorverstärker (untere Platine). Die Signalausgänge sind als P ([SEM](#)), S^+ und S^- ([IM](#)) beschriftet. Zusätzlich vorhanden sind eine Ethernet-Schnittstelle für die serielle Kommunikation und ein Zugang zur Einspeisung eines externen Stromsignals.

Ein vereinfachtes Blockschaltbild des verwendeten [DivA-Board](#) Prototyps ist in [Abbildung 7.19](#) dargestellt. Das Design beinhaltete digitale Komponenten, die über eine serielle Schnittstelle mit einem Raspberry PI kommuniziert werden konnten. Zusätzlich konnte die Verstärkung des Transimpedanzverstärkers mit-

tels Rückkopplungswiderstände, R_f , umgeschaltet werden. Die Verstärkungsfaktoren von 1, 10, 100 oder 1000 sind vorgesehen.

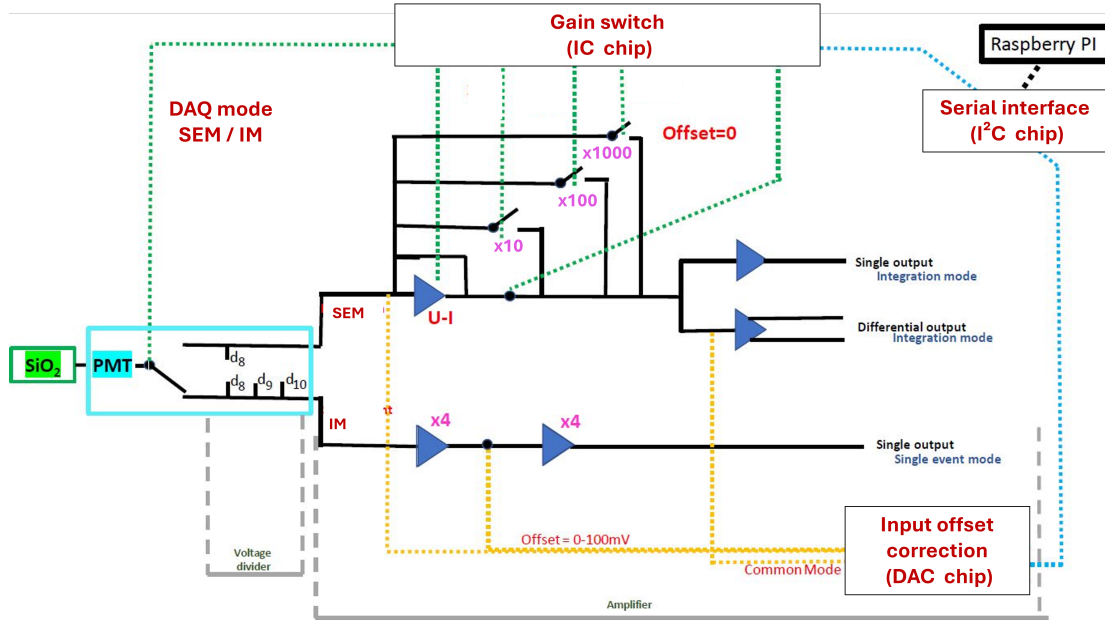


Abbildung 7.19: Blockschaltbild des [DivA-Board](#) Prototyps mit schaltbaren Verstärkungsstufen (Gain Switch), Offsetkorrektur (DAC), Umschaltung zwischen [SEM](#) und [IM](#), als auch separatierte differentiellen Ausgängen für den integrierenden Modus. Die Ansteuerung der Funktionen erfolgt über eine serielle I²C-Schnittstelle mit Raspberry PI.

Die Signale des Detektors (Spectrosil 2000 + ET-509) wurden mithilfe eines Oszilloskops untersucht. Während der Messung wurde die Versorgungsspannung der PMT schrittweise erhöht und dabei die Signalhöhe systematisch erfasst. [Tabelle 7.7](#) fasst die Parameter dieser ersten Pilotmessung zusammen, die Ergebnisse sind in [Abbildung 7.20](#) dargestellt.

Single Event Mode – Pilotmessung 1

Detektor	PMT	Elektronenstrahlrate	Spannungsbereich
Spectrosil 2000	ET-509	1.06 kHz	0 – 1300 V

Tabelle 7.7: Messparameter der ersten Pilotmessung im [SEM](#). Der verwendete Detektor ist ein SiO₂ Detektor, der an eine PMT ET-509 gekoppelt ist.

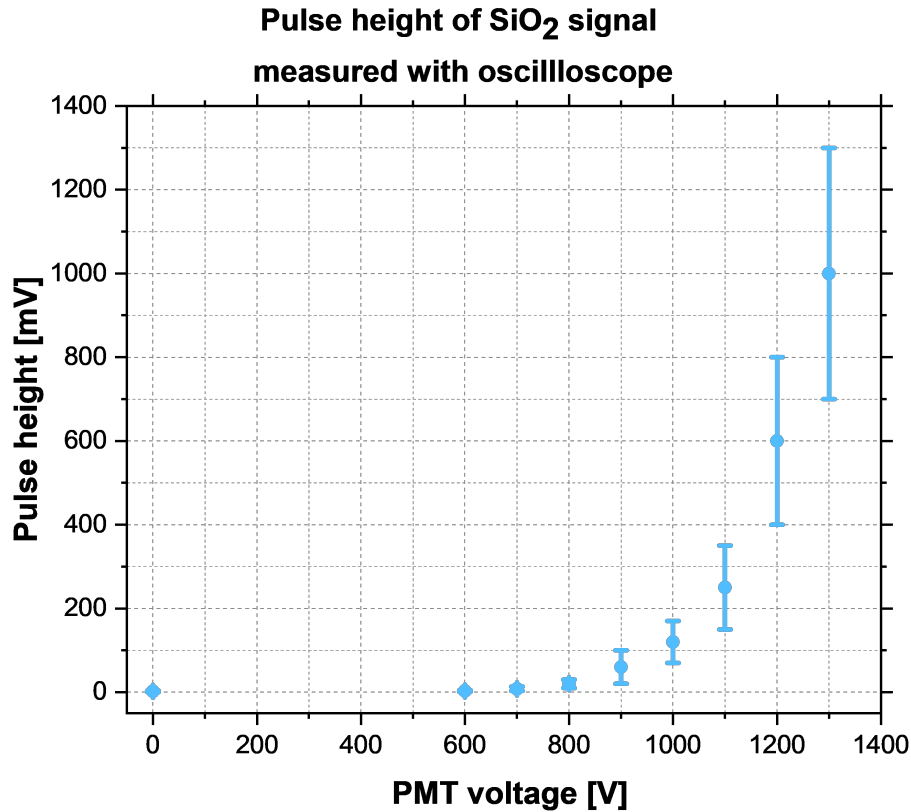


Abbildung 7.20: Signalthöhe der Detektorpulse als Funktion der PMT-Spannung (ET-509). Die Daten wurden während der Pilotmessung aufgenommen. Weitere Pulsspektren sind im [Abschnitt C.1](#) zu finden.

Der beobachtete exponentielle Anstieg der Pulshöhe mit zunehmender PMT-Spannung steht im Einklang mit der typischen Verstärkungscharakteristik von PMTs, wie sie bereits in [Verstärkung im Single Event Mode](#) erläutert wurde. Die Fehlerbalken der Messpunkte berücksichtigen die Ablesunsicherheiten.

Pilotmessung 2

In einer weiteren Pilotmessung wurden die Prototyp-Detektoren Q₁ und Q₂ sowie der kürzere Prototyp, Q₃ ($435 \times 69.23 \times 10 \text{ mm}^3$), getestet. Zusätzlich kam ein speziell angefertigter PMT (ET-533) aus der Serie QKB 9305KB mit einer erhöhenden Quanteneffizienz von bis zu 30 % zum Einsatz. Neben den Oszilloskopaufnahmen wurde auch ein [QDC](#) eingesetzt. Die getesteten Quarz-

PMT-Kombinationen sowie die Spannungsbereiche und Spannungsteilertypen sind in [Tabelle 7.8](#) aufgelistet. Die erwähnten Spannungsteilertypen A und B entsprechen zwei von ET Enterprises empfohlenen Konfigurationen ([\[35\]](#)). Sie unterscheiden sich in der Aufteilung der Widerstandswerte entlang der Dynodenstufen und beeinflussen damit direkt die Verstärkung und das Verhalten der PMT-Signale. Typ A ist eine gleichmäßig abgestufte Konfiguration, bei der alle Dynoden (Dynode 1 bis Dynode 10) mit vergleichbaren Widerstandswerten beschaltet sind. Diese lineare Spannungsteilung führt zu einer gleichmäßigen und stabilen Verstärkung und wird daher für das P2-Experiment als Standard gewählt. Typ B hingegen modifiziert die Spannungsteilung im hinteren Bereich der Dynodenkaskade. Während die ersten sechs Stufen wie bei Typ A ausgelegt sind, steigen die Widerstandswerte der letzten vier Dynoden progressiv im Verhältnis: 2R, 3R, 4R, 3R. Dadurch ergibt sich eine stärkere Beschleunigung der Sekundärelektronen auf den letzten Stufen. Diese Konfiguration ist gerade für Anwendungen mit schnellen Pulsen oder gepulsten Lichtquellen interessant, wurde aber im Rahmen des P2-Experiments nicht weiterverfolgt.

Single Event Mode – Pilotmessung 2				
Detektor	PMT	Spannung [V]	Dimension [mm ³]	Teilertyp
Q ₁	ET-518	750–925	650 × 65 × 10	A
Q ₁	ET-533	1100–1300	650 × 65 × 10	B
Q ₂	ET-518	850–1200	650 × 65 × 10	A
Q ₂	ET-533	1100–1300	650 × 65 × 10	B
Q ₃	ET-533	1100–1550	435 × 69.23 × 10	A
Q ₃	ET-533	1100–1300	435 × 69.23 × 10	B

Tabelle 7.8: Zusammengefasste Auflistung der getesteten Kombinationen im Rahmen der zweiten Pilotmessungen im [SEM](#). Neben den Prototypen Q₁ bis Q₃ kamen zwei unterschiedliche Spannungsteilertypen (A und B) zum Einsatz.

[Abbildung 7.21](#) zeigt die Anzahl der Photoelektronen als Funktion der PMT-Spannung für alle gelisteten Konfigurationen. Die [QDC](#)-Spektren wurden bei Elektronenstrahlraten unterhalb von 20 kHz über Integrationszeiten von drei bis zehn Minuten aufgenommen.

Summary of Pilot tests

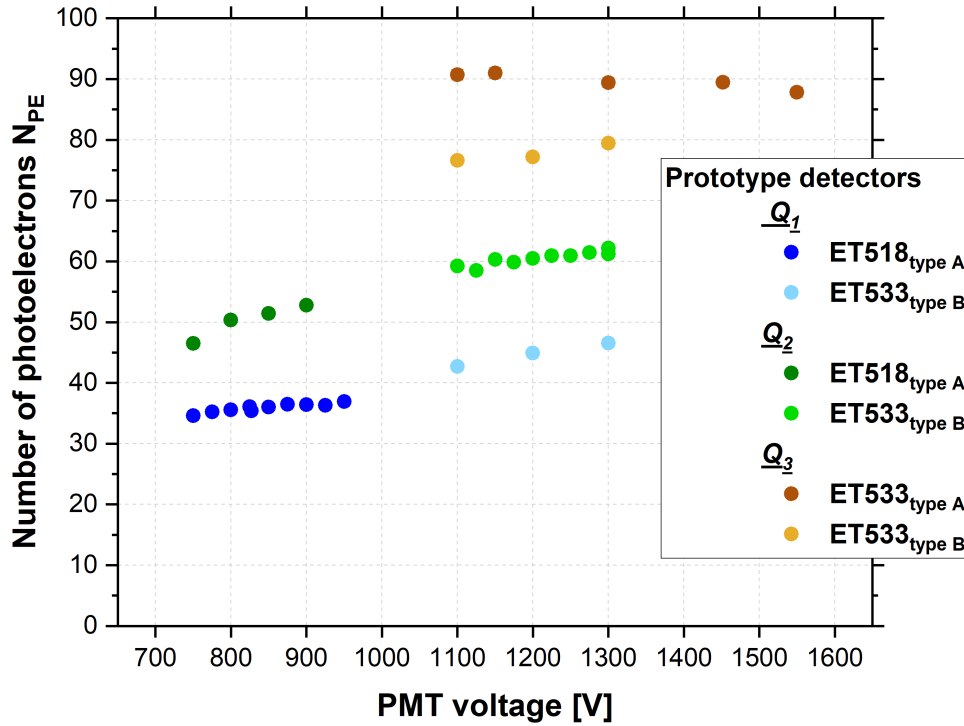


Abbildung 7.21: Ermittelte Anzahl der Photoelektronen N_{PE} als Funktion der PMT-Spannung für verschiedene Kombinationen aus Prototyp-Detektoren (Q_1 – Q_3), PMTs (ET-518, ET-533) und Spannungsteilertypen (Typ A, Typ B). Die Ergebnisse resultieren aus den Pilotmessungen im SEM bei konstanter Elektronenstrahlrate.

Die Kurven zeigen, dass mit steigender Spannung ein moderater Anstieg der N_{PE} auftritt. Der hier beobachtete Verlauf kann durch zusätzliches elektromechanisches Rauschen erklärt werden, welches bei kleinen Verstärkungen zu einer scheinbaren Verminderung der N_{PE} -Werte führt. Darüber hinaus ist der Einfluss der PMT-Quanteneffizienz gut sichtbar. Der PMT ET-533 liefert in allen getesteten Kombinationen höhere N_{PE} als ET-518. Durch die kürzere Detektorstrecke kann das erzeugte Cherenkov-Licht schneller und mit weniger Totalreflexionen die PMT erreichen. Dadurch gehen weniger Photonen durch Streuung oder Absorption verloren, was zu einem stärkeren Signal führt. Die Kurven zeigen des weiteren eine gute Reproduzierbarkeit innerhalb einer Messserie. Die zugehörigen

gen QDC-Histogramme dieser Messreihen können im [Abschnitt C.1](#) eingesehen werden.



Messungen im Integrating Mode

In diesem Kapitel werden die typischen Signalformen im [IM](#) untersucht, die Linearität der Auslekette überprüft und die Anzahl der Photoelektronen (N_{PE}) experimentell bestimmt. Zum Einsatz kamen verschiedene Kombinationen aus Quarzstäben und PMTs, die in unterschiedlichen Konfigurationen betrieben wurden. Grundlage der folgenden Auswertungen sind die gemessenen Ströme und ADC-Signale.

Die eingesetzten Detektor-PMT-Kombinationen sind in [Tabelle 8.1](#) aufgelistet. Es handelt sich um dieselben Detektoren wie im [SEM](#). Sie wurden für die Messung im [IM](#) nicht verändert. In Konfiguration A (Single) wurde ein einzelner Detektor verwendet, während in Konfiguration B (Both) beide Detektoren gleichzeitig im Strahl standen. Die Signale wurden für beide Kanäle separat ausgewertet.

Detektor	PMT	Größe (mm ³)	Typ	nom. Spannung
Q ₁	ET-518	650×65×10	Prototyp	500 V
Q ₂	ET-520	650×65×10	Prototyp	500 V
N ₁₀	ET-923	650×67.5×10	P2	490 V
N ₂₀	ET-873	650×67.5×10	P2	490 V

Tabelle 8.1: Verwendete Quarzstab-PMT-Kombinationen während der Teststrahlzeit im [IM](#).

Experimentelle Bestimmung der Strahlintensität

Im [IM](#) liegen die zu erwartenden Ströme im Bereich weniger Picoampere, deutlich unterhalb der direkten Messgrenze des [MAMI](#)-Beschleunigers. Um den eingestellten Strahlstrom dennoch präzise zu erfassen, ist ein externes Picoamperemeter in den Strahlverlauf eingebaut. Dieses befindet sich nahe der Quelle zwischen den ersten Dipolen. Für die Messung wurde der Strahl für kurze Zeit direkt auf das Amperemeter gelenkt, bevor er auf den eigentlichen Messplatz geleitet wurde.

Die Genauigkeit dieser Methode wurde von erfahrenen MAMI-Bedienern mit etwa 4 pA abgeschätzt [Ref: A. Nuck, private Kommunikation]. Das entspricht einer Unsicherheit in der effektiven Rate von rund 0.025 GHz.

Da sich der Strommesspunkt und der eigentliche Messplatz in unterschiedlichen Bereichen der Anlage befinden, ist eine Übersicht der Gesamtgeometrie hilfreich. [Abbildung 8.1](#) zeigt eine schematische Darstellung des MAMI-Beschleunigers mit den Positionen des Picoamperemeters und des Teststandes. Das Messgerät war direkt nach der Quelle, noch vor dem ersten Mikrotronring (RTM1), positioniert. Der eigentliche Messplatz für die Auslesetests befand sich hingegen in Halle B, hinter allen drei Mikrotronen (RTM1 bis RTM3). Die effektive Strahlführung beträgt somit über 7 km, da der Elektronenstrahl mehrfach durch die Mikrotronstruktur zirkuliert. Die Positionierung des Picoamperemeters nahe der Quelle hat praktische Gründe: In diesem Bereich ist der Strahlstrom noch gering genug, um das empfindliche Messgerät nicht zu beschädigen. Eine direkte Strommessung am Teststand wäre bei einer Endenergie von 855 MeV nicht mög-

lich, da das Picoamperemeter in diesem Fall durch den hochenergetischen Strahl verstrahlt würde.

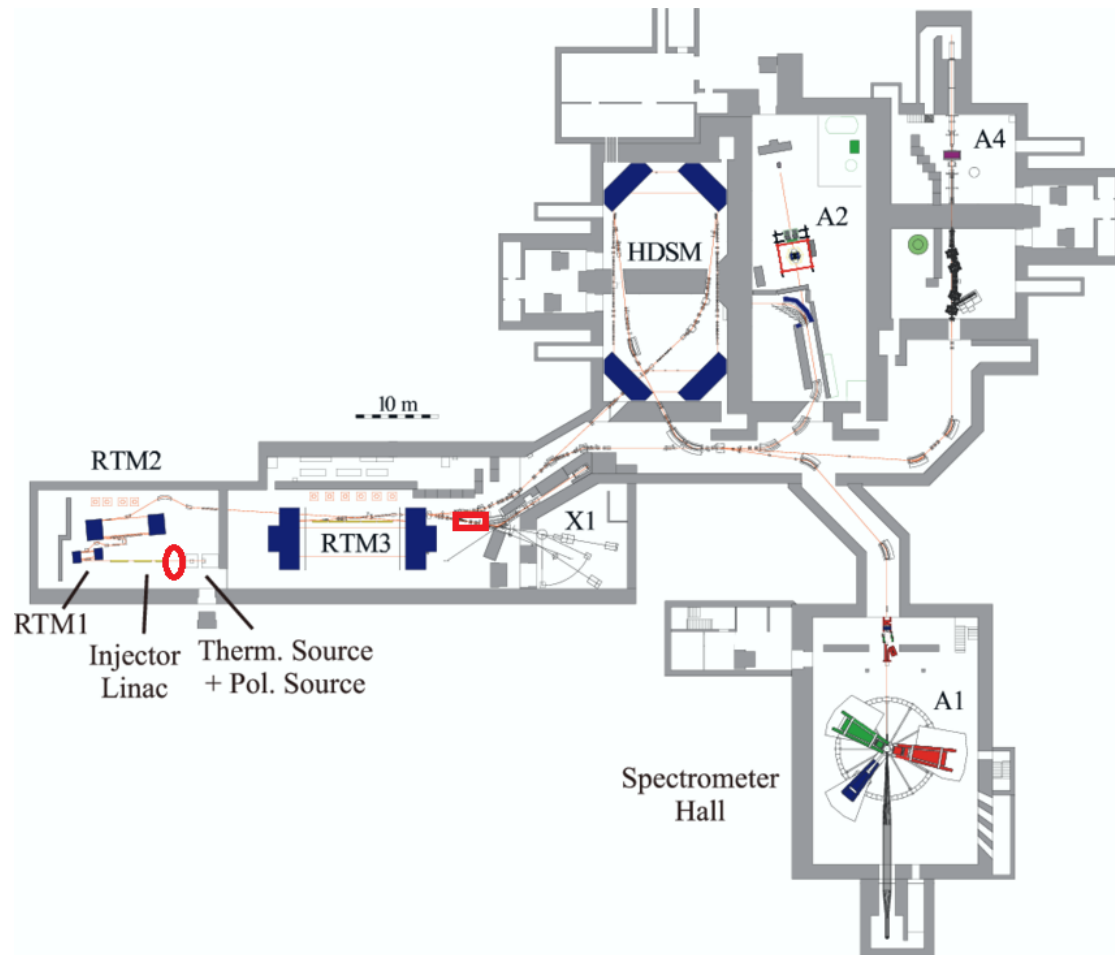


Abbildung 8.1: Grundriss der MAMI-Beschleunigeranlage. Die Position des Picoamperemeters (rot eingekreist) liegt direkt hinter der Quelle, der eigentliche Testmessplatz für die Ausleseelektronik (rot umrandet) befindet sich in Halle B. Die gestrichelte Linie zeigt die mehrfach zirkulierende Strahlführung durch RTM1 bis RTM3.

Abbildung 8.2 zeigt exemplarisch den Zusammenhang zwischen der eingestellten Wehneltspannung und dem resultierenden Strahlstrom. Die Werte stammen aus einer der Pilotmessungen, in denen die Charakteristik der Strahlquelle systematisch untersucht wurde. In späteren Messreihen wurde auf eine kontinuierliche Mitprotokollierung der Wehneltspannung verzichtet.

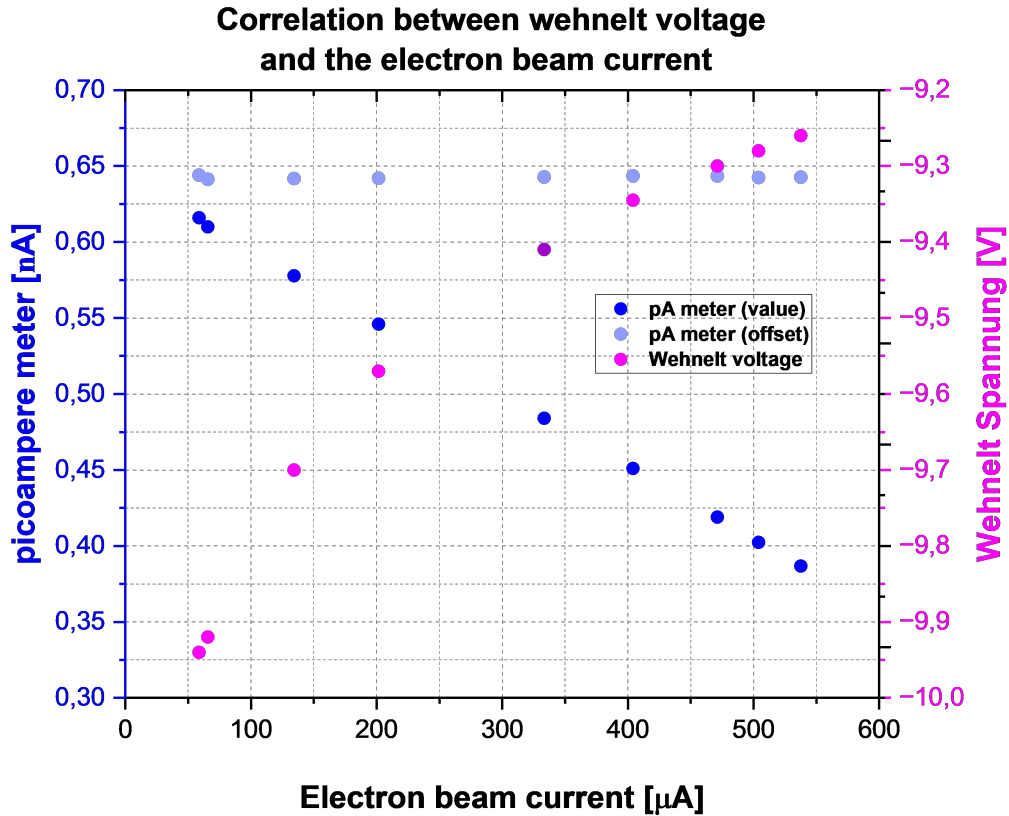


Abbildung 8.2: Abhängigkeit des gemessenen Stroms am Picoamperemeter von dem eingestellten Strahlstrom aus dem [MAMI](#)-Bedienraum. Daten sind aus einer Pilotmessung.

Messprogramm und Detektorkonfigurationen

Im [IM](#) wird das Detektorsignal über das gesamte Helizitätsfenster hinweg integriert. Ziel der Messreihen war die Überprüfung der Funktionstüchtigkeit, Stabilität und Reproduzierbarkeit der Auslekette unter realistischen Bedingungen. Hierzu wurden verschiedene Kombinationen aus Prototyp- und P2-Detektoren mit fest montiertem [DivA-Board](#) getestet. Eine Umsteckung der Boards wurde vermieden, um systematische Einflüsse auszuschließen.

Ausgelesen wurden die Signale mit dem [P2ADC](#). Untersucht wurde das Antwortverhalten bei Variation relevanter Parameter wie Elektronenstrahlrate, PMT-Spannung. Der gesamte Aufbau entsprach der Anordnung aus [Abbil-](#)

dung 7.1 und Abbildung 7.2, basierend auf denselben Detektoren wie im SEM. Die nominalen Betriebsspannungen der PMTs wurden in Anlehnung an die Anzahl aktiver Dynodenstufen angepasst und lagen daher unter den des SEMs. Eine Übersicht über die getesteten Detektor-PMT-Kombinationen findet sich in Tabelle 8.1.

Tabelle 8.2 zeigt die durchgeführten Messprogramme. Die Struktur orientiert sich dabei am Aufbau der SEM-Messreihen.

Programm	Detektor	PMT	Detektor	PMT
Konfiguration A	Q ₂	ET-520	N ₂₀	ET-873
Konfiguration B	Q ₁ /Q ₂	ET518/ET520	N ₁₀ /N ₂₀	ET923/ET873
Konfiguration C	Q ₁	ET-518	N ₁₀	ET-923
Position	Q ₁	ET-518	N ₁₀	ET-923
PMT-Detektor-Mix	–	–	N ₁₀ /N ₂₀	ET-923/ET873

Tabelle 8.2: Übersicht der getesteten Konfigurationen und Messreihen im IM. Die Prototyp-Detektoren Q₁, Q₂ wurden zuerst verwendet, daraufhin die finalen P2-Detektoren N₁₀, N₂₀. Die zugehörigen DivA-Boards blieben unverändert an den jeweiligen PMTs.

Die Ergebnisse der Messprogramme ermöglichen einen direkten Vergleich mit den entsprechenden Testreihen aus dem SEM. Alle DivA-Boards blieben während der Messungen unverändert auf den jeweiligen PMTs montiert, um systematische Effekte durch Umsteckvorgänge auszuschließen.

Rohsignale im Integrating Mode

Bevor im Folgenden die systematischen Auswertungen der P2-Detektoren und Prototypen im IM erfolgen, werden zunächst typische ADC-Signalformen vorgestellt. Zur Veranschaulichung des Signalverhaltens des P2ADC bei einem konstanten Eingangssignal wurde eine Messung mit einer definierten Batteriespannung durchgeführt. Über ein Widerstandsnetzwerk wurde ein konstanter Strom von $I_{\text{Batt}} = (20.48 \pm 0.00009) \mu\text{A}$ erzeugt und mit einem Picoamperemeter verifiziert. Abbildung 8.3 zeigt das resultierende ADC-Histogramm bei eingespeistem Batteriestrom (Run 70).

Run: 70, Channel: 3

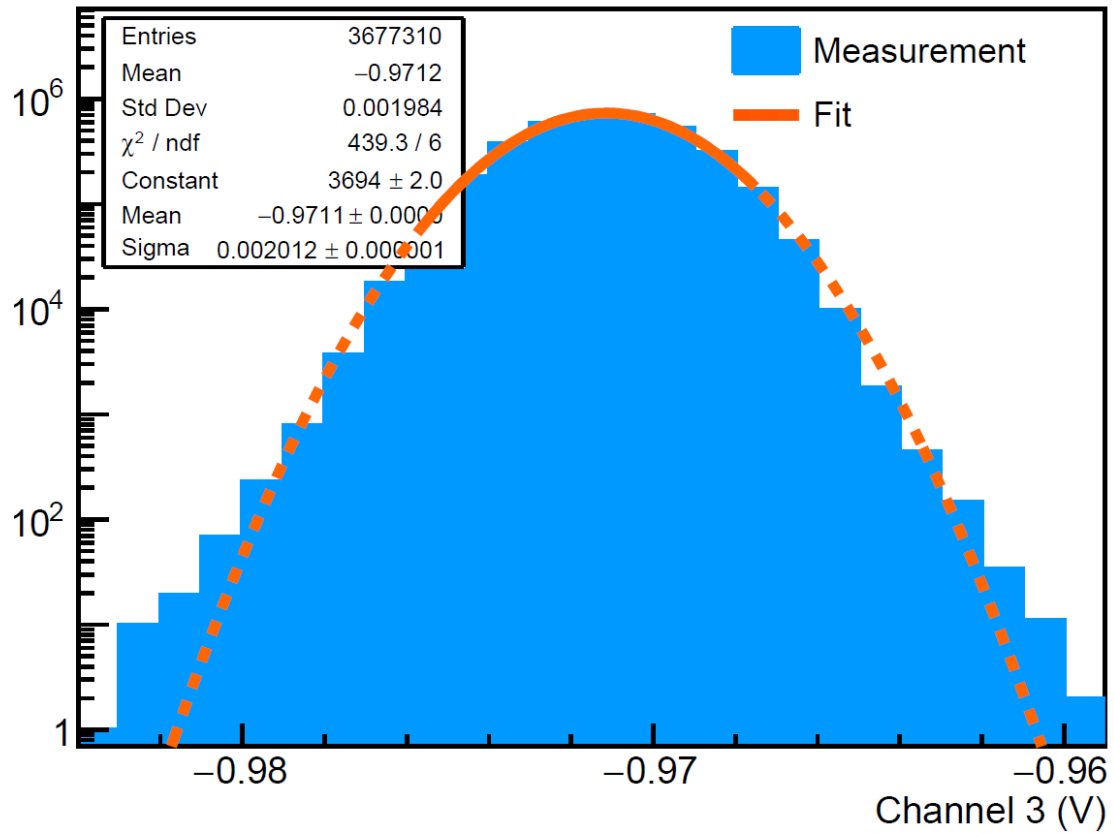


Abbildung 8.3: Histogramm des ADC-Signals bei eingespeistem Batteriestrom ($I_{\text{Batt}} = 20.48 \mu\text{A}$, Run 70).

Die Verteilung ist schmal und symmetrisch mit einem Mittelwert von $U_{\text{mean}} = -0.971 \text{ V}$ und einer Standardabweichung von $\sigma = 2.0 \text{ mV}$. Zum Vergleich ist in [Abbildung 8.4](#) die Pedestalmessung ohne eingespeistes Signal (Run 73) dargestellt.

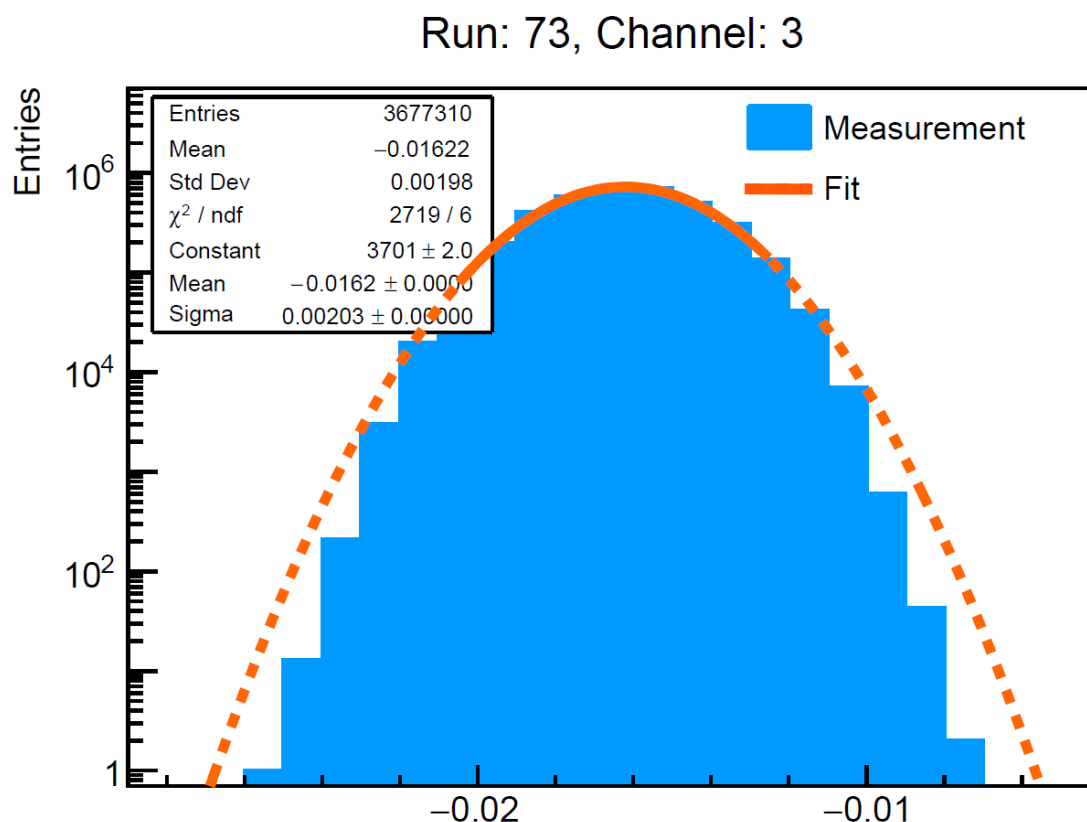


Abbildung 8.4: Histogramm des ADC-Signals ohne eingespeisten Batteriestrom (Pedestal, Run 73).

Der Mittelwert liegt bei $U_{\text{ped}} = -0.016 \text{ V}$, was den ADC-Offset kennzeichnet. Die klare Trennung zwischen Signal- und Pedestalverteilung verdeutlicht die Empfindlichkeit des Systems gegenüber kleinsten Eingangssignalen.

Abbildung 8.5 zeigt die histogrammierten Werte einer Messung mit dem Prototyp-Detektor Q_1 bei einer Elektronenstrahlrate von 1.049 GHz und einer PMT-Spannung von 500 V . Die Verteilung ist gut durch eine Gaußfunktion beschrieben, mit einem Mittelwert von $U_{\text{mean}} = 0.455 \text{ V}$ und einer Standardabweichung von $\sigma = 13.3 \text{ mV}$. Die Breite der Verteilung ist maßgeblich durch das statistische Schrotrauschen bestimmt und steht in direktem Zusammenhang mit der Anzahl der detektierten Photoelektronen. Diese Information wird im späteren Verlauf zur Bestimmung von N_{PE} herangezogen (siehe Kapitel [Schrotrauschen im Integrating Mode](#)).

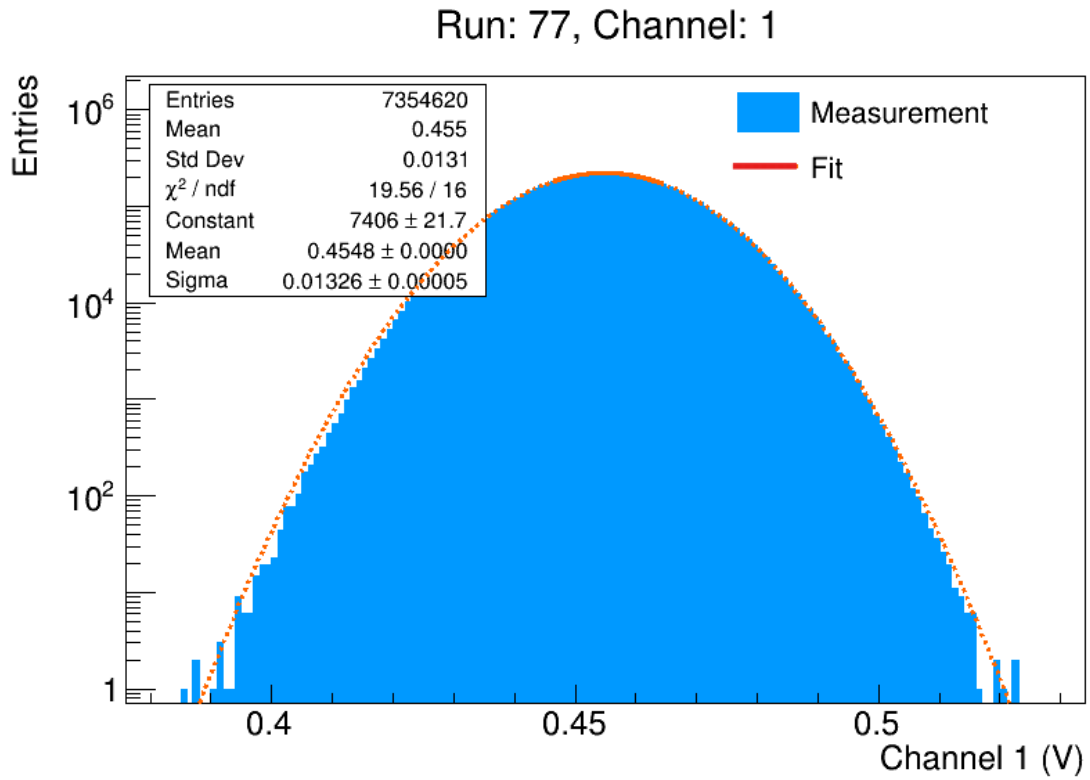


Abbildung 8.5: Histogramm des differentiellen ADC-Signals bei 1.049 GHz Strahlstrom, PMT-Spannung 500 V (Run 77, Q_1).

Der zugehörige zeitliche Verlauf in [Abbildung 8.6](#) zeigt ein über 2 s stabiles Signal um etwa 0.455 V. Es sind keine systematischen Drifteffekte oder externe Störungen erkennbar, was auf eine stabile Funktion der gesamten Auslekette hinweist.

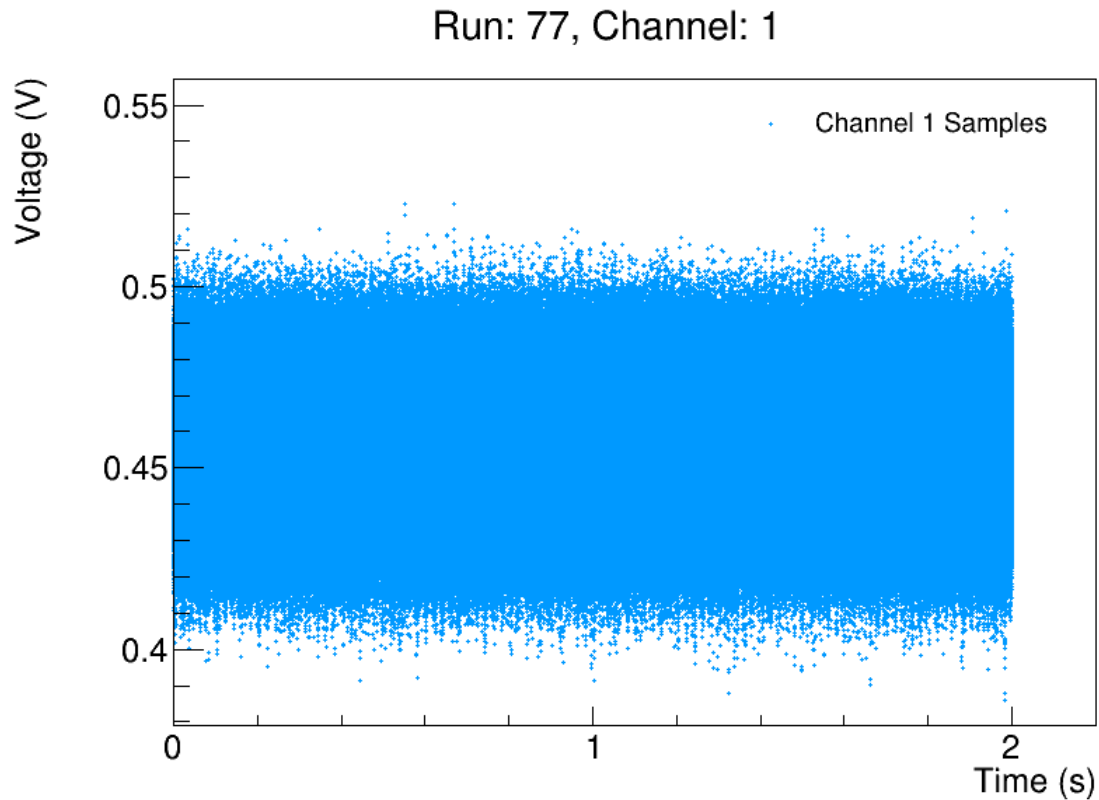


Abbildung 8.6: Zeitverlauf des differentiellen ADC-Signals bei 1.049 GHz Strahlstrom, PMT-Spannung 500 V (Run 77, Q_1).

Im Frequenzbereich zeigt die Fourier-Analyse des Signals bei 1.049 GHz ([Abbildung 8.7](#)) eine ausgeprägte Linie bei 50 Hz sowie mehrere harmonische Oberwellen. Diese entsprechen der Netzfrequenz und ihren Vielfachen und deuten auf eine leichte Einkopplung über die Versorgung oder die Masseführung hin. Beim Pedestal war keine entsprechende Frequenzstruktur erkennbar; unter Strahlbedingungen tritt sie dagegen deutlich hervor. Da die Amplituden dieser Linien jedoch im Vergleich zum Gesamtrauschen gering bleiben, beeinflussen sie den Signalverlauf nur marginal. Dies unterstreicht die Stabilität der Auslekette selbst bei hoher Rate.

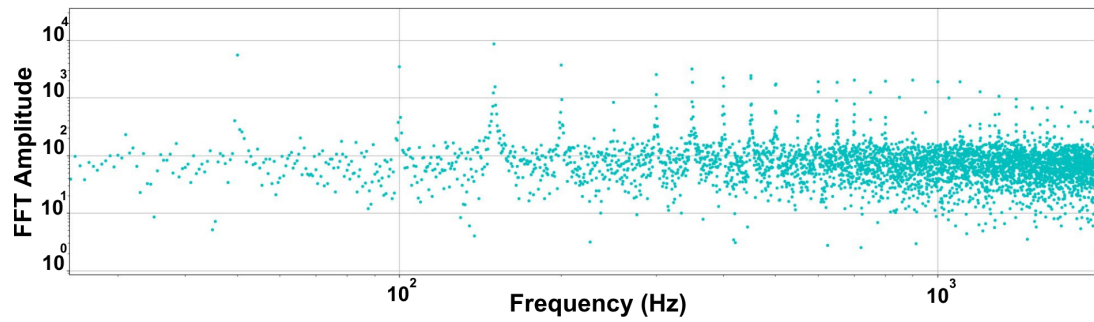


Abbildung 8.7: Fourier-Spektrum des differenziellen ADC-Signals bei 1.049 GHz Strahlstrom (Q_1). Sichtbar ist die Netzfrequenz bei 50 Hz und ihre Oberwellen.

Abbildung 8.8 zeigt eine Messung unter denselben Bedingungen bei ausgeschaltetem Elektronenstrahl. Die Verteilung ist rein durch Dunkelstromfluktuationen und elektronisches Rauschen der Auslekette bestimmt. Der Mittelwert beträgt $U_{\text{mean}} = 15.7 \text{ mV}$, die Standardabweichung $\sigma = 0.985 \text{ mV}$. Das Histogramm ist symmetrisch und deutlich schmaler als bei Strahlbetrieb. Auffällig sind jedoch leichte Ausläufer („Flügel“) an beiden Flanken der Verteilung, die auf ein systematisches Störsignal hindeuten.

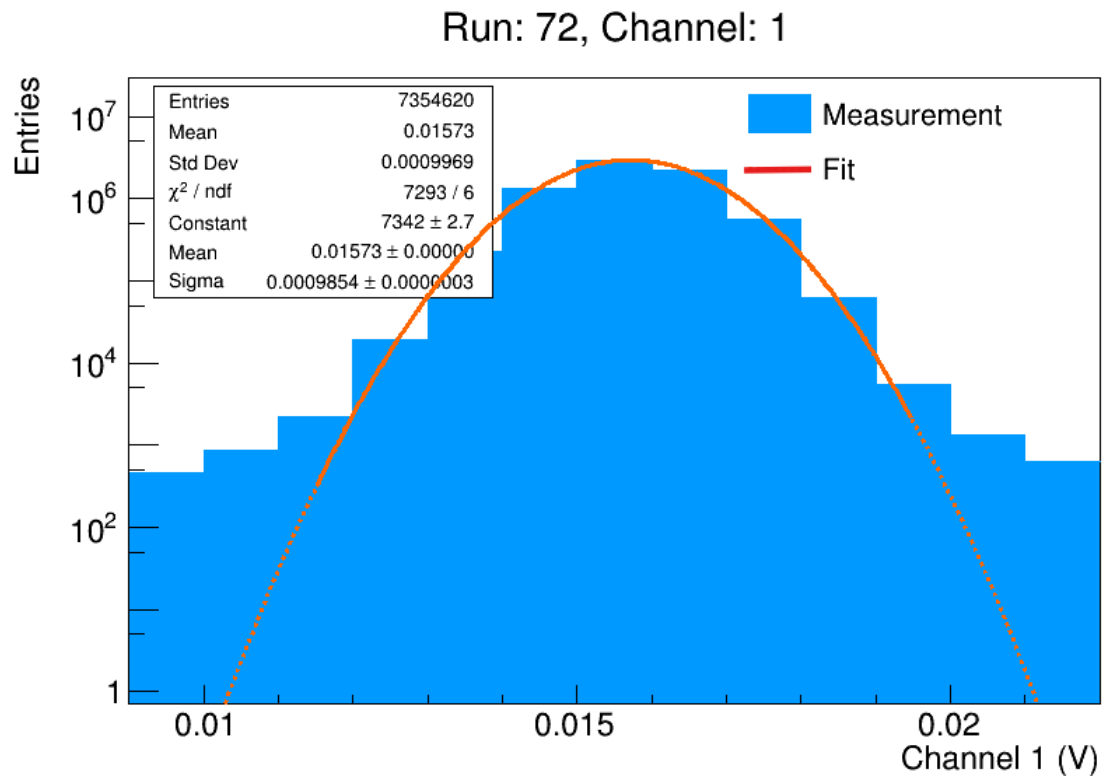


Abbildung 8.8: Histogramm des differentiellen ADC-Signals bei 0 GHz Strahlstrom, PMT-Spannung 500 V (Offsetmessung, Run 72, Q_1).

Die beobachteten Flankenstrukturen verschwanden vollständig, nachdem die Messelektronik vom Teststand entfernt wurde. PMT, Detektor und [DivA-Board](#) waren in einer Setup-Box untergebracht, die direkt auf einem metallischen Labortisch montiert war (siehe [Abbildung 7.1](#)). Eine galvanische Trennung war nicht vorhanden.

[Abbildung 8.9](#) zeigt den zugehörigen zeitlichen Verlauf. Auch hier liegt das Signal bei etwa 15.7 mV. Einzelne Ausreißerpunkte treten jedoch regelmäßig auf.

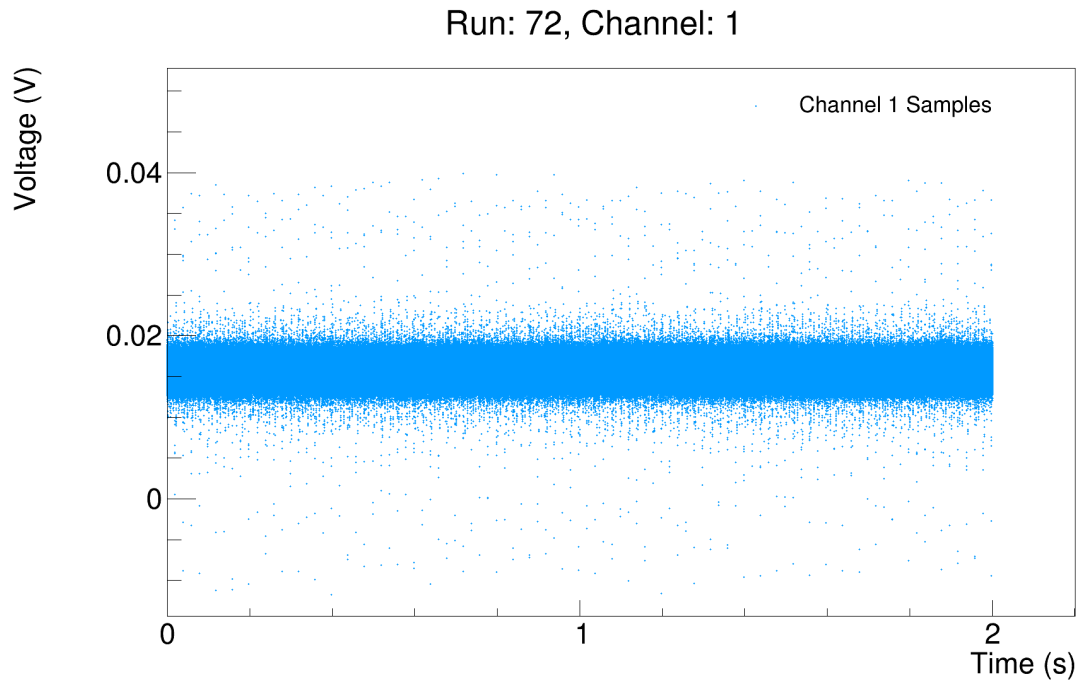


Abbildung 8.9: Zeitverlauf des differentiellen ADC-Signals bei 0 GHz Strahlstrom, PMT-Spannung 500 V (Offsetmessung, Run 72, Q_1).

Das Signal zeigt keine niederfrequenten Modulationen, sondern nur regelmäßig auftretende Ausreißer. Eine Fourier-Analyse bestätigt das Fehlen von Linien im Bereich der Netzfrequenz. Stattdessen erscheint ein schmalbandiges Störsignal bei etwa 100 kHz – typisch für Schaltfrequenzen digitaler Komponenten. Nach dem Umsetzen der Messelektronik verschwand dieses Signal vollständig, was auf eine veränderte Kopplungssituation im Aufbau hinweist.

Für die spätere Analyse hat diese Störung keine Relevanz und hat keinen signifikanten Einfluss auf den Mittelwert.

8.1 Messungen bei variierenden Strahlraten

Zur Bewertung der Ausleseelektronik im Dauerbetrieb wurden systematische Vergleichsmessungen im integrierenden Modus durchgeführt. Analog zum vorangegangenen Kapitel im [SEM](#) wurden verschiedene Kombinationen aus Quarzstab und PMT getestet, wie sie auch im finalen Aufbau des P2-Experiments

eingesetzt werden sollen.

Untersucht wurden sowohl Einzel- als auch Doppelkombinationen, bei denen ein (Single) oder beide (Both) Detektoren gleichzeitig im Strahl positioniert waren. Ziel war es, die Stabilität und Reproduzierbarkeit der detektierten Lichtmenge (N_{PE}) zu prüfen. Die Auswertung basiert auf den Methoden, die im Kapitel [Schrotrauschen im Integrating Mode](#) beschrieben werden.

Für P2- und Prototyp-Detektoren wurden drei Konfigurationen untersucht (siehe [Tabelle 8.3](#)): jeweils einzeln (A und C) sowie gemeinsam im Strahl (B). In allen Fällen wurde eine Messreihe mit Elektronenstrahlraten zwischen 0 bis 3 GHz durchgeführt.

Integrating Mode - Konfigurationstest				
Programm	P2		Prototyp	
	Detektor	PMT	Detektor	PMT
Konfiguration A	N_{20}	ET-873	Q_2	ET-520
Konfiguration B	N_{10}/N_{20}	ET-923/ET-873	Q_1/Q_2	ET-518/ET-520
Konfiguration C	N_{10}	ET-923	Q_1	ET-518

Tabelle 8.3: Vergleichsmessungen mit verschiedenen Detektor-PMT-Konfigurationen im [SEM](#). Es wurden Einzel- und Doppelkombinationen aus Prototyp- und P2-Detektoren getestet.

Linearitätsprüfung für die Detektoren N_{10} und N_{20}

[Abbildung 8.10](#) zeigt exemplarisch den Zusammenhang zwischen Elektronenstrahlrate und Signalantwort für den Detektor N_{10} in Konfiguration B.

Da sich die gemessene PMT-Verstärkung mit steigendem Anoden- oder Kathodenstrom verändert (siehe [Abbildung 5.14](#)), wird anstelle des gemessenen Ausgangssignal zur korrekten Interpretation der Messdaten die y-Achse als Kathodenstrom dargestellt. Der Kathodenstrom ergibt sich aus der gemessenen Ausgangsspannung am [P2ADC](#), dividiert durch den Gesamtverstärkungsfaktor, also durch die PMT-Verstärkung G_{PMT} und den Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers Z_{pre} . Die Größen Kathodenstrom, Anodenstrom und gemessene Spannung sind im linearen Bereich direkt miteinander verknüpft.

Diese Darstellung erlaubt es, die Signalantwort normiert auszuwerten, unabhän-

gig von eventuellen Verstärkungsdriften. Das ist insbesondere wichtig für die spätere Bestimmung der mittleren Anzahl an Photoelektronen.

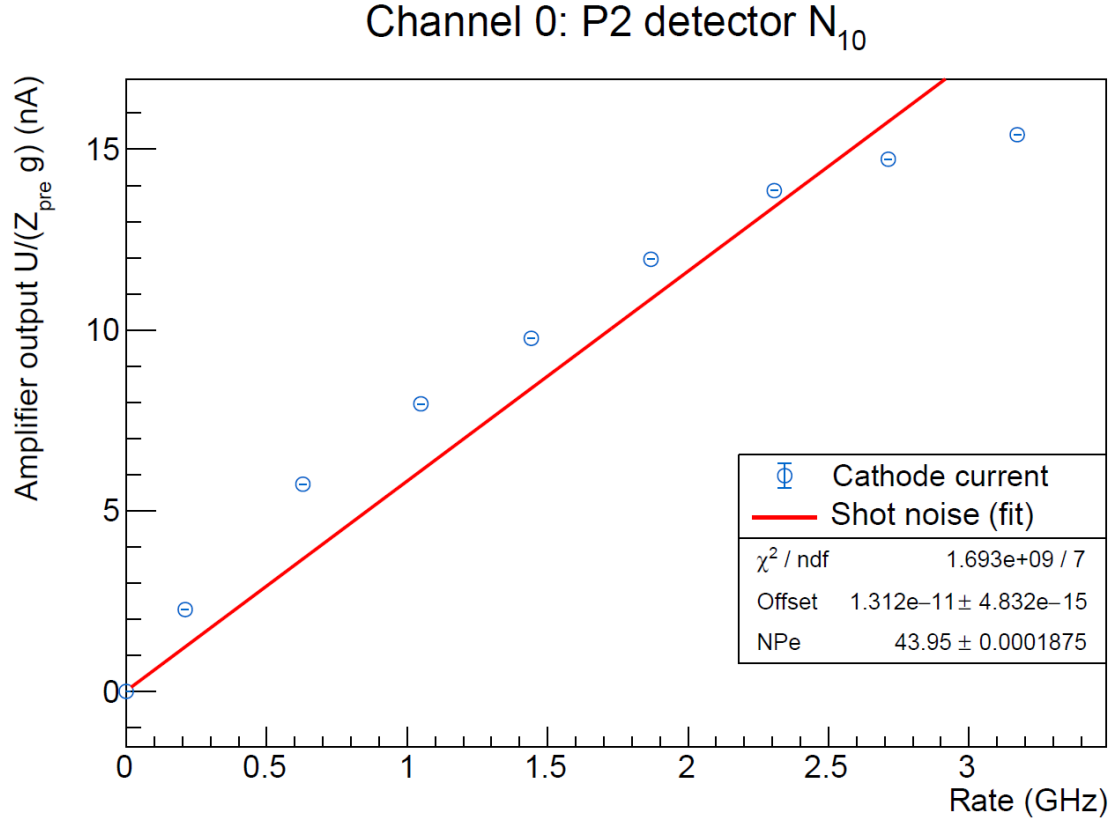


Abbildung 8.10: Abhängigkeit des Kathodenstroms von der Elektronenstrahlrate im integrierenden Modus (Konfiguration B). Er zeigt einen weitgehend linearen Verlauf bis etwa 1.5 GHz, darüber hinaus treten deutliche Nichtlinearitäten auf. Das Verhalten ist repräsentativ für alle getesteten P2-Detektorkonfigurationen.

Bis etwa 1.5 GHz zeigt das Signal den erwarteten linearen Anstieg. Oberhalb dieser Schwelle treten jedoch systematische Abweichungen auf, wie sie auch in den Konfigurationen A und C beobachtet wurden.

Die beobachtete Nichtlinearität bei hohen Elektronenstrahlraten lässt sich plausibel durch Strahleffekte erklären. Mit zunehmendem Strom vergrößert sich der Strahlquerschnitt infolge der Coulomb-Abstoßung, sodass der Strahl den Detektor nur teilweise oder in weniger effizienten Randbereichen trifft. Dadurch sinkt die erzeugte Lichtmenge und damit auch das gemessene Signal, obwohl der

Strahlstrom weiter ansteigt.

Ein weiterer Einfluss ist eine leichte Positionsverschiebung des Strahlzentrums bei hoher Intensität („Strahlwanderung“). Schon geringe Lageänderungen zwischen Strahlaustritt und Detektor können die effektive Beleuchtung verändern und so Signalverluste verursachen.

Die Ausleselektronik selbst kann als Ursache ausgeschlossen werden: Verstärker und ADC arbeiten im linearen Bereich, und auch der Detektor zeigt kein typisches Sättigungsverhalten. Vergleichbare Effekte wurden bereits in früheren Teststrahlzeiten beobachtet und verschwanden nach Optimierung der Strahlführung, was auf äußere Ursachen wie Strahlaufweitung oder Fokusabweichung hinweist.

Da die Signalthöhe im Integrationsmodus direkt die erzeugte Lichtmenge widerspiegelt, führen derartige Strahleffekte zwangsläufig zu einer scheinbaren Nichtlinearität. Im P2-Aufbau werden daher präzise Strahlstrommonitore eingesetzt, die Intensität und Position des Elektronenstrahls kontinuierlich erfassen und eine Korrektur möglicher Drift- oder Lageänderungen ermöglichen.

Zahl der Photoelektronen für die P2-Detektoren N_{10} und N_{20}

Die Anzahl der erzeugten Photoelektronen N_{PE} wurde für die P2-Detektoren N_{10} und N_{20} anhand von drei komplementären Methoden bestimmt, die auf dem Konzept des Schrotrauschens basieren (vgl. Kapitel [Schrotrauschen im Integrating Mode](#)):

- (1) Korrelation des Mittelwerts U_{mean} mit der Strahlrate R ,
- (2) Korrelation der Rauschbreite σ mit dem Mittelwert U_{mean} ,
- (3) Korrelation der Rauschbreite σ mit der Strahlrate R .

Die Analyse beschränkt sich auf den Bereich bis 1.5 GHz, um strahlinduzierte Nichtlinearitäten auszuschließen und eine saubere Vergleichbarkeit mit dem [SEM](#) zu gewährleisten.

Detektor N₁₀

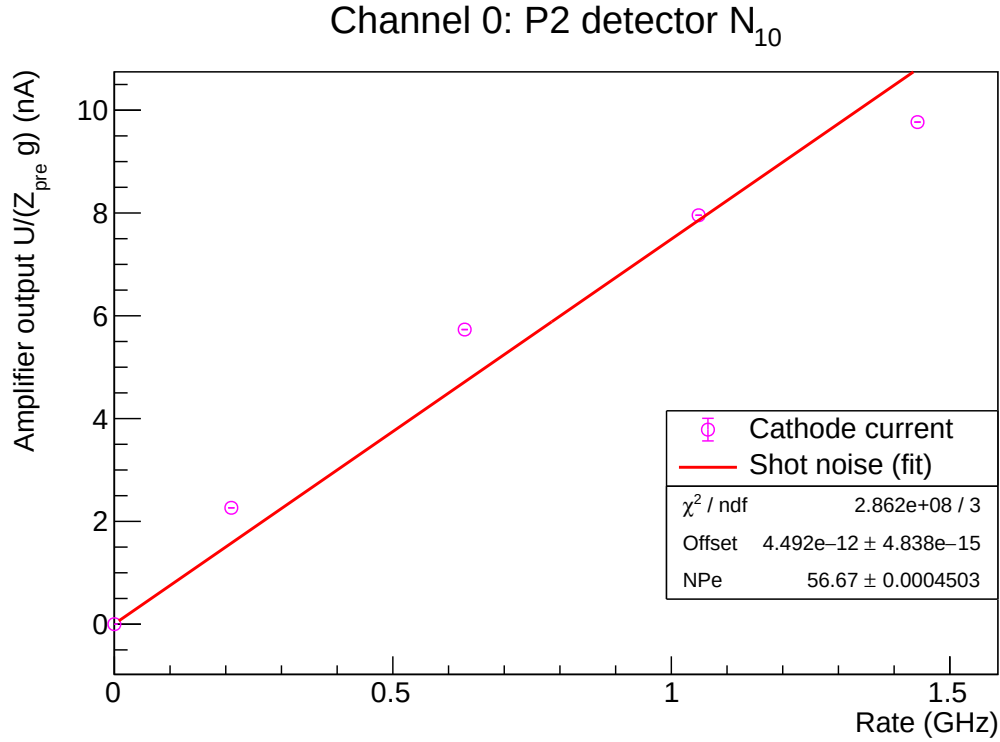


Abbildung 8.11: Korrelation des Signal-Mittelwerts mit der Strahlrate für N₁₀ im Bereich bis 1.5 GHz. Die lineare Skalierung erlaubt die Extraktion von N_{PE} über das Verhältnis von Mittelwert zu Rate.

Abbildung 8.11 zeigt die Korrelation von Mittelwert und Elektronenstrahlrate. Der Mittelwert wurde unter Berücksichtigung der Verstärkungsfaktoren von PMT und Vorverstärker auf den äquivalenten Kathodenstrom umgerechnet. Der Verlauf ist bis 1.5 GHz linear, wie man es aufgrund des konstanten Photonenertrags pro Elektron erwartet. Die Abweichungen vom Fitverlauf lassen sich auf systematische Unsicherheiten zurückführen. Aus der Steigung ergibt sich

$$N_{\text{PE}} = 56.67 \pm 0.00045.$$

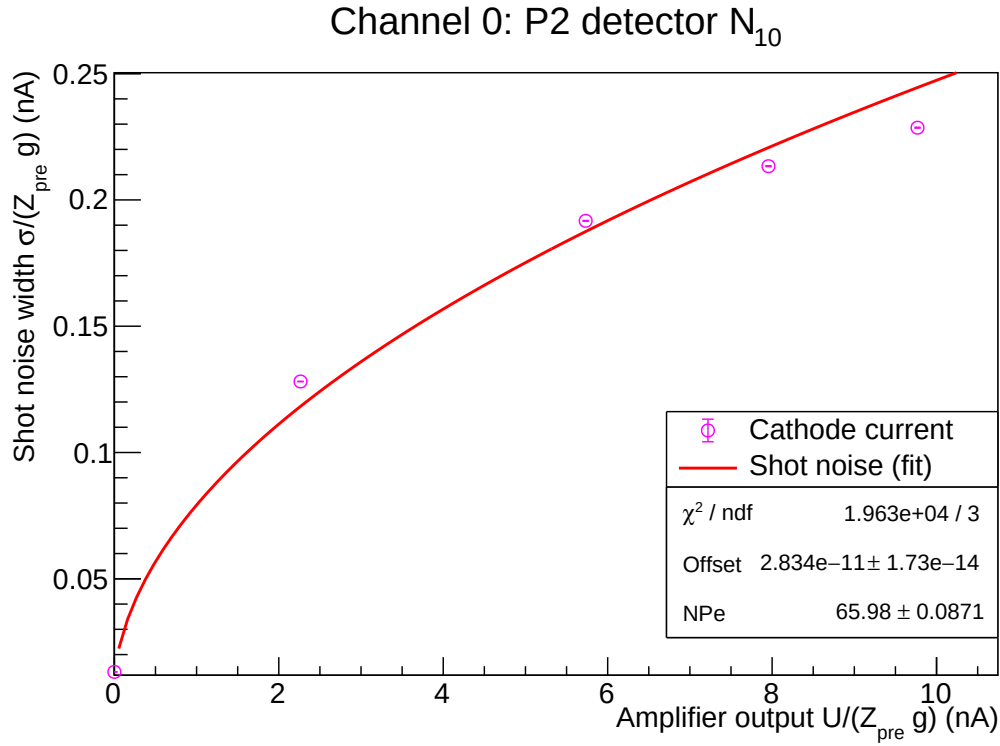


Abbildung 8.12: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für N_{10} . Diese Methode nutzt den Zusammenhang zwischen statistischem Rauschen und Signalhöhe zur Bestimmung von N_{PE} .

In [Abbildung 8.12](#) wird die Rauschbreite gegen den Mittelwert aufgetragen. Der Signal-Mittelwert wurde wieder auf den Kathodenstrom umgerechnet. Die Daten folgen dem erwarteten Verhalten, dass also die Rauschbreite mit der Wurzel des Signals anwächst. Die aus dem Fit ermittelte Anzahl der Photoelektronen beträgt:

$$N_{PE} = 65.98 \pm 0.0871.$$

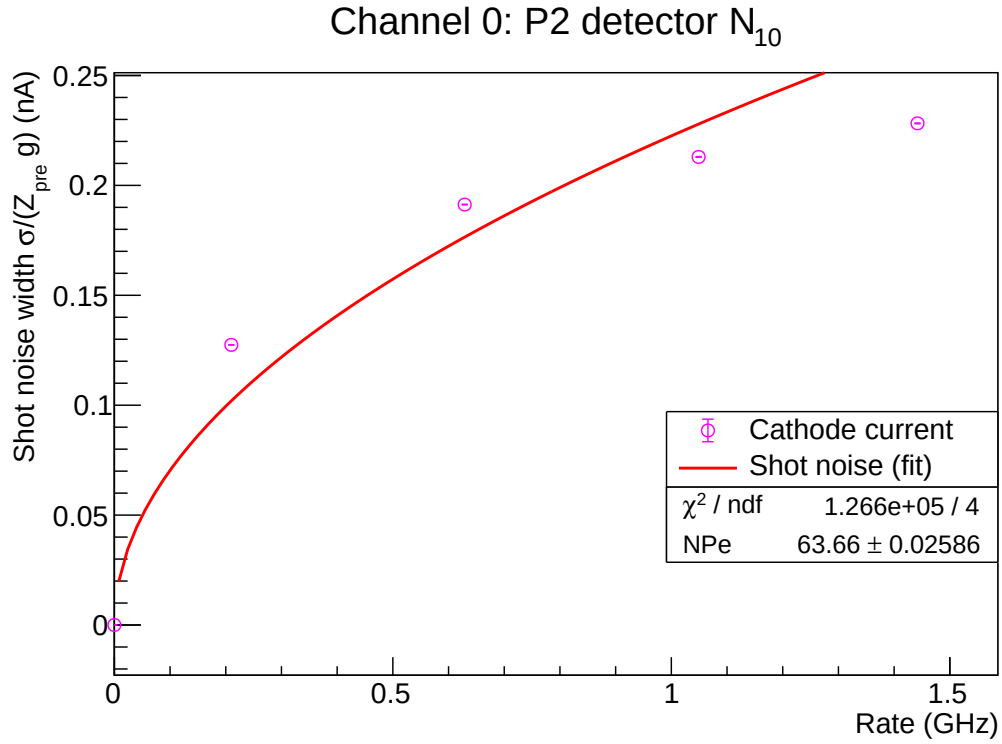


Abbildung 8.13: Korrelation der Rauschbreite mit der Elektronenstrahlrate für N_{10} . Diese Darstellung basiert auf dem Zusammenhang zwischen Strahlrate, erzeugtem Lichtsignal und resultierendem Shot-Noise.

Die dritte Methode ([Abbildung 8.13](#)) nutzt die Abhängigkeit der Rauschbreite von der Strahlrate und ergibt:

$$N_{\text{PE}} = 63.66 \pm 0.0259.$$

Die leicht unterhalb des idealen Shot-Noise-Modells liegende Breite deutet an, dass ab etwa 1.5 GHz erste Nichtlinearitäten auftreten.

Detektor N₂₀

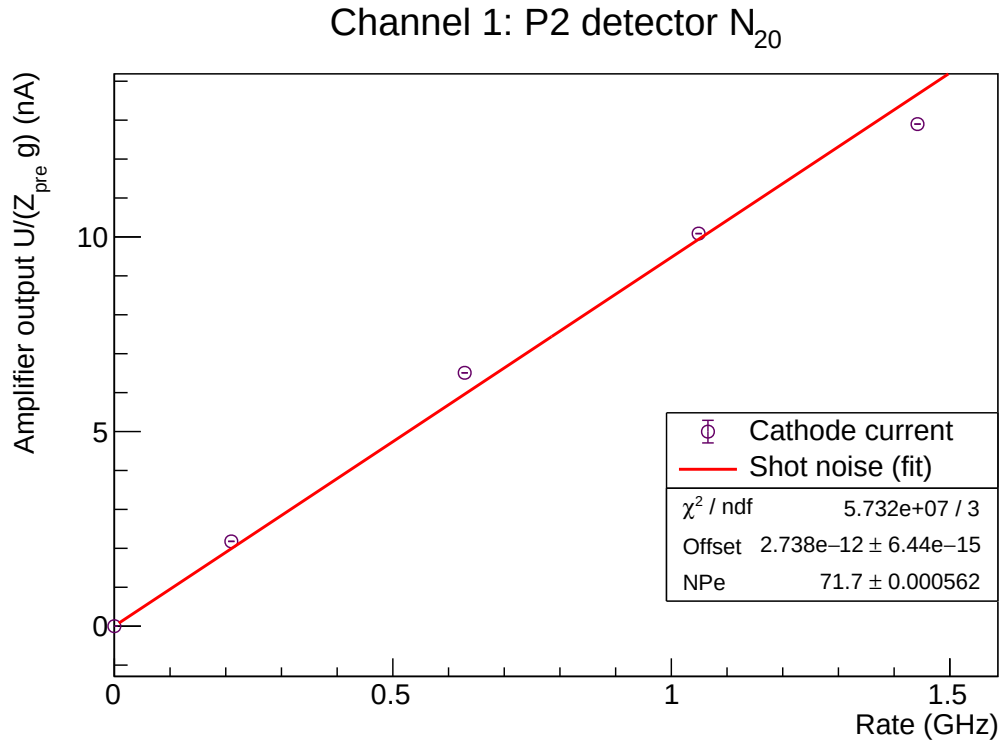


Abbildung 8.14: Korrelation des Signal-Mittelwerts mit der Strahlrate für N₂₀. Die Werte sind auf den Kathodenstrom normiert.

Für den hinteren Detektor N₂₀ liefert der lineare Zusammenhang zwischen Mittelwert und Strahlrate ([Abbildung 8.14](#)):

$$N_{\text{PE}} = 71.70 \pm 0.0006.$$

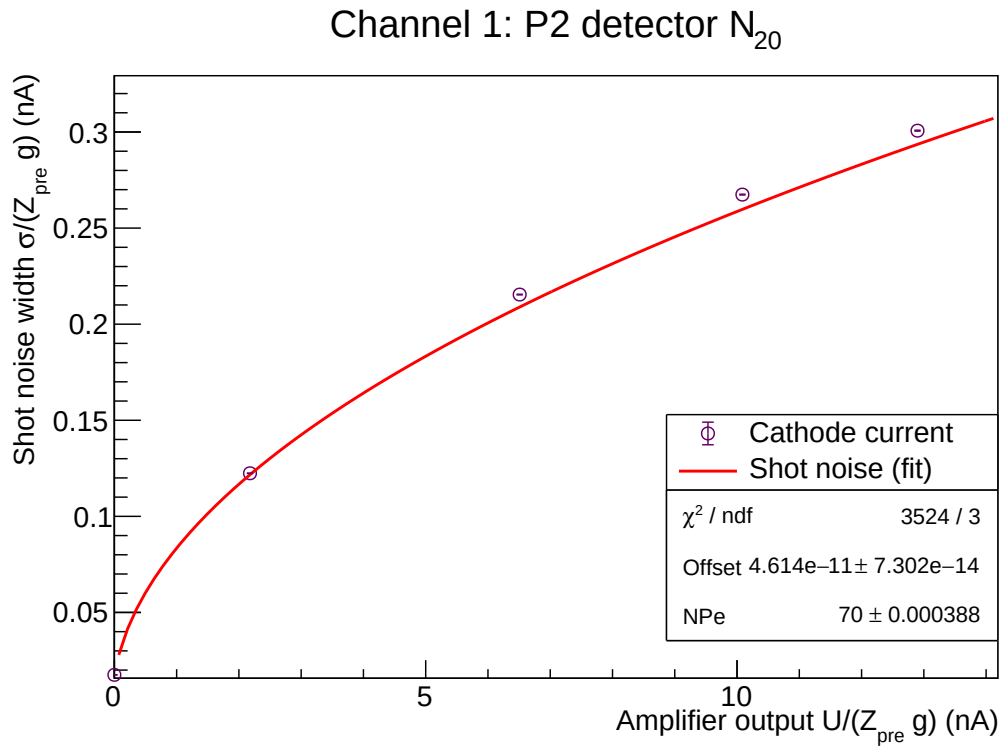


Abbildung 8.15: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für N₂₀. Darstellung normiert auf den Kathodenstrom.

Abbildung 8.15 veranschaulicht den erwarteten Zusammenhang zwischen der Rauschbreite und dem Mittelwert des Signals. Der Fit liefert:

$$N_{\text{PE}} = 70.00 \pm 0.0004.$$

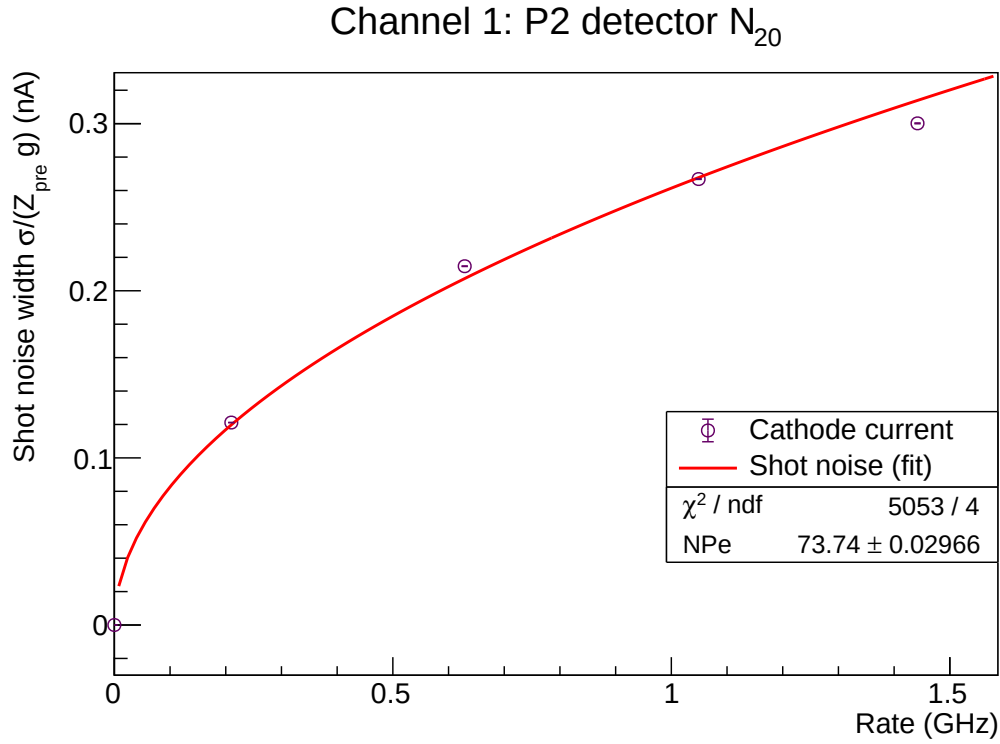


Abbildung 8.16: Korrelation der Rauschbreite mit der Elektronenstrahlrate für N₂₀. Fit basiert auf dem Shot-Noise-Modell.

Abbildung 8.16 zeigt, wie die Breite des Signals mit zunehmender Elektronenstrahlrate anwächst. Der Fit ergibt:

$$N_{\text{PE}} = 73.74 \pm 0.0297.$$

Alle Fits zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Verlauf. Im Vergleich zu N₁₀ weist N₂₀ geringere Abweichungen und eine stabilere Signalantwort auf.

Vergleich und Interpretation

Die in Tabelle 8.4 zusammengefassten Ergebnisse zeigen die aus den drei Analyseansätzen ermittelte Anzahl der detektierten Photoelektronen N_{PE} für die P2-Detektoren N₁₀ und N₂₀, jeweils für Konfiguration B.

Integrating Mode – N_{PE} für P2-Detektoren

Methode	N_{10} N_{PE}	N_{20} N_{PE}	N_{10} ΔN_{PE}	N_{20} ΔN_{PE}
Mean vs Rate	56.67	71.70	± 0.0004	± 0.0006
Width vs Rate	63.66	73.74	± 0.0259	± 0.0297
Width vs Mean	65.98	70.00	± 0.0871	± 0.0004

Tabelle 8.4: Ermittelte Anzahl der Photoelektronen (N_{PE}) für N_{10} und N_{20} im integrierenden Modus aus drei Methoden.

Abbildung 8.17 fasst die Ergebnisse aller Methoden zusammen. Dargestellt sind jeweils die extrahierten N_{PE} -Werte für die Konfiguration A,C (Single) und Konfiguration B (Both) der P2-Detektoren.

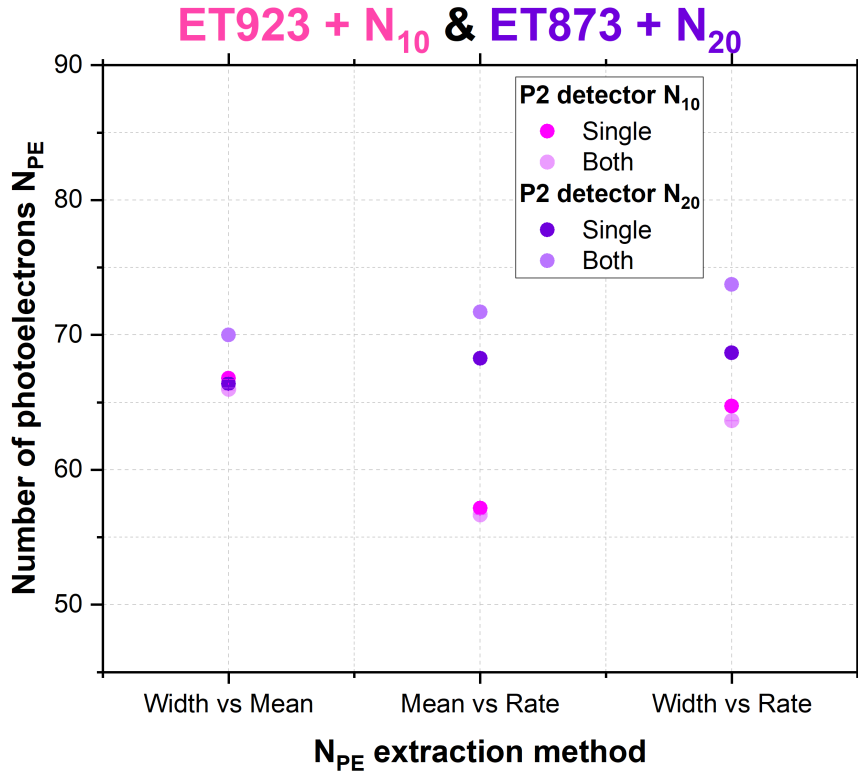


Abbildung 8.17: Zusammenfassung der aus den drei Methoden bestimmten mittleren Anzahl an Photoelektronen N_{PE} für die P2-Detektoren N_{10} (ET923) und N_{20} (ET873) im Konfiguration A,C (Single) und Konfiguration B (Both).

Die Werte für N_{20} liegen über alle Methoden hinweg konsistent im Bereich 71–74. Bei N_{10} ergibt sich eine etwas größere Streuung zwischen den Methoden (56–66), was zu den zuvor beobachteten Abweichungen im Signalverlauf zusammenpasst.

Die Unterschiede zwischen Einzel- und Doppeldetektor-Konfiguration bleiben gering. Insgesamt bestätigen die Ergebnisse die Funktionalität der Auslekette im IM – auch bei paralleler Detektion in beiden Kanälen.

Bemerkenswert ist, dass N_{20} im IM höhere N_{PE} -Werte liefert als N_{10} , während im SEM das umgekehrte Verhalten beobachtet wurde (vgl. [Abbildung 7.7](#)). Diese Umkehr lässt sich vermutlich auf strahlphysikalische Effekte zurückführen, die sich im integrierenden Betrieb stärker auswirken. Durch die Coulomb-Abstoßung bei hohen Strahlraten kann es zu einer leichten Strahlaufweitung oder -verschiebung kommen. Der vordere Detektor N_{10} liegt dabei näher am Strahlaustritt, schon kleine Strahlbewegungen können hier zu Effizienzverlusten führen, etwa wenn der Strahl leicht am aktiven Querschnitt vorbeigeht. Der weiter hinten platzierte Detektor N_{20} profitiert in diesem Fall eventuell von einer breiteren Strahlverteilung oder leicht veränderter Ausleuchtung und sammelt mehr Licht.

Die Abweichungen in den N_{PE} -Werten zwischen den Methoden sind bei N_{10} etwas ausgeprägter. Die ermittelten Fit-Unsicherheiten (vgl. [Tabelle 8.4](#)) zeigen dies deutlich. Auch das passt zum Bild eines empfindlicheren ersten Detektors im Strahlverlauf.

Insgesamt zeigen die Resultate, dass beide P2-Detektoren im IM zuverlässig arbeiten, und dass die drei Methoden zur Bestimmung von N_{PE} gut übereinstimmen und konsistente Aussagen ermöglichen.

Zahl der Photoelektronen für die Prototyp-Detektoren Q_1 und Q_2

Nach der Analyse der finalen P2-Detektoren folgt nun die Auswertung der Prototyp-Detektoren Q_1 und Q_2 . Die Messungen wurden im selben Strahlzeitfenster durchgeführt. Die ermittelten N_{PE} -Werte dienen hierbei nicht nur der Bewertung der

Detektorleistung, sondern auch der Validierung der eingesetzten Auswertemethoden. Die Darstellung erfolgt analog zu den P2-Detektoren.

Beide Detektoren wurden in allen Konfigurationen gemeinsam betrieben (Konfiguration A–C). Im Folgenden wird exemplarisch die Auswertung für Konfiguration B (Both) gezeigt. Die Signale wurden für beide Kanäle getrennt ausgewertet.

Im Gegensatz zu den P2-Detektoren zeigen Q_1 und Q_2 bis zur maximal getesteten Strahlrate von 3 GHz kein Anzeichen einer Nichtlinearität. Daher wurden bei der Analyse für beide Detektoren sämtliche Datenpunkte des Elektronenstrahl-Scans berücksichtigt.

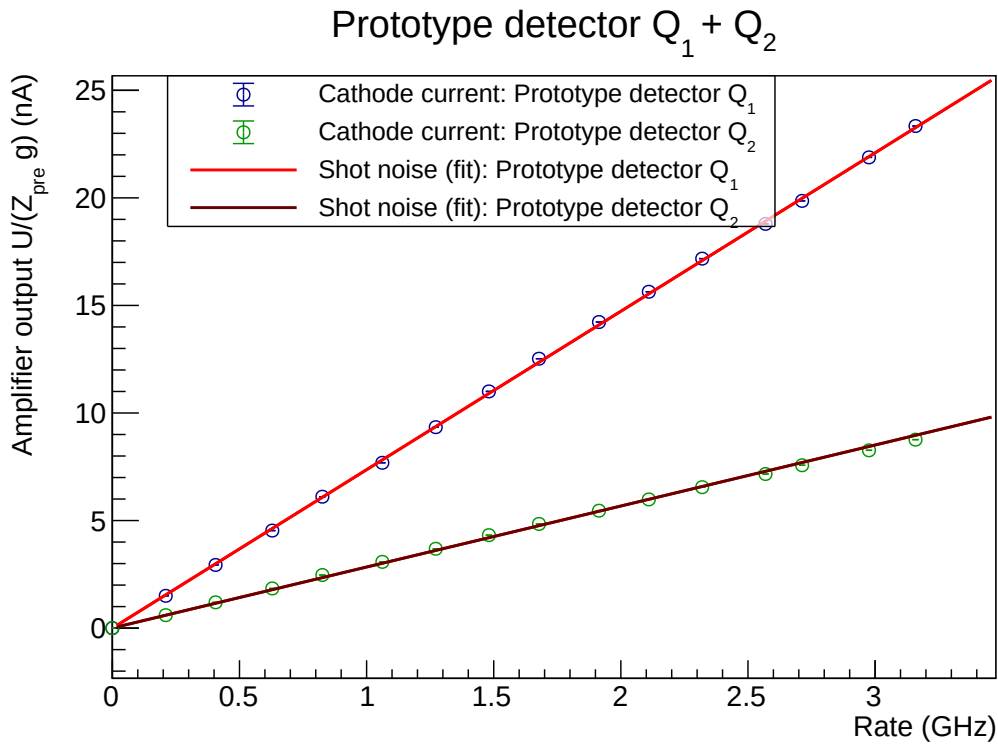


Abbildung 8.18: Korrelation des Signal-Mittelwerts mit der Elektronenstrahlrate für Q_1 (blau) und Q_2 (grün). Die lineare Skalierung erlaubt die Extraktion von N_{PE} über die Steigung.

Abbildung 8.18 zeigt den mittleren Kathodenstrom gegen die Strahlrate aufgetragen. Beide Detektoren zeigen einen klaren linearen Zusammenhang. Aus den Fits ergibt sich die mittlere Anzahl detektierter Photoelektronen:

$$Q_1: N_{\text{PE}} = 55.7506 \pm 0.0002$$

$$Q_2: N_{\text{PE}} = 21.467187 \pm 6.78e^{-5}$$

Die sehr gute Linearität und geringe Punktstreuung belegen die Stabilität von Detektoren und Elektronik.

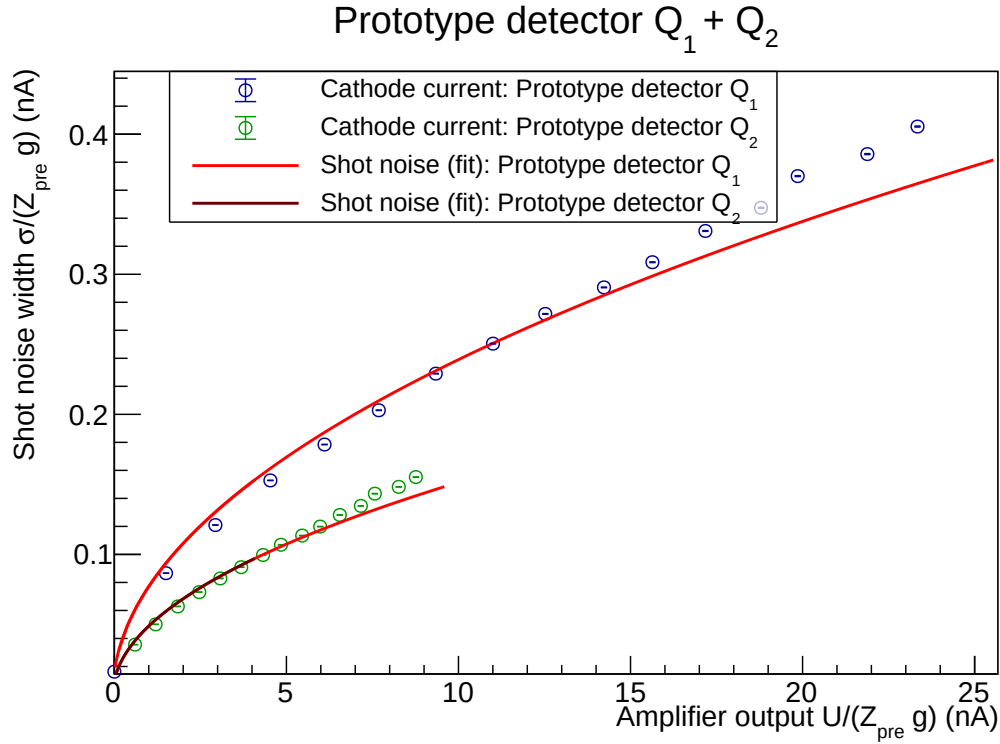


Abbildung 8.19: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für Q_1 (blau) und Q_2 (grün). Die Fitkurve basiert auf dem Shot-Noise-Modell.

In [Abbildung 8.19](#) ist die Rauschbreite gegen den Mittelwert aufgetragen. Die Messpunkte folgen der erwarteten Wurzelabhängigkeit. Die Fits ergeben:

$$Q_1: N_{\text{PE}} = 61.5217 \pm 0.0237$$

$$Q_2: N_{\text{PE}} = 24.0175 \pm 0.01$$

Die leicht größere Unsicherheit resultiert aus der stärkeren Punktstreuung in den oberen Ratenbereichen. Diese stammt möglicherweise von erzeugten Sekundärelektronen beim Durchgang durch die Setup-Box.

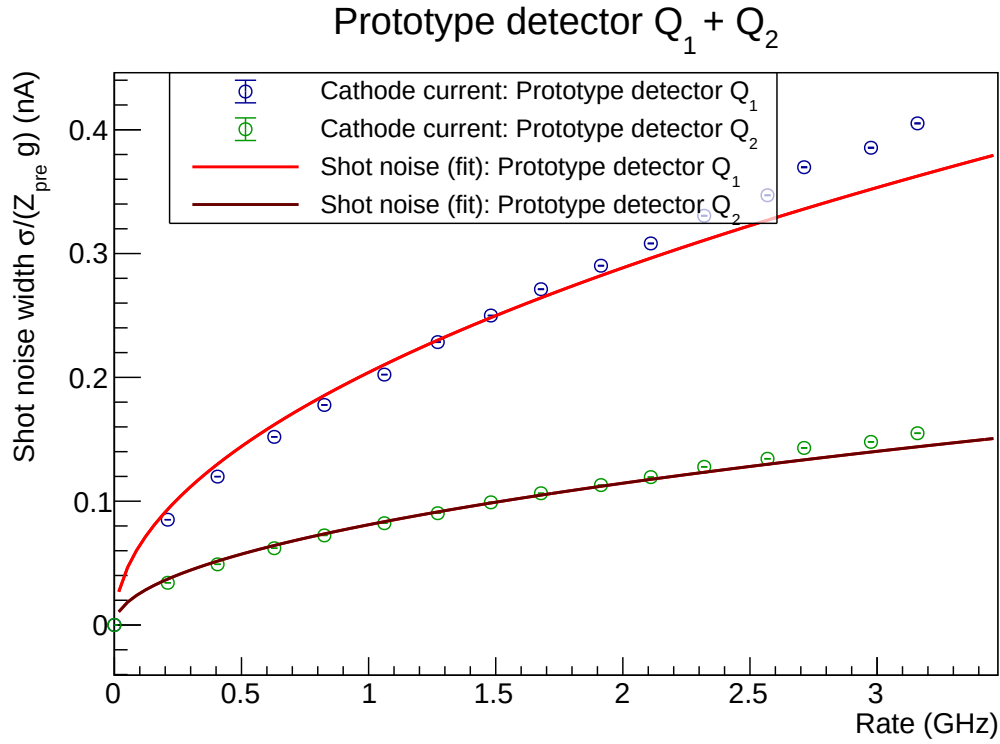


Abbildung 8.20: Korrelation der Rauschbreite mit der Strahlrate für Q_1 (blau) und Q_2 (grün). Erwartet wird ein Verlauf gemäß $\sigma \propto \sqrt{R}$.

Abbildung 8.20 zeigt die Rauschbreite in Abhängigkeit von der Strahlrate. Beide Detektoren folgen eng der theoretischen Erwartung. Eine mögliche höhere gemessene Breite könnte durch zusätzliche Sekundärelektronen erklärbar sein. Die ermittelten Werte sind:

$$Q_1: \quad N_{\text{PE}} = 58.3612 \pm 0.0127$$

$$Q_2: \quad N_{\text{PE}} = 22.8465 \pm 0.0049$$

Die drei Methoden liefern konsistente Ergebnisse mit Mittelwerten von etwa $N_{\text{PE}} \approx 59$ (Q_1) und $N_{\text{PE}} \approx 23$ (Q_2).

Tabelle 8.5 fasst die Ergebnisse für Konfiguration B zusammen.

Integrating Mode – N_{PE} für Prototyp-Detektoren

Method	Q_1 N_{PE}	Q_2 N_{PE}	Q_1 ΔN_{PE}	Q_2 ΔN_{PE}
Mean vs Rate	55.75	21.47	± 0.0002	$\pm 6.78 \cdot 10^{-5}$
Width vs Mean	61.52	24.02	± 0.0237	± 0.01
Width vs Rate	58.36	22.85	± 0.0127	± 0.0049

Tabelle 8.5: Ermittelte Anzahl der Photoelektronen (N_{PE}) für Q_1 und Q_2 im integrierenden Modus aus drei Methoden. Alle Werte sind normiert auf den Kathodenstrom.

Abbildung 8.21 zeigt die Ergebnisse für alle Konfigurationen: A,C (Single) und B (Both).

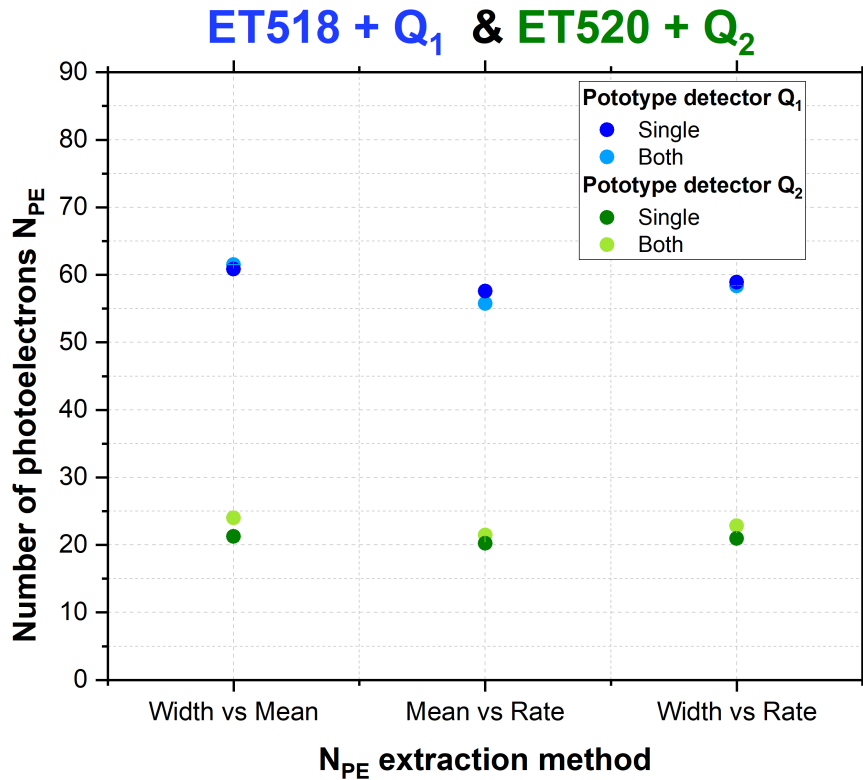


Abbildung 8.21: Zusammenfassung der aus den drei Methoden bestimmten mittleren Anzahl an Photoelektronen N_{PE} für die Prototyp-Detektoren Q₁ (ET518, blau) und Q₂ (ET520, grün), jeweils im Einzelbetrieb („Single“) und bei simultaner Bestrahlung beider Detektoren („Both“).

Im Vergleich zum SEM liegen die Werte erwartungsgemäß höher:
 (Q₁: 56-61 im IM vs. $\approx$ 30-40 im SEM; Q₂: 21-24 im IM vs. $\approx$ 13-18 im SEM).
 Beide Detektoren zeigen ein ähnliches Verhältnis der Lichtausbeute wie zuvor:
 Q₁ liefert rund doppelt so viele Photoelektronen wie Q₂.

Die etwas höheren Werte im IM lassen sich möglicherweise durch geometrische Effekte und den vorderen Einbauort von Q₁ erklären. Trotz unterschiedlicher Methoden stimmen die Ergebnisse in ihrer Größenordnung gut überein. Bei der Photoelektronenzahl N_{PE} handelt sich schließlich um eine Größe, die sensitiv auf kleinste Unterschiede in Kopplung, Geometrie und Elektronik reagiert.

Insgesamt bestätigen die Messungen den linearen und stabilen Betrieb beider

Prototyp-Detektoren sowie die Zuverlässigkeit der Elektronikette im [IM](#). Die hohe Konsistenz der drei unabhängigen Methoden belegt die Robustheit der gesamten Auswertestrategie.

8.2 Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute

Nach den Positionsmessungen im [SEM](#) folgt nun die Analyse im [IM](#). Ziel ist es, die longitudinale Homogenität der Lichtausbeute entlang der Detektorlänge zu überprüfen und mit den Ergebnissen aus dem [SEM](#) zu vergleichen (vgl. [Abbildung 7.12](#)).

Integrating Mode – Positionsmessung

Programm	P2: N_{10} + ET-923	Prototyp: Q_1 + ET-518
Position 1	60 mm	50 mm
Position 2	193 mm	210 mm
Position 3	250 mm	250 mm
Position 4	450 mm	450 mm

Tabelle 8.6: Verwendete Quarzstab-PMT-Kombinationen für die longitudinale Positionsmessung im [IM](#). Der Auftreffpunkt der Elektronenstrahlposition wird entlang der Detektorachse variiert.

Im [IM](#) wurden die Messungen an vier definierten Positionen entlang der Detektorlängsachse durchgeführt ([Tabelle 8.6](#)). Position 1 entspricht der Standardkonfiguration und dient als Referenz. Für den P2-Detektor wurde der Datenpunkt bei 1 GHz verwendet, um den linearen Bereich der Ausleseketten zu nutzen. Beim Prototyp-Detektor wurden zusätzlich die Messpunkte bei 2 GHz und 3 GHz verwendet. Die Bestimmung von N_{PE} basiert auf den bekannten drei Methoden.

P2-Detektor N_{10}

[Abbildung 8.22](#) zeigt die Anzahl der Photoelektronen N_{PE} für den P2 Detektor N_{10} in Abhängigkeit von der Auftreffposition der Elektronen entlang der Längsachse (50 mm bis 450 mm).

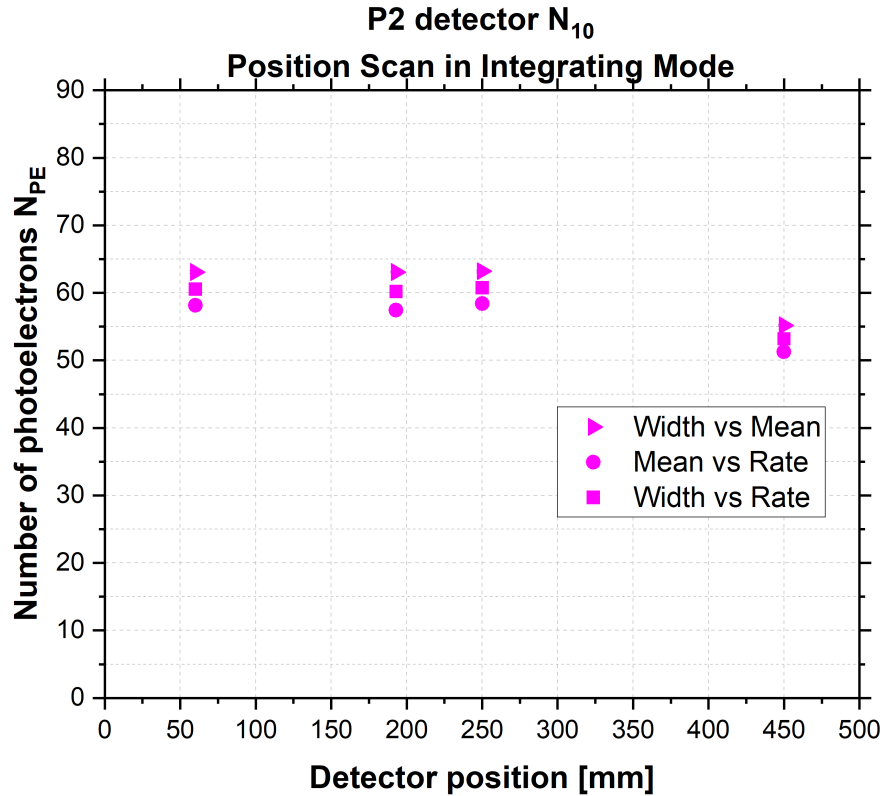


Abbildung 8.22: Ergebnisse des Positionsscans im Integrating Mode für den P2-Detektor N₁₀.

Die Werte für N_{PE} liegen im Bereich von ca. 51 bis 63. Die Werte bleiben über weite Bereiche konstant, lediglich am PMT-Ende (450 mm) ist ein leichter Abfall auf etwa 51–55 zu erkennen. Ursache sind geometriebedingte Lichtverluste an der Austrittsstelle zur PMT. Der Detektor zeigt somit insgesamt eine gute Homogenität der Lichtausbeute im IM mit einem geringen Abfall am Ende der Detektorlänge. Dieses Verhalten stimmt mit den SEM-Ergebnissen überein.

Prototyp-Detektor Q₁

Abbildung 8.23 zeigt die NPE-Werte für den Prototyp-Detektor Q₁.

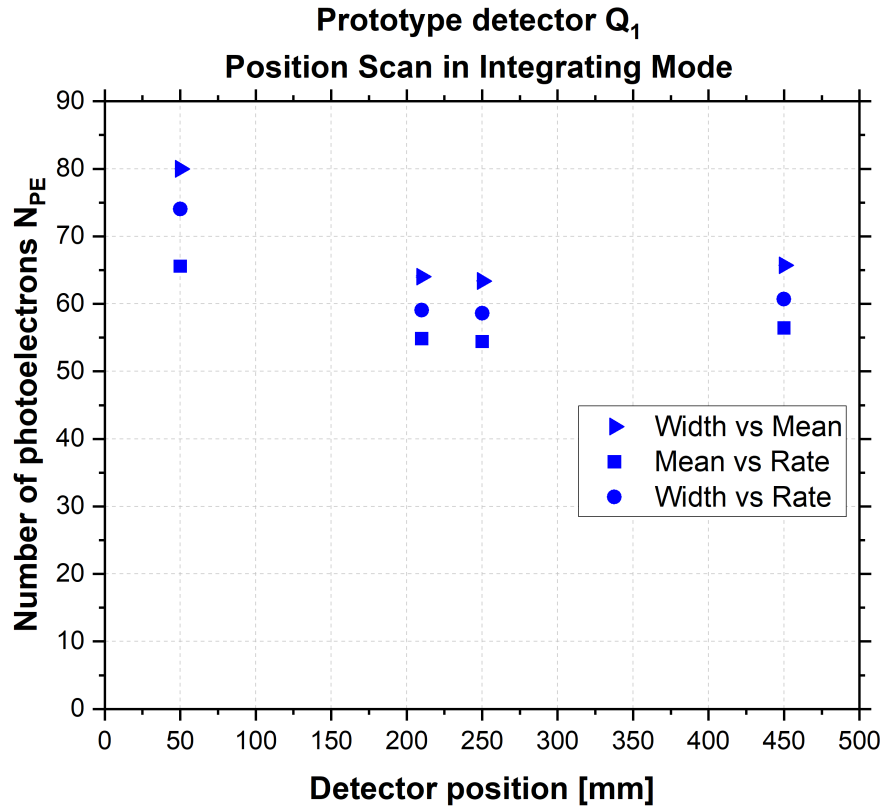


Abbildung 8.23: Ergebnisse des Positionsscans im Integrating Mode für den Prototyp-Detektor Q₁.

Die Werte liegen zwischen etwa 55 und 80 N_{PE} . Das Maximum liegt am Detektoranfang (≈ 55 mm), während am PMT-Ende ein leichter Abfall auf ≈ 55 -61 auftritt. Im mittleren Bereich bildet sich ein Plateau bei ≈ 60 N_{PE} . Der Verlauf stimmt qualitativ mit den SEM-Ergebnissen überein, zeigt jedoch im Vergleich zu N_{10} eine stärkere Positionsabhängigkeit.

Dies kann auf Gebrauchseffekte des Prototyp-Detektors Q₁ zurückgeführt werden, die die Oberflächenbeschaffenheit des Quarzes und die Lichtkopplung beeinträchtigen können.

Die nachfolgenden Tabellen fassen die aus den drei Analyseverfahren extrahierten Werte für die mittlere Anzahl an Photoelektronen N_{PE} zusammen. Die Werte wurden jeweils bei 1 GHz (N_{10}) bzw. 1, 2, 3 GHz (Q₁) im IM erhoben.

Die Zahlen zeigen die gute Reproduzierbarkeit der Auswertemethoden und verdeutlichen gleichzeitig die geringen, aber messbaren longitudinalen Unterschiede in der Lichtsammlung.

Integrating Mode – Positionsmessung für N_{10}

Position [mm]	Width vs Mean	Mean vs Rate	Width vs Rate
60	63.06 ± 0.19	58.14 ± 0.0008	60.55 ± 0.05
193	63.07 ± 0.09	57.44 ± 0.0008	60.19 ± 0.05
250	63.19 ± 0.14	58.41 ± 0.0008	60.75 ± 0.05
450	55.18 ± 0.06	51.25 ± 0.0007	53.18 ± 0.04

Tabelle 8.7: Ermittelte Werte der mittleren Anzahl an Photoelektronen N_{PE} für den P2-Detektor N_{10} bei vier verschiedenen Strahlpositionen im [IM](#).

Integrating Mode – Positionsmessung für Q_1

Position [mm]	Width vs Mean	Mean vs Rate	Width vs Rate
50	80.00 ± 0.0011	65.57 ± 0.0004	74.06 ± 0.037
210	64.02 ± 0.11	54.86 ± 0.00034	59.07 ± 0.030
250	63.39 ± 0.038	54.42 ± 0.00033	58.59 ± 0.029
450	65.71 ± 0.0083	56.41 ± 0.00034	60.69 ± 0.031

Tabelle 8.8: Ermittelte Werte der mittleren Anzahl an Photoelektronen N_{PE} für den Prototyp-Detektor Q_1 bei vier verschiedenen Strahlpositionen im [IM](#).

8.3 Austauschbarkeit von PMT und Detektor

Im Rahmen der Teststrahlzeit wurde im [IM](#) die Austauschbarkeit von PMT und Detektor untersucht. Während im [SEM](#) Vergleichsmessungen sowohl für die P2-Detektoren (N_{10}/N_{20}) als auch für die Prototyp-Detektoren (Q_1/Q_2) vorliegen ([Abbildung 7.16](#)), stehen im [IM](#) für diese Analyse nur Daten der P2-Detektoren zur Verfügung. Die im [SEM](#) beobachtete gute Austauschbarkeit von PMT und Quarz scheint im [IM](#) nur bedingt zu gelten. Aus Linearitätsgründen wird zur Bestimmung der Anzahl der detektierten Photoelektronen (N_{PE}) der Messwert bei 1 GHz herangezogen. Die Kombination 1 ($N_{10} + ET923$) dient als Referenzkonfiguration, von der aus jeweils eine Komponente variiert wurde, um die Austauschbarkeit zu untersuchen.

Integrating Mode – PMT-Detektor-Kombinationen

Kombination	P2-Detektor	PMT
Kombi 1	N_{10}	ET923
Kombi 2	N_{20}	ET923
Kombi 3	N_{20}	ET873
Kombi 4	N_{10}	ET873

Tabelle 8.9: Untersuchte Kombinationen aus P2-Detektoren (N_{10} , N_{20}) und Photomultipliern (ET923, ET873) im [IM](#). Kombination 1 ($N_{10} + \text{ET923}$) dient als Referenzkonfiguration. In jeder weiteren Kombination wird gezielt entweder der PMT oder der Quarzdetektor variiert.

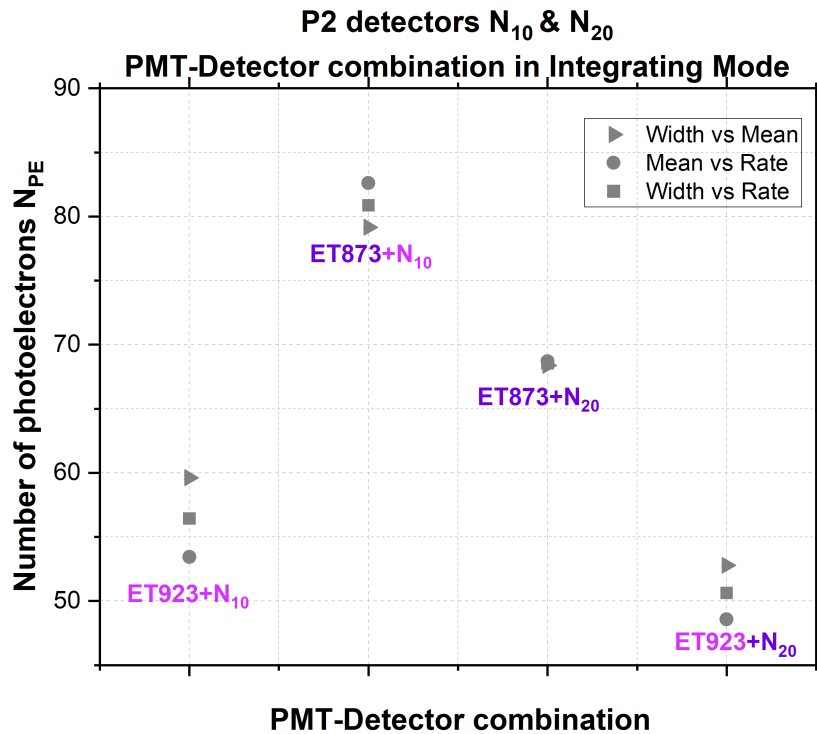


Abbildung 8.24: Anzahl der detektierten Photoelektronen N_{PE} im [IM](#) für verschiedene PMT-Quarz-Kombinationen. Die Werte wurden anhand der drei Auswertemethoden bei 1 GHz bestimmt.

Die extrahierten N_{PE} -Werte liegen zwischen etwa 50 und 85. Auffällig ist die Kombination $N_{10} + ET873$ mit der höchsten Lichtausbeuten (ca. 80–85), während Kombinationen mit ET-923 (sowohl N_{10} als auch N_{20}) nur 50–60 N_{PE} erreichen. Die Kombination $N_{20} + ET873$ liegt mit etwa 68–70 dazwischen.

Die auffällige Streuung **IM** deutet darauf hin, dass hier Effekte eine Rolle spielen, die im **SEM** weniger relevant sind. Im **SEM** zeigten sich Winkel- und Abstandsvariationen zwischen Detektor und Quarz als unkritisch. Im **IM** könnten Sie jedoch stärkeren Einfluss haben. Die nachfolgende Tabelle fasst die extrahierten Werte für die mittlere Anzahl an Photoelektronen N_{PE} zusammen.

Integrating Mode – PMT-Detektor-Kombinationen

Kombination	Width vs Mean	Mean vs Rate	Width vs Rate
$N_{10} + ET923$	59.62 ± 0.17	53.44 ± 0.0008	56.44 ± 0.05
$N_{10} + ET873$	79.16 ± 0.07	82.61 ± 0.0011	80.86 ± 0.07
$N_{20} + ET873$	68.39 ± 0.19	68.69 ± 0.0009	68.54 ± 0.06
$N_{20} + ET923$	52.78 ± 0.07	48.58 ± 0.0007	50.63 ± 0.04

Tabelle 8.10: Ermittelte Werte der mittleren Anzahl an Photoelektronen N_{PE} für verschiedene PMT-Detektor-Kombinationen im **IM**.

Im direkten Vergleich zeigen die Messungen im **SEM** (Abbildung 7.16) ein deutlich gleichmäßigeres Verhalten mit geringerer Streuung (ca. 60–75), was für eine gute Austauschbarkeit spricht. Der ungleichmäßigeren Ergebnisse im **IM** lassen hingegen auf sensitivere Kopplungsbedingungen schließen. Dies unterstreicht die Notwendigkeit einer reproduzierbaren Montage und kontrollierten optischen Kopplung im endgültigen Aufbau.

8.4 Pilotmessungen und erste Erkenntnisse

In einer frühen Teststrahlzeit wurden erste Pilotmessungen im *Integration Mode* **IM** durchgeführt, um die grundsätzliche Funktionsfähigkeit der analogen Elektronik unter realen Strahlbedingungen zu überprüfen. Dabei kam der erste Prototy-Detektor (Spectrosil 2000) mit einer PMT vom Typ ET-509 zum Einsatz. Ziel war eine Funktionsprüfung, nicht eine präzise Kalibration.

Die Messung diene hauptsächlich dazu, die Reaktion des Systems auf verändernde Strahlraten zu testen und die Signaldynamik zu beobachten. Dabei kamen sowohl der Qweak-ADC als auch ein einfacher analoger Ausgang des Vorverstärkers zum Einsatz. Die analogen SEM-Messungen derselben Detektorkombination und vorderer Elektronikette sind bereits zuvor in [Abschnitt 7.5](#) diskutiert worden.

Pilotmessung 1

Der Qweak-ADC wurde vorab mittels definierter Referenzspannungen (± 10 V, 0 V) kalibriert (siehe [Abbildung 8.25](#)).

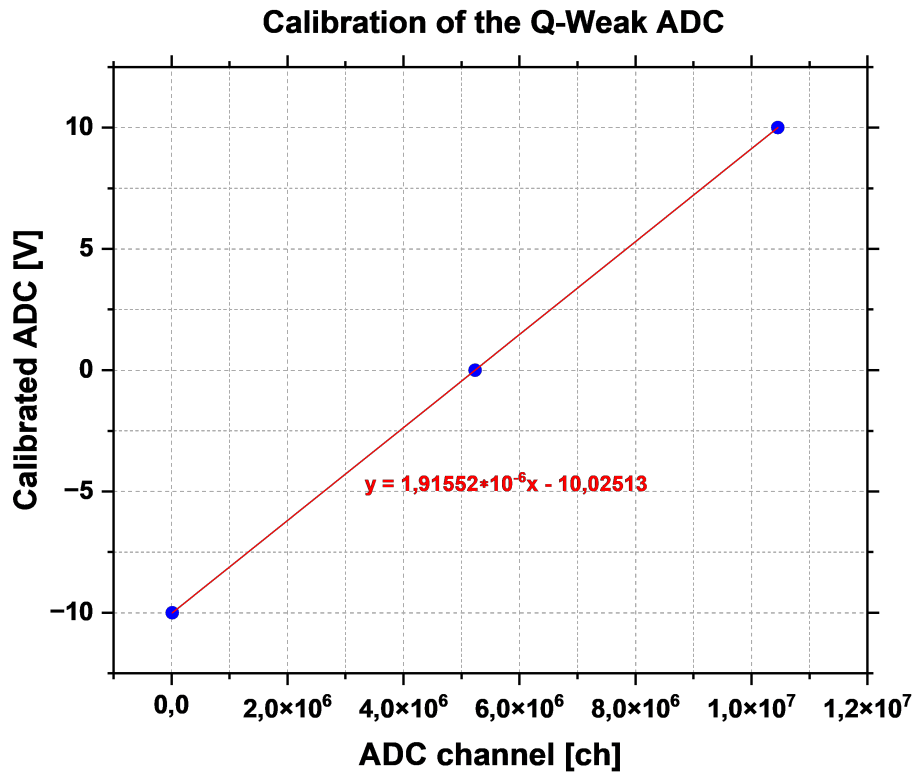


Abbildung 8.25: Kalibrierung des Qweak-ADC mit ± 10 V und 0 V als Eingangssignal für die Pilotmessung 1 im [IM](#).

Die Messungen erfolgten an [MAMI](#) bei variabler Elektronenstrahlrate (0-3

GHz) und einer PMT-Spannung von 450 V. Histogramme des ADC-Signals zeigen bei deaktiviertem Strahl ein scharfes Pedestal mit geringer Breite, jedoch auch einen kleinen, nichtphysikalischen Nebenpeak, der auf elektronische Kopplungen oder Reflexionen zurückzuführen ist ([Abbildung 8.26](#)).

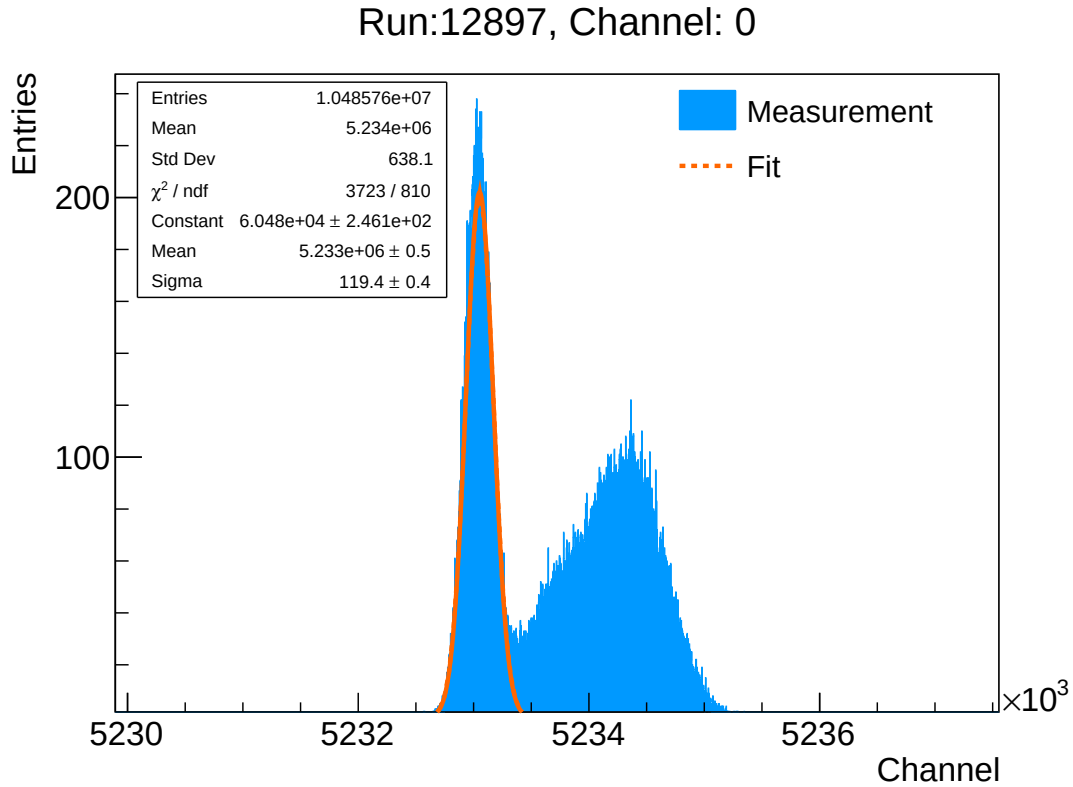


Abbildung 8.26: Pedestalmessung bei 0 GHz (kein Strahl). Die Verteilung ist schmal, dennoch nicht ideal.

Unter Strahlbedingung (siehe [Abbildung 8.27](#)) zeigt sich eine breite, modulierte Verteilung, was auf Bandbreitenbegrenzungen des ADCs, Signalreflexionen oder Verstärkersättigung hinweist. Die Signalhöhe steigt bis zu einer Strahlrate von etwa 2.5 GHz linear mit der Strahlrate, bevor erste Abweichungen auftreten (siehe [Abbildung 8.28](#)). Damit bestätigt sich die prinzipielle Linearität der Kette im erwarteten Bereich, während bei höheren Raten Optimierungsbedarf bestünde.

Run:12896, Channel: 0

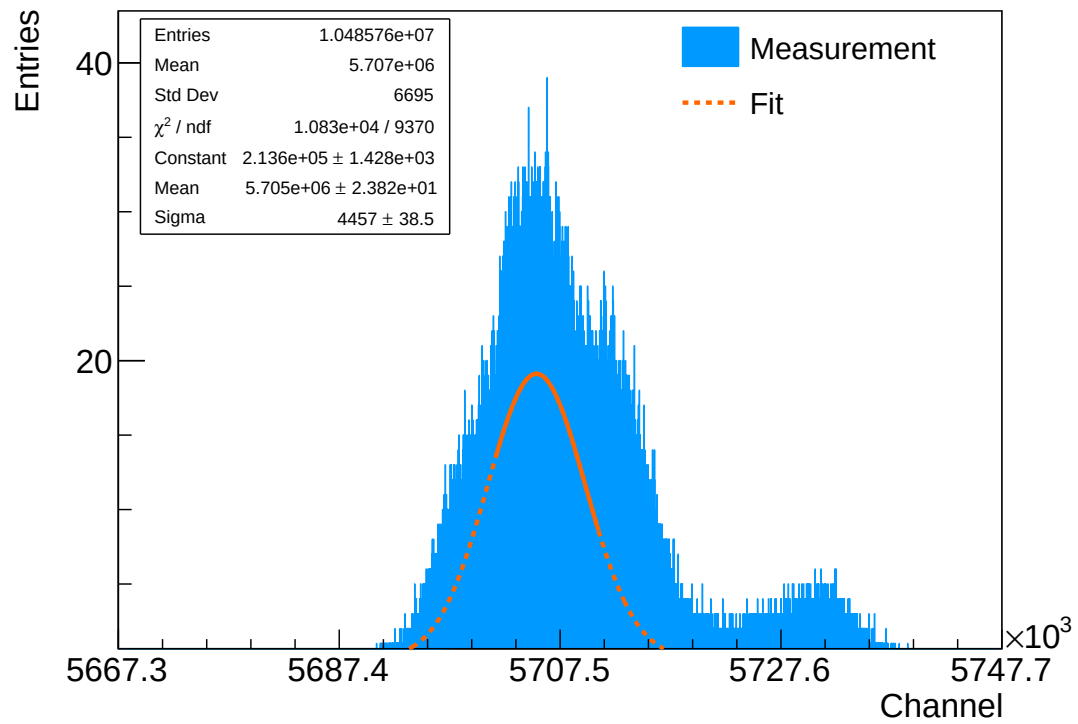


Abbildung 8.27: Signalhistogramm bei 2.07 GHz für Spectrosil 2000 + ET509 bei 450 V. Die Verteilung zeigt eine deutliche Struktur, die nicht gaußförmig ist.

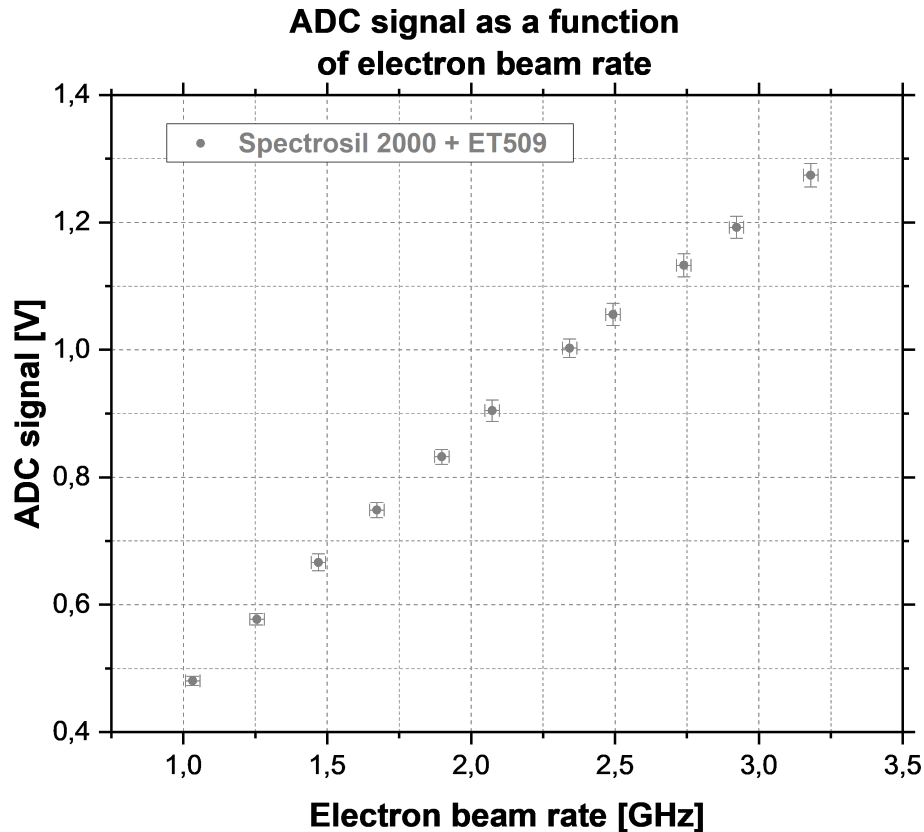


Abbildung 8.28: Signalthöhe als Funktion der Elektronenstrahlrate. Die Pedestals wurden jeweils individuell abgezogen. Die Daten zeigen eine lineare Abhängigkeit bis etwa 2.5 GHz

Pilotmessung 2

In einer zweiten Pilotmessung wurde das Verhalten bei niedrigen Strahlraten mit dem Prototypdetektor Q_3 und einer ET-518-PMT untersucht (400V, Spannungsteiler Typ A). Die ADC-Eingänge wurden symmetrisch beschaltet, um eine differenzielle Auswertung zu ermöglichen (siehe [Abbildung 8.29](#)). Trotz verbesserter Signalführung zeigten die Histogramme weiterhin auffällige Strukturen, vermutlich verursacht durch Reflexionen oder Impedanzfehlanspassungen.

Run: 13718, Channels: 1, 0

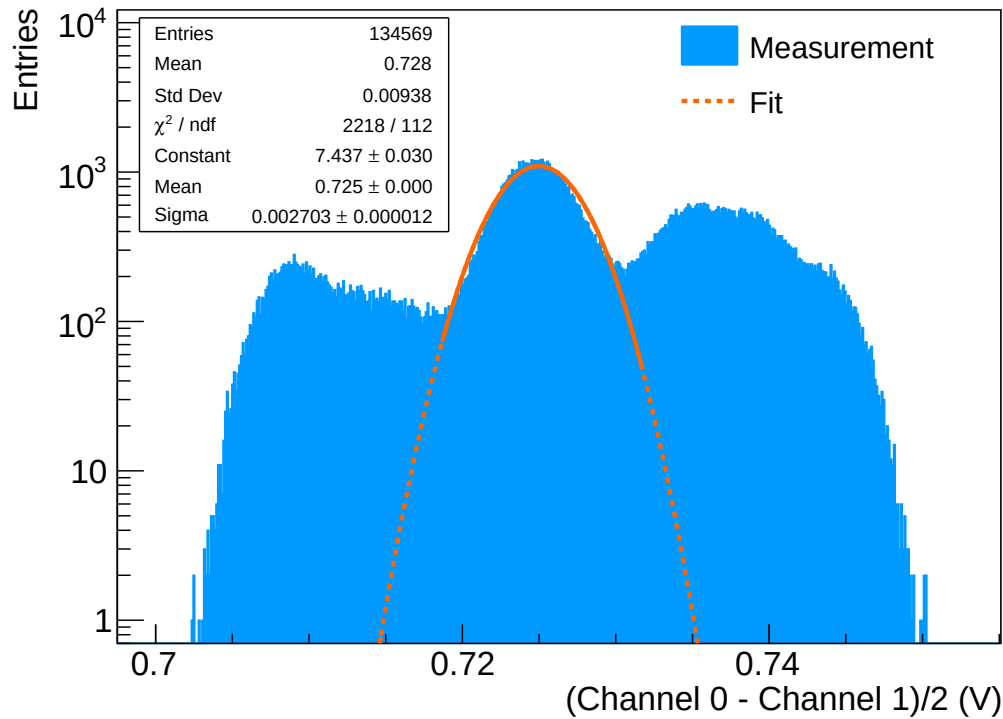


Abbildung 8.29: Pedestalkorrigiertes differenzielles Signal für Q_3 mit ET-518 bei 0.37 GHz Strahlrate. Die Verteilung wurde mit einer Gaußfunktion gefittet, wobei der höchste Peak zur Signalauswertung verwendet wurde.

Die differenziell ausgewerteten Signale zeigen bis zu einer Strahlrate von etwa 1.3 GHz eine linear (siehe [Abbildung 8.30](#)). Die Ergebnisse belegen die prinzipielle Funktionalität des IM-Aufbaus, weisen jedoch auf die Notwendigkeit rauschärmerer, bandbreitenstärkerer und differenzieller Elektronik für zukünftige Messungen hin.

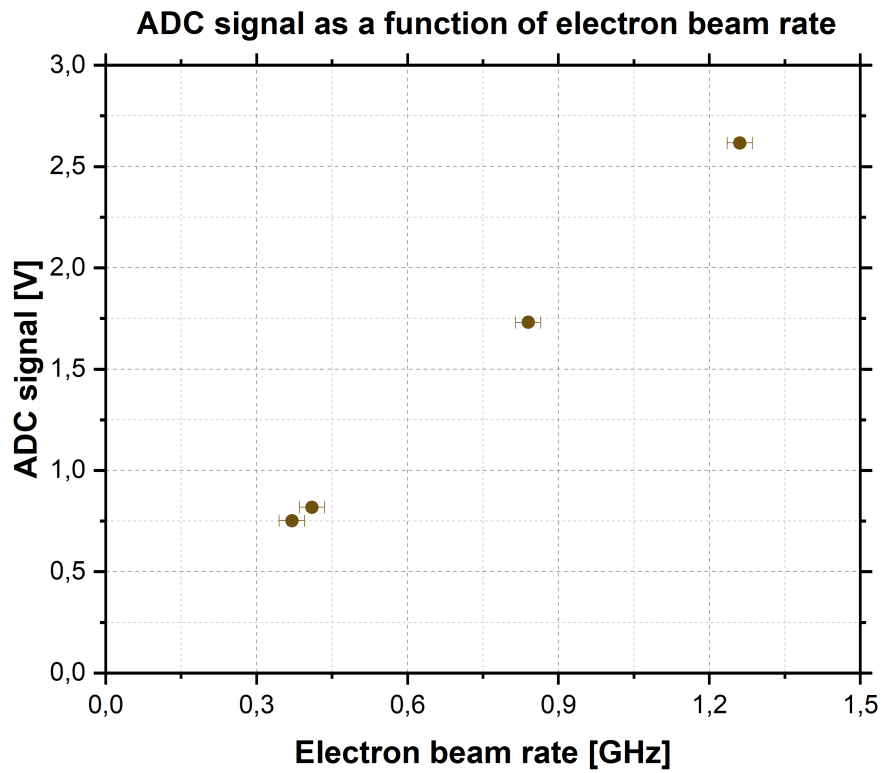


Abbildung 8.30: Signalthöhe als Funktion der Elektronenstrahlrate für $Q_3 +$ ET-518 im Integrating Mode. Die Werte stammen aus differenziell verarbeiteten Qweak-ADC-Messungen.

9

Integration in das P2-Experiment

In diesem Kapitel wird die Integration der Elektronik in die Detektorstruktur des P2-Experiments vorgestellt. Der Fokus liegt auf der mechanischen und elektrischen Einbindung, der Signalführung sowie Aspekten von Wartung und Optimierung.

Die Ausleseelektronik ([DivA-Boards](#)) wird direkt an den Detektoren montiert und innerhalb einer Bleiabschirmung platziert. Diese schützt die Elektronik vor direkter Strahlung und Rückstreuphotonen, die das Detektorsignal verfälschen könnten. Die mechanische Befestigung erfolgt über eine Aluminiumträgerplatte, die an der äußeren Mu-Metall-Abschirmung der PMTs angebracht wird. Die Boards selbst sind verschraubt und lassen sich bei Bedarf einzeln demontieren. [Abbildung 9.1](#) zeigt eine CAD-Darstellung des Einbaukonzepts.

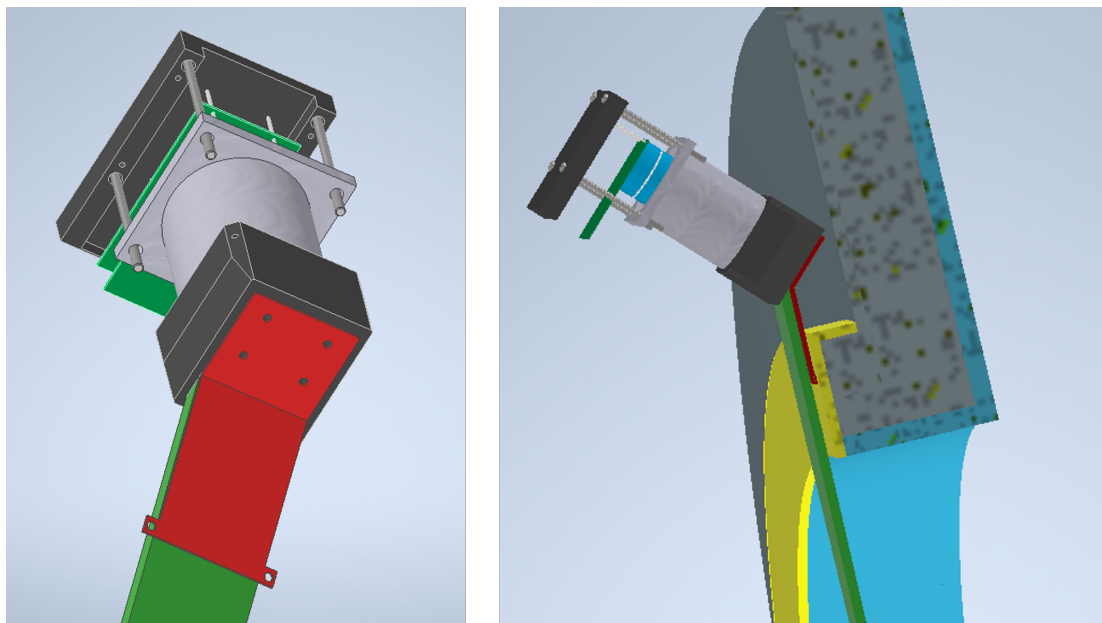


Abbildung 9.1: CAD-Darstellung der vorgesehenen Halterung der **DivA-Boards** direkt hinter den PMTs innerhalb der Bleiabschirmung. Die Boards sind auf einer Aluminiumplatte montiert, die mechanisch mit der äußeren PMT-Abschirmung verbunden ist.

Elektrische Anbindung und Signalführung

Es ist vorgesehen, dass jedes **DivA-Board** sowohl den Spannungsteiler als auch den Vorverstärker für genau einen PMT übernimmt. Die Boards erhalten Hochspannung (HV) über SHV-Steckverbinder sowie Niederspannung (LV) und digitale Steuersignale über mehrpolige DIN-5-Stecker. Über letzteren werden die symmetrischen Versorgungsspannungen ($\pm 8\text{ V}$, 0 V) für die Verstärker und 5 V für die Relaislogik eingespeist. Zwei digitale Steuerleitungen schalten zwischen **SEM** und **IM** bzw. aktivieren den internen Teststrompfad im **IM**. Die Relais selbst werden über zusätzliche Transistorschaltungen angesteuert, um die Steuerelektronik zu entlasten.

Zur Reduktion des Verkabelungsaufwands werden jeweils drei **DivA-Boards** hintereinander geschaltet und gemeinsam über Flachbandkabel verbunden. So werden Stromversorgung und Steuerbefehle von Board zu Board durchgeschleift. Dies erleichtert nicht nur die Montage, sondern reduziert auch die Anzahl ex-

terner Verbindungen innerhalb der Abschirmung. Die Signalausgänge werden getrennt für beide Betriebsmodi geführt: single-ended über BNC im SEM und differenziell über Twinax-Leitungen im IM. **Abbildung 9.2** veranschaulicht das Verkabelungskonzept der **DivA-Boards** im P2-Experiment.

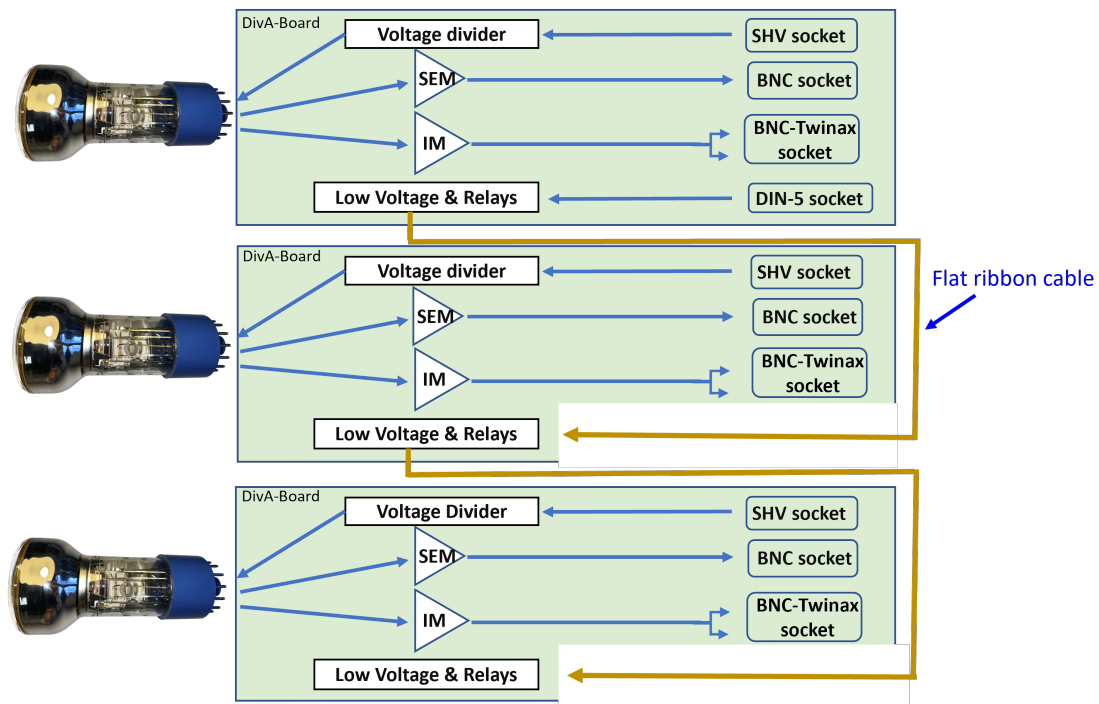


Abbildung 9.2: Schema der Signalführung und Stromversorgung im P2-Experiment. Jedes **DivA-Board** enthält Spannungsteiler und Vorverstärker. Die Hochspannung (SHV) sowie die Signalausgänge für **SEM** (BNC) und **IM** (BNC-Twinax) werden separat ausgeführt. Die Niederspannungsversorgung sowie die Steuersignale für DAQ- und Teststromrelais werden über DIN-5-Stecker im Daisy-Chaining-Verfahren weitergegeben.

Stromversorgung

Ein zentrales 19-Zoll-Netzgerät, das von der Elektronikwerkstatt speziell für das P2-Experiment entwickelt wurde, liefert $\pm 8\text{ V}$ (20 A) für die Verstärker und 5 V (3 A) für die Relaislogik. Über eine Ethernet-Schnittstelle lassen sich Spannungen und aus der Ferne überwachen. Jedes **DivA-Board** erhält die LV-Versorgung sowie die Steuersignale über ein Flachbandkabel, das auf die DIN-5-Buchse ge-

führt wird. Das Netzgerät ist potenzialfrei ausgeführt, wodurch Schleifenströme vermieden werden. [Abbildung 9.3](#) zeigt den schematischen Aufbau der Niederspannungsversorgung.

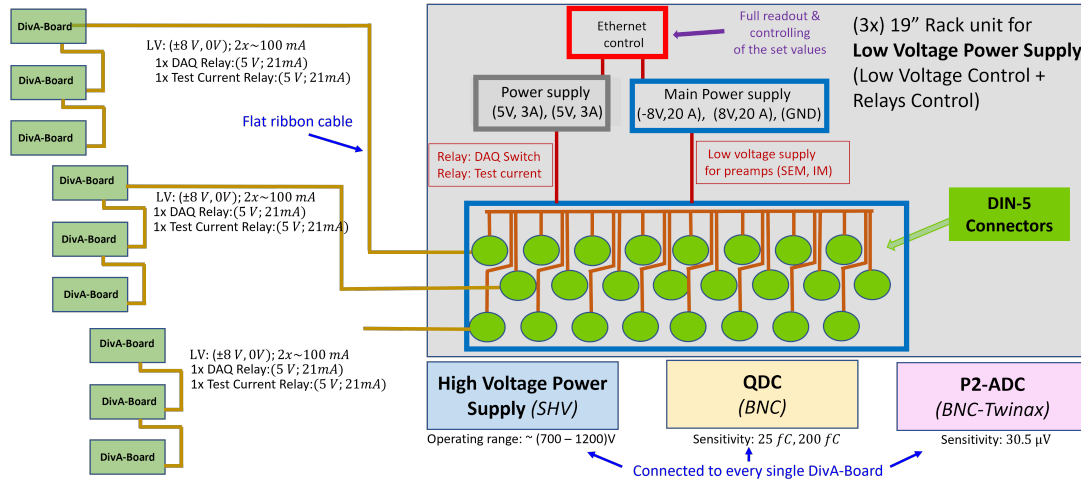


Abbildung 9.3: Schematischer Aufbau der Niederspannungsversorgung im P2-Experiment. Das Netzgerät versorgt 72 [DivA-Boards](#) über Daisy-Chaining mit $\pm 8\text{ V}$ (20 A) für die Vorverstärker sowie 5 V (3 A) für die Relais. Zusätzlich werden Steuerleitungen für das DAQ-Relais (SEM/IM) und das Teststrom-Relais übertragen. Die Verbindung erfolgt über DIN-5-Stecker. Eine Ethernet-Schnittstelle ermöglicht die Fernüberwachung.

Mechanische Toleranzen

Zur Beurteilung der mechanischen Anforderungen wurden Versatzmessungen während der [SEM](#)-Teststrahlzeit durchgeführt. Dabei wurde untersucht, wie stark die optische Kopplung zwischen Quarzdetektor und PMT auf Translations- und Rotationsabweichungen reagiert. Ein Luftspalt bis 3 mm bzw. eine Winkeldifferenz bis $\pm 5^\circ$ führten zu kleiner messbaren Signalreduktion. Erst bei größeren Abständen oder Winkeln traten Verluste auf. Diese Ergebnisse definieren praxisgerechte Toleranzen für den späteren Einbau: kleinere Abweichungen beeinträchtigen die Signalqualität nicht, sodass auf komplexe Justiervorrichtungen verzichtet werden kann.

10

Zusammenfassung und Ausblick

Das P2-Experiment zielt auf eine hochpräzise Messung des schwachen Mischungswinkels bei niedrigem Impulsübertrag ab. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine strahlungstolerante Ausleseelektronik für das P2-Experiment entwickelt, umfassend charakterisiert und zur Einsatzreife gebracht. Ausgehend von frühen Prototypen konnte durch iterative Optimierung und gezielte Tests hinsichtlich Verstärkung, Rauschverhalten und Strahlenhärte bis hin zur fertigen Integration in den P2-Aufbau eine robuste und betriebssichere Elektroniklösung realisiert werden, die den spezifischen Anforderungen des Experiments gerecht wird.

In den Teststrahlzeiten am [MAMI](#) wurden die entwickelten [DivA-Boards](#) erfolgreich getestet. Im Single Event Modus zeigte sich eine stabile und reproduzierbare Lichtausbeute der Detektoren. Messungen mit unterschiedlichen PMT-Detektor-Kombinationen bestätigten die Austauschbarkeit der Komponenten sowie die zuverlässige optische Kopplung zwischen Quarzstab und PMT. Positions- und Rotationsscans belegten eine homogene Lichtsammlung über die

Detektorlänge, während geringe Abweichungen auf Alterung und Kopplungsqualität zurückzuführen waren. Auch die Abhängigkeit der Lichtausbeute von Hochspannung und Elektronenrate verlief konsistent mit den Erwartungen. Im integrierenden Modus wurden die Signale der Detektoren über verschiedene Strahlraten hinweg ausgewertet. Die Spannungs- und Rauschverläufe zeigten eine lineare Skalierung des Ausgangssignals mit dem Strahlstrom, und die über das Spannungsrauschen bestimmte Anzahl der Photoelektronen waren mit den Ergebnissen aus dem Single-Event-Modus vergleichbar.

Ergänzend wurden Strahlenhärte tests an Spannungsteiler, Vorverstärker und Spannungsreglern durchgeführt. Das finale analoge [DivA-Board](#) erwies sich dabei als strahlungsresistent bis zu mehreren Kilogray, während frühe digitale Prototypen Ausfälle zeigten.

Im Ausblick steht die langfristige Stabilität der Verstärkung im Vordergrund. Alterungsprozesse der PMTs können zu einem leichten Abfall der Verstärkung führen und erfordern eine regelmäßige Kalibrierung. Eine moderate Anpassung der Hochspannung erlaubt die Kompensation dieses Effekts, sollte jedoch mit Bedacht erfolgen, um eine Erhöhung des Dunkelstroms oder eine Verschlechterung des Rauschverhaltens zu vermeiden. Ein ergänzender Ansatz zur Verbesserung der Signalstabilität besteht in der Spannungstabilisierung der ersten Dynodenstufe durch den Einsatz von Zehnerdioden. Eine konstante Spannung zwischen Kathode und erster Dynode würde eine einheitliche Sammeleffizienz über alle PMTs hinweg sicherstellen, ohne das bestehende Schaltungsdesign wesentlich zu verändern.

Ein weiterer Schwerpunkt betrifft die Spannungsregler der [DivA-Boards](#). Die Auswahl geeigneter, strahlungsfester Regler erfolgte auf Basis gezielter Bestrahlungstests. Für den Betrieb des P2-Experiments werden etwa 80 [DivA-Boards](#) benötigt, die jeweils drei Spannungsregler enthalten. Um die Langzeitzuverlässigkeit sicherzustellen, ist vorgesehen, für jede der drei Reglertypen (positiv, negativ, Referenz) vollständige Chargen von jeweils rund 200 Stück zu beschaffen und stichprobenartig erneuten Bestrahlungstests zu unterziehen. Dieses Vorgehen erlaubt eine statistisch fundierte Bewertung der Bestrahlungsresistenz und gewährleistet die Eignung der gesamten Bauteilcharge für den experimentellen

Einsatz.

Mit der vorliegenden Elektronik steht eine stabile, wartungsfreundliche und strahlungstolerante Ausleseelektronik zur Verfügung, die eine wesentliche Grundlage für die präzise Bestimmung des schwachen Mischungswinkels im P2-Experiment bildet.



Strahlenhärtestest

Ein wesentlicher Teil der Ausleseelektronik für das P2-Experiment, das [DivA-Board](#) mit dem Spannungsteiler, Vorverstärker und Spannungsregler, befindet sich aus Sicht des Targets in Vorwärtsrichtung und ist somit über längere Zeiträume ionisierender Strahlung sowie einem hohen Neutronenfluss ausgesetzt. Um die Langzeitstabilität und Zuverlässigkeit dieser Komponenten sicherzustellen, wurden gezielte Strahlenhärtestests durchgeführt.

A.1 Zielsetzung und Dosisabschätzung

Die Tests dienen der experimentellen Überprüfung der Strahlenresistenz der Elektronik unter realistischen Betriebsbedingungen. Dabei sollten mögliche Schwachstellen wie Offset-Verschiebungen, Rauschzunahmen oder Bauteilausfälle identifiziert und im Entwicklungsprozess berücksichtigt werden. Gleichzeitig gilt es sicherzustellen, dass die Signalqualität auch bei hohen Dosen erhalten bleibt und keine langfristige Drift auftreten.

Auf Grundlage einer externen Simulation ergab sich am Ort der Elektronik eine Dosisleistung von:

$$\dot{D} = 0.2037 \frac{\text{Gy}}{\text{h}}. \quad (\text{A.1})$$

Bei einer Betriebsdauer von 10,000 h ergibt sich eine kumulierte Strahlendosis von:

$$D = \dot{D} \cdot t = 2037 \text{ Gy}. \quad (\text{A.2})$$

Unter Berücksichtigung zusätzlicher Teststrahlphasen während der Detektorinbetriebnahme, längerer Kalibrierphasen und möglicher lokaler Dosismaxima durch Rückstreuereffekte und Aufbauten wird mit einer maximalen Gesamtdosis von 5000 Gy gerechnet, die als Auslegungsbasis der Tests diene.

A.2 DivA-Board: Digitaler Prototyp

Der erste Prototyp des [DivA-Boards](#) enthielt eine Vielzahl strahlungsempfindlicher Komponenten wie I²C-Bausteine, DACs und fernsteuerbare Relais (vgl. [Abbildung 7.19](#) und [Abbildung 7.18](#)). Die Bestrahlung erfolgte am Strahlenfänger des X1-Experiments an [MAMI](#).

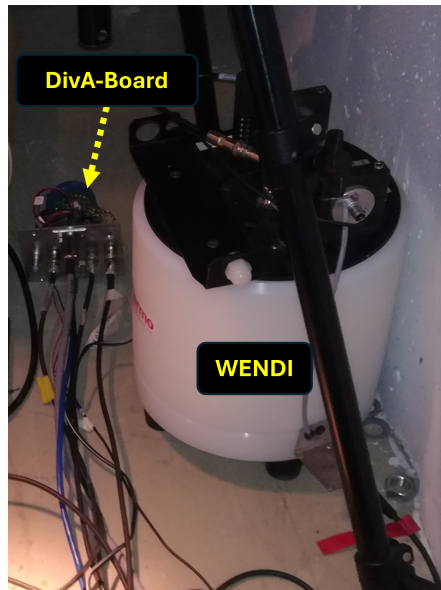


Abbildung A.1: Versuchsaufbau während der Kalibrierung am X1-Messplatz. Rechts im Bild befindet sich der WENDI-Detektor. Links daneben ist das [DivA-Board](#) aufgebaut. Die Kabel führen zu den Signalausgängen und zur Niederspannungsversorgung, die sich außerhalb des Bunkers befindet.

Zur Bestimmung der absorbierten Strahlungsdosis wurde ein Wide Energy Neutron Detector Ionisation (WENDI) eingesetzt. Dieser Detektor wird zur Abschätzung der lokalen Dosisleistung bei niedrigen Strahlströmen verwendet. Die Kalibrierung erfolgte im Bereich von 0 bis etwa 40 nA Elektronenstrahlstrom, da der WENDI-Detektor bei höheren Dosen empfindlich gegenüber Strahlenschäden ist.

[Abbildung A.2](#) zeigt die gemessene Neutronenrate in Abhängigkeit vom eingestellten Elektronenstrahlstrom. Nach Abschluss der Kalibrierung wurde der WENDI-Detektor entfernt, um Schäden durch spätere hohe Dosen zu vermeiden. Anschließend wurde die Bestrahlung mit Strahlströmen bis zu 20 μA fortgesetzt.

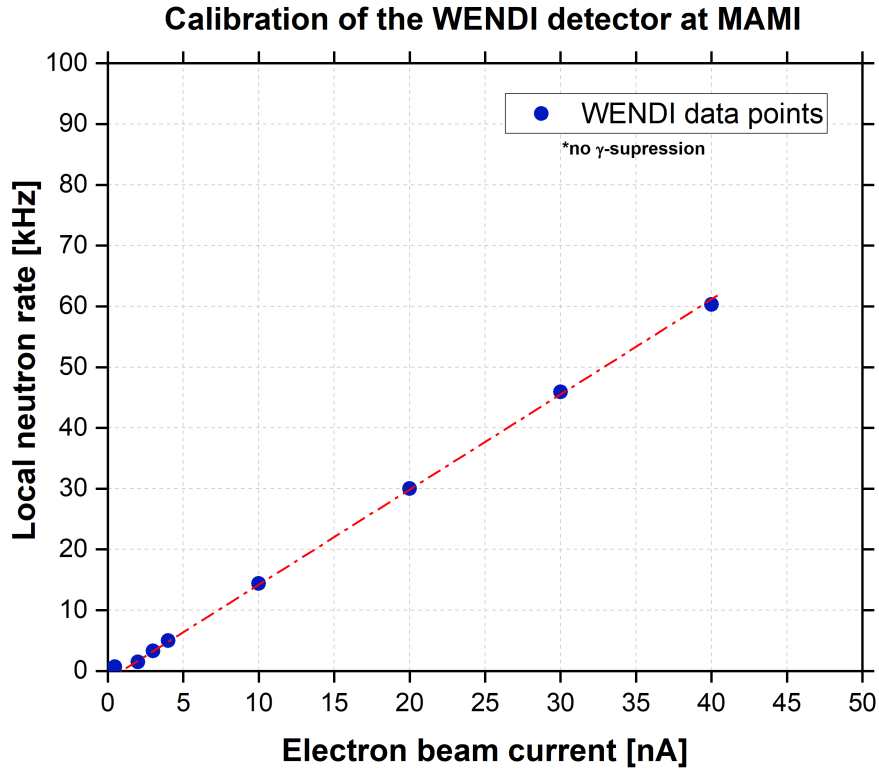


Abbildung A.2: Kalibrierung des WENDI-Detektors. Dargestellt ist die lokale Neutronenrate in Abhängigkeit vom eingestellten Elektronenstrahlstrom. Die lineare Beziehung bildet die Grundlage für die spätere Dosisextrapolation bei höheren Strömen.

Abbildung A.3 zeigt den zeitlichen Verlauf des differentiellen Ausgangssignals des digitalen [DivA-Board](#)-Prototyps während der gesamten Bestrahlungsdauer. Das Signal wurde mit dem Qweak-ADC erfasst, wobei die Spannungsdifferenz $S^- - S^+$ gemessen und durch zwei geteilt wurde, um die effektive differentiellle Ausgangsspannung zu bestimmen (siehe Kapitel [Pilotmessungen und erste Erkenntnisse](#)).

Am Eingang des Vorverstärkers war eine konstante Stromquelle angeschlossen, bestehend aus einer 1.5 V-Batterie in Serie mit einem 1 M Ω -Widerstand. Die resultierende Ausgangsspannung entspricht etwa -0.35 V. Das ADC-Signal bleibt zunächst konstant bei diesem Wert. Ab einer akkumulierten Dosis von et-

wa 430 Sv ist ein abrupter Signalbruch auf ca. 0 V zu beobachten. Das Signal verbleibt dort auch bei weiter steigender Dosis und deutet auf eine irreversible Veränderung innerhalb der Auslekette hin.

Abbildung A.3 zeigt den zeitlichen Verlauf des differenziellen Ausgangssignals des digitalen DivA-Board-Prototyps während der gesamten Bestrahlungsdauer.

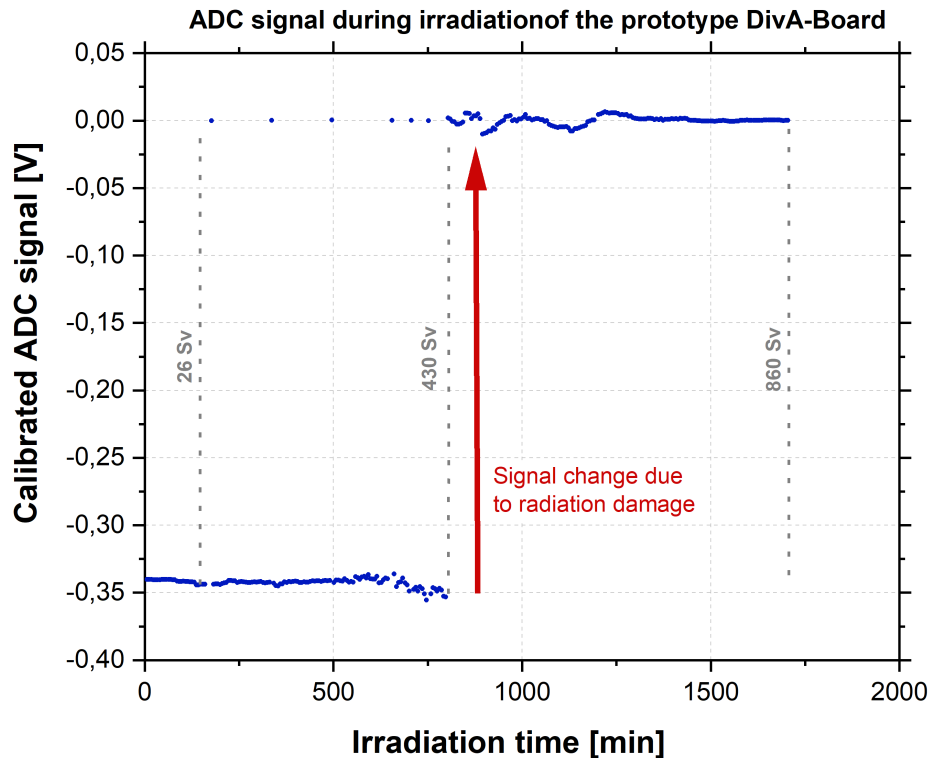


Abbildung A.3: Verlauf des differenziellen ADC-Ausgangssignals während der Bestrahlung des digitalen DivA-Prototyps. Der abrupte Signalversatz bei etwa 430 Sv deutet auf strahlungsinduzierte Schäden hin. Die markierten Schwellenwerte geben die aufsummierte Dosisäquivalentdosis (in Sv) zum jeweiligen Zeitpunkt an.

Die gesamte Bestrahlungsdauer wurde in Zwei-Stunden-Intervalle unterteilt, in denen jeweils ein fester Elektronenstrahlstrom zwischen 0 und $20\text{ }\mu\text{A}$ eingestellt wurde. Etwa 50 % der Gesamtzeit wurde mit der Maximallektronenstrahlrate von $20\text{ }\mu\text{A}$ bestrahlt, entsprechend einer Dosisleistungsrate von rund $38,5\text{ Sv/h}$.

Zwischen den jeweils zweistündigen Bestrahlungsintervallen wurde die Betriebsart des Boards kurzzeitig geändert. Der Transimpedanzverstärker wurde für etwa zwei Minuten in seiner Verstärkung geändert und der Single Event Modus aktiviert. Diese Umschaltungen dienten lediglich der Funktionskontrolle.

Der frühe Prototyp des [DivA-Boards](#) enthielt mehrere digitale Komponenten zur dynamischen Konfiguration von Transimpedanzverstärkung, Modusumschaltung und Offsetanpassung. Diese Steuerung erfolgte über einen I²C-Bus, der vom Raspberry PI angesteuert wurde und mit einem digitalen IC-Empfänger auf dem Board verbunden war. Des Weiteren wurde der Betriebsmodus der Auslekette (DAQ Mode) über ein digitales Steuersignal geschaltet, das den aktiven Pfad zwischen [SEM](#) (Single Event Mode) und [IM](#) (Integrating Mode) auswählte. Die Umschaltung selbst wurde durch einen Transistor (Relais-Logik) realisiert, das vom IC geschaltet wurde. Auch wurde zur Korrektur des Eingangs-Offsets im Vorverstärker ein DAC integriert. Auch dieser DAC wurde digital über den I²C-Bus angesteuert.

Während der Bestrahlung des Prototyps zeigten sich deutliche Ausfälle dieser digitalen Steuerstruktur:

- Der I²C-Bus zur digitalen Ansteuerung wurde durch die Bestrahlung funktionsunfähig. Eine Kommunikation zwischen dem außerhalb des Bunkers befindlichen Raspberry PI und den digitalen Komponenten auf dem Board war ab einem bestimmten Zeitpunkt nicht mehr möglich.
- Der zentrale Steuer-IC war nach einer gewissen Strahlendosis nicht mehr funktionsfähig und leitete keine Steuerbefehle mehr weiter.
- Die Relais zur Verstärkungsumschaltung blieben in ihrer zuletzt gesetzten Stellung fixiert. Eine Umschaltung war nicht mehr möglich.
- Der Transistor zur Modusumschaltung (DAQ-Relais) wurde durch die Strahlung irreversibel geschädigt, sodass kein Wechsel zwischen [SEM](#) und [IM](#) mehr möglich war.
- Der DAC zur Offsetregelung verlor ebenfalls seine Ansteuerbarkeit und gab keine definierte Korrekturspannung mehr aus.

A.3 DivA-Board: Design mit analogen Komponenten

Nach den Ausfällen im ersten Strahlungshärtetest, durch den Einsatz digitaler Komponenten, wurde das Design des [DivA-Boards](#) vollständig auf analoge Signalverarbeitung umgestellt.

Dieses finale [DivA-Board](#) wurde einem Strahlenhärtetest am [MAMI](#)-Beschleuniger unterzogen. Dabei wurde ein PMT-Strom simuliert (Anodenstrom $\sim 20 \mu\text{A}$), indem an die Dynodenanschlüsse des Spannungsteilers Widerstände angeschlossen wurden, die in Reihe mit einer externen Hochspannungsquelle (-500 V) einen definierten Strom durch die Spannungsteilerschaltung erzeugten. Dadurch konnte die reale Belastung der Elektronik nachgebildet werden, wie sie im P2-Experiment durch einen echten PMT entstehen würde.

Zur Dosisbestimmung kommt ein RadFET VT-05 (Radiation-sensitive Field-Effect Transistor) von der Firma Varadis zum Einsatz [\[39\]](#). Laut Herstellerangaben ist der Messbereich dieser Bauelemente typischerweise für Dosen zwischen etwa 10 Gy und 10000 Gy spezifiziert. Sie ermöglichen eine präzise Messung der absorbierten Strahlungsdosis. Während der ersten Bestrahlungsphase am X1-Beamdump konnte eine Dosis von etwa 70 Gy erreicht werden, ohne dass Auffälligkeiten am [DivA-Board](#) festgestellt werden konnte. Anschließend wurde der Aufbau an das A1-Spektrometer verlagert, [Abbildung A.4](#).

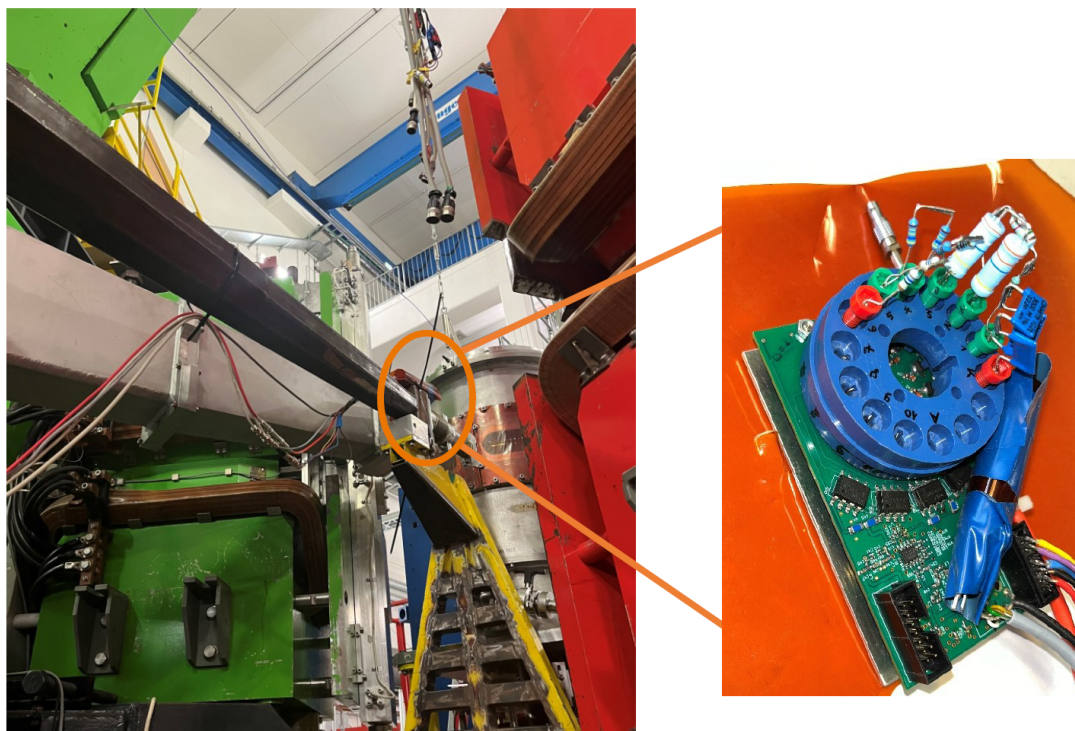


Abbildung A.4: Strahltest des finalen **DivA-Boards** im Bereich des A1-Spektrometers am **MAMI**-Beschleuniger. Links: Position der zu bestrahlenden Elektronik nahe der Strahlführung (orange markiert). Rechts: Detailansicht des Boards. Die Dynodenanschlüsse sind über Widerstände belastet, um den PMT-Strom realistisch zu simulieren.

Dort wurde eine akkumulierte Strahlungs-dosis von ~ 1600 Gy erreicht. Dabei traten erste Spannungsinstabilitäten auf, die auf Schäden der eingesetzten LDO-Spannungsregler (MOSFETS-Spannungsregler der Typen TPS7A4701 und TPS7A3301) zurückzuführen sind. Nach diesen Beobachtungen wurde das **DivA-Board** modifiziert und die Spannungsregler durch robustere Typen (Bipolar-Spannungsregler der Typen LM2940CT-5.0 und LM2990T-5.0) ersetzt. MOSFET-Regler können durch Strahlung schneller geschädigt werden als Bipolar-Regler, weil deren Funktionsweise auf robusteren Halbleiterstrukturen basiert. In einer zweiten Bestrahlungsetappe am A1-Spektrometer wurde anschließend eine höhere Dosis von bis zu **6300 Gy** erreicht. Erst oberhalb von etwa 4300 Gy zeigten sich erneut Spannungsdrifts und eine geringe Offset-Verschiebung, diesmal jedoch in einem kleinen Ausmaß. Die restliche Elektronikette, Spannungsteiler

und Vorverstärker, blieb über die gesamte Bestrahlungsdauer stabil.

[Abbildung A.5](#) zeigt den zeitlichen Verlauf des Ausgangssignals des [DivA-Boards](#) während der Bestrahlung am A1-Spektrometer. Das Signal ändert sich mit steigender Strahlungsexposition um $\sim 2\%$. Bei höheren akkumulierten Dosen oberhalb von etwa 4300 Gy bewegt sich das Signal Richtung der Ausgangsspannung. Anschließende Untersuchungen ergaben, dass die eingesetzten Spannungsregler der Vorverstärker LM2940CT-5.0 und LM2990T-5.0 sowie der Spannungsregler für den Test-Strom im [IM](#) geschädigt wurden. Diese Schäden lassen sich auf eine beginnende Degradation der LDO-Spannungsregler zurückführen, die sich in einer langsamen Verschiebung des Ausgangsoffsets äußert. Die übrigen Signalfade und analogen Baugruppen zeigten hingegen keine Auffälligkeiten.

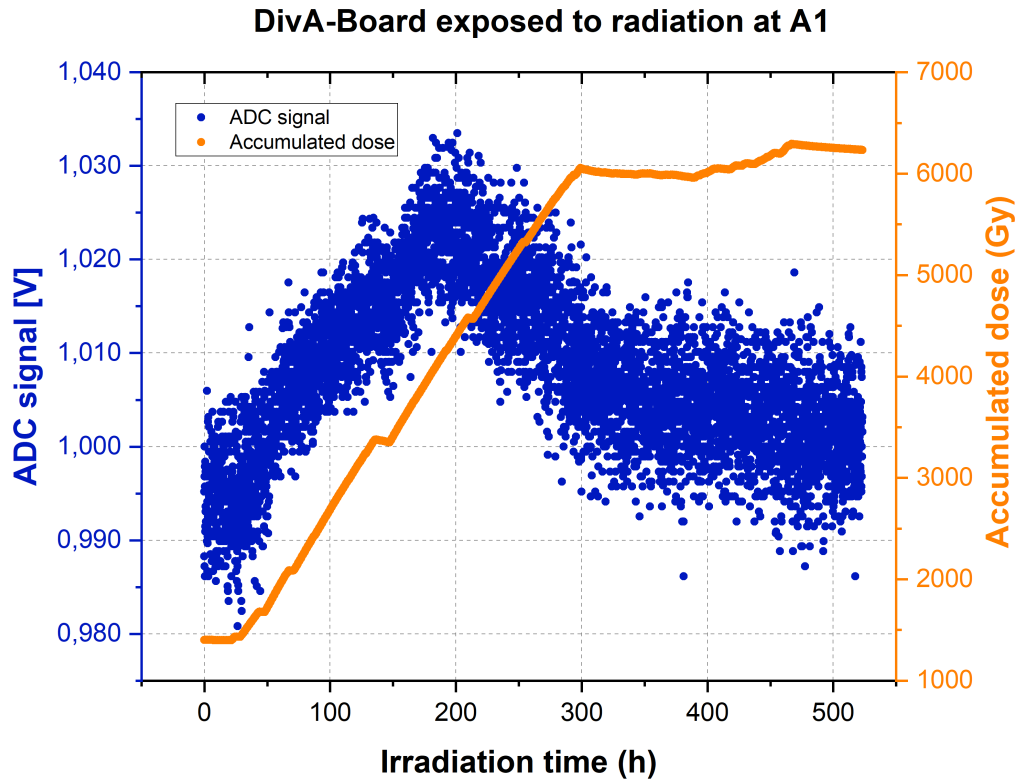


Abbildung A.5: Verlauf des Ausgangssignals des [DivA-Boards](#) während der Bestrahlung am A1-Spektrometer. Die blaue Kurve zeigt das differenzielle Ausgangssignal über die Zeit, die orange Kurve die akkumulierte Dosis. Bei Dosen oberhalb von etwa 4300 Gy ist eine allmähliche Drift sowie eine Verbreiterung der Signalverteilung zu beobachten – beides deutet auf beginnende Strahlenschäden an den Spannungsreglern hin.

A.3.1 Spannungsregler

Es wurde auch eine gezielte Untersuchung einzelner Spannungsreglertypen durchgeführt. Ziel war es, die Strahlungstabilität unterschiedlicher Linearregler zu bewerten. Dazu wurden insgesamt 24 Regler auf drei separaten Testboards montiert – je acht Referenz-, acht negative und acht positive Regler. Die Bestrahlung erfolgte am A1-Spektrometer unter realistischen Bedingungen, um kritische Schwellen für den Dauereinsatz im P2-Experiment zu identifizieren. Die Ausgangsspannungen wurden kontinuierlich über Arduinos überwacht.

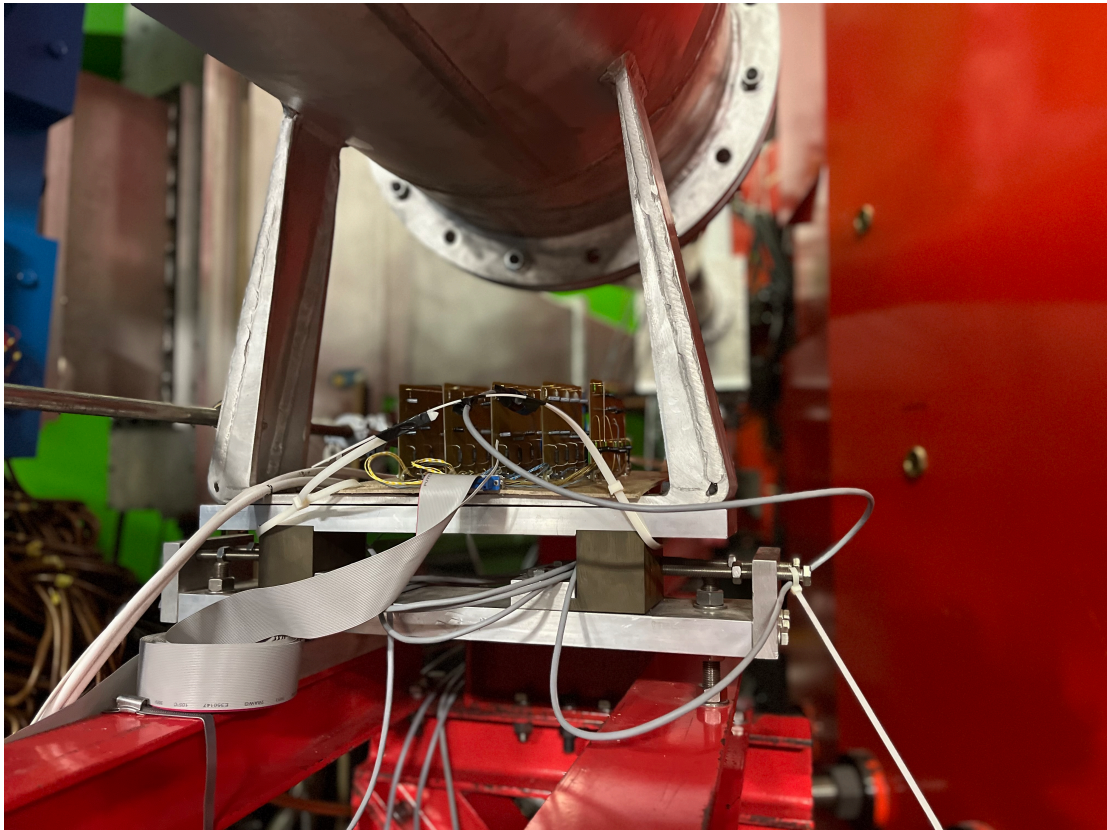


Abbildung A.6: Aufbau des Strahlenhärte-tests für einzelne Spannungsregler am A1-Spektrometer. Die Regler sind auf separaten Testboards montiert und gemeinsam auf einer isolierenden Holzplatte im Strahlbereich platziert.

Die erste Platine (Board 0) enthielt Referenzregler, die keiner Strahlenbelastung ausgesetzt waren. Board 1 trug negative Spannungsregler (für -5 V), während auf Board 2 positive Regler (für $+5\text{ V}$) montiert waren.

Während der Bestrahlung wurden alle Regler unter realistischen Lastbedingungen betrieben. Die Ausgangsspannungen der Regler wurden kontinuierlich aufgezeichnet, parallel dazu wurde die akkumulierte Dosis über einen RadFET gemessen. [Abbildung A.7](#) zeigt die entsprechenden Spannungsverläufe. Die im Signalverlauf erkennbaren zeitlichen Lücken resultieren nicht aus Reglerproblemen, sondern aus sporadischen Ausfällen des eingesetzten Raspberry Pi, der die Steuerung der Arduino-basierten Auslese-einheit übernahm. In mehreren Fällen musste der Pi manuell neu gestartet werden, was zu kurzfristigen Unterbrechungen in der Datenaufzeichnung führte.

Board 0 enthält acht Spannungsregler, die im regulären Betrieb für die Versorgung des Teststrompfads im IM zuständig sind. Dieser Pfad wird genutzt, um bei Bedarf einen definierten Strom auf den Vorverstärkereingang zu geben und so die Signalkette unabhängig vom PMT zu testen. [Abbildung A.7](#) zeigt den normierten Verlauf ihrer jeweiligen Ausgangsspannungen über die akkumulierte Dosis.

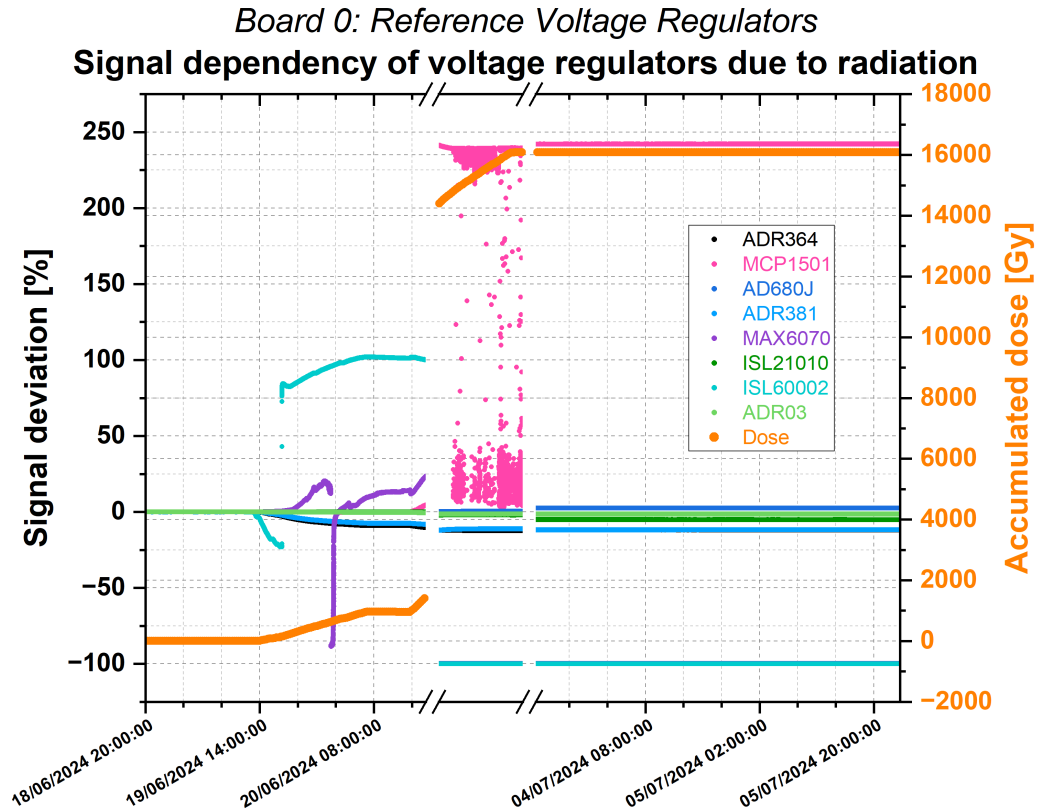


Abbildung A.7: Verlauf der Ausgangsspannungen der acht Referenzregler auf Board0, die zur Versorgung des IM-Teststrompfads dienen. Dargestellt ist die relative Abweichung vom Anfangswert über die akkumulierte Strahlungsdosis.

Im Verlauf der Bestrahlung zeigten sich deutliche Unterschiede im Verhalten der getesteten Referenzspannungen. Die stabilste Performance wurde von ADR03, ISL21010 und AD680J gezeigt. Der ADR03 verzeichnete bei einer Gesamtdosis von 16000 Gy lediglich eine Spannungsabweichung von -34 mV, was etwa 1% entspricht, und blieb damit deutlich innerhalb akzeptabler Grenzen.

Auch der ISL21010 wies bis über 16 kGy eine stabile Ausgangsspannung auf, allerdings wurde zum Messende hin eine Drift von -211 mV beobachtet. Der AD680J zeigte ein leichtes Überspringen mit einem Offset von $+61$ mV bei Messende, was einer Abweichung von etwa 1,2 % entspricht. Deutlich schlechter schnitten ADR381, ADR368 und vorallem MCP1501, MAX6070 und ISL60002 ab. Diese Regler zeigten teils massive Spannungsabweichungen oder vollständigen Funktionsverlust. Der MCP1501 stieg auf knapp $+250$ % seines Sollwerts und versagte schließlich komplett. Auch der MAX6070 zeigte bereits früh eine dramatische Spannungsverschiebung ($>2V$), gefolgt von einem kompletten Einbruch auf unter $-4V$. Der ISL60002 fiel bereits bei geringer Dosis rapide ab und blieb durchgängig in einem dysfunktionalen Zustand. Bauteil wie ADR368 zeigte eine kontinuierliche Drift in Richtung negativer Spannungen und erreichten bei höheren Dosen eine Verschiebung von etwa $-500mV$.

Insgesamt zeigt sich damit, dass unter den getesteten Referenzreglern nur ein Teil für den Einsatz unter erhöhter Strahlenbelastung geeignet ist. Besonders der ADR03 stellt sich als vielversprechender Kandidat für den Einsatz im P2-Versuchsaufbau dar, da er über den gesamten Dosisbereich hinweg nur minimale Abweichungen zeigte.

Board 1 enthält acht negative Spannungsregler, die im regulären Betrieb die Versorgung des Vorverstärkers im [DivA-Board](#) übernehmen. Ihre Aufgabe ist es, eine stabile negative Versorgungsspannung bereitzustellen. [Abbildung A.8](#) zeigt den normierten Verlauf ihrer Ausgangsspannungen über die akkumulierte Dosis bis rund 16 kGy.

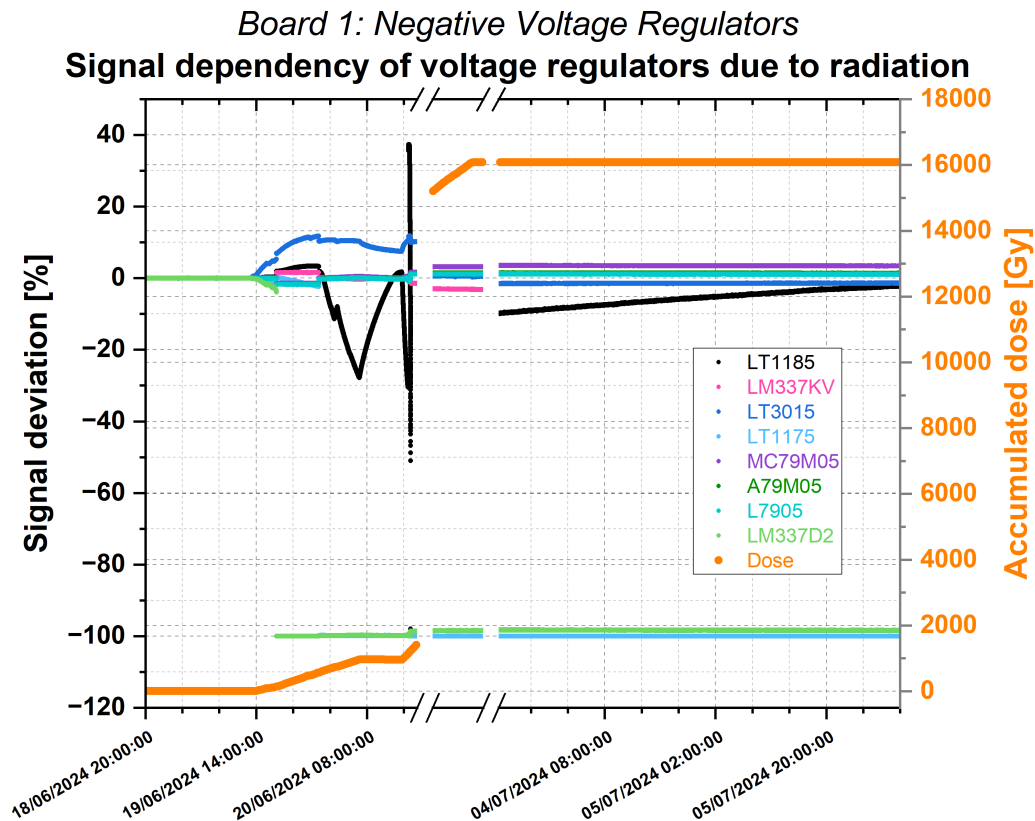


Abbildung A.8: Verlauf der Ausgangsspannungen der acht negativen Spannungsregler auf Board 1, die zur Versorgung der analogen Signalfade dienen. Dargestellt ist die relative Abweichung vom Anfangswert über die akkumulierte Strahlungsdosis.

Im Verlauf der Bestrahlung zeigten sich deutliche Unterschiede im Verhalten der getesteten Negativregler. Als klarer Gewinner ging der Regler MC79M05 hervor, der auch bei einer Gesamtdosis von 16 kGy lediglich eine Drift von etwa +155,2 mV zeigte. Auch der A79M05 und der L7905 erwiesen sich als relativ robust. Ihre Ausgangsspannung verschob sich infolge der Bestrahlung moderat um +53,4 bis +66,4 mV, jedoch ohne vollständigen Funktionsverlust. Besonders hervorzuheben ist dabei auch das Verhalten bei Laständerung. Der MC79M05 zeigte mit nur +5 mV die geringste Spannungsabweichung bei einem plötzlichen Übergang von Leerlauf zu Last, während A79M05 und L7905 mit +17 mV bzw. +15 mV deutlich stärkere Reaktionen zeigten. Diese zusätzliche Stabilität bei

dynamischer Belastung macht den MC79M05 besonders geeignet für den Einsatz im sensiblen analogen Versorgungszweig.

Die übrigen fünf Regler LT1185, LM337KV, LT3015, LT1175 und LM337D2 fielen hingegen klar durch. Bei diesen kam es bereits bei vergleichsweise niedrigen Dosen zu massiven Spannungsabweichungen oder vollständigem Ausfall. Der LT1185 sowie der LM337KV zeigten einen plötzlichen Spannungsabfall in den Bereich unter -5 V , was auf ein komplettes Versagen der Spannungsregelung hindeutet. Auch LT3015 und LT1175 zeigten keinen stabilen Verlauf. Der LM337D2 fiel bereits früh im Test aus und blieb dauerhaft auf einem stark negativen Spannungswert stehen.

Board 2 enthält acht positive Spannungsregler, die im späteren Betrieb zur Versorgung der $+5\text{ V}$ des analogen Vorverstärkers dienen. [Abbildung A.9](#) zeigt den Verlauf ihrer normierten Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der akkumulierten Dosis.

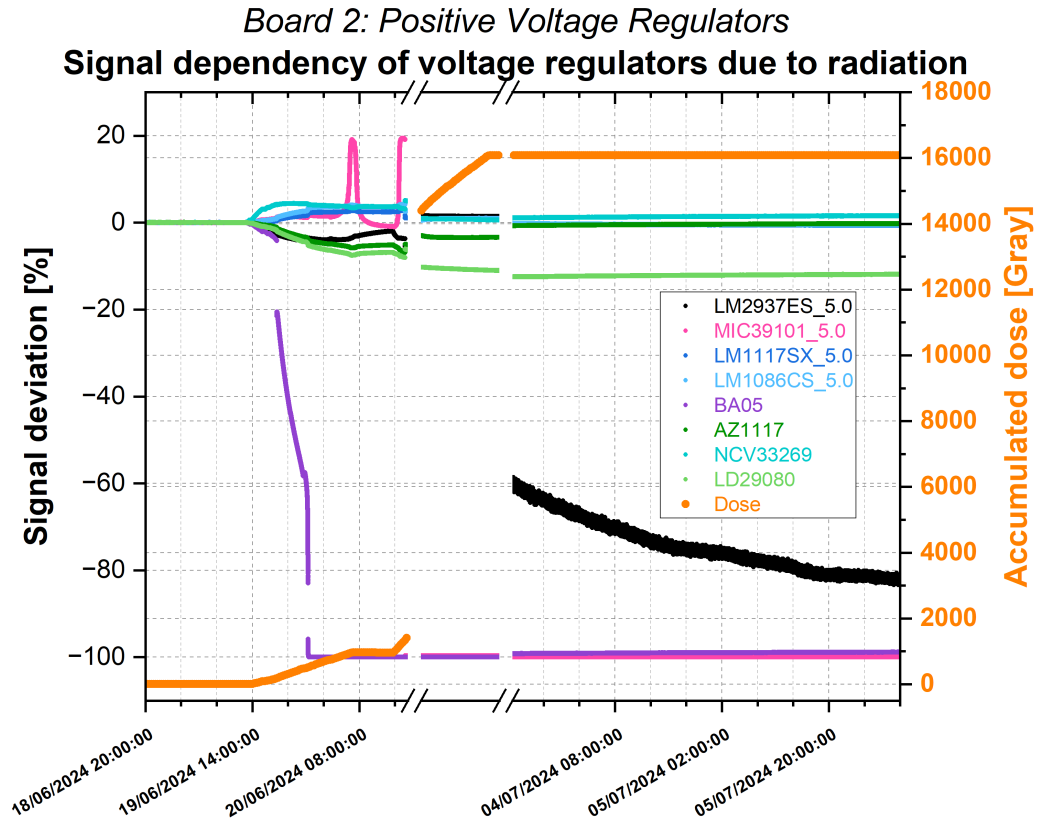


Abbildung A.9: Verlauf der Ausgangsspannungen der acht positiven Spannungsregler auf Board 2. Dargestellt ist die relative Abweichung vom Ausgangswert über die akkumulierte Dosis bis rund 16 kGy.

Im Vergleich zu den Referenz- und Negativreglern zeigten die getesteten positiven Spannungsregler eine insgesamt höhere Ausfallrate. Bereits bei geringen Dosen (ca. 2 kGy) brach der Regler BA05 vollständig zusammen und verharrte dauerhaft auf einem stark negativen Spannungsniveau. Auch MIC39101 und LM2937ES zeigten nach kurzer Zeit massive Abweichungen bzw. komplette Ausfälle. Der LM2937ES driftete nach wenigen kGy auf eine negative Spannung von unter -4 V , was einem klaren Funktionsverlust entspricht. Deutlich besser schnitten hingegen die beiden Regler LM1117SX-5.0 und LM1086CS-5.0 ab. Beide zeigten im Messverlauf eine weitgehend stabile Ausgangsspannung mit maximalen Abweichungen im Bereich von etwa $\pm 40\text{ mV}$. Allerdings stellte sich bei einer späteren Nachprüfung durch die Elektronikwerkstatt heraus, dass der

LM1086CS-5.0 trotz des unauffälligen Signalverlaufs intern beschädigt war und nicht mehr zuverlässig arbeitete. Der LM1117SX-5.0 hingegen blieb über den gesamten Test hinweg voll funktionstüchtig und zeigte keine Auffälligkeiten, weder im Signalverlauf noch im anschließenden Auswertungstest. Der Regler ist damit ein vielversprechender Kandidat für den P2-Einsatz. Die übrigen Regler wie AZ1117, LD2980 und NCV33269 zeigten hauptsächlich starke Drifts. Insgesamt lässt sich festhalten, dass nLM1117SX-5.0 sich hier als der robusteste Kandidat mit guter Gesamtperformance erwies.

Die während des Tests akkumulierte Strahlendosis betrug bis zu 16 kGy und lag damit deutlich oberhalb der im P2-Experiment erwarteten Maximaldosis von etwa 10 kGy. Somit konnten auch potenzielle Langzeiteffekte evaluiert werden. Insgesamt konnten aus jeder Reglerkategorie (positiv, negativ, Referenz) ein Bauteil mit ausreichend hoher Strahlenresistenz identifiziert werden, das sich für den dauerhaften Einsatz im P2-Experiment eignet.

B

Ergänzungen zu den Strahlzeitmessungen

B.1 Single Event Mode

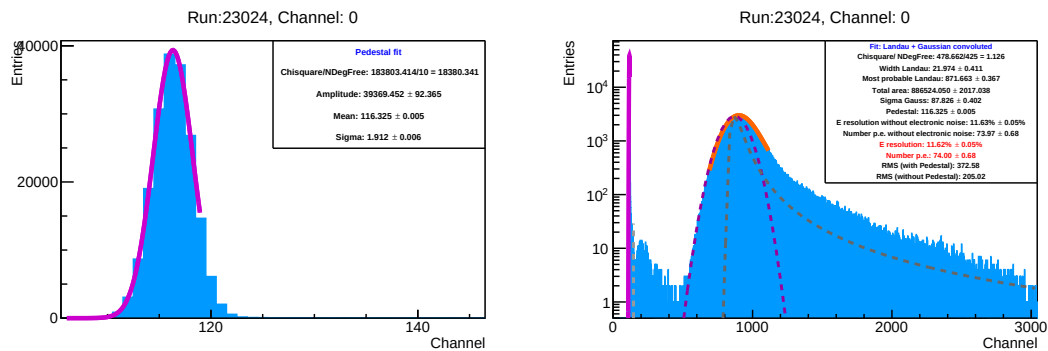


Abbildung B.1: QDC-Histogramm des Detektors N_{10} an Position $x = 60$ mm.

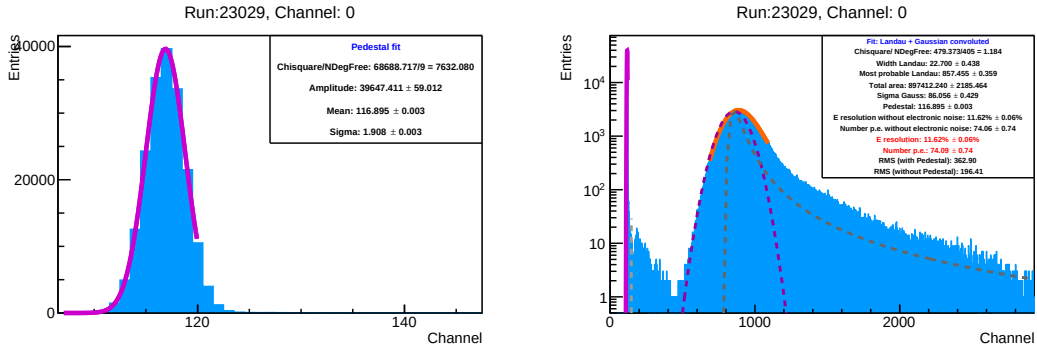


Abbildung B.2: QDC-Histogramm des Detektors N_{10} an Position $x = 160$ mm.

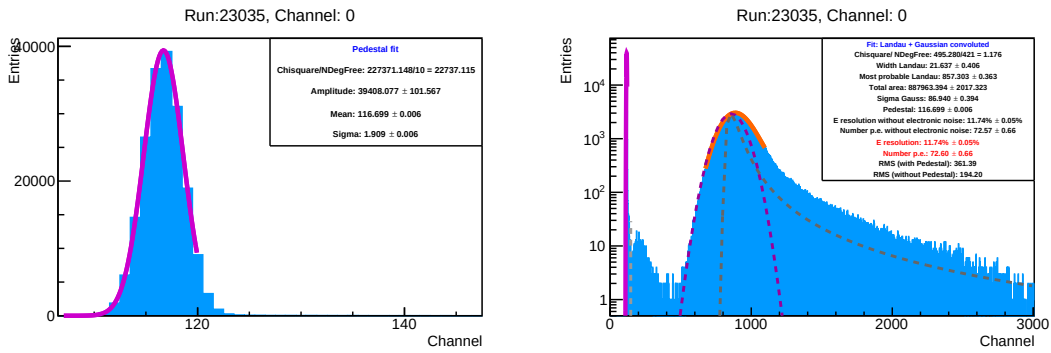


Abbildung B.3: QDC-Histogramm des Detektors N_{10} an Position $x = 250$ mm.

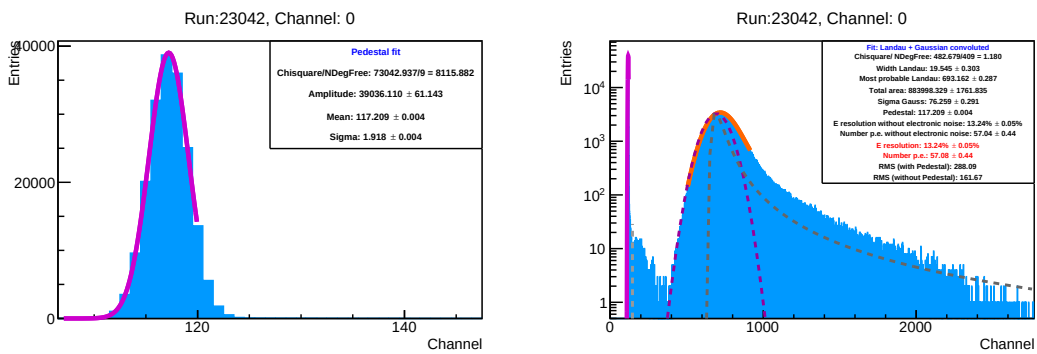


Abbildung B.4: QDC-Histogramm des Detektors N_{10} an Position $x = 450$ mm.

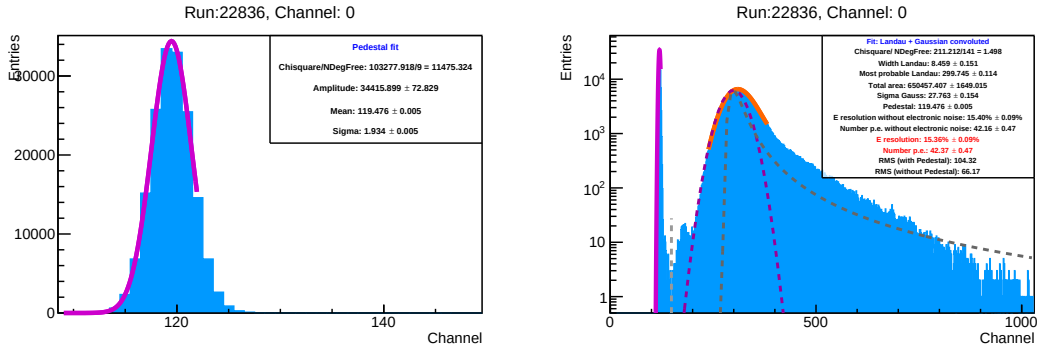


Abbildung B.5: QDC-Histogramm des Detektors N_{10} an Position $x = 60$ mm.

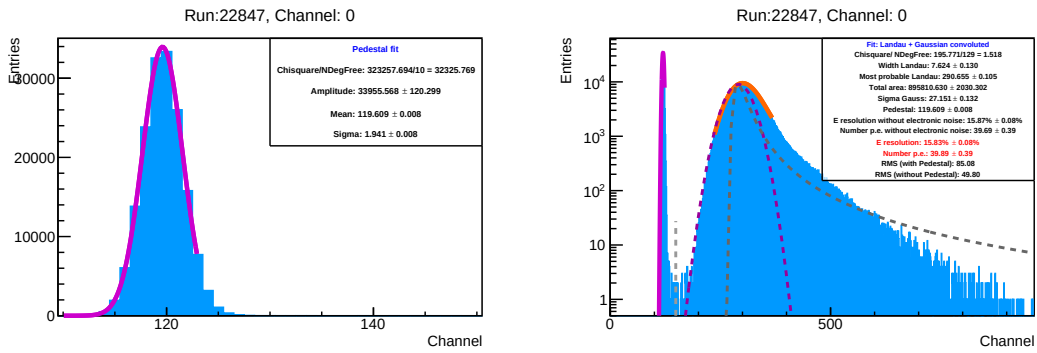


Abbildung B.6: QDC-Histogramm des Detektors N_{10} an Position $x = 160$ mm.

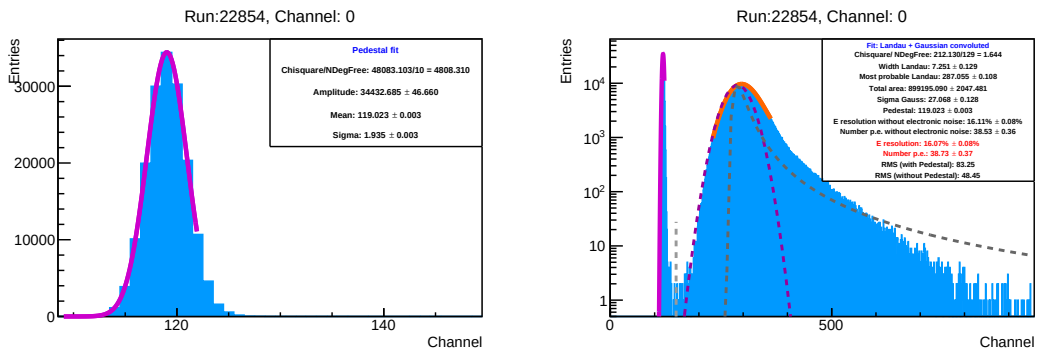


Abbildung B.7: QDC-Histogramm des Detektors N_{10} an Position $x = 250$ mm.

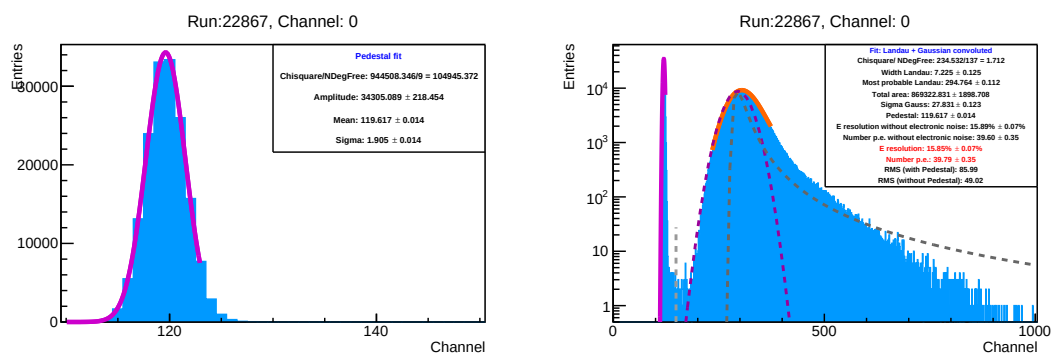


Abbildung B.8: QDC-Histogramm des Detektors N_{10} an Position $x = 450$ mm.

Vormessungen mit Prototyp Detektoren

Single Event Mode – Vormessungen mit Prototyp Detektoren

Programm	Detektor	PMT
Konfiguration A	Q_2	ET520
Konfiguration B	Q_1/Q_2	ET518/ET520
Konfiguration C	Q_1	ET518

Tabelle B.1: Vormessungen: Detektor-PMT-Kombinationen der Vormessungen mit den Prototyp-Detektoren Q_1 und Q_2 . Die Tests wurden im [SEM](#) durchgeführt.

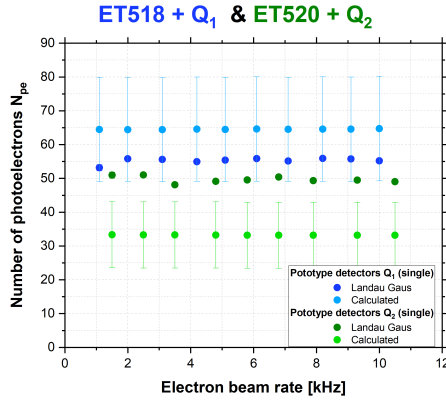


Abbildung B.9: Konfiguration A + C:
Abhängigkeit der detektierten N_{PE} von
der Elektronenstrahlrate für Q_1 und Q_2 ,
jeweils einzeln im Strahl.

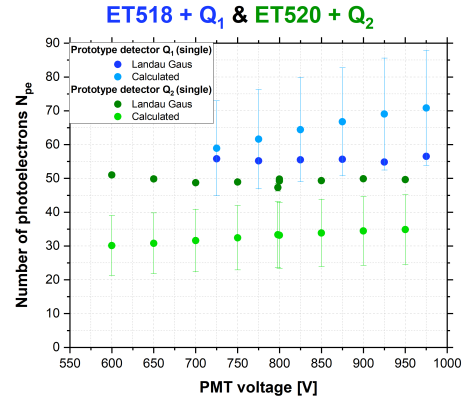


Abbildung B.10: Konfiguration A + C:
PMT-Spannungsabhängigkeit für Q_1
und Q_2 , jeweils einzeln im Strahl.

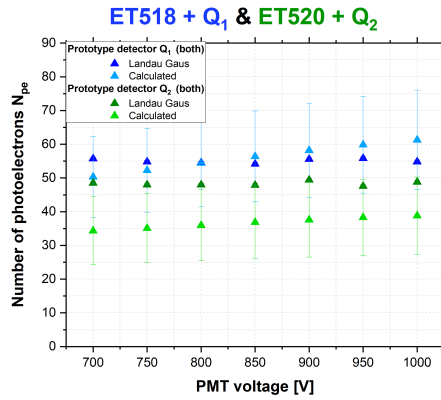


Abbildung B.11: Konfiguration B: PMT-Spannungsabhängigkeit für Q_1 und Q_2 ,
gemeinsam im Strahl.

B.2 Integrating Mode

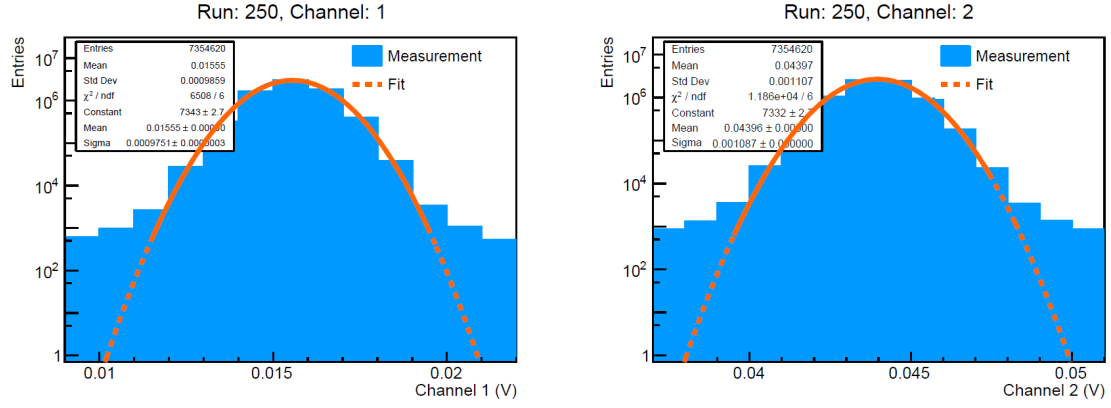


Abbildung B.12: Histogramm beider P2-Detektoren im Strahlbetrieb bei 0 GHz.

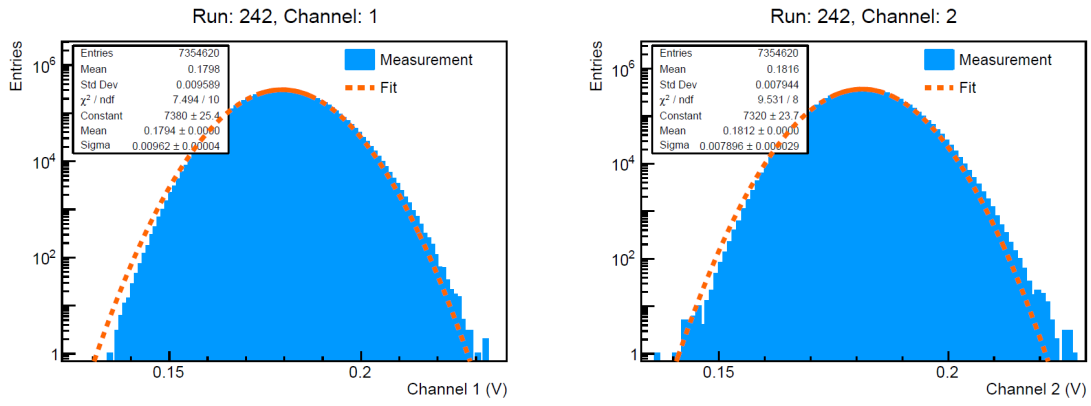


Abbildung B.13: Histogramm beider P2-Detektoren im Strahlbetrieb bei 0.21 GHz.

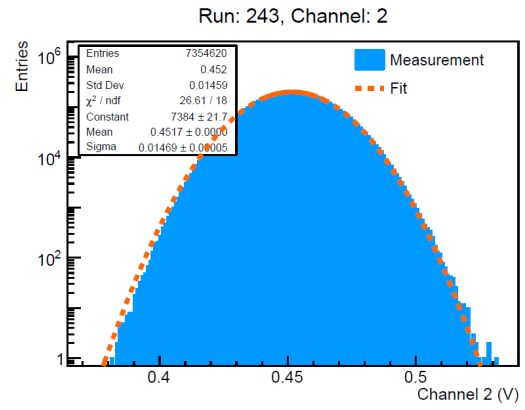
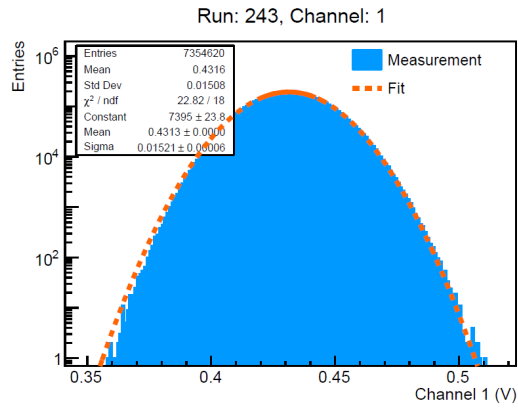


Abbildung B.14: Histogramm beider P2-Detektoren im Strahlbetrieb bei 0.629 GHz.

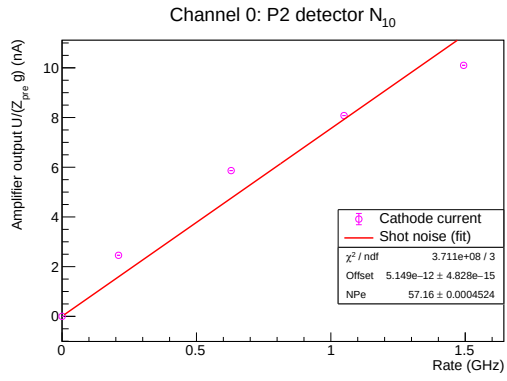


Abbildung B.15: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für N_{10} .

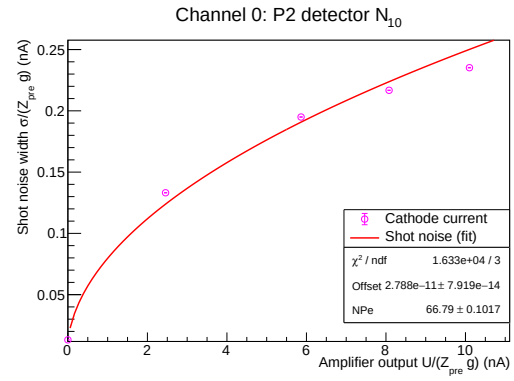


Abbildung B.16: Korrelation des Signal-Mittelwerts für N_{10} .

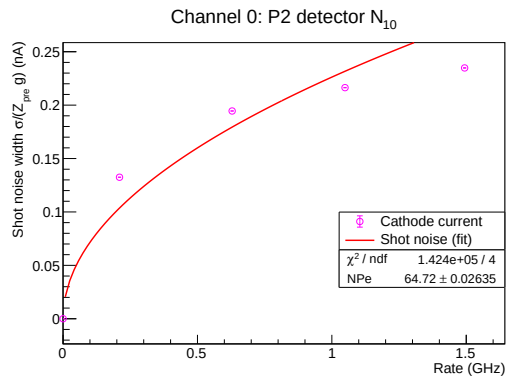


Abbildung B.17: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für N_{10} .

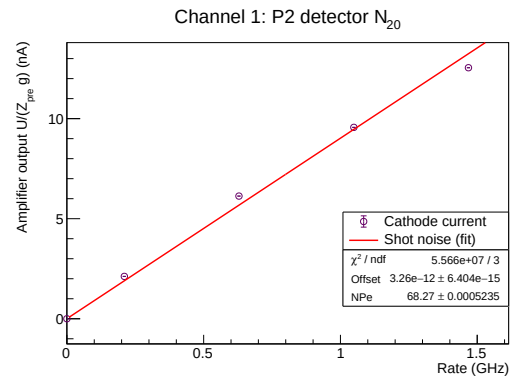


Abbildung B.18: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für N_{20} .

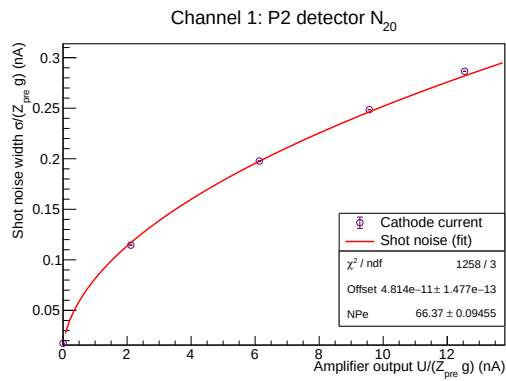


Abbildung B.19: Korrelation des Signal-Mittelwerts für N_{20} .

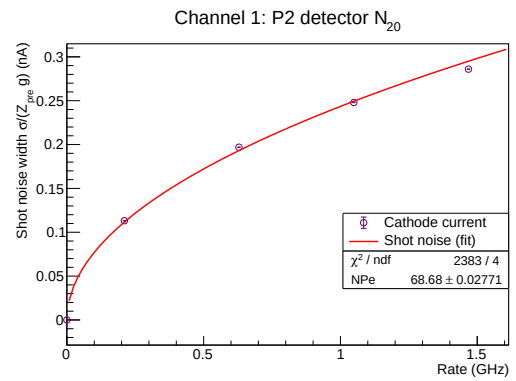


Abbildung B.20: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für N_{20} .

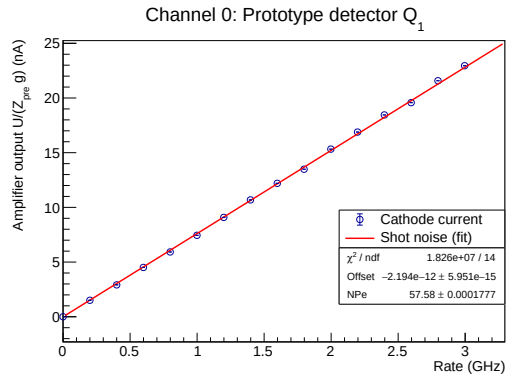


Abbildung B.21: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für Q_1 .

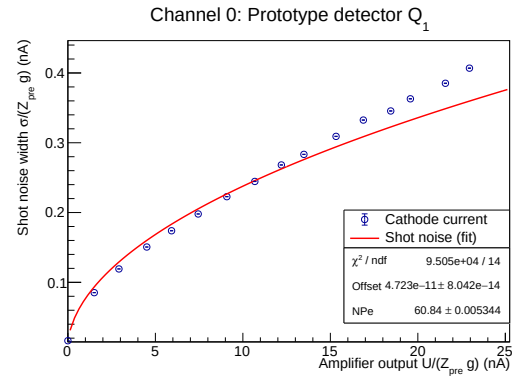


Abbildung B.22: Korrelation des Signal-Mittelwerts für Q_1 .

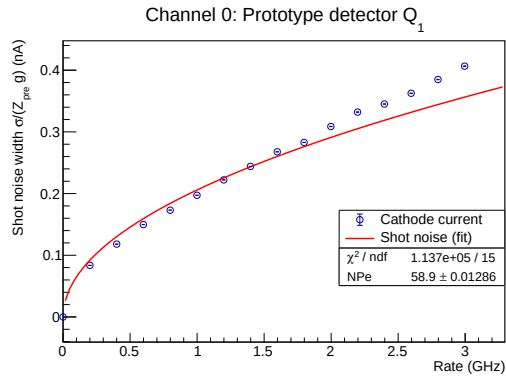


Abbildung B.23: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für N_{10} .

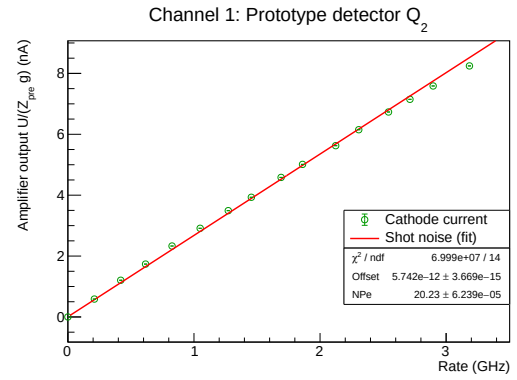


Abbildung B.24: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für Q_2 .

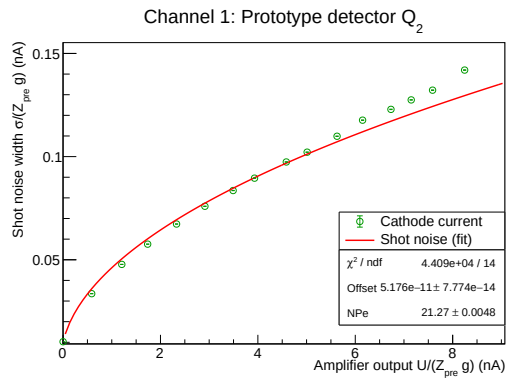


Abbildung B.25: Korrelation des Signal-Mittelwerts für Q_2 .

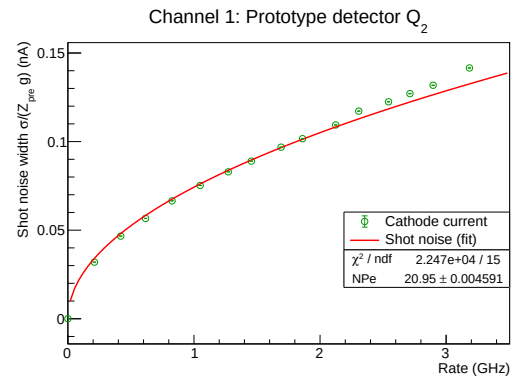


Abbildung B.26: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für Q_2 .

Vormessungen mit Prototyp Detektoren

Integrating Mode – N_{PE} aus Vormessung (Q_1/Q_2)

Methode	Q_1 N_{PE}	Q_2 N_{PE}	Q_1 ΔN_{PE}	Q_2 ΔN_{PE}
Mean vs Rate	95.78	46.86	± 0.00038	± 0.00019
Width vs Mean	94.59	49.49	± 0.030	± 0.015
Width vs Rate	93.50	49.19	± 0.11	± 0.0084

Tabelle B.2: Ermittelte Anzahl der Photoelektronen (N_{PE}) für Q_1 und Q_2 aus den Vormessungen im integrierenden Modus, jeweils für Konfiguration B.

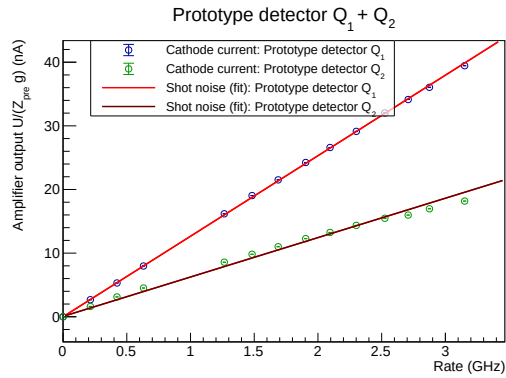


Abbildung B.27: Korrelation des Signal-Mittelwerts für Q₁ (blau) und Q₂ (grün).

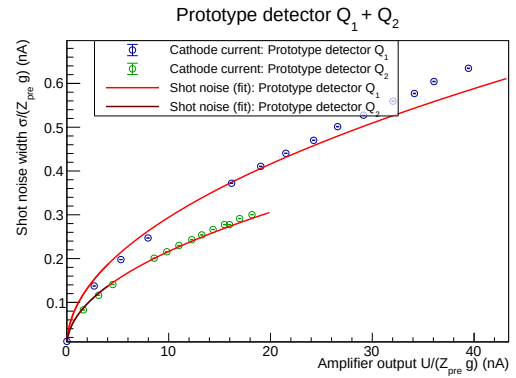


Abbildung B.28: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für Q₁ (blau) und Q₂ (grün).

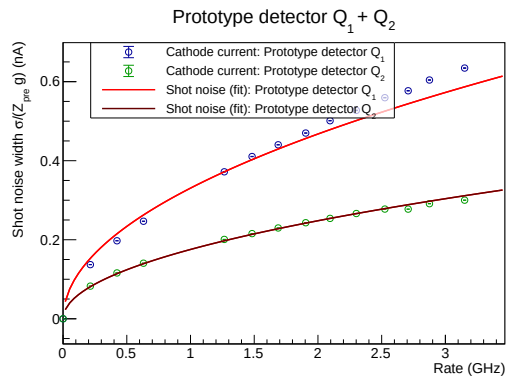


Abbildung B.29: Korrelation der Rauschbreite mit der Elektronenstrahl-rate für Q₁ (blau) und Q₂ (grün).

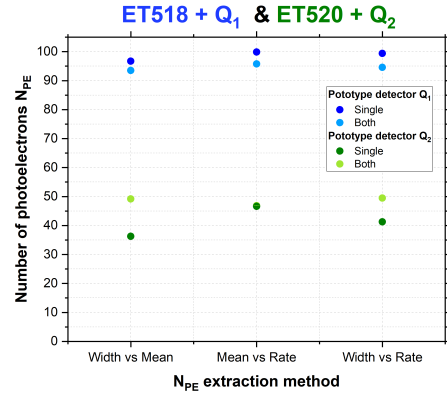


Abbildung B.30: Zusammenfassung der mittleren Anzahl an Photoelektronen N_{PE} für Q₁ und Q₂.

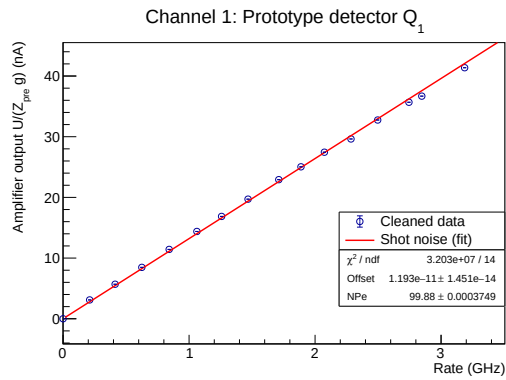


Abbildung B.31: Korrelation des Signal-Mittelwerts für Q_1 .

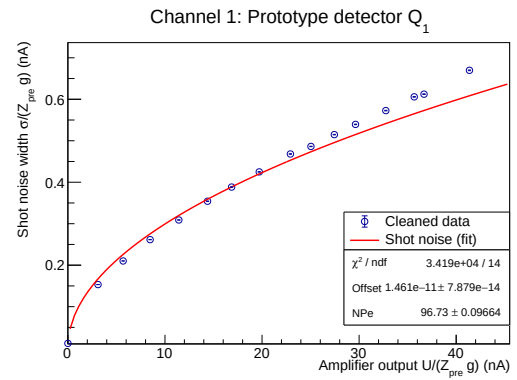


Abbildung B.32: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für Q_1 .

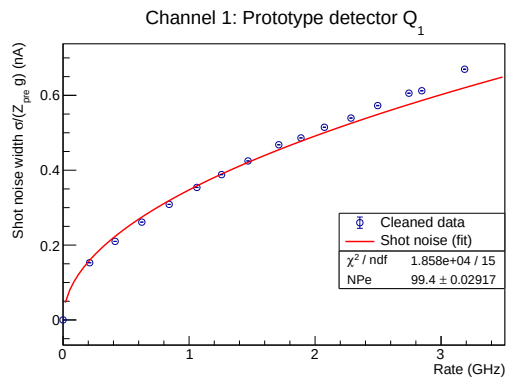


Abbildung B.33: Korrelation der Rauschbreite mit der Elektronenstrahl-rate für Q_1 .

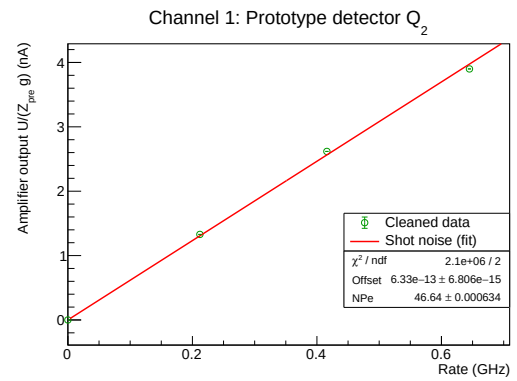


Abbildung B.34: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für Q_2 .

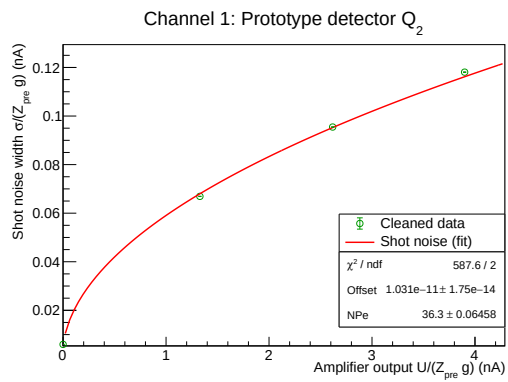


Abbildung B.35: Korrelation des Signal-Mittelwerts für Q_2 .

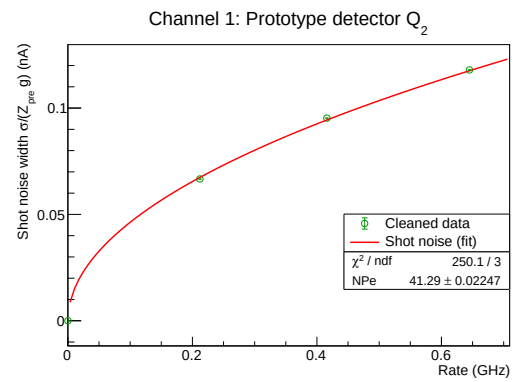


Abbildung B.36: Korrelation der Rauschbreite mit dem Signal-Mittelwert für Q_2 .



Ergänzungen zu den Pilotmessungen

C.1 Single Event Mode

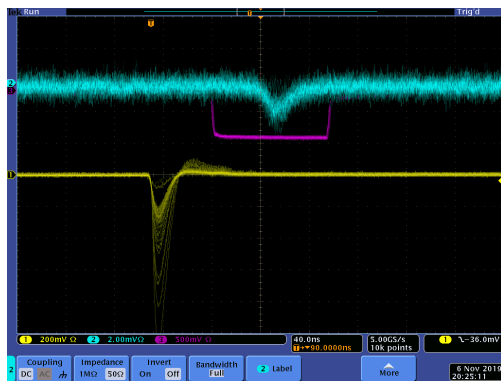


Abbildung C.1: Pulssignal am Oszilloskopen bei 600 V

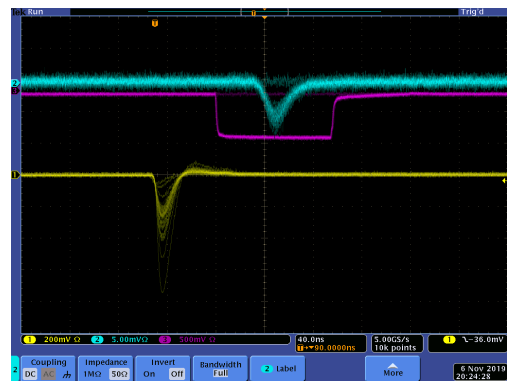


Abbildung C.2: Pulssignal am Oszilloskopen bei 700 V

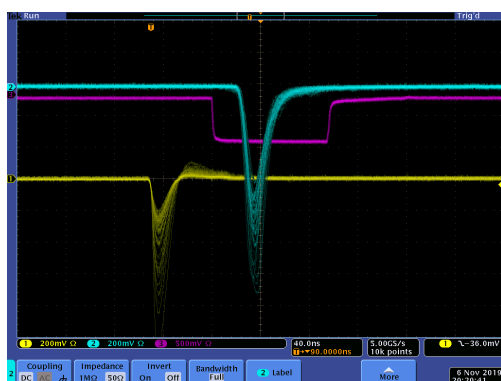


Abbildung C.3: Pulssignal am Oszilloskopen bei 1300 V

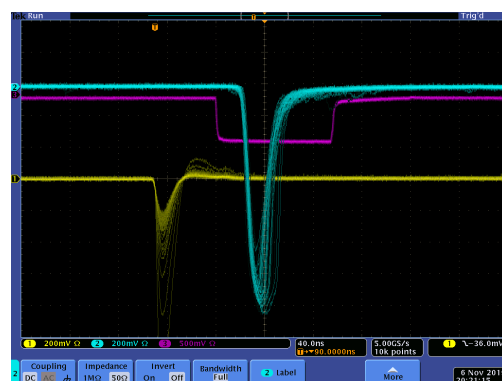


Abbildung C.4: Pulssignal am Oszilloskopen bei 1400 V

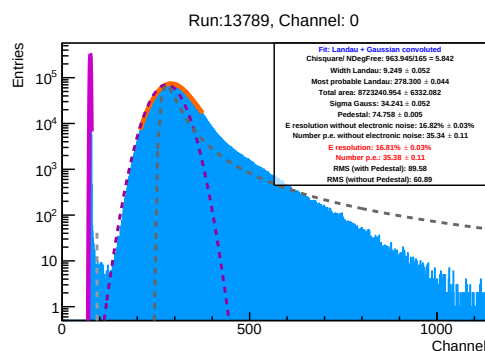
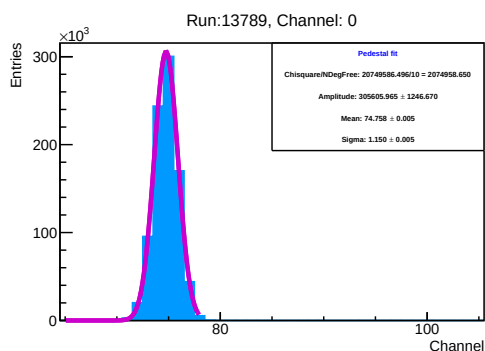


Abbildung C.5: Q_1 mit ET518 + Spannungsteiler Typ A. Elektronenstrahlrate: 19.39 kHz, PMT Spannung: 827 V, Messzeit = 600 Sekunden

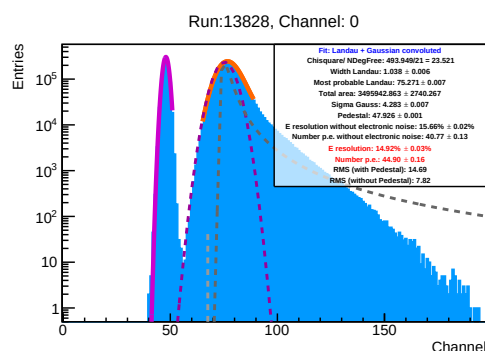
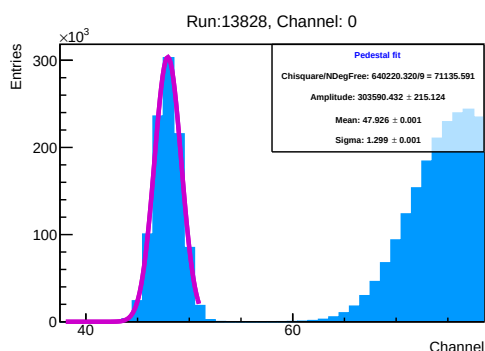


Abbildung C.6: Q_1 mit ET533 + Spannungsteiler Typ B. Elektronenstrahlrate: 7.6 kHz, PMT Spannung: 1200 V, Messzeit = 600 Sekunden

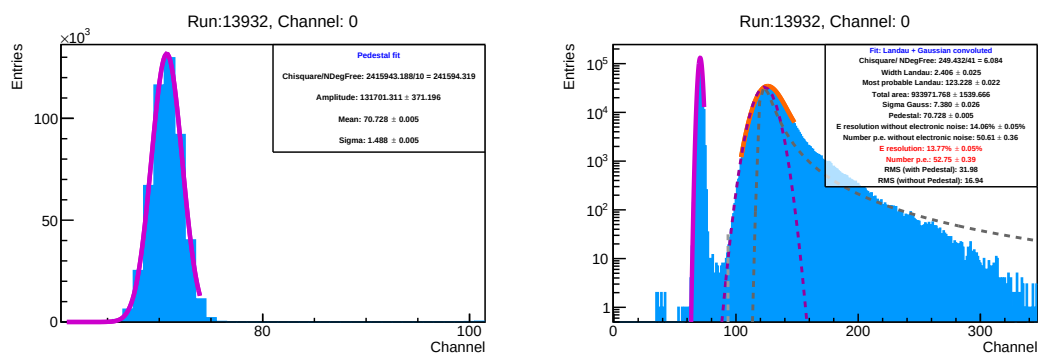


Abbildung C.7: Q_2 mit ET518 + Spannungsteiler Typ A. Elektronenstrahlrate: 4 kHz, PMT Spannung: 900 V, Messzeit = 300 Sekunden

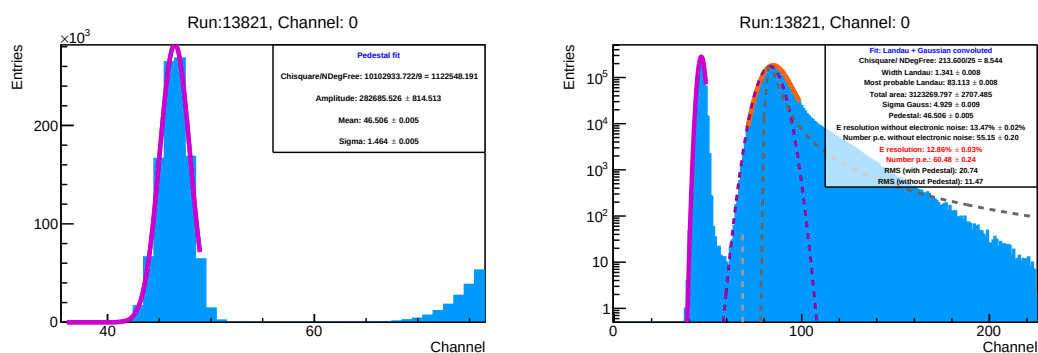


Abbildung C.8: Q_2 mit ET533 + Spannungsteiler Typ B. Elektronenstrahlrate: 6.7 kHz, PMT Spannung: 1200 V, Messzeit = 600 Sekunden

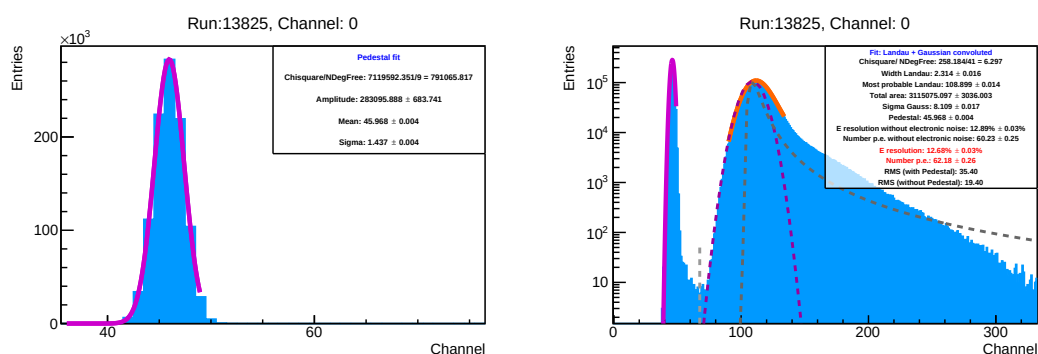


Abbildung C.9: Q_2 mit ET533 + Spannungsteiler Typ B. Elektronenstrahlrate: 6.7 kHz, PMT Spannung: 1300 V, Messzeit = 600 Sekunden

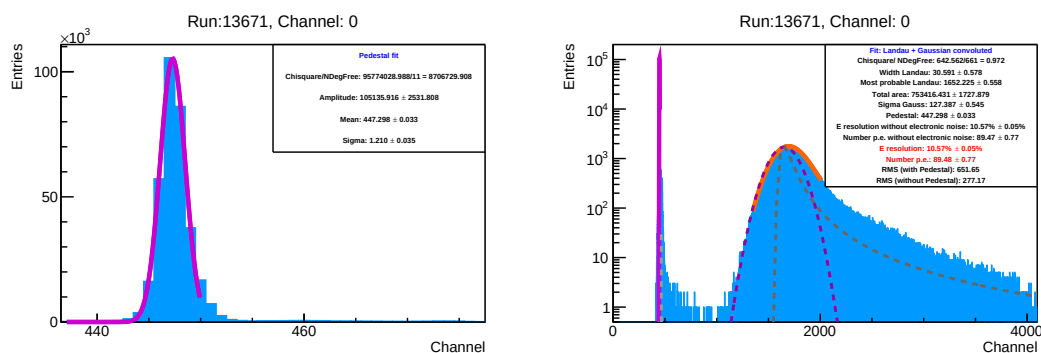


Abbildung C.10: Q_3 mit ET533 + Spannungsteiler Typ A. Elektronenstrahlrate: 8.1 kHz, PMT Spannung: 1100 V, Messzeit = 180 Sekunden

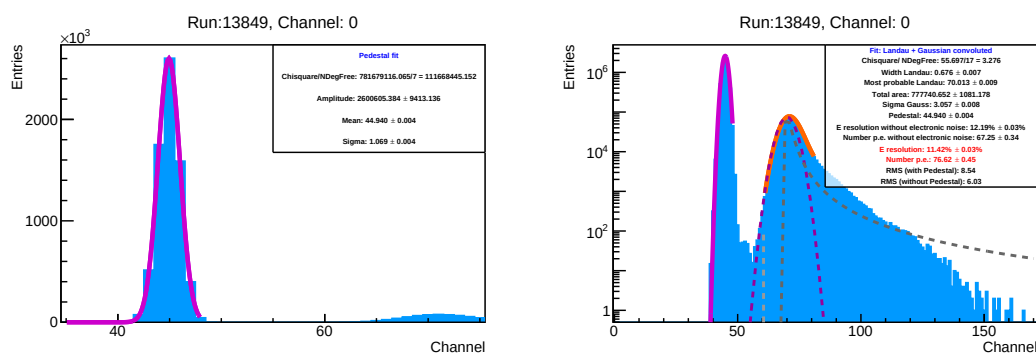


Abbildung C.11: Q_3 mit ET533 + Spannungsteiler Typ B. Elektronenstrahlrate: 4.3 kHz, PMT Spannung: 1100 V, Messzeit = 300 Sekunden

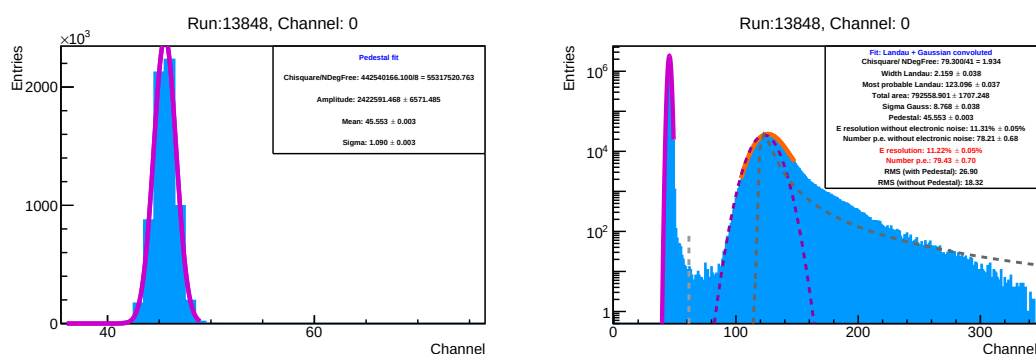


Abbildung C.12: Q_3 mit ET533 + Spannungsteiler Typ B. Elektronenstrahlrate: 4.3 kHz, PMT Spannung: 1300 V, Messzeit = 300 Sekunden

C.2 Integrating Mode

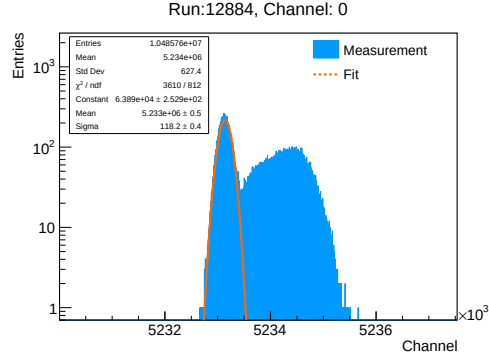


Abbildung C.13: Ein Pedestallrun bei Elektronenstrahlrate 0.0 GHz, PMT Spannung: 450 V, Messzeit = 300 Sekunden

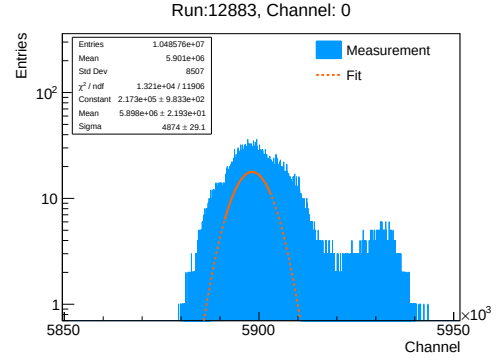


Abbildung C.14: Elektronenstrahlrate 3.18 GHz, PMT Spannung: 450 V, Messzeit = 600 Sekunden

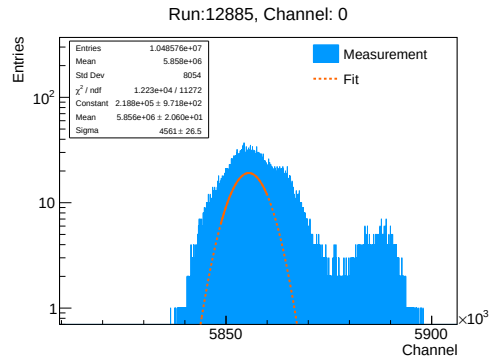


Abbildung C.15: Elektronenstrahlrate 2.92 GHz, PMT Spannung: 450 V, Messzeit = 600 Sekunden

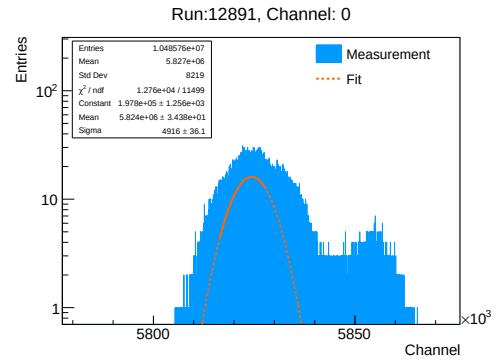


Abbildung C.16: Elektronenstrahlrate 2.74 GHz, PMT Spannung: 450 V, Messzeit = 600 Sekunden

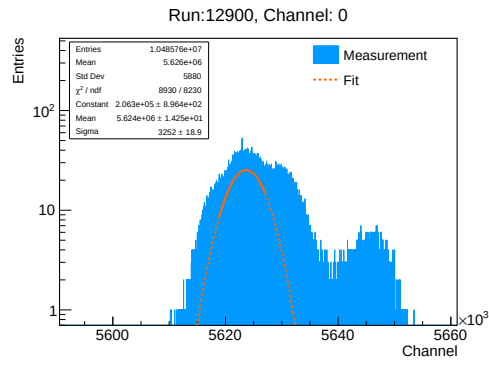


Abbildung C.17: Elektronenstrahl-
rate 1.67 GHz, PMT Spannung: 450
V, Messzeit = 600 Sekunden

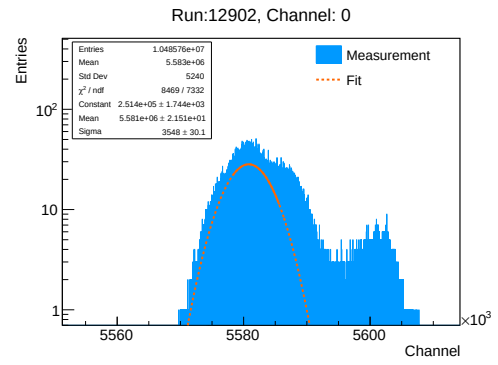
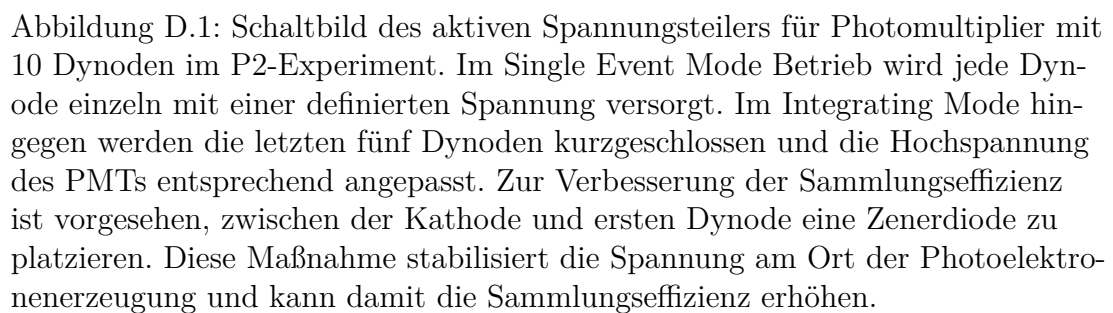


Abbildung C.18: Elektronenstrahl-
rate 1.47 GHz, PMT Spannung: 450
V, Messzeit = 600 Sekunden

D

D.1 Schaltungsschemata und Layout



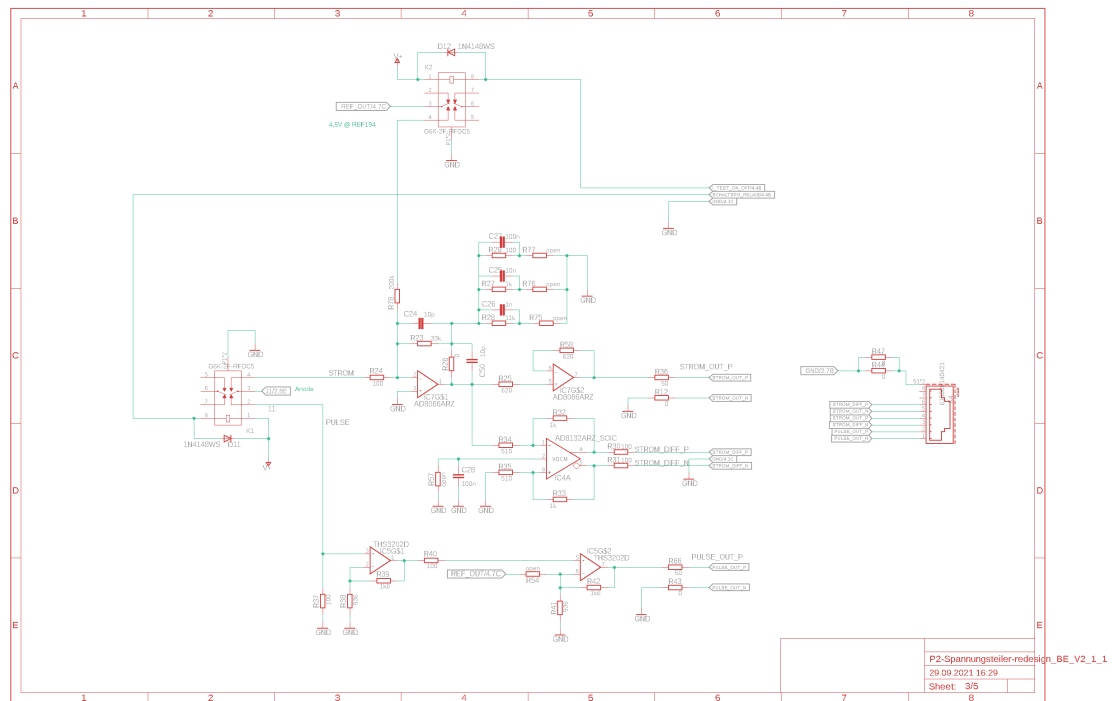


Abbildung D.2: Schaltplan der Vorverstärkerschaltung für den PMT-Betrieb im P2-Experiment. Der obere Pfad dient dem Integrating Mode und enthält einen Transimpedanzverstärker mit differenziellem Ausgang. Der untere Pfad ist für den Single Event Mode ausgelegt und enthält eine zweistufige Spannungsverstärkung. Die Umschaltung der Betriebsmodi erfolgt extern über Relaislogik.

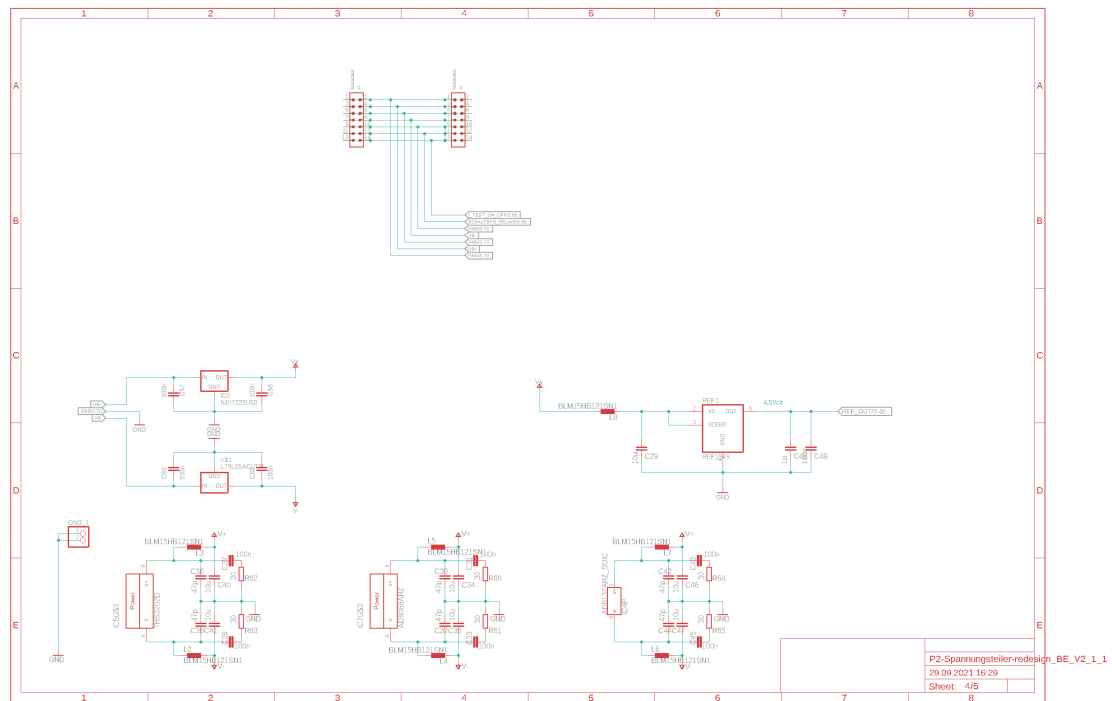


Abbildung D.3: Schaltbild der Spannungsversorgung des DivA-Boards. Die Eingangsspannungen ($\pm V$) werden zunächst über Ferritfilter (BLM15-Serie) und Stützkondensatoren geglättet, bevor sie durch lineare Low-Dropout-Regler (LT3090 für -5 V , LT1965 für $+5\text{ V}$) stabilisiert werden. Zusätzlich liefert eine präzise Referenzspannungsquelle (REF195) eine rauscharme Spannung von 4.5 V , z. B. zur Teststromerzeugung. Die Steckverbindung im oberen Bereich überträgt Steuer- und Referenzsignale zu anderen Funktionsblöcken wie Modumschaltung.

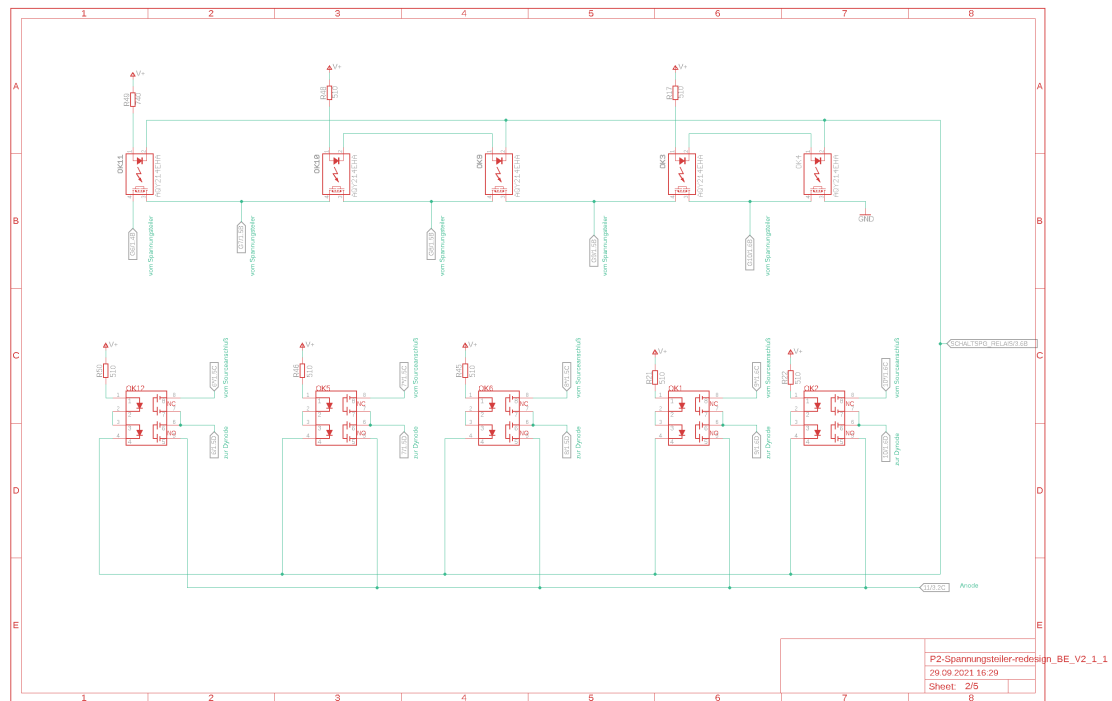


Abbildung D.4: HV-seitige Relaisumschaltung zwischen Single Event Mode und Integrating Mode im P2-Spannungsteiler. Die Umschaltung erfolgt über MOSFET-Relais, welche durch Optokoppler galvanisch getrennt angesteuert werden. Die Optorelais ermöglichen es, die Spannungspfad-Verbindung der Dynoden 6 bis 10 je nach Betriebsmodus umzuschalten. Im **SEM**-Betrieb erhält jede dieser Dynoden eine eigene definierte Spannung aus der Spannungsteilerkette, wodurch die volle Verstärkung der PMT erhalten bleibt. Im **IM** hingegen werden die betreffenden Dynoden elektrisch kurzgeschlossen und auf dasselbe Potenzial gelegt.

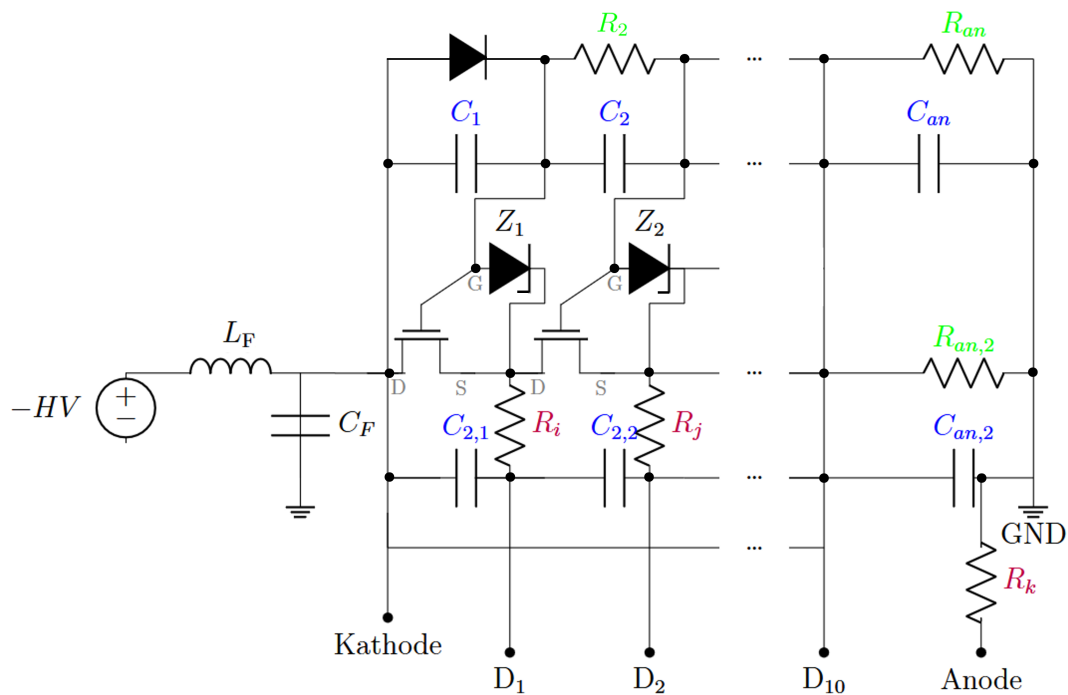


Abbildung D.5: Empfohlene Schaltungsversion des Spannungsteilers mit ersetzttem Widerstand R_1 durch eine Zener-Diode. Diese Anpassung verbessert die Spannungsstabilität an der ersten Dynode und reduziert die Empfindlichkeit gegenüber Lastschwankungen.

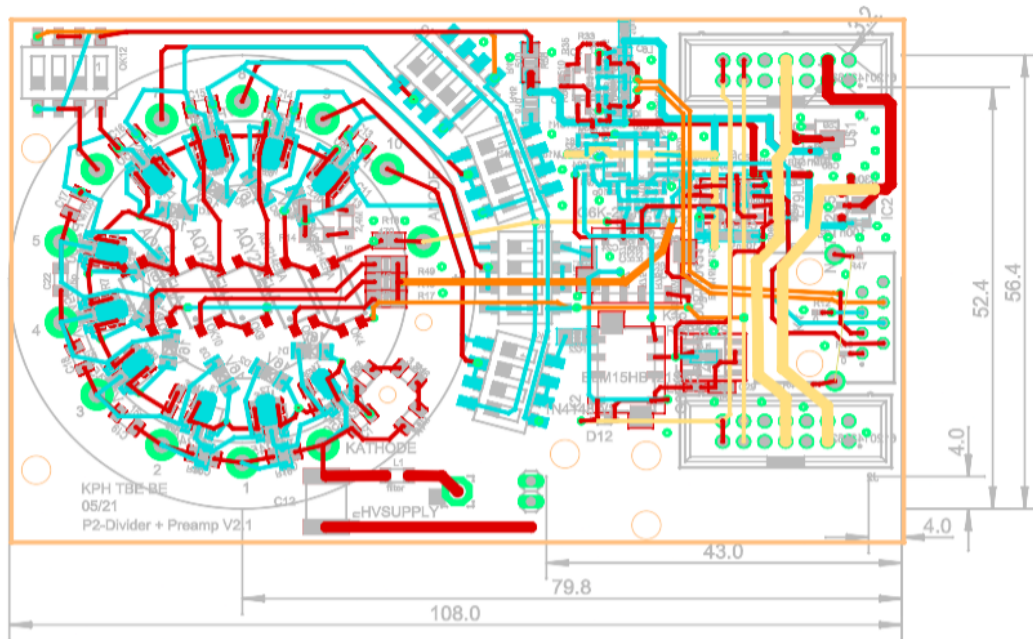


Abbildung D.6: Eagle-Layout der [DivA-Board](#)-Platine mit integriertem Spannungsteiler und Vorverstärker für den Betrieb eines PMTs im P2-Experiment. Die Darstellung zeigt ein zweilagiges Leiterplattenlayout mit sichtbaren Leiterbahnen der Top- (rot) und Bottom-Layer (blau), ergänzt durch Bauteilkennzeichnungen, Bestückungsdruck und mechanische Umrisse. Links ist der ringförmige Aufbau der Dynodenversorgung um die zentrale PMT-Kathode erkennbar, rechts die analoge Signalverarbeitung einschließlich Vorverstärker. Das Layout dient der Nachverfolgbarkeit der physischen Anordnung und erleichtert Reparatur- oder Weiterentwicklungsmaßnahmen.

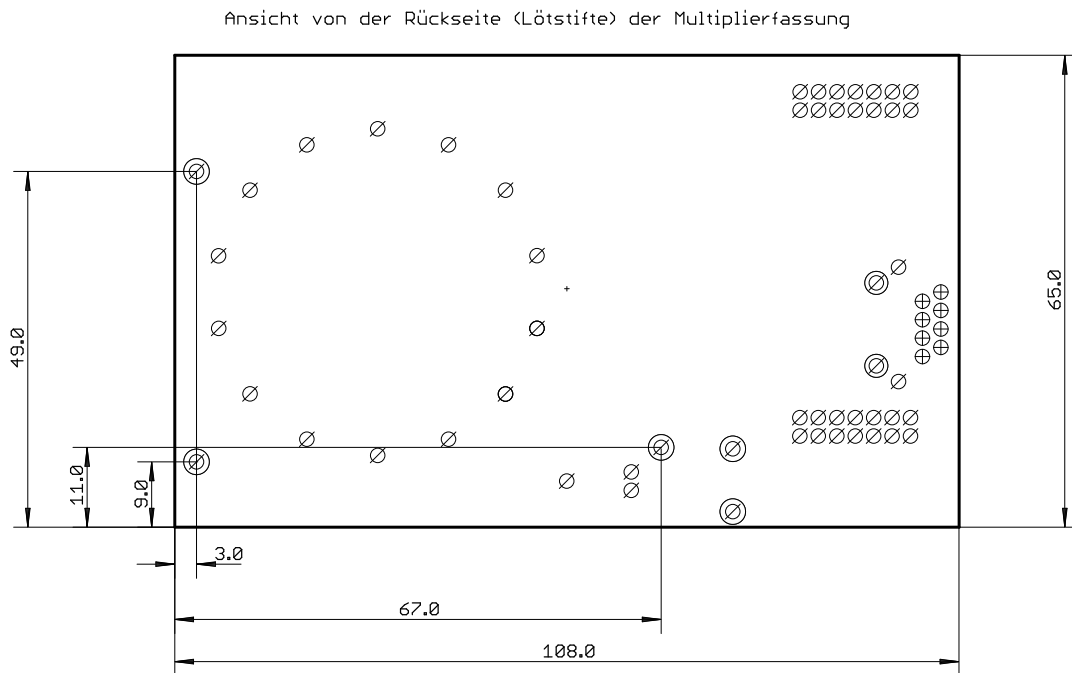


Abbildung D.7: Mechanische Zeichnung der [DivA-Board](#)-Platine mit integriertem Spannungsteiler und Vorverstärker. Die Darstellung zeigt die exakten Außenmaße und Bohrlöcher. Der kreisförmige Bereich links entspricht dem PMT-Fuß mit radialer Anordnung der Dynodenanschlüsse, während der rechte Teil die analoge Elektronik beherbergt.

D.2 Verwendete elektronische Komponenten

Passive Bauelemente des aktiven Spannungsteilers

Bezeichnung	Typ	Bezugsquelle	Bestellnummer
Diverse Rs/Ls/Cs	–	TBE	–
HV-Kondensator	10n/500V	Mouser	710-885342208009
Kondensator	10u	Mouser	81-GRM188R61E106KAA3J
HV-Kondensator	15p/500V	Mouser	791-1206N150J501CT
Z-Diode	16V	Mouser	583-ZMM5246B
Diode	1n4148	Farnell	2675148
HV-Kondensator	1n/1kV	Mouser	710-885342208024
HV-Kondensator	1n/4kV	Mouser	77-HV2220Y102KXVAHV
HV-Kondensator	2n2/630V	Mouser	187-C13B222KHFN5NE
HV-Widerstand	2M/500V	Mouser	660-HV732BTDD2404F
HV-Kondensator	22n/500V	Mouser	80-C1206C223KBRAUTO
HV-Widerstand	2M/500V	Mouser	71-RCV1206ZM00FKEA
HV-Widerstand	3M3/500V	Mouser	660-HV732BTDD3304F
HV-Kondensator	4n7/500V	Mouser	791-1206B472K501CT
HV-Kondensator	470p/500V	Mouser	710-885342208005
HV-Widerstand	510/500V	Mouser	667-ERJ-P08F5100V
Widerstand	34kOhm	Mouser	652-CR0402-FX3402GLF
Widerstand	7400Ohm	Mouser	660-RK73B2BTDD751J
Ferrit	BLM15HB121	Mouser	81-BLM15HB121SN1D
Ferrit	BLM31P500S	Mouser	81-BLM31P500S

Tabelle D.1: Verwendete passive Komponenten im aktiven Spannungsteiler für den Betrieb der PMTs im P2-Experiment.

Halbleiterkomponenten

Bezeichnung	Typ	Bezugsquelle	Bestellnummer
OP	AD8066ARZ	Mouser	584-AD8066ARZ-R7
OP	AD8132ARZ	Mouser	584-AD8132ARZ
PhotoMOS	AQW614A	Mouser	769-AQW614A
PhotoMOS	AQY214EHA	Farnell	2095724
Spannungsregler	-5V	Mouser	511-L79L05ACUTR
Spannungsregler	+5V	Mouser	513-NJU7222U50-TE1
Referenz	4.5V	Mouser	584-REF194GSZ
OP	THS3202D	Mouser	595-THS3202D
Transistor FET	VP2450	Mouser	689-VP2450N8-G

Tabelle D.2: Verwendete Halbleiterkomponenten im aktiven Spannungsteiler für den Betrieb der PMTs im P2-Experiment.

Relaiskomponenten

Bezeichnung	Typ	Bezugsquelle	Bestellnummer
Relais	HF	Mouser	653-G6K-2F-RF-DC5

Tabelle D.3: Verwendetes Hochfrequenzrelais im aktiven Spannungsteiler zur Umschaltung zwischen Single Event Mode und Integrating Mode sowie zur Umschaltung der gezielten Teststrom-Einspeisung.

Nutzung von KI-Tools

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein KI-Tool zur sprachlichen und didaktischen Unterstützung verwendet. Die inhaltliche Ausarbeitung, physikalische Argumentation sowie sämtliche Schlussfolgerungen wurden eigenständig erarbeitet und kritisch überprüft.

KI-Tool	Genutzt für	Warum	Wann bzw. Wo
ChatGPT	Formulierungshilfe, Rechtschreibung, Grammatik, sprachliche Glättung	Bessere Lesbarkeit, Klarheit bei Fachbegriffen, didaktisch verständlichere Darstellung	Über die gesamte Arbeit hinweg

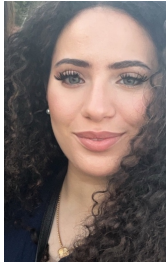
Literatur

- [1] V. C. Rubin, N. Thonnard und W. K. Ford Jr. „Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 / $R = 4\text{kpc}$ / to UGC 2885 / $R = 122\text{ kpc}$ /“. In: *Astrophys. J.* 238 (1980), S. 471. DOI: [10.1086/158003](https://doi.org/10.1086/158003).
- [2] Jonathan L. Feng. „Naturalness and the Status of Supersymmetry“. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 63.1 (Okt. 2013), S. 351–382. ISSN: 1545-4134. DOI: [10.1146/annurev-nucl-102010-130447](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102010-130447). URL: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-102010-130447>.
- [3] Stefano Giagu. „WIMP Dark Matter Searches With the ATLAS Detector at the LHC“. In: *Front. in Phys.* 7 (2019), S. 75. DOI: [10.3389/fphy.2019.00075](https://doi.org/10.3389/fphy.2019.00075).
- [4] Dan Hooper und Stefano Profumo. „Dark matter and collider phenomenology of universal extra dimensions“. In: *Physics Reports* 453.2–4 (Dez. 2007), S. 29–115. ISSN: 0370-1573. DOI: [10.1016/j.physrep.2007.09.003](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.09.003). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2007.09.003>.
- [5] J. L. Hewett u. a. *Planning the Future of U.S. Particle Physics (Snowmass 2013): Chapter 2: Intensity Frontier*. 2014. arXiv: [1401.6077](https://arxiv.org/abs/1401.6077) [hep-ex]. URL: <https://arxiv.org/abs/1401.6077>.
- [6] B. Holdom. „Two $U(1)$ ’s and Epsilon Charge Shifts“. In: *Phys. Lett. B* 166 (1986), S. 196–198. DOI: [10.1016/0370-2693\(86\)91377-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91377-8).
- [7] Marco Fabbrichesi, Emidio Gabrielli und Gaia Lanfranchi. *The Physics of the Dark Photon: A Primer*. Springer International Publishing, 2021. ISBN: 9783030625191. DOI: [10.1007/978-3-030-62519-1](https://doi.org/10.1007/978-3-030-62519-1). URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-030-62519-1>.
- [8] Dominik Becker u. a. „The P2 experiment“. In: *Eur. Phys. J. A* 54.11 (2018), S. 208. DOI: [10.1140/epja/i2018-12611-6](https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12611-6). arXiv: [1802.04759](https://arxiv.org/abs/1802.04759) [nucl-ex].

- [9] W. B. Atwood u. a. „The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission“. In: *The Astrophysical Journal* 697.2 (Mai 2009), S. 1071–1102. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1088/0004-637x/697/2/1071](https://doi.org/10.1088/0004-637x/697/2/1071). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637x/697/2/1071>.
- [10] M. Aguilar u. a. „Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station“. In: *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015), S. 171103. DOI: [10.1103/PhysRevLett.114.171103](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.171103).
- [11] P. A. R. Ade u. a. „Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters“. In: *Astron. Astrophys.* 594 (2016), A13. DOI: [10.1051/0004-6361/201525830](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830). arXiv: [1502.01589](https://arxiv.org/abs/1502.01589) [astro-ph.CO].
- [12] S. Schael u. a. „Precision electroweak measurements on the Z resonance“. In: *Phys. Rept.* 427 (2006), S. 257–454. DOI: [10.1016/j.physrep.2005.12.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006). arXiv: [hep-ex/0509008](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008).
- [13] D. Androić u. a. „Precision measurement of the weak charge of the proton“. In: *Nature* 557.7704 (2018), S. 207–211. DOI: [10.1038/s41586-018-0096-0](https://doi.org/10.1038/s41586-018-0096-0). arXiv: [1905.08283](https://arxiv.org/abs/1905.08283) [nucl-ex].
- [14] J. Benesch u. a. „The MOLLER Experiment: An Ultra-Precise Measurement of the Weak Mixing Angle Using Moller Scattering“. In: (Nov. 2014). arXiv: [1411.4088](https://arxiv.org/abs/1411.4088) [nucl-ex].
- [15] J. P. Chen u. a. „A White Paper on SoLID (Solenoidal Large Intensity Device)“. In: (Sep. 2014). arXiv: [1409.7741](https://arxiv.org/abs/1409.7741) [nucl-ex].
- [16] C. Y. Prescott u. a. „Further Measurements of Parity Nonconservation in Inelastic electron Scattering“. In: *Phys. Lett. B* 84 (1979), S. 524–528. DOI: [10.1016/0370-2693\(79\)91253-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(79)91253-X).
- [17] Aleko Khukhunaishvili. „Measurement of the effective leptonic electroweak mixing angle and Drell-Yan forward-backward asymmetry using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV“. In: *58th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*. Mai 2024. arXiv: [2405.11484](https://arxiv.org/abs/2405.11484) [hep-ex].
- [18] P. L. Anthony u. a. „Precision measurement of the weak mixing angle in Moller scattering“. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 081601. DOI: [10.1103/PhysRevLett.95.081601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.081601). arXiv: [hep-ex/0504049](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0504049).
- [19] T. Aaltonen u. a. „Indirect Measurement of $\sin^2 \theta_W$ (M_W) Using e^+e^- Pairs in the Z-Boson Region with $p\bar{p}$ Collisions at a Center-of-Momentum Energy of 1.96 TeV“. In: *Phys. Rev. D* 88.7 (2013). [Erratum: *Phys. Rev. D* 88, 079905 (2013)], S. 072002. DOI: [10.1103/PhysRevD.88.072002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.072002). arXiv: [1307.0770](https://arxiv.org/abs/1307.0770) [hep-ex].

- [20] T. D. Lee und C. N. Yang. „Question of Parity Conservation in Weak Interactions“. In: *Phys. Rev.* 104 (1 Okt. 1956), S. 254–258. DOI: [10.1103/PhysRev.104.254](https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.254). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.254>.
- [21] C. S. Wu u. a. „Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay“. In: *Phys. Rev.* 105 (4 Feb. 1957), S. 1413–1415. DOI: [10.1103/PhysRev.105.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.
- [22] Georges Aad u. a. „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), S. 1–29. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). arXiv: [1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [hep-ex].
- [23] Serguei Chatrchyan u. a. „Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC“. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), S. 30–61. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). arXiv: [1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [hep-ex].
- [24] Peter W. Higgs. „Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (16 Okt. 1964), S. 508–509. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [25] F. Englert und R. Brout. „Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (9 Aug. 1964), S. 321–323. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [26] Franz Hug u. a. „MESA – An ERL Project for Particle Physics Experiments“. In: *Proceedings of LINAC2016*. LINAC2016. East Lansing, MI, USA, 2016, S. 250–252. URL: <https://accelconf.web.cern.ch/linac2016/papers/mop106012.pdf>.
- [27] M.A. Dehn, K. Aulenbacher und P.S. Plattner. „MIST – The MESA-Injector Source Two“. In: *Proc. 13th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC’22)*. Bangkok, Thailand: JACoW, 2022, S. 2624–2626. DOI: [10.18429/JACoW-IPAC2022-THPOPT024](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2022-THPOPT024). URL: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2022-THPOPT024>.
- [28] S. Friederich, C. Matejcek und K. Aulenbacher. „Status of the Polarized Source and Beam Preparation System at MESA“. In: *Proc. 12th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC’21)*. Campinas, SP, Brazil: JACoW, 2021, S. 2736–2739. DOI: [10.18429/JACoW-IPAC2021-WEPAB063](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-WEPAB063). URL: <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-WEPAB063>.

- [29] R. Kempf u. a. „Beam parameter stabilization for the P2 experiment at MESA“. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 982 (2020), S. 164554. DOI: [10.1016/j.nima.2020.164554](https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164554).
- [30] Matthias Molitor und Kurt Aulenbacher. „A Double scattering polarimeter for the P2 experiment at MESA“. In: *Proceedings of the XVII International Workshop on Polarized Sources, Targets & Polarimetry (PSTP2017)*. Bd. PSTP2017. arXiv preprint not available, DOI not assigned. PoS, 2017, S. 029. URL: <https://pos.sissa.it/324/029/>.
- [31] Valery Tyukin, Kurt. Aulenbacher und Christoph. Matejcek. „Status of kicker and Mott polarimeter at the 5.0 MeV MESA section“. In: *PoS PSTP2022* (2023), S. 026. DOI: [10.22323/1.433.0026](https://doi.org/10.22323/1.433.0026).
- [32] Michail Kravchenko. *Detector system and simulation of the 155 MeV Hydro-Møller polarimeter at MESA*. Presentation at MESA Polarimeter Workshop, Helmholtz Institute Mainz. On behalf of the MESA Hydro-Møller team. Juni 2023. URL: https://agberger.kph.uni-mainz.de/files/2023/08/Hydro-Moller_Kravchenko-MESA-Polarimeter-Workshop.pdf.
- [33] Kathrin Imai. „A Fused Silica Cherenkov Detector for the Parity-Violating P2 Experiment at MESA“. Dissertation. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2021.
- [34] S. Baunack u. a. „Measurement of the axial and the strangeness magnetic form factor of the proton with a P2 backward angle setup“. In: *AIP Conf. Proc.* 1563.1 (2013). Hrsg. von Richard Milner, Roger Carlini und Frank Maas, S. 73–77. DOI: [10.1063/1.4829378](https://doi.org/10.1063/1.4829378).
- [35] ET Enterprises Ltd. *Data Sheet: 9305KB Photomultiplier Tube*. DS_9305KB Issue 7, 23 January 2012. https://et-enterprises.com/images/data_sheets/9305KB.pdf (Accessed: 2025-09-02). 2012.
- [36] Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier Tubes: Basics and Applications*. 4th. Accessed: 2025-09-02. Hamamatsu City, Japan, 2017. URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v4E.pdf.
- [37] ET Enterprises Ltd. *Understanding Photomultipliers*. https://et-enterprises.com/images/brochures/Understanding_Pmts.pdf. Accessed: 2025-09-02. 2011.
- [38] Michael Gericke. *Stability and Excess Noise in the MOLLER/P2 Integrating Detector Signal*. Technical Report. 2020.
- [39] *RadFET Datenblatt*. URL: https://www.varadis.com/wp-content/uploads/2022/04/VT05-Datasheet_rev2p2.pdf.



Rahima Krini

Lebenslauf

"Träume dir dein Leben schön und mach aus diesen Träumen eine Realität."
- Marie Curie

Persönliche Angaben

Name Rahima Krini
Geburtsdatum 08. August 1991
Geburtsort Mainz
Staatsangehörigkeit Deutsch

Schule und Studium

2018 – 2025 **Promotion**, *Institut für Kernphysik*, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz
Deutschland
Thema der Dissertation: „*Design und Entwicklung der Ausleseelektronik
für das P2-Experiment an MESA*“
Betreuer: Prof. Dr. F. E. Maas

2015 – 2018 **Master of Science Physik**, *Johannes Gutenberg-Universität*, Mainz
Deutschland
Thema der Masterarbeit: „*Time-resolved broad-band spectroscopy of
correlated electron systems*“
Betreuer: Prof. Dr. J. Demsar

2012 – 2015 **Bachelor of Science Physik**, *Johannes Gutenberg-Universität*, Mainz
Deutschland
Thema der Bachelorarbeit: „*Studie der elastischen und inelastischen
Formfaktoren ausgewählter Kerne*“
Betreuer: Dr. O. M. Distler

2002 – 2011 **Allgemeine Hochschulreife**, *Graf-Stauffenberg-Gymnasium*, Flörsheim
Deutschland

Mainz, den 30. Oktober 2025

Rahima Krini