

Inbetriebnahme einer Zeitprojektionskammer mit Pixel-Auslese

von
Martin Ummerhofer

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Physikalischen Institut

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

im Juli 2008

Überblick

Der *International Linear Colider* (ILC) befindet sich als nächstes großes Projekt der Elementarteilchenphysik derzeit in seiner Planungs- und Entwicklungsphase. Die Detektoren für diesen Beschleuniger sollen darauf ausgelegt werden, die zu erwartenden physikalischen Ereignisse in bisher nicht erreichter Präzision zu rekonstruieren. Unter anderem wird eine Steigerung der Impulsauflösung um zehn Größenordnungen gegenüber dem ALEPH-Detektor des LEP-Beschleunigers angestrebt.

Als Hauptspurkammer für zwei der drei Detektorkonzepte ist eine Zeitprojektionkammer in der Diskussion. Das Potential dieses Gasdetektors liegt in seiner Fähigkeit, die Bahn eines geladenen Teilchens durch eine hohe Anzahl dreidimensionaler Spurpunkte nachzuweisen.

In der Erprobung befindliche Mikrostrukturgasdetektoren wie Mikromegas oder GEMs sollen dabei die herkömmliche Drahtauslese ersetzen. Ihr feiner Rasterungspitch von $140\ \mu\text{m}$ eröffnet hierbei den Weg zu einer noch genaueren Spur-rekonstruktion. Diese Größenordnung liegt jedoch außerhalb des Auflösungsvermögens, das mittels der bisher verwendeten Auslese durch Kupferpads erreicht werden konnte. Da die Integration mit der Front-End-Elektronik berücksichtigt werden muss, sind Padgrößen in einer solchen Anwendungen auf den mm^2 -Bereich beschränkt.

Einen alternativen Ansatz für die Auslese einer Zeitprojektionkammer bieten integrierte Schaltkreise in der Form von CMOS-Pixelchips. Bei Auslesechips für bildgebenden Pixeldetektoren wie dem Medipix2 konnten Bildzellen von $55 \times 55\ \mu\text{m}^2$ Größe realisiert werden. Jedes Pixel eines solchen Chips enthält bereits eine vollständige Verstärkungs- und Digitalisierungselektronik für Ladungspulse. Für die Auslese einer Zeitprojektionkammer wurde auf Basis dieses ICs der TimePix-Chip entwickelt.

Ziel dieser Diplomarbeit war es, den Prototypen einer GEM basierten Zeitprojektionkammer mit TimePix-Auslese in Betrieb zu nehmen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.1.1	Higgs Physik	2
1.1.2	Weiterführende Modelle der Teilchenphysik	3
1.2	Der International Linear Collider	4
1.2.1	Der Beschleuniger	5
1.2.2	Detektoren für den ILC	6
1.2.3	Anforderung an einen Detektor des ILC	7
1.2.4	Das Large Detektor Concept als Designkonzept	8
2	Grundlagen	11
2.1	Wechselwirkung von Teilchenstrahlung mit Materie	11
2.1.1	Wechselwirkung schwerer geladener Teilchen	11
2.1.2	Wechselwirkung von Elektronen mit Materie	12
2.2	Ionisationsausbeute	14
2.3	Diffusion und Drift in Gasen	15
2.3.1	Diffusion	15
2.3.2	Drift	16
2.3.3	Diffusion im elektrischen Feld	17
2.4	Sekundäre kosmische Strahlung	18
3	Das Funktionsprinzip einer TPC	21
3.1	Spurrekonstruktion durch Zeitprojektion	21
3.2	Gasverstärkung	22
3.2.1	Vieldraht-Proportionalitätszähler	23
3.2.2	Gas Electron Multipliers	24
3.2.3	GEM-Stapel	24
3.2.4	Löschgase	26
3.2.5	Ionenrückdrift	27
4	Die Chip-Auslese	29
4.1	Der TimePix-Chip	30
4.2	Die Pixelzelle	31
4.2.1	Der Vorverstärker	32
4.2.2	Der Diskriminator	33
4.2.3	Der Digitalteil der Pixelzelle	34
4.3	Das Fast-Shift-Register	37
4.3.1	Die Steuer-DACs	37
4.3.2	Analoge Auslese der DACs	39
4.3.3	Column-Test-Pulse-Register	39

4.4	Lese-Schreiboperationen des Pixelregisters	39
4.4.1	Auslese der Matrix (M0=0, M1=0)	40
4.4.2	Setzen der Matrix (M0=0, M1=1)	40
4.4.3	Lesen und Schreiben des Fast-Shift-Registers (M0=1, M1=0)	41
4.5	Das MUROS2	42
4.5.1	Erzeugung des Shuttersignals	43
4.5.2	Träger- und Adapterplatine	43
4.6	Die Pixelman-Software	45
5	Kalibrationsmessungen mit Testpulsen	46
5.1	Einkopplung von Testpulsen in den TimePix	46
5.2	Vewendete Pulsform	47
5.3	Messungen zur effektiven Schwellenhöhe	48
5.4	Das Time Walk Verhalten	50
5.5	Linearität des TOT-Modus	53
5.6	Schwellenfeinjustierung	54
5.7	Spacing	55
5.8	Dispersion der Zeitreferenzsignals	56
6	Aufbau des Teststands	59
6.1	Der Feldkäfig	59
6.2	Die Gasverstärkungsstruktur	60
6.2.1	GEMs	60
6.2.2	Der GEM-Stapel und das Ausleseboard	61
6.3	Hochspannung	63
6.4	Das Gassystem	63
6.4.1	Verwendetes Gas	65
6.5	Konfiguration des Teststandes für Myonen aus der kosmische Höhenstrahlung	66
6.5.1	Der Trigger	67
6.6	Das MarlinTPC-Softwarepaket	70
7	Inbetriebnahme und erste Messungen	72
7.1	Konfiguration des Teststandes	72
7.1.1	Konfiguration der Auslese	72
7.1.2	Konfiguration der Felder	73
7.2	Ereignise im Mixed Mode Betrieb	74
7.3	Diffusionsverhalten	75
7.4	Messung des Energieverlusts	76
7.5	Messung zur Clusterschwerpunktsverteilung	77
8	Zusammenfassung und Ausblick	81

Literaturverzeichnis

83

1 Einleitung

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Aus heutiger Sicht wird die Teilchenphysik sehr genau durch das Standardmodell (SM) der Elementarteilchen und ihrer fundamentalen Wechselwirkungen beschrieben.

Nach diesem Modell setzt sich Materie aus drei Generationen fundamentaler Fermionen zusammen. Jede dieser Generationen ist selbst unterteilt in Quarks und Leptonen, die sich nach der Art, wie sie in Wechselwirkung treten unterscheiden. Während Leptonen darauf beschränkt sind, nur mittels der elektromagnetischen und der schwachen Kraft in Wechselwirkung zu treten, können Quarks zusätzlich durch die so genannte starke Farbkraft interagieren. Jedes Quark trägt dabei eine von drei so genannten Farbladungen.

Materie setzt sich im Standardmodell aus 6 Leptonen und 6 Quarks zusammen. Zu jedem dieser Teilchen existiert zudem ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung. Des weiteren wird im Standardmodell zwischen drei fundamentalen

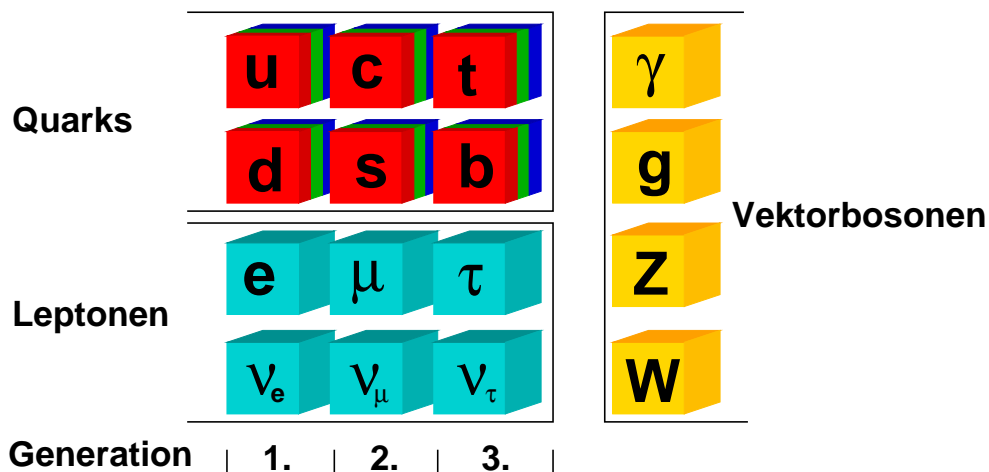


Abbildung 1.1: Die Teilchen des Standardmodells

Kräften unterschieden. Der starken, der elektromagnetischen und der schwachen Kraft. Eine theoretische Beschreibung jeder dieser Kräfte gelang mit der Quantenfeldtheorie, in der die Wechselwirkungen der Teilchen durch die intermediären Vektorbosonen beschrieben wird. Diese besitzen den Spin 1 und bilden eine wei-

tere eigene Gruppe von Teilchen innerhalb des Standardmodells.

Eine vollständige Theorie des Elektromagnetismus wurde zunächst durch die Quantenelektrodynamik (QED) gefunden. Die Übertragung dieser Kraft geschieht hier durch das masselose Photon.

Darauf folgend gelang die Beschreibung der schwachen Kraft durch die Glashow-

Kraft	relative Stärke	Eichboson	Feldquant	Masse [GeV]
stark	10	QCD	Gluon	0
elektromagnetisch	10^{-2}	QED	Photon	0
schwach	10^{-13}	GWS-Theorie	W^\pm	$80.403 \pm 0,029$
			Z	$91.1876 \pm 0,0021$

Tabelle 1.1: Die fundamentalen Kräfte des Standardmodells [1]

Weinberg-Salam- Theorie (GWS-Theorie). Diese Kraft wird durch das Triplet der W^+ , W^- und Z-Bosonen übertragen. Das GWS-Modell erwies sich sogar in der Lage, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung als unterschiedliche Erscheinungsformen einer einzigen elektroschwache Kraft zu beschreiben. Durch die Quantenchromodynamik konnte schließlich auch eine Theorie zur starken Kraft formuliert werden. Darin wurde das ebenfalls masselose Gluon als Vermittler der chromodynamischen Wechselwirkung postuliert. Während mit Hilfe der Quantenfeldtheorie eine Beschreibung dieser Naturkräfte gelang, wartet die letzte bekannte fundamentalen Kraft, die Gravitation, bis heute auf die Einbindung in das Standardmodell. Als bei weitem schwächste der bekannten vier Kräfte wird ihr kein nennenswerter Einfluss auf die Dynamik der Elementarteilchen zugesprochen.

1.1.1 Higgs Physik

Die unterschiedlichen Theorien der fundamentalen Wechselwirkungen begründen sich auf der Forderung nach der lokalen Eichinvarianz ihrer Lagrangefunktionen. Die Anwendung dieser Forderungen auf den entsprechenden Lagrangian führen in der QED zur Einführung des masselosen Photonfeldes, in der QCD hingegen zu acht Gluonfeldern, die den Farbladungen des masselosen Gluons entsprechen. Ein ähnliches Vorgehen in der schwachen Wechselwirkung wird durch die Tatsache verhindert, dass die zugehörigen Eichbosonen(W^\pm , Z) nicht masselos sind. Mit dem Higgs-Mechanismus kann die Forderung nach lokaler Eichinvarianz auch für die schwache Kraft aufrecht erhalten werden. Die Vektorbosonen der schwachen Kraft koppeln demnach an ein zusätzliches skalares Hintergrundfeld. Die Masse der Eichbosonen fällt demnach proportional zur Stärke ihrer Kopplung an

dieses Feld aus.

Nach der diesem Mechanismus zugrunde liegende Theorie der spontanen elektroschwachen Symmetriebrechung wird die Existenz eines schweren skalaren ungeladenen Bosons, dem Higgs-Teilchen, gefordert. Der Nachweis des Higgs-Bosons und somit eine Bestätigung des Higgs-Mechanismus konnte allerdings bis heute nicht erbracht werden.

Die Inbetriebnahme des Large Hadron Collider (LHC) ist mit der festen Erwartung verbunden, die Frage nach der Existenz dieses Bosons zu klären.

Das Standardmodell in seiner jetzigen Form erlaubt nur begrenzte Aussagen über die Natur dieses Teilchens. Aus bisherigen Messungen am Large-Electron-Positron-Collider (LEP) konnte ausgeschlossen werden, dass seine Masse unterhalb von 114.4 GeV liegt.

Für den Fall, dass seine Eigenschaften außerhalb dieses Erwartungsbereichs liegen, werden bereits weiterführende Theorien, die über das Standardmodell hinaus gehen, diskutiert.

1.1.2 Weiterführende Modelle der Teilchenphysik

Die Supersymmetrie (SUSY) ist als eine über das Standardmodell hinaus führende Theorie in der Diskussion. Obwohl das Standardmodell die Phänomene der bisher beobachteten Energieskalen äußerst erfolgreich beschreibt, bleiben einige drängende Fragen unbeantwortet.

In der Grand United Theorie (GUT) wird nach einer einzigen Theorie gesucht, die alle drei Kräfte des Standardmodells vereinheitlicht, ähnlich wie dies bereits mit der elektromagnetischen und der schwachen Kraft gelang.

Ein Ansatz hierfür bildet dabei das Konvergenzverhalten ihrer Kopplungskonstanten hin zu großen Energien von 10^{16} GeV. Im Standardmodell lässt sich allerdings kein solcher gemeinsamer Konvergenzpunkt finden (Abbildung 1.2).

Von einer weiterführenden Theorie erhofft man sich ebenfalls die Lösung des so genannten Hierarchieproblems. Dabei divergieren die Korrekturterme der Higgs-Masse quadratisch für sehr hohe Kopplungsenergien im Bereich der GUT und Planck-Skala.

Das Modell der Supersymmetrie verspricht eine Klärung dieser Sachverhalte. Darin wird jedes Teilchen des Standardmodells um einen supersymmetrischen Partner erweitert, der sich von ihm um den Spin $1/2$ unterscheidet. Damit wird eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen eingeführt.

Vom leichtesten dieser supersymmetrischen Partner wird angenommen, das es sowohl absolut stabil als auch neutral ist. Die noch ungeklärte Frage nach dem Ursprung der dunklen Materie könnte durch den Nachweis eines solchen Teilchens beantwortet werden.

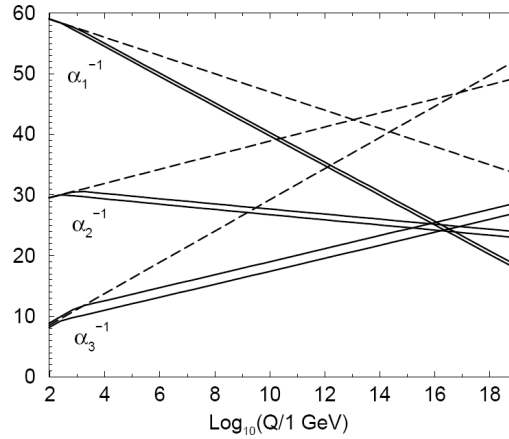


Abbildung 1.2: Extrapolation der Kopplungskonstanten α_i im Standardmodell (gestrichelte Linien) und im minimalen supersymmetrischen Standardmodell (MSSM) (durchgehende Linien) [2]

1.2 Der International Linear Collider

Für die experimentelle Erforschung der Teilchenphysik sind Beschleuniger ein unerlässliches Instrument. Nur mit ihrer Hilfe lässt sich die für die Erzeugung bisher unentdeckter schwerer Teilchen notwendige Energie erreichen.

Ein Konsens besteht darin, dass als nächstes großes Projekt ein e^+e^- -Beschleuniger realisiert werden soll.

Einen Elektron-Positron-Beschleuniger ähnlich dem LHC als Speicherring zu konzipieren erwies sich dabei als nicht realistisch. Dies liegt darin begründet, dass ein geladenes Teilchen, welches sich auf einer gebogenen Bahn bewegt, Energie durch Synchrotronstrahlung verliert. Dieser Energieverlust geschieht mit der vierten Potenz seiner Masse.

$$\Delta E \propto \left(\frac{E}{m}\right)^4 \cdot \frac{1}{R} \quad (1)$$

Aufgrund der höheren Massen der Stoßpartnern in hadronische Beschleunigern wie dem LHC, ist dieser Energieverlust noch bis zu vergleichsweise hohen Energien durch entsprechende Energiezufuhr in den Beschleunigungsstrukturen kompensierbar. Hier sind hohe Schwerpunkternergien von $\sqrt{s}=14$ TeV wie beim LHC möglich.

Beschleuniger, die mit elementaren Fermionen arbeiten bieten aber den entscheidenden Vorteil, dass der Zustand der Stoßpartner vor der Kollision genau definiert ist. Dies eröffnet den Weg zu Präzisionsmessungen, die in ihrer Genauigkeit mit hadronischen Beschleunigern nicht machbar wären. Aufgrund seiner komplementären Eigenschaften ist der ILC dazu geeignet den LHC optimal zu ergänzen.

Die technische Umsetzbarkeit leptonischer Ringbeschleuniger stößt hingegen bereits an ihre Grenzen. Der Strahlungsverlust der um drei Größenordnungen leicht-

teren Stoßpartner limitiert die erreichbaren Schwerpunktennergien. Die größte bisher erzielten Schwerpunktennergie mit einem solchen Beschleunigertyp betrug $\sqrt{s}=209$ GeV die im letzten Betriebsjahr des Large Electron Proton Beschleunigers erzielt werden konnte.

Die Auslegung als Linearbeschleuniger umgeht dieses Problem.

Im Sommer 2004 wurden dazu die Entwicklungsbehmühungen regionaler Einzelprojekte für Linearbeschleuniger im Rahmen des "International Technology Recommendation Panel" gebündelt. Zu ihnen zählten die TESLA¹ Studie in Europa, der NLC² aus Nordamerika und der japanische JLC³.

1.2.1 Der Beschleuniger

In seiner ersten Ausbaustufe soll der International Linear Collider Schwerpunktennergien zwischen $\sqrt{s}=100$ und 500 GeV erreichen. Durch eine Erweiterung der Linacs und der Strahlführungssysteme sollen später $\sqrt{s}=1$ TeV möglich sein. Mit einer integrierten Luminosiät von $\mathcal{L}=500\text{ fb}^{-1}$ über vier Jahre wird erwartet, dass bis zu 40000 Higgs-Ereignisse, wie sie durch das Standardmodell vorhergesagt werden, aufgezeichnet werden können.

Der Wechselwirkungspunkt des ILC wird im Zentrum zweier paralleler Dämpf-

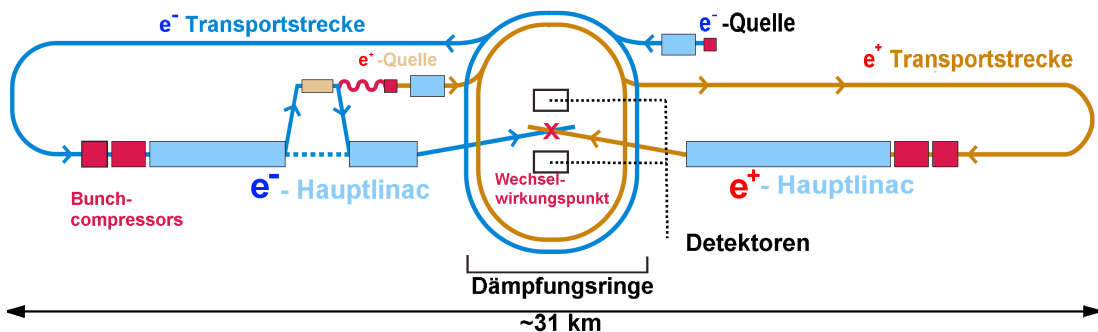


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau des International Linear Colliders [3]

fungsringe mit einem Radius von jeweils 1 km liegen. Diese dienen der Speicherung, Strahlformung und Stabilisierung des Strahls, bevor er den Beschleunigungsstrukturen oder Linac (engl. Linear Accelerators) zugeführt wird. Der Elektronendämpfungsring wird über eine Gleichstrom-Elektronenquelle mit einem zu 80 Prozent polarisierten Elektronenstrahl versorgt. Der zweite Dämpfungsring hingegen wird über einen in den Elektron-Hauptlinac integrierten Undulator mittels Photoproduktion mit Positronen gespeist. Diese werden zu $\sim 30\%$ polarisiert

¹TeV Energy Superconducting Linear Accelerator

²American Next Linear Colider

³Japanese Linear Collider

sein. Durch ein entsprechendes Upgrade des Undulators soll der Polarisationsgrad auf 60% gesteigert werden.

Die Extraktion des Strahls aus den Speicherringen erfolgt bei einer Energie von 5 GeV in Form gepulster Ladungspakete, den so genannten Bunchtrains. Beide Strahlen werden dann diametral über ein Strahlführungssystem 14 km von den Ringen weggeführt um anschließend den Hauptlinacs zugeführt zu werden. Hier erfolgt die eigentliche Beschleunigung mittels supraleitender Niob-Hohlraumresonatoren. Für die angestrebten Schwerpunktsenergien werden 17000 Resonatormodule benötigt, die in Lage sein sollen, Feldgradienten von bis zu 31.5 MV/m bereitzustellen.

Mit ihrer Hilfe werden die Stoßpartner daraufhin auf ihre endgültige Energie beschleunigt und im Wechselwirkungspunkt des Detektors zur Kollision gebracht.

Schwerpunktsenergie	GeV	200-500
Luminosität	$\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	2×10^{34}
Mittlere Stromstärke je Puls	mA	9.0
Pulsrate	Hz	5.0
Pulslänge	ms	~ 1
Anzahl der Bunches je Puls		1000 - 5400
Ladung pro Bunch	nC	1.6 - 3.2
Beschleunigungsgradient	MV/m	31.5
Strahlleistung	MW	10.8
Strahlquerschnitt im WP. ($h \times v$)	nm	640×5.7
Anschlussleistung	MW	230

Tabelle 1.2: Grundlegende Design Parameter des ILC [3]

1.2.2 Detektoren für den ILC

Verglichen mit Ereignissen beim LHC werden die Detektoren des ILC geringere Raten und weniger Untergrundereignisse bei geringer Strahlenbelastung zu verkraften haben. Daher ist es möglich, den Fokus der Entwicklung hin zu höherer Präzision bei der Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation zu verschieben. In einem Speicherring wie dem des LHC ist die Möglichkeit gegeben, Detektoren in unterschiedlichen Wechselwirkungspunkten entlang der Beschleunigungsstrecke zu integrieren. Auf diese Weise können Detektorkonzepte mit komplementären Eigenschaften realisiert und für bestimmte physikalische Experiment gezielt optimiert werden. Zudem ist die Möglichkeit gegeben, Ergebnisse gegenzuprüfen, um systematische Fehler auszuschließen.

Der ILC soll daher ebenfalls vom Einsatz zweier verschiedener Detektoren profitieren. In einem Linearbeschleuniger können die Strahlen allerdings zur selben Zeit nur in einem Wechselwirkungspunkt zur Kollision gebracht werden. Die Gesamtluminosität muss daher zwischen beiden Detektoren aufgeteilt werden.

1.2.3 Anforderung an einen Detektor des ILC

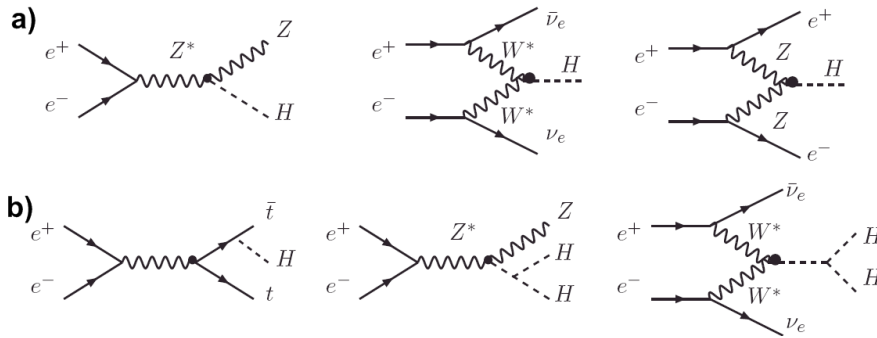


Abbildung 1.4: a) dominante Produktionsmechanismen des Higgs
b) Produktionsmechanismen höherer Ordnung [3]

Sollte der Nachweis des Higgs-Bosons durch den LHC gelingen, ist eine Hauptaufgabe des ILCs die präzise Bestimmung seiner Masse. Dem Standardmodell zufolge werden im ILC drei Hauptproduktionsmechanismen des Higgs erwartet. Durch Higgs-Strahlung:

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH \tag{2}$$

WW-Fusion:

$$e^+e^- \rightarrow W^*W^* \rightarrow \bar{\nu}_e\nu_e H \tag{3}$$

und der ZZ-Fusion-Mechanismus, dessen Wirkungsquerschnitt eine Größenordnung geringer ausfällt:

$$e^+e^- \rightarrow ZZ \rightarrow e^+e^- H \tag{4}$$

Für das Higgs selbst werden eine ganze Anzahl an Zerfallskanälen vorausgesagt wie Abbildung 1.5 zeigt.

Der Higgs-Strahlungsprozess mit leptonischem Z-Zerfall $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \bar{l}lX$ ist dabei besonders dazu geeignet, die Masse des Higgs zu bestimmen.

Durch die Bestimmung der Rückstoßmassen der Leptonen ist eine Rekonstruktion der Higgsmasse im Bereich von $\Delta M_H = 70\text{MeV}$ möglich [3]. Voraussetzung

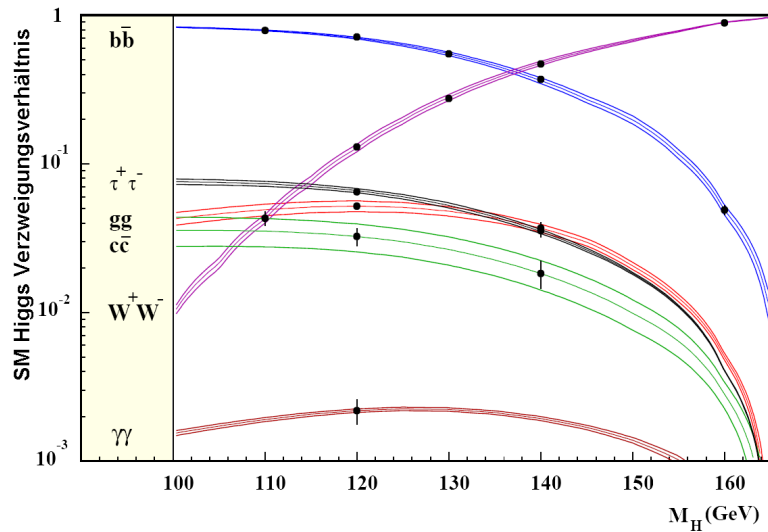


Abbildung 1.5: Verzweigungsverhältnis des Higgsbosons nach dem Standardmodell [3]

hierfür ist allerdings eine exzellente Impulsauflösung.

Ein weiterer wichtiger zu untersuchender Aspekt ist die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses des Higgs-Zerfalls. Abweichungen von den Voraussagen des Standardmodells könnten in diesem Fall auf weiterführende Naturgesetze hindeuten.

1.2.4 Das Large Detektor Concept als Designkonzept

Für die Detektoren des ILC sind derzeit drei Konzeptstudien in der Diskussion.

- International Linear Detector (ILD)
- Silicon Detector(SiD)
- 4th Detector Concept (4th)

Im Oktober 2007 wurden die Entwicklungsbemühungen für die Detektorkonzepte des LDC⁴ und GLD⁵ zusammengeführt. Beide Entwürfe wurden bislang getrennt in Japan bzw. Europa konzentriert vorangetrieben, und werden nun als gemeinsames Projekt in Form des ILD-Konzepts weiterentwickelt. Das Konzept sieht dabei die typische schalenförmige Anordnung der Subdetektorkomponenten vor.

⁴Large Detector Concept

⁵Global Large Detector

Diese sollen, das dem Myonsystem ausgenommen, innerhalb des Magnetfeld untergebracht werden.

- **Vertexdetektor (VTX)**

Dieser innerste Subdetektor wird aus bis zu sechs Lagen Siliziumstreifendetektoren bestehen. Der Abstand der innersten Lage zum Vertex soll dabei nicht mehr als 20 mm betragen. Die Herausforderung liegt hier in der Entwicklung dünnlagiger FPCCD-Elementen⁶ mit Pixeln die in der Größenordnung von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ liegen.

- **Silicon Tracker (SIT)**

Die Verwendung von bis zu sechs Lagen Siliziumpixel- und Streifendetektoren im Zwischenbereich zur Hauptspurkammer, sollen dazu beitragen, deren Impulsaufhebungsvermogen entscheidend zu verbessern. F#ur den Endkappenbereich hier sind Scheiben

- **Time Projection Chamber (TPC)**

Als Hauptspurkammer ist eine gro#olvolumige Zeitprojektionskammer vorgesehen, die den Raumbereich im Radius zwischen 30 und 200 mm abdecken soll. F#ur die Bestimmung der Higgsmasse aus den R#ucksto#massen der Leptonen des Z-Zerfalls soll diese Impulsaufhebungen von $\sigma(1/p_t) \approx 5 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-1}$ erreichen.

- **Silicon External Tracker (SET)**

Dieser auf Siliziumstreifentechnologie beruhende Zwischendetektor soll die Ortsaufhebung der TPC im #ubergangsbereich zu den Kalorimetern verbessern.

- **Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)**

Das hochgranulare elektromagnetische Kalorimeter wird aus einer Schichtabfolge von Wolframlagen und Siliziumdetektoren bestehen. Die Zellgr#o#e soll hier zwischen 0.55 und 1 Quadratzentimeter liegen.

- **Hadronisches Kalorimeter (HCAL)**

Als hadronisches Kalorimeter ist eine Schichtabfolge aus Eisenabsorbieren und aktiven Material vorgesehen. F#ur die Auslese kommen sowohl Szintillations- als auch Gasdetektoren in Frage. Auch hier ist eine hochgranulare Segmentierung im Bereich weniger Quadratzentimeter geplant.

- **Magnet und Kryostat**

Ein supraleitender Solenoid soll f#ur ein Magnetfeld zwischen 3 und 4 Tesla sorgen. Die R#uckf#uhrung des Feldes soll mittels eines Eisenjochs geschehen.

⁶Fine Pixel Charge Coupled Device

- **Myonsystem**

Das Myondetektorsystem bildet die äußerste Subdetektorkomponente und wird innerhalb der Eisensegmente, aus denen das Joch zusammengesetzt ist, untergebracht.

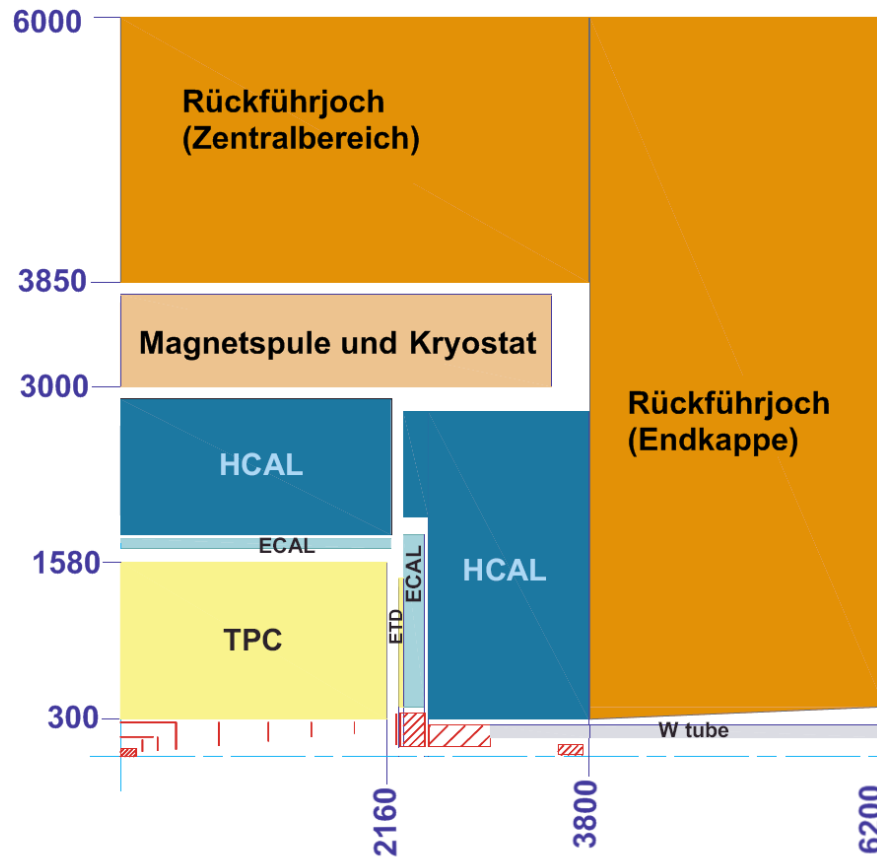


Abbildung 1.6: Schnittzeichnung des Large Detector Concepts. Alle Angaben in mm [3]

2 Grundlagen

2.1 Wechselwirkung von Teilchenstrahlung mit Materie

Bei ihrem Durchgang durch Materie können Teilchen ihre kinetische Energie durch Anregung von gebundenen Elektronen oder Ionisation verlieren. Atome, deren Elektronen auf ein höheres Energieniveau angeregt wurden, geben diese Anregungsenergie wieder durch ein niederenergetisches Photon ab. Von größerer Bedeutung für den Betrieb von Gasedektoren sind allerdings Streuprozesse, bei denen soviel Energie auf das Hüllenelektron übertragen wird, dass es den Atomverband verlässt und ein Elektron-Ion-Paar gebildet wird.

2.1.1 Wechselwirkung schwerer geladener Teilchen

Für schwere geladene Teilchen lässt sich der Energieverlust dE pro Wegstreckenelement dx , den das Teilchen durch Ionisation und Anregung im Absorbermaterial erleidet, durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (5)$$

Der mittlere Energieverlust ist demnach von den Eigenschaften des Absorbermaterials und den kinematischen Eigenschaften des einfallenden Teilchens abhängig:

Z	Ladungszahl des Absorbers
A	Atomgewicht
z	Ladung des einfallenden Teilchens
I	Ionisationskonstante des jeweiligen Materials
v	Geschwindigkeit des Teilchens $v = \beta c$
z	Ladung des Teilchens
r_e	klassischer Elektronenradius
m_e	Elektronenmasse
N_A	Avogadrozahl
δ	Parameter, der den Dichte Effekt berücksichtigt.
γ	Lorentz Faktor $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$

Die Kurve des Energieverlusts als Funktion des Impulses ist dabei gekennzeichnet durch ein breites Minimum. Bis zu einem Wert von $\beta\gamma = p/m = 3,0$ fällt

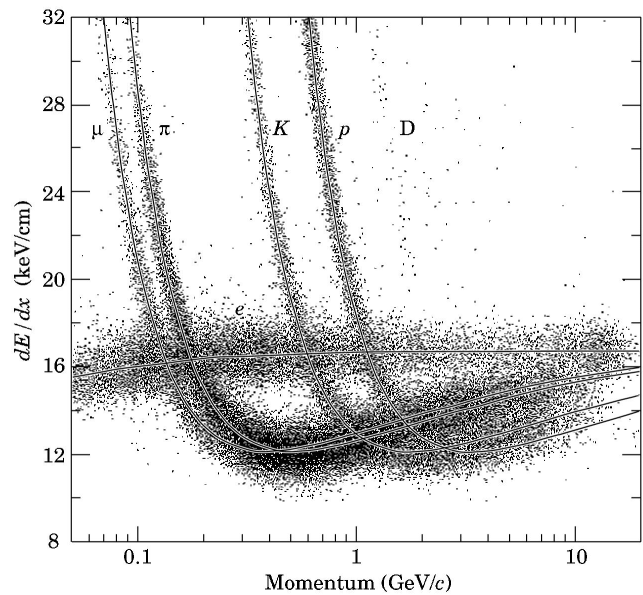


Abbildung 2.1: Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx mit der PEP4/9 TPC in einem Ar/CH₄ 80/20 Gasmisch bei einem Druck von 8.5 atm [4]

dE/dx mit $1/\beta^2$. Teilchen mit einem Impuls, die sich in einem Bereich zwischen $3,0 \beta\gamma$ und $3,5 \beta\gamma$ aufhalten, werden als minimal ionisierend bezeichnet. Bei höheren Energien steigt der Energieverlust wieder logarithmisch dominiert durch den relativistischen Anstieg.

Die Gleichung (5) gibt den mittleren Energieverlust eines Teilchens an. Für dünne Absorberschichten ist die Verteilung jedoch nicht gaussisch, sondern nimmt die Form einer verbreiterten Landauverteilung an (siehe Abbildung 2.2). Die Ausläufer zu hohen Energien werden dabei durch Stöße bei kleinem Stoßparameter und großen Energieüberträgen ("δ-Elektronen") verursacht.

2.1.2 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Für leichte geladene Teilchen, insbesondere Elektronen und Positronen, muss diese Formel modifiziert werden. Bei der Herleitung der Bethe-Bloch-Formel wurde von schweren Stoßpartnern ausgegangen, die bei einer Wechselwirkung mit den Elektronen des Absorbermaterials keine Ablenkung erfahren.

Bei Elektron-Elektron Streuung muss berücksichtigt werden, dass es sich nun gleichartige Teilchen handelt. Die quantenmechanische Ununterscheidbarkeit der Stoßpartner muss für eine korrekte Beschreibung nun mit in Betracht gezogen werden.

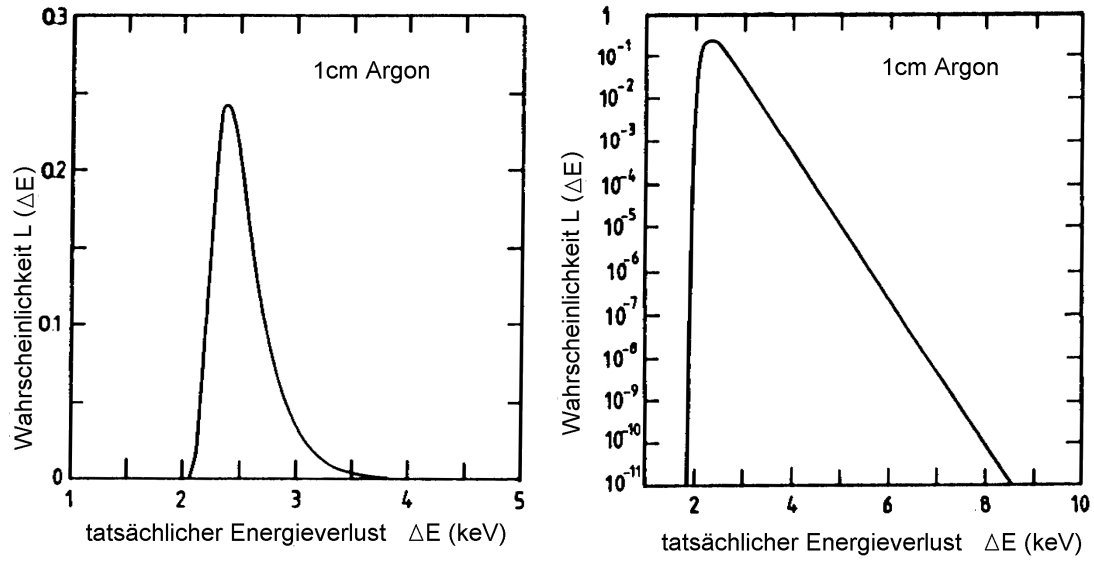


Abbildung 2.2: Landauverteilung für den Energieverlust von 250 MeV Elektronen in 1 cm gasförmigen Argon in linearer und halblogarithmischer Darstellung [5]

Der Energieverlust durch Ionisation für schnelle Elektronen ($\beta \cong 1$) hat oberhalb von 1 MeV die Form

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Ionisation}} = 4\alpha N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta} \left[\ln \left(\frac{2mv^2\gamma^2}{I} \right) - 1 \right] \quad (6)$$

Wegen der geringen Masse können hochenergetische Elektronen in Materie ihre Energie auch auf eine zweite Art verlieren, nämlich indem sie mit dem elektrischen Feld des Kerns streuen und dabei kinetische Energie in Form von Bremsstrahlung verlieren. Diese Art des Energieverlusts ist direkt proportional zur Energie des Elektrons.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Bremsstrahlung}} = 4\alpha N_a \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad (7)$$

2.2 Ionisationsausbeute

Der mittlere Energieverlust durch Ionisation und Anregung wird in eine Anzahl geladener Elektron-Ion-Paare entlang der Teilchenbahn umgesetzt. Die Gesamtzahl der auf diesem Weg ionisierten Atome ist die Summe aus Primär- und Sekundärionisation. Ionen, die durch den Energieübertrag des Teilchendurchgangs selbst erzeugt wurden, zählen zur Primärionisation. Dabei können sogenannte Knock-on-Elektronen erzeugt werden, die genug Energie besitzen, um selbst weitere Atome zu ionisieren. Dieser Prozess wird als Sekundärionisation bezeichnet. Die mittlere Energie, die für die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paars benötigt wird, wird als W-Wert bezeichnet. Wie Tabelle 2.1 zeigt, liegt der W-Wert höher als die mittlere Ionisationsenergie, da diese Größe auch den Energieübertrag an die übrigen Schalenelektronen des Absorbers berücksichtigt.

Gas	$\rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]$	$E_{\text{ex}} [\text{eV}]$	$E_i [\text{eV}]$	$W_i [\text{eV}]$	$\frac{dE}{dx} \left[\frac{\text{keV}}{\text{cm}} \right]$	$n_p \left[\frac{1}{\text{cm}} \right]$	$n_t \left[\frac{1}{\text{cm}} \right]$
H_2	$8,38 \cdot 10^{-5}$	10,8	15,9	37	0,34	5.2	9.2
He	$1,66 \cdot 10^{-4}$	19,8	24,5	41	0,32	5.9	7.8
N_2	$1,17 \cdot 10^{-3}$	8,1	16,7	35	1,96	10.0	56
O_2	$1,33 \cdot 10^{-3}$	7,9	12,8	31	2,26	22.0	73
Ne	$8,39 \cdot 10^{-4}$	16,6	21,5	36	1,41	12.0	39
Ar	$1,66 \cdot 10^{-3}$	11,6	15,7	26	2,44	29.4	94
Kr	$3,49 \cdot 10^{-3}$	10,0	13,9	24	4,60	22.0	192
Xe	$5,49 \cdot 10^{-4}$	8,4	12,1	22	6,76	44.0	307
CO_2	$1,86 \cdot 10^{-3}$	5,2	13,7	33	3,01	34.0	91

Tabelle 2.1: Eigenschaften verschiedener Gase. Dichte ρ , minimale Anregungsenergie E_{ex} , minimale Energie zur Ionisation E_i , mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares W_i , minimaler Energieverlust dE/dx , Anzahl der pro cm Wegstrecke erzeugten primären Ionen n_p , Gesamtanzahl der pro cm erzeugten Ionen n_t

Der W-Wert ist für relativistische Teilchengeschwindigkeiten konstant und liegt in Gasen bei ca. 30 eV.

Die Gesamtanzahl der freigesetzten Ionen n_t ist proportional zum Energieverlust ΔE im Material

$$n_t = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (8)$$

Dabei ist die Anzahl der primär erzeugten Elektronen-Ion-Paaren im Mittel 2 bis 7 mal kleiner als die Anzahl der insgesamt erzeugten Elektron-Ion-Paaren.

2.3 Diffusion und Drift in Gasen

Die Kinematik von geladenen Teilchen in einer Driftkammer ist bestimmt durch zwei fundamentale Prozesse:

Dem durch das elektrische Feld gerichtete Drift und der ungerichteten thermischen Diffusion im Gas. Beide Prozesse sollen hier mit den Mitteln der klassischen Gastheorie betrachtet werden.

2.3.1 Diffusion

In Abwesenheit eines elektrischen oder magnetischen Feldes verlieren Elektronen und Ionen nach ihrer Entstehung schnell Energie durch Vielfachstreuung mit den Gasatomen. Dieser Energieverlust hält an, bis sich die Ladungsträger im thermischen Gleichgewicht mit den umgebenden Gasmolekülen befinden. In diesem thermalisierten Zustand ist die Geschwindigkeitsverteilung durch die Maxwell-Boltzman-Verteilung gegeben. Für die mittlere Diffusionsgeschwindigkeit gilt dann

$$\langle v \rangle_{\text{Diff}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (9)$$

Die Diffusionsgeschwindigkeit wird demnach durch die Temperatur T , die Masse m des Ladungsträgers und die Boltzmannkonstante k bestimmt. Aufgrund dieser Bewegung wird die ursprüngliche Verteilung aus freien Ladungsträgern ρ gaussförmig um ihren Entstehungspunkt $r = 0$ verschmiert.

$$\nabla \rho = \left(\frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \right)^3 \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) \quad (10)$$

Dabei ist N_0 die Gesamtanzahl der Ladungsträger und D der Diffusionskoeffizient. Als Einheit wird $\frac{\text{mm}^2}{\mu\text{s}}$ verwendet. Der mittlere Abstand $\sigma_r(t)$, den ein Ladungsträger nach der Zeit t von seinem Entstehungspunkt zurückgelegt hat, ist dann gegeben durch:

$$\sigma_r(t) = \sqrt{6Dt} \quad (11)$$

Diese Volumendiffusion entspricht in der 2-dimensionalen Projektion einer lineare Diffusion $\sigma_x(t)$:

$$\sigma_x(t) = \sqrt{2Dt} \quad (12)$$

Der Diffusionskoeffizient selbst wiederum ist eine Funktion der mittleren Diffusionsgeschwindigkeit $\langle v \rangle_{\text{Diff}}$ und der mittleren freien Weglänge λ :

$$D = \frac{1}{3} v \lambda \quad (13)$$

Nach der klassischen kinetischen Gastheorie lässt sich der Diffusionskoeffizient durch fundamentale Parameter wie Wirkungsquerschnitt σ_0 , Gasdruck p und Temperatur T ausdrücken:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \quad (14)$$

2.3.2 Drift

Die durch den Ionisationsprozess separierten Ionen bzw. Elektronen werden im elektrischen Feld \vec{E} entsprechend ihrer Ladung beschleunigt. Die in Abschnitt 2.3.1 beschriebene, statistisch ungeordnete Diffusionsbewegung wird durch eine Driftbewegung in Feldrichtung überlagert. Durch Stöße mit den Gasmolekülen erfahren die Ladungsträger allerdings einen Energieverlust, welcher die maximale erreichbare Geschwindigkeit limitiert.

Mit dem auf Normalbedingungen normierten Druck $\frac{p_0}{p}$, ergibt sich die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} eines geladenen Teilchens gemäß:

$$\vec{v}_{\text{Drift}} = \mu(E) \cdot \vec{E} \cdot \frac{p_0}{p} \quad (15)$$

Die energieabhängige Ladungsträgerbeweglichkeit $\mu(E)$ des Teilchens im Gas ist abhängig von der mittleren freien Weglänge λ , die es zwischen zwei Stößen zurücklegen kann, denn während der mittleren freien Flugdauer $\tau(E)$ kann das Elektron mit $\vec{a} = e\vec{E}/m_e$ in Feldrichtung beschleunigen. Für die gerichtete Geschwindigkeit, die das Teilchen erreichen kann, gilt $\vec{v}_{\text{Drift}} = \vec{a}\tau$ und es folgt:

$$\vec{v}_{\text{Drift}} = \frac{e\vec{E}}{m_e} \tau(E) \quad (16)$$

Die mittlere freie Weglänge selbst ist abhängig von der Wahrscheinlichkeit für das Elektron, pro Wegstrecke auf ein Gasatom zu treffen und damit vom Wirkungsquerschnitt $\lambda \approx 1/\sigma$.

Speziell bei der Betrachtung von Elektronen kommt hier der Ramsauereffekt zum Tragen. Durch ihn erfährt der Wirkungsquerschnitt zwischen Elektron und Gas ein Minimum bei ca. 0,3 eV. Bei diesen Energien liegt die deBroglie-Wellenlänge des Elektrons in der Größenordnung des mittleren Abstands der Gasatome. Im Wellenbild des Elektrons erhöht dies dessen Transmissionsfähigkeit im Gas und verringert so den Wirkungsquerschnitt.

Dieser Effekt macht sich durch ein lokales Maximum der Driftgeschwindigkeiten für niedrige Feldstärken bemerkbar (siehe Abbildung 2.3).

Für Ionen hingegen spielt der Ramsauereffekt bei den betrachteten Feldstärken

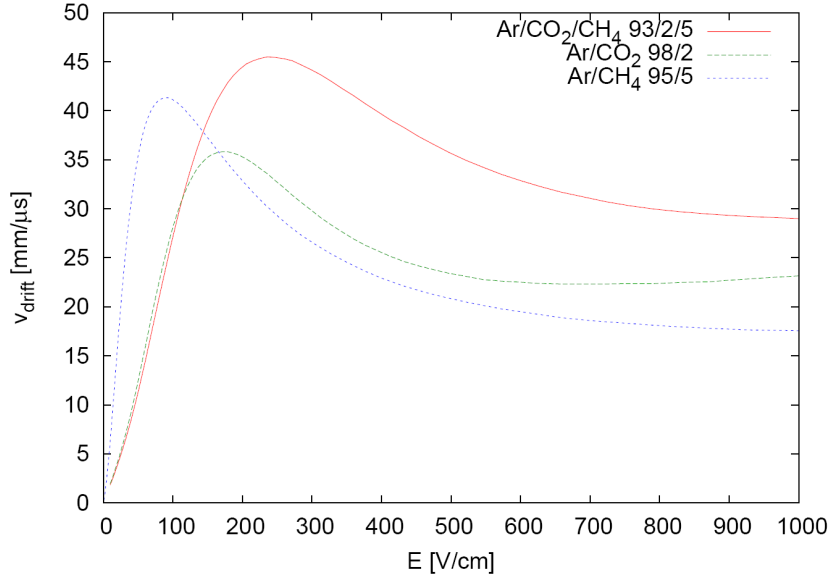


Abbildung 2.3: Driftgeschwindigkeit von Elektronen in verschiedenen Gasmischungen als Funktion der elektrischen Feldstärke [6]

aufgrund ihrer um den Faktor 10^4 höheren Masse keine Rolle.

Die Mobilität bleibt über einen weiten Bereich konstant, wodurch ihre Driftgeschwindigkeit linear mit dem Feld steigt. Diese bleibt aber aufgrund ihrer höheren Masse ebenfalls um vier Größenordnungen unterhalb der der Elektronen [5].

2.3.3 Diffusion im elektrischen Feld

Im gerichteten elektrischen Feld erreichen Elektronen in der longitudinalen Richtung des Driftfeldes höhere kinetische Energien als in transversaler. Dies hat direkten Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt und somit auf den Diffusionskoeffizienten. Von einem isotropen Diffusionsverhalten kann nicht mehr ausgegangen werden. Vielmehr muss bei der Betrachtung des Diffusionsverhalten zwischen longitudinaler Diffusion D_L und transversaler Diffusion D_T unterschieden werden. Die Formel für die Ladungsverteilung muss entsprechend modifiziert werden:

$$\nabla\rho = \left(\frac{N_0}{\sqrt{4\pi D_T t}}\right)^2 \cdot \frac{N_0}{\sqrt{4\pi D_L t}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4D_T t} - \frac{(z - v_{\text{Drift}}t)^2}{4D_L t}\right) \quad (17)$$

In Abbildung 2.4 zeigt eine Simulation das Diffusionsverhalten zweier üblicher Füllgase. Insbesondere für Ar-CO₂-CH₄ zeigt sich eine ausgeprägte Richtungsabhängigkeit.

Der Diffusionskoeffizient hat in diesen Plots die Einheit $\frac{\text{cm}}{\sqrt{\mu\text{m}}}$. Die hierbei benutzte Definition der Diffusionskonstanten gibt die Breite der Ladungsverteilung nach

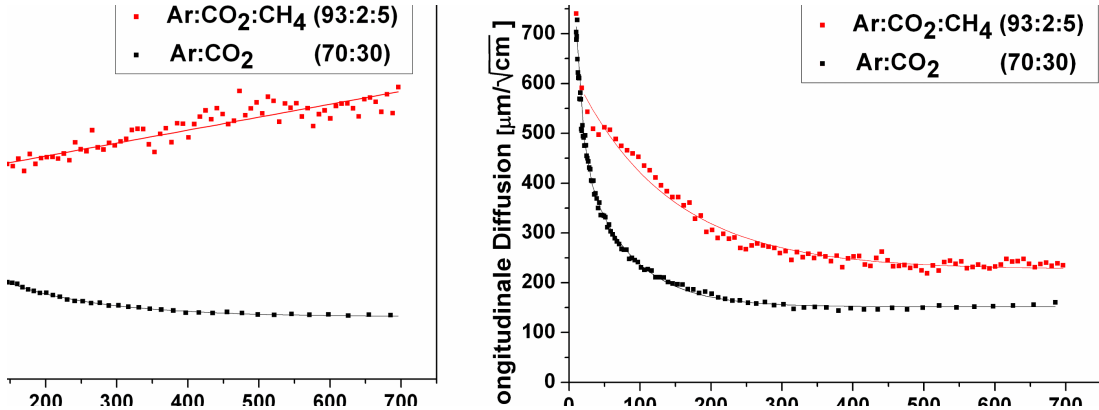


Abbildung 2.4: Magboltz-Simulation der verbreiterung von Ladungswolken in transversaler Richtung a) und in longitudinaler Richtung b) von Ar-CO₂-Mischung und Ar-CO₂-CH₄-Mischung [7]

der Wurzel aus zurückgelegter Driftdistanz an.

$$\sigma = D' \sqrt{x} \tag{18}$$

Die Umrechnung von D nach D' erfolgt durch:

$$D' = \sqrt{\frac{2D}{v_{\text{Drift}}}} \tag{19}$$

2.4 Sekundäre kosmische Strahlung

Um die Leistungsfähigkeit einer Detektorkomponente realitätsnah testen zu können, werden Quellen hochenergetischer Strahlung benötigt. Dafür kommen sowohl Beschleuniger als auch radioaktive Präparate in Frage. Die wohl am einfachsten zugängliche Quelle bildet jedoch die natürlich auftretende sekundäre kosmische Strahlung.

Durch Wechselwirkung mit den oberen Atmosphärenschichten startet die primäre kosmische Strahlung hadronische und elektromagnetische Kaskaden, die auf Meeressniveau als Schauer niedergehen. Mit ca. 85 % stellen Protonen den Hauptanteil der geladenen Komponenten der primären kosmischen Strahlung.

Trifft ein solches primäres Proton auf die oberen Schichten der Erdatmosphäre, findet eine Proton-Kern-Wechselwirkung statt. Bei hochenergetischen Protonen ($E_p > 10$ GeV) geschieht diese Wechselwirkung mit einzelnen Nukleonen des Kerns. Durch Mehrfachstreuung am Kern entstehen vorwiegend Pionen, gefolgt von Kaonen und Antinukleonen. Diese Reaktionsprodukte sorgen nun zusammen mit den primären Teilchen für weitere hadronische Wechselwirkungen.

Dieser Prozess endet, sobald die Energie eines einzelnen Teilchens unter die notwendige Energie für Mehrfach-Pionenerzeugung von 1 GeV fällt. Eine weitere Kaskadisierung tritt durch den Zerfall der Schauerkomponenten, vor allem der kurzlebigen Pionen, ein. Durch den Zerfallskanal

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (20)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu \quad (21)$$

verringert sich der Anteil an Pionen im Schauer hin zum Meeresniveau beständig, während der Anteil von Myonen auf ca. 80 % ansteigt. Des weiteren können aus dem Zerfall

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (22)$$

hochenergetische Photonen entstehen. Durch wechselseitige e^+e^- -Paarbildung und Abgabe weiterer hochenergetischer Photonen durch Bremsstrahlung kommt es zur Entstehung einer weiteren, elektromagnetischen Schauerkomponente.

Durch ihrem hohen Anteil minimal ionisierender Myonen eignet sich die kosmische Strahlung zwar für erste Funktionstests der Kammer. Bei einem Fluss von einem Myon pro cm^2 und Minute werden allerdings nur (unbefriedigend) niedrige Raten erzielt.

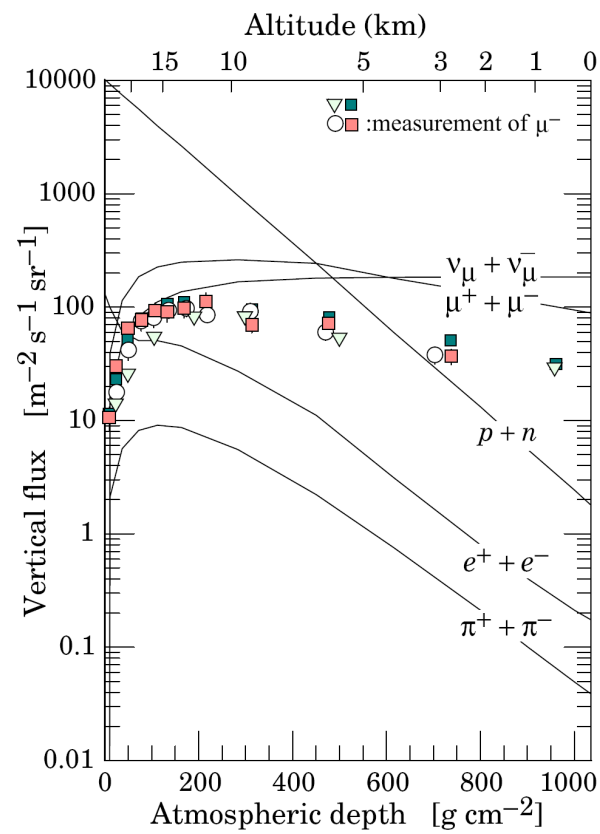


Abbildung 2.5: Vertikaler Fluss sekundärer kosmischer Strahlung mit $E > 1\text{GeV}$ als Funktion der Höhe über Meeresniveau [8]

3 Das Funktionsprinzip einer TPC

Zwei der derzeit in der Entwicklung befindlichen Detektorkonzepte für den ILC untersuchen eine Zeitprojektionskammer als Hauptspursystem.

Dieser 1974 von D.R.Nygren vorgestellte Gasetektortyp zeichnet sich durch seine Fähigkeit aus, große Spurdichten geladener Teilchen mit hoher Nachweiseffizienz detektieren zu können. Der Materialbedarf einer TPC ist verglichen mit anderen Gasetektoren wie Proportionalitätszählrohren extrem gering. Im eigentlichen Nachweisvolumen sind diese nahezu materialfrei (außer dem Zählgas) und repräsentieren damit das Optimum hinsichtlich Minimalisierung von Mehrfachstreuung und Photonenkonversionen [5].

Ein zusätzlicher Vorteil bietet die Möglichkeit, in diesem Detektor durch dE/dx -Messungen Teilchenidentifikation vorzunehmen (Abbildung 2.1).

3.1 Spurrekonstruktion durch Zeitprojektion

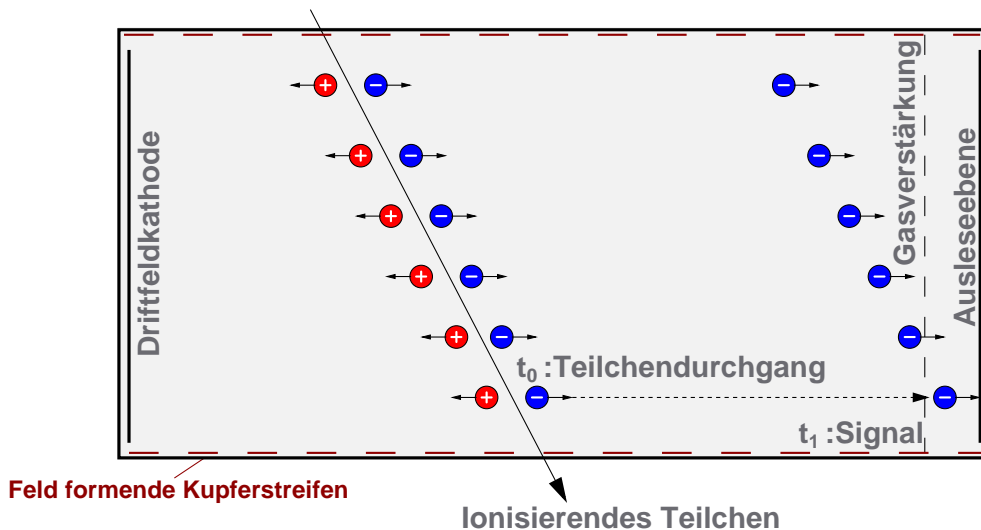


Abbildung 3.1: Funktionsweise einer Zeitprojektionskammer.

In einer Zeitprojektionskammer werden ionisierende Teilchen indirekt durch Messung der Spur, die sie in einem Gasvolumen hinterlassen, nachgewiesen. Eine

solche Kammer besteht, wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, im wesentlichen aus einem großen gasgefüllten, zylindrischen Driftvolumen.

Ein geladenes Teilchen, welches diese Kammer passiert, verliert Energie gemäß der Bethe-Bloch-Formel. Dabei hinterläßt es eine Spur aus Elektron-Ionenpaaren. Ein Feldkäfig, der die Kammer umgibt, sorgt für ein homogenes elektrisches Feld im Driftvolumen. Elektronen aus der primären Ionisation driften von der Driftfeldkathode in Richtung der Anode.

Auf diese Weise werden die Primärelektronen der Ladungsspur auf die Gasverstärkungsstrukturen an der Anodenseite projiziert. Diese haben die Aufgabe, die eintreffenden Primärelektronen so stark zu vervielfältigen, dass genug Ladung für die Auslese erzeugt wird. Die Auslese erfolgt dann an der Stirnfläche befindliche, ladungsempfindliche Pads.

Um die dritte räumliche Komponente rekonstruieren zu können, wird die Driftzeit der Elektronen im Driftvolumen herangezogen. Dazu muss eine Zeitmessung gestartet werden, sobald ein geladenes Teilchen die Kammer zum Zeitpunkt t_0 durchquert und dabei eine Spur aus Ladungsträgern hinterläßt. Das Stoppsignal dieser Messung muss durch die Auslese zum Zeitpunkt t_{text1} erfolgen wenn diese Ladungsspur in der Auslese erfaßt wird.

Unter der Annahme, dass die Primärelektronen mit einer konstanten Geschwindigkeit v_{Drift} durch das Volumen driften, kann nach

$$d_{Drift} = v_{Drift} \cdot (t_1 - t_0) \tag{23}$$

die Driftstrecke d_{Drift} der Primärelektronen bestimmt werden.

Das Verhalten aufgrund von Drift und Diffusion muss verstanden werden, genauso wie die Beeinflussung der Primärelektronenbahn durch Inhomogenitäten des elektrischen und magnetischen Feldes. Nicht zuletzt müssen auch die Feldverzerrungen durch rückdriftende Ionen aus der Primärwechselwirkung und den Gasverstärkungsstrukturen berücksichtigt werden.

3.2 Gasverstärkung

Werden die im primären Ionisationsprozess erzeugten Elektronen stark genug beschleunigt, können sie genug Energie aus dem E-Feld gewinnen, um ihrerseits weitere Gasatome zu ionisieren.

Diese sekundären Elektronen können wiederum zur Erzeugung weiterer Ladungsträger beitragen. In genügend starken Feldgradienten kann dies zu einer lawinenartigen Vervielfältigung eines einzelnen Elektrons führen. Ausschlaggebend für die Anzahl der pro Wegstrecke erzeugten Ladungsträger ist zum einen das lokal vorherrschende Feld, zum anderen das verwendete Gas.

Gasdetektoren wie Zeitprojektionskammern nutzen diesen Effekt zur Signalverstärkung. In Abbildung 3.2 sind die Arbeitsbereiche verschiedener Gasdetektoren

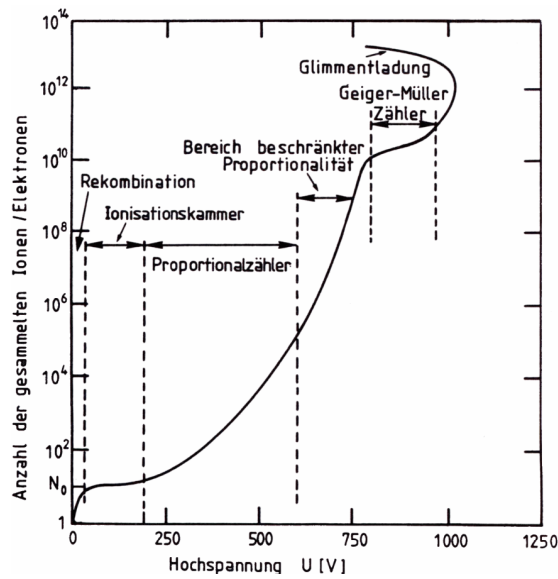


Abbildung 3.2: Kennzeichnung der Arbeitsgebiete von Gasdetektoren [5]

zusammengefaßt.

3.2.1 Vieldraht-Proportionalitätszähler

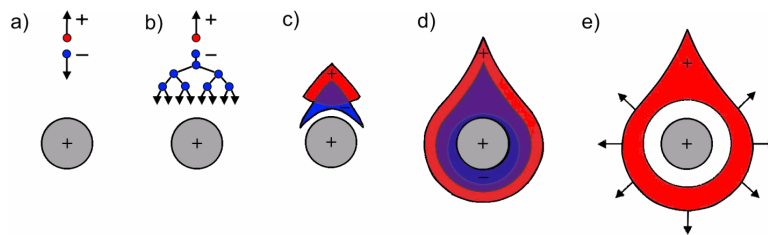


Abbildung 3.3: Zeitliche und räumliche Entwicklung einer Elektronenlavine [9]

Konventionellerweise werden Vieldraht-Proportionalitätszähler (MWPC)⁷ für die Gasverstärkung in TPCs eingesetzt.

Dabei handelt sich um eine ebene Lage aus Drähten, die im Abstand von wenigen Millimetern oberhalb der Auslese pads eingespannt werden.

An diese Anodendrähte wird ein hohes positives Potential zwischen 1000 und 2000 Volt angelegt. Ein Elektron aus dem primären Ionisationsprozess kann in einem solchen zylindrischen elektrischem Feld genug kinetische Energie zur

⁷Multi-Wire Proportional Chamber

Ionisation des Zählgases aufnehmen. Eine Kette solcher Prozesse führt zu einer lawinartigen Verstärkung von Elektronen und Ionen.

Zur Verbesserung der Feldqualität werden für gewöhnlich alternierend mit den Anodendrähten zusätzliche Potentialdrähte eingezogen (Abbildung 3.7).

Mit einer solchen Drahtebene sind Gasverstärkungsfaktoren der Größenordnung 10^4 möglich. Während die erzeugten Primärelektronen zum Draht wandern, breitet sich die Ionenwolke weiter zur Ausleseebene aus, wo sie ein positives Signal in die Elektroden induzieren. Um die Homogenität des darüber liegenden Driftfelds zu erhalten, wird eine weitere Ebene aus Kathodendrähten eingezogen, wodurch das Feld der Anodenebene vom Driftfeld abgeschirmt wird.

3.2.2 Gas Electron Multipliers

Gas Elektron Multipliers (GEMs) wurden 1996 von F.Sauli [11] als alternative Methode zu MWPCs für die Gasverstärkung vorgestellt. Es handelt sich dabei um eine dünne Folie, die beidseitig mit einer Metallschicht bedampft wird. In diese Folie wird ein regelmäßiges Muster aus Löchern mit Abständen und Durchmesser in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$ eingeätzt.

Im Betrieb werden zwischen der oberen und unteren Elektrode eine Potentialdifferenz von einigen hundert Volt angelegt. Auf diese Weise wird in den GEM-Löchern ein elektrisches Feld von bis zu 80kV/cm erzeugt.

In Abbildung 3.4 ist schematisch dargestellt wie Elektronen in den GEM Löchern gesammelt werden. Durch das starke Feld unterliegen sie dort der Gasverstärkung. Anschließend werden die vervielfachten Elektronen in das darunter liegende Gasvolumen extrahiert. Hier können sie entweder auf eine weitere GEM treffen, um weiter verstärkt zu werden, oder durch die Auslese detektiert werden.

Die Gasverstärkung einer einzelnen GEM bewegt sich dabei je nach angelegter Spannung in der Größenordnung von 10^2 . GEMs bieten den Vorteil gegenüber Proportionalitätszählröhren, dass die Gasverstärkung durch den Einsatz mehrerer Lagen gesteigert werden kann.

3.2.3 GEM-Stapel

Um eine für die Detektion in der Auslese ausreichende Gasverstärkung gewährleisten zu können, reicht die Verstärkung einer einzigen GEM nicht aus. Mehrere GEMs können allerdings zu einem Stapel zusammengefasst werden. Wie Abbildung 3.5 zeigt, ermöglicht dies eine Vervielfachung der Verstärkung um jeweils eine Größenordnung für jede zusätzliche GEM in einem Stapel.

Die Namenskonventionen für eine TPC mit Trippel-GEM-Auslese sind in Abbil-

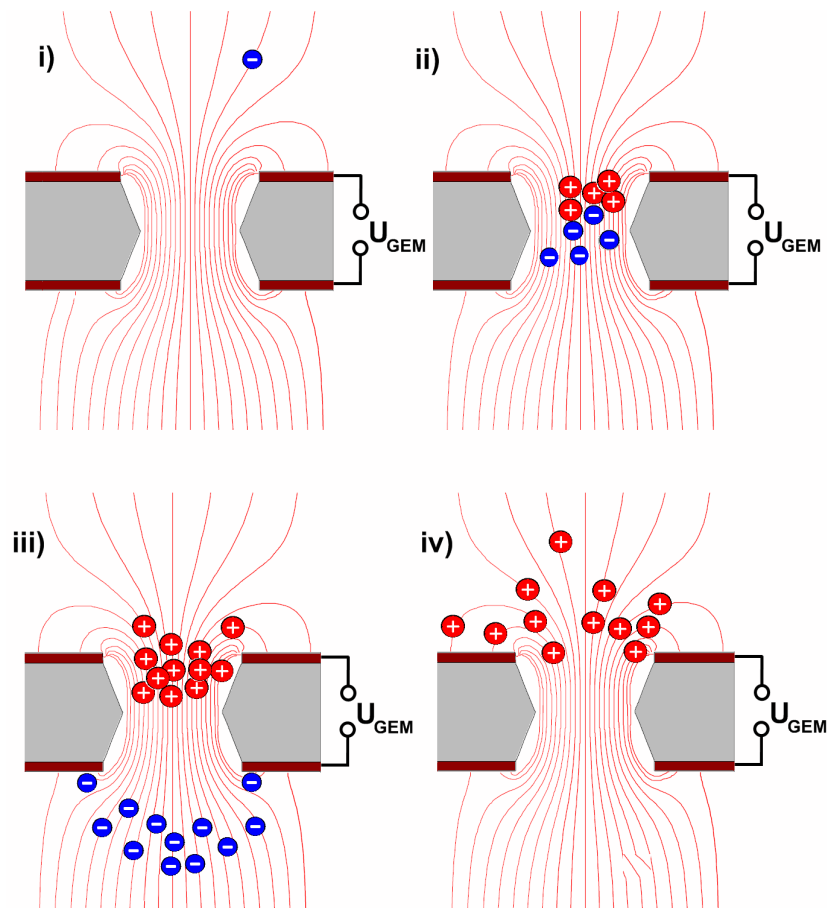


Abbildung 3.4: Skizze des Gasverstärkungsmechanismus in einem GEM-Loch.
 i) Sammlung eines Elektrons ii) Erzeugung von Elektron Ion-Paaren im Feld des Lochs. iii) Extraktion der vervielfachten Elektronen iv) Rückdriftende Ionen werden teilweise an der oberen Elektrode neutralisiert

dung 3.6 wiedergegeben. Diese Namenskonvention geht in der Nummerierung von der Driftrichtung der Elektronen aus.

Zwischen GEM1 und GEM2 befindet sich das erste Transferfeld, gefolgt von der zweiten GEM und dem zweiten Transferfeld. Die aus der dritten GEM extrahierten Elektronen gelangen in das Induktionsfeld, von dem aus sie das Signal in die Pads der Ausleseebene induzieren.

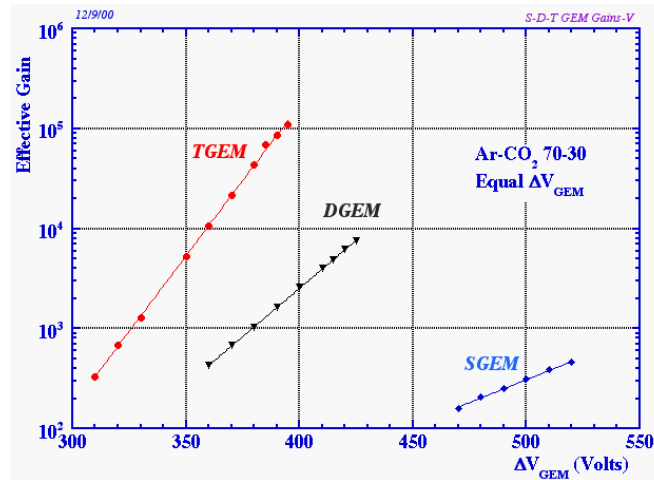


Abbildung 3.5: Veränderung der Gasverstärkung einer einzelnen GEM (SGEM) gegenüber einem Stapel aus zwei (DGEM) bzw. drei GEMs (TGM), für verschiedene GEM Spannungen ΔV_{GEM} [12].

3.2.4 Löschgase

Anregungsprozesse führen im Zählgas zur Entstehung niederenergetischer Photonen im Bereich von 10 eV. Diese UV-Quanten können zum einen unkontrolliert im Gasvolumen weitere Elektron-Ion-Paare erzeugen. Zum anderen sind sie in der Lage an den metallenen Innenwänden und Anodenflächen der Kammer freie Photoelektronen zu erzeugen.

Da diese delokalisierten Ladungsträger ebenfalls den Drift- und Gasverstärkungsmechanismen unterliegen wird der Detektorbetrieb gestört.

Um dies zu unterdrücken, wird dem Zählgas ein mehratomiges organisches Löschgas (engl: Quencher) beigemischt. Verwendung finden z. B. CO₂, Methan CH₄, Isobutan C₃H₈. Diese sind in der Lage, UV-Quanten im Wellenlängenbereich zwischen 100 bis 200 nm zu absorbieren. Ihr molekularer Aufbau ermöglicht es den Quencher gasen, Energie auch über ihre Rotations- und Schwingungsfreiheitsgrade aufzunehmen. Weitere Emissionsprozesse werden auf diese Weise unterdrückt.

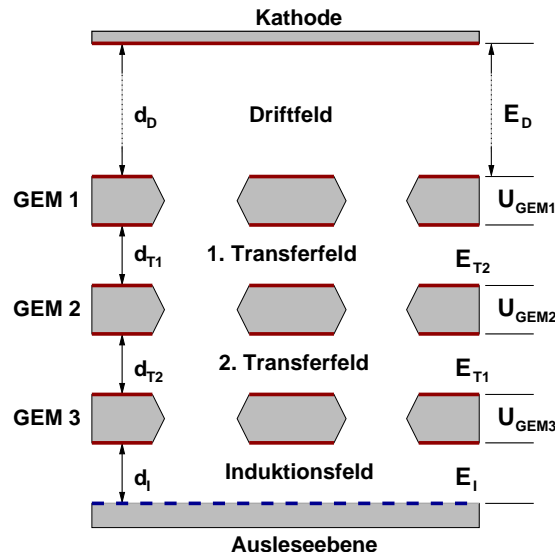


Abbildung 3.6: Namenskonventionen der Felder in einem Stapel aus drei GEMs

3.2.5 Ionenrückdrift

Während des Gasverärkungsprozesses in den GEM-Löchern werden in gleicher Anzahl Elektronen und Ionen erzeugt. Während die entstandenen Elektronen relativ schnell dem Driftvolumen entzogen werden, bilden die Ionen aufgrund ihrer geringen Beweglichkeit Raumladungen, die das Driftfeld verzerren können. Durch diesen Prozess der Ionenrückdrift wird die Feldhomogenität beeinträchtigt. Dies beeinflusst die Driftgeschwindigkeit und so schließlich die Spurrekonstruktion.

Ein Verfahren zur Unterdrückung dieser Rückdrift besteht darin, direkt über der Ausleseebene eine zusätzliche parallele Ebene aus Drähten aufzuspannen. Durch das "Active Gating" genannte Verfahren werden diese Drähte auf ein abwechselnd höher und niedrigeres, negativeres Potential gelegt. In diesem "geschlossenen" Zustand enden die Feldlinien auf den Gating-Drähten (siehe Abbildung 3.7). Rückdriftende Ionen können so vor dem Driftvolumen abgefangen werden.

Dies hat jedoch den Nachteil, dass die Kammer während dieses Vorgangs "blind" ist, da auch Primärelektronen aus dem Driftvolumen gestoppt werden. Das Gitter muss deshalb aktiv an und ab geschaltete werden.

Gas Elektron Multiplier bieten den Vorteil, die Ionenrückdrift intrinsisch zu unterdrücken. Wie Abbildung 3.4 zeigt, enden die Linien des Feldes teilweise auf der Kupferoberfläche der GEMs. Ein Teil der rückdriftenden Ionen werden so zur Oberfläche der GEMs geführt und dort vor dem Eintritt in das Driftfeld neutralisiert.

Durch Feldlinien, die an der Unterseite der GEMs enden, werden allerdings auch Elektronen der Ladungswolke entzogen, was zu einer Verminderung der Extraktionseffizienz führt.

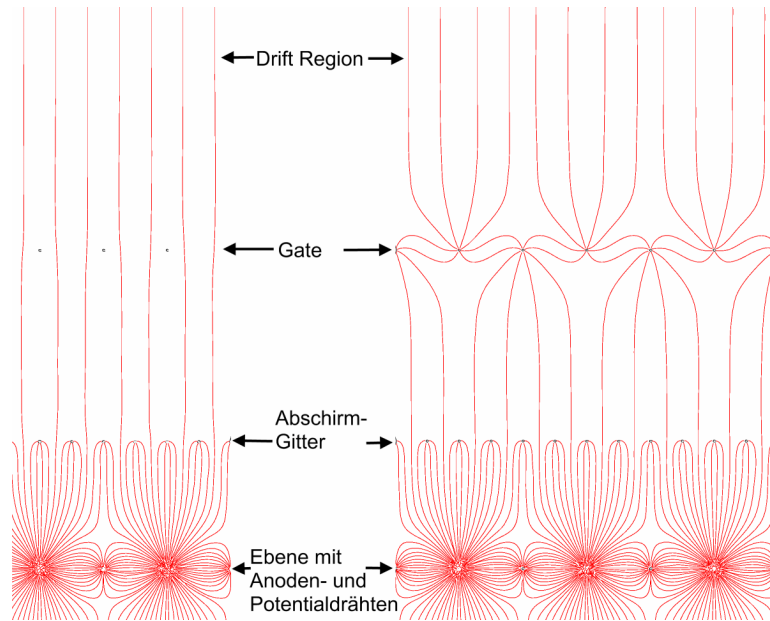


Abbildung 3.7: Elektrische Feldlinien einer Vielzahlrauslese. Ist das Gate geöffnet (a), so können Ionen bzw. Elektronen das Gate passieren. Im geschlossenen Zustand (b) wird das Rückdriften von Ionen in das Driftfeld verhindert. [6]

Eine entsprechende asymmetrische Feldkonfiguration ermöglicht es jedoch, die Ionenrückdrift zu minimieren und die Elektronenextraktion auf einem hohen Niveau zu behalten [14].

4 Die Chip-Auslese

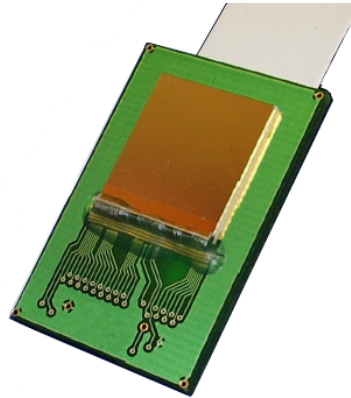


Abbildung 4.1: Foto des TimePix-ASIC verbunden mit der für die Auslese der Kammer konzipierten Trägerplatine.

Der TimePix-Chip wurde auf Basis des MediPix2 ASIC (engl. Application Specific Integrated Circuit) der MediPix-Kollaboration für das EUDET SiTPC Projekt entwickelt [15].

Beim MediPix2 handelt es sich um einen CMOS Pixelchip, der zur Auslese und Betrieb bildgebender Strahlungsdetektoren konzipiert wurde [16]. Dieser Chip ist dafür ausgelegt, mittels des FlipChip-Verfahrens mit einem Halbleiterdetektor verbunden zu werden (Abbildung 4.2).

Beim Durchgang eines hochenergetischen Teilchens durch die Verarmungszone des Sensors werden Ladungspulse erzeugt. Durch Löt Kügelchen (Bump-Bonds) ist der Detektor leitend mit den Bildzellen (Pixel) des Chips verbunden. Über diese Löt kontaktpunkte gelangen die Ladungspulse zur Auslese in die einzelnen Pixel des Chips. Jedes Pixel enthält individuell eine vollständige Verstärkungs- und Signalverarbeitungselektronik zur Auswertung dieser Ladungspulse. Ohne den Halbleiterdetektor liegen die Bondpads frei und bilden so eine für Ladungssignale sensitive hochgranulare Fläche. Dies gestattet es den Chip selbst, alternativ zu Kupferpads, für die Auslese von Gasverstärkungsstrukturen in einer Driftkammer zu verwenden.

In mehreren Studien (siehe: [18], [19], [20], [21], [22]) konnte bereits nachgewiesen werden, dass sich dieser ASIC tatsächlich dazu eignet, die Ladungspulse von Gasverstärkungsstrukturen wie GEMs oder Micromegas zu detektieren.

Wegen der vielversprechenden Ergebnisse dieser Studien wurde der eigens für die

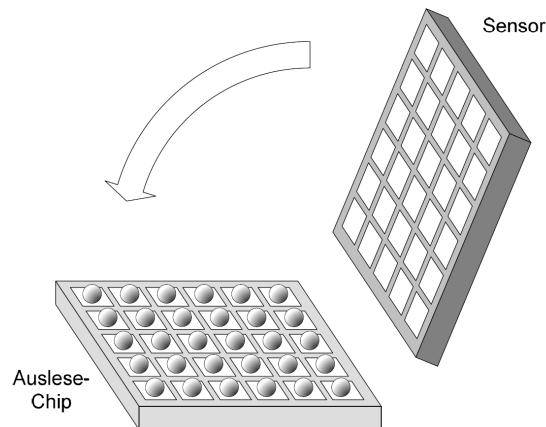


Abbildung 4.2: Der Auslesechip wird mit einem FlipChip genannten Verfahren über Löt Kügelchen mit dem Sensor verbunden. In dem hier vorgestellten Versuchsaufbau wird der Chip jedoch ohne einen solchen Sensor betrieben [17].

Auslese einer Zeitprojektionskammer konzipierte TimePix-Chip entwickelt, der eine Modifikation des MediPix2 darstellt.

Durch den Abgleich mit einem globalen Taktsignal kann dieser Chip, im Gegensatz zu seinem Vorgänger, eintreffenden Pulsen einen Zeitstempel geben. Dies eröffnet die Möglichkeit, Ankunftszeiten dieser Pulse zu bestimmen.

Der Timepix erfüllt damit eine zentrale Anforderung an die Auslese einer Zeitprojektionskammer. Ebenfalls durch Abgleich mit dem Chiptakt kann nach der Zeit-über-der-Schwelle- Methode die Ladungsmenge eines Pulses bestimmt werden.

4.1 Der TimePix-Chip

Der TimePix IC ist in zwei Hauptsektionen aufgeteilt (Abbildung 4.3). Der ladungsempfindliche Teil setzt sich aus einer Matrix von 256×256 quadratischen Pixeln mit einer Fläche von $55 \times 55 \mu\text{m}^2$ zusammen. Die Matrix deckt damit eine Grundfläche von ca. $14 \times 14 \text{ mm}^2$ ab, dies entspricht 87% seiner gesamten Oberfläche.

Die untere Sektion, auch Peripherie genannt, enthält das 256-Bit Fast-Shift-Register, die Bandgap Referenz Spannungsquelle für 13 Digital-Analog-Wandler sowie drei LVDS-Treiber und -Empfänger (LVDS = Low Voltage Differential Signal).

Über eine LVDS-Leitung werden die Matrix Lese-Schreiboperationen seriel abgewickelt. Mit der zweiten LVDS-Leitung wird die Steuerung mehrerer Chips mittels eines Tokensystems realisiert. Die dritte überträgt das externe Taktsignal

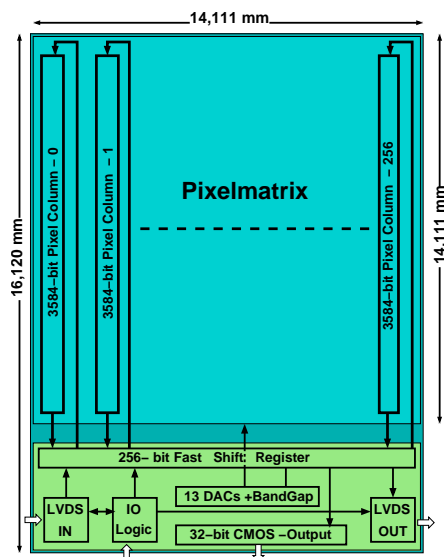


Abbildung 4.3: Layout des TimePix. In der Pixelmatrix ist schematisch dargestellt, wie die Pixelregister für Lese-Schreiboperationen verschaltet werden [15].

des Chips. Der Chip kann so mit einer Frequenz von bis zu 100 MHz betrieben werden. Alternativ ist auch die Auslese über eine 32-Bit CMOS Schnittstelle möglich.

Am unteren Rand der Peripherie befinden sich 127 Kontaktpunkte. Über diese Metallflächen können mit feinen Drähten von wenigen 10 μm Durchmesser leitende Verbindungen zur Trägerplatine erstellt werden, indem mittels Ultraschall Mikroschweißverbindungen (Wire-Bonding) hergestellt werden .

4.2 Die Pixelzelle

Jedes der Pixel ist über seinen Vorverstärkereingang mit dem oktogonalen "Bumpbondpad" an der ansonsten passivierten Oberfläche des Chips verbunden (Abbildung 4.4). Über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker wird ein zu der eingegangenen Ladungsmenge proportionaler Spannungspuls erzeugt.

Im Diskriminator wird dieser mit einer Chip weit, konstanten Spannungsschwelle verglichen und ein Ausgabesignal generiert, welches in seiner Dauer der Zeit über der Schwelle entspricht. Eine Logikeinheit im digitalen Teil der Pixelzelle synchronisiert dieses mit dem Taktsignal des Chips und erhöht das Zählregister des Pixels entsprechend einem der vier vorher eingestellten Modi (siehe Abschnitt 4.2.3).

Durch Verwendung eines externen Pulsers kann jede Pixelzelle mit analogen Span-

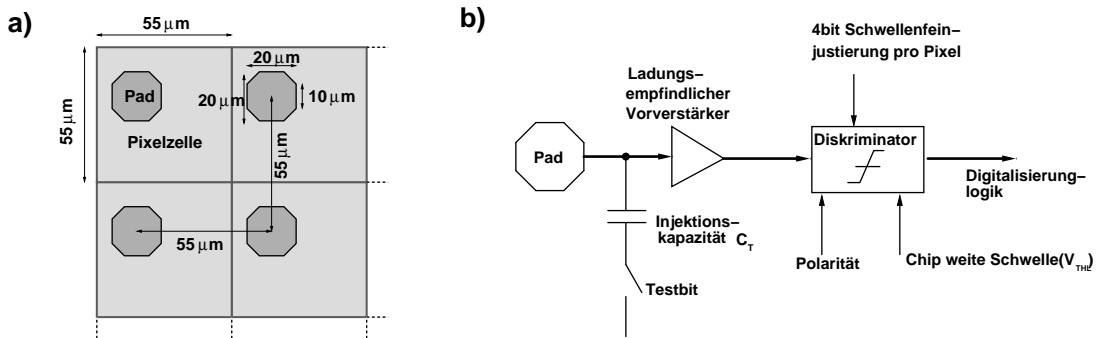


Abbildung 4.4: a) Schema der Geometrie des Pixels und der Bond Pads.
b) Analogteil der Pixelzelle eines TimePix [24]

nungspulsen getestet werden. Durch eine globale Injektionsleitung können Pulse definierter Höhe in eine $8\ \text{fF}$ Injektionskapazität C_T am Vorverstärkereingang eingekoppelt werden.

Eine Transistorschaltung erlaubt es diese Kapazität selektiv durch ein Testbit an- oder abzuschalten.

4.2.1 Der Vorverstärker

Ein als Integrator betriebener invertierender Operationsverstärker bildet die zentrale Baugruppe des Vorverstärkers. Seine Ausgangsspannung wird dabei über eine $8\ \text{fF}$ Kapazität C_f auf den invertierenden Eingang zurückgekoppelt.

Prinzipiell ist die Vorverstärkerschaltung zudem in der Lage, auftretende Leckströme I_{Leck} zu kompensieren, wie sie in einem Halbleiterdetektor auftreten können. Die Kompensation dieser Ströme wurde hier durch die Kruppenacher-Schaltung realisiert [23]. Der Drain-Ausgang des M1b Transistors im Differentiellen Paar kontrolliert das Gate eines N-Kanal MOS-Transistors M2. Dieser hat die Aufgabe, auftretende Offsetspannungen am Eingang des Verstärkers abzuleiten.

Gelangt eine Signalladung Q an den Verstärkereingang, so wird sie zunächst auf dieser Integrationskapazität gesammelt. Die resultierende Spannungsdifferenz wird in einen Signalverlauf am Ausgang des Vorverstärkers umgesetzt. Mit einer kurzen ansteigenden Flanke und einer langgestreckten abfallenden Flanke gleicht dieses Ausgabesignal einem asymmetrischen Dreieckssignal (Abbildung 4.7). Ein typischer Ladungspuls von 1000 Elektronen wird so bei einem Rückkopplungsstrom I_{Krum} von $20\ \text{nA}$ in eine Spannungsspitze von $18\ \text{mV}$ am Verstärkerausgang umgesetzt [15].

Die Rückkopplungsstromquelle $I_{Krum}/2$ (Abbildung 4.5) erzeugt einen konstanten Rückkoppelstrom, der die Kapazität C_f entlädt. Diese Stromquelle kann ex-

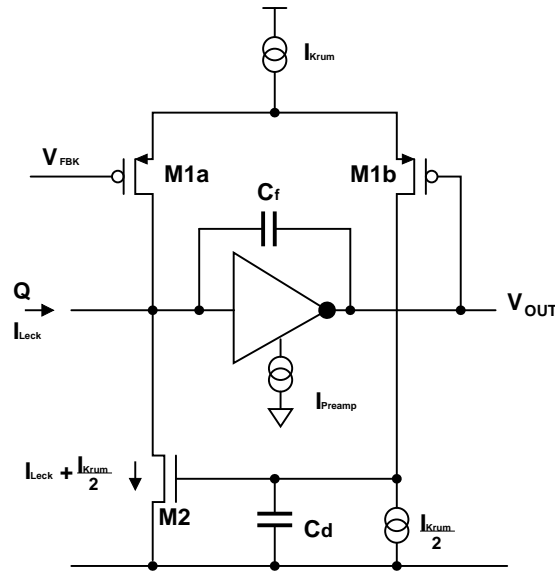


Abbildung 4.5: Blockschaltbild des ladungsempfindlichen Vorverstärkers [24]

tern eingestellt werden und ermöglicht so eine Kontrolle der Zeitdauer, die das Ausgabesignal benötigt, um auf den Ausgangspotential zurückzufallen.

Mit der variablen Gatespannungsquelle V_{FBK} am M1a Transistors kann die Transkonduktanz und damit der Rückkopplungswiderstand $R_f = 1/g_{m1}$ im Rückkopplungszweig kontrolliert werden. Dies erlaubt es, den Offset der Ausgangsspannung V_{out} einzustellen und so den dynamischen Bereich des Ausgangssignals zu erhöhen.

4.2.2 Der Diskriminator

Die Aufgabe des Diskriminators ist es, aus dem Spannungspuls V_{IN} des Vorverstärkers einen, für die digitale Weiterverarbeitung geeignetes digitales Signal zu erzeugen. Dazu wird das Eingangssignal mit einer extern gegebenen Referenzspannung V_{THL} , der sogenannten Schwelle verglichen.

Im TimePix-Chip ist dies durch einen Transkonduktanz-Operationsverstärker (OTA) realisiert (Abbildung4.6). Dieser vergleicht den Schwellenwert V_{THL} mit dem Eingangspuls V_{IN} und generiert am Ausgang einen zur Differenz propotionalen⁸ Strom I_{OUT} . Dieser ist negativ, falls V_{IN} größer ist als V_{THL} und positiv, falls er kleiner ist.

$$I_{out} = (V_{THL} - V_{IN}) \cdot g_m \quad (24)$$

⁸Der Verstärkungsfaktor g_m ist die Transkonduktanz des OTA

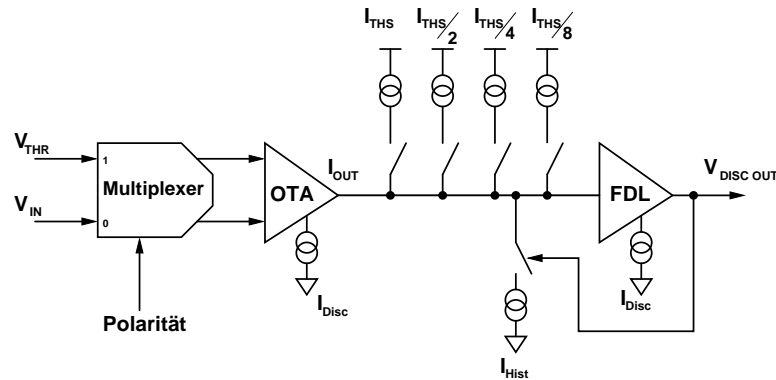


Abbildung 4.6: Blockschaltbild des Diskriminators [24]

Die nachgeschaltete FDL (engl. Fast Discriminator Logic) ändert ihren Ausgangspegel, sobald sich die Polarität des I_{OUT} -Signals an ihrem Eingang ändert. Dies geschieht immer dann, wenn die Pulshöhe über die der Schwelle steigt oder unter sie fällt. Die resultierenden Rechtecksignale entsprechen damit in ihrer Länge der Zeitdauer, die der Eingangspuls über der Schwelle lag. Diese Zeitdauer wird mit TOT (engl. Time-Over-Threshold) abgekürzt.

Um zu gewährleisten, dass der Diskriminator auch mit umgekehrt polarisierten Eingangspulsen korrekt arbeitet, ist dem OTA ein Multiplexer vorgeschaltet. Durch ein CMOS-Steuersignal können die OTA-Eingänge je nach zu erwartender Polarität der Eingangspulse vertauscht werden. Die Vorzeichenkonvention von I_{OUT} für die Arbeit der FDL bleibt somit erhalten.

Der Arbeitspunkt des FDL-Eingangs kann extern für jedes Pixel individuell durch vier zuschaltbare Stromquellen I_{THS}/i eingestellt werden. Über Transistoren können diese mittels vier Schaltbits gesetzt werden und erzeugen so ein regelbares Offset für I_{OUT} . Dies verschiebt den Arbeitspunkt des FDL und ermöglicht eine Feinjustierung der effektiven Schwelle in jedem Pixel.

4.2.3 Der Digitalteil der Pixelzelle

Da das Ausgangssignal des Diskriminators nur noch zwischen zwei Pegeln wechselt, kann die weitere Verarbeitung über eine Schaltung aus Logikgattern (Abbildung 4.8), der sogenannten TimePix Synchronisation Logic (TSL) abgewickelt werden.

Dieser Baugruppe ist ein UND-Gater vorgegeschaltet. Durch ein externes Maskenbit ermöglicht dieses, den Analog- vom Digitalteil des Chips zu trennen.

Die TSL kann für jede Pixelzelle in einen von vier verschiedenen Modi versetzt werden. Dies geschieht durch Setzen der Konfigurationsbits P0 und P1.

Abhängig von dieser Einstellung wird die TSL mit dem Rechtecksignal des Dis-

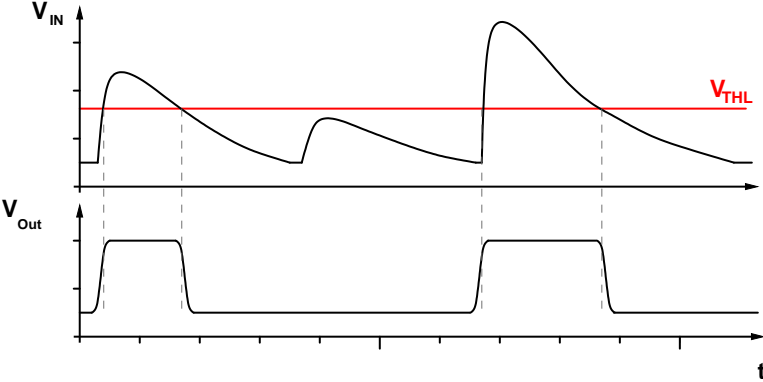


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Signalverarbeitung im Diskriminator. Das vom Vorverstärker ausgegebene Signal V_{IN} gleicht in seiner Form einem unsymmetrischen Dreieck.

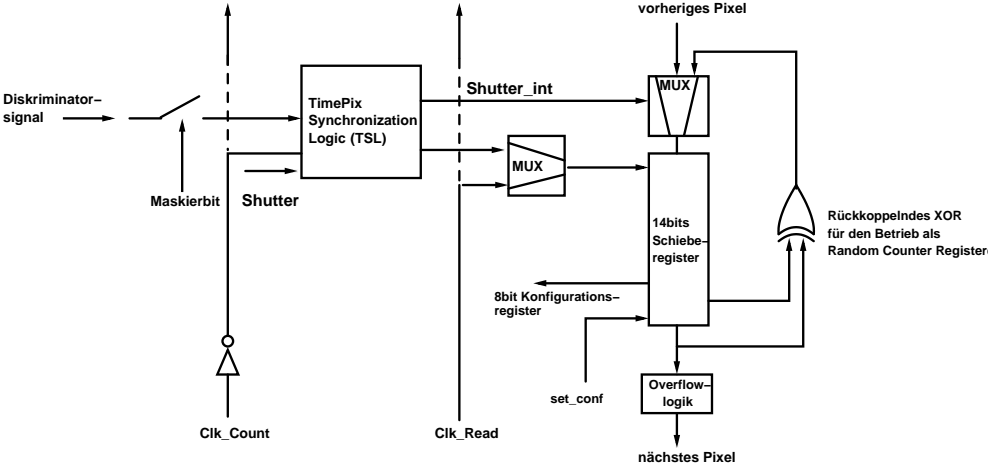


Abbildung 4.8: Schemazeichnung der digitalen Sektion einer Pixelzelle [24].

kriminators, dem Chiptakt und einem externen Analogsignal, dem Blendensignal (engl. Shutter), synchronisiert.

Die TSL selbst ist nur aktiv, wenn dieses extern kontrollierbare Signal anliegt. Durch den Shutter wird die Möglichkeit eröffnet, den Chip extern ein definiertes Zeitfenster für die Pulsauswertung vorzugeben.

Befindet sich das Shutter-Signal auf dem niedrigen Pegel, wird das interne Schieberegister der Pixelzelle je nach gewähltem Modus mit dem Chiptakt inkrementiert. Abbildung 4.9 zeigt schematisch, wie das selbe Eingangssignal durch Wahl des Modus unterschiedlich interpretiert wird.

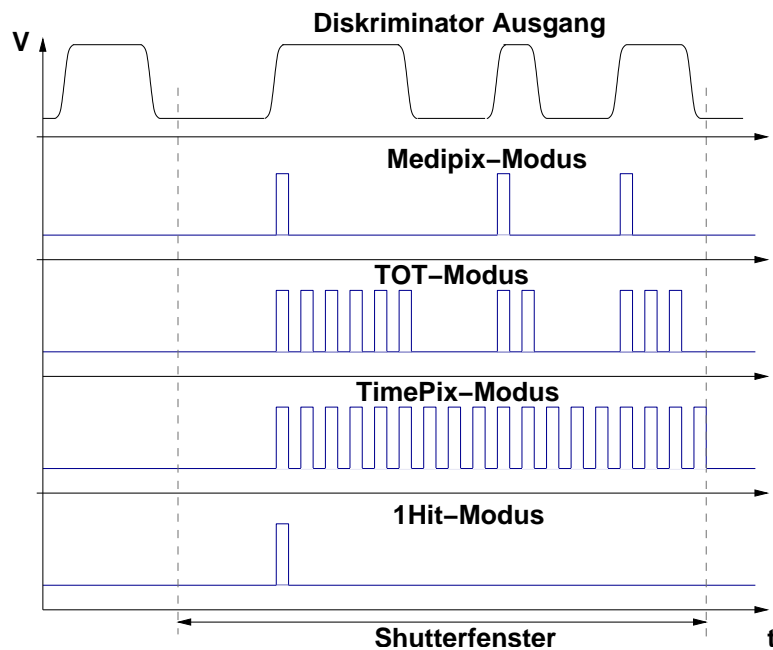


Abbildung 4.9: Funktionsprinzip der Signalverarbeitung des selben Diskriminatorsignals durch die vier Betriebsmodi der TSL

- **MediPix-Modus ($P0=0$, $P1=0$)**

In diesem Modus erhöht die TSL den Zählstand des Registers um einen einzigen Takt, jedes mal wenn der Pegel des Diskriminatorsignal auf eine logische Eins wechselt. In diesem Modus wird somit die Anzahl der Ladungspulse gemessen, die während der Dauer des Shutter-Signals über der Schwelle lagen. Falls der Chip mit einem Halbleiterdetektor betrieben wird, kann so auf die Photonen-Zählrate und damit die Intensität geschlossen werden. Dieser Modus wird daher auch als Photonen-Zählmodus (engl. Photon Counting Mode) bezeichnet.

- **Time-Over-Threshold-Modus ($P0=1$, $P1=0$)**

Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 dargelegt, entspricht die Dauer des Diskriminatorsignals auf dem hohen Pegel der Zeit, die das Verstärkersignal

über der Schwelle lag. Diese ist wiederum proportional der Höhe des Eingangspulses, und somit der deponierten Ladungsmenge im Pixel.

Der TOT-Modus macht diese Information zugänglich, indem die TSL den Zähler im Chiptakt inkrementiert, solange sich das Diskriminatorsignal auf dem hohen Pegel befindet. Aus dem Zählerstand und dem Chiptakt läßt sich anschließend dieser Zeitwert auslesen.

- **Time-Modus (P0=1, P1=1)**
Sobald der Pegel des Eingangssignal zum ersten Mal zur logischen Eins wechselt, beginnt die TSL mit dem Beschreiben des Registers im Chiptakt. Im Gegensatz zum TOT-Modus wird das Hochzählen jedoch nicht mit dem Wechsel in den niedrigen Pegel gestoppt, sondern erst mit dem Ende des Shuttersignals. In Abhängigkeit vom Chiptakt wird so eine Zeitmessung vorgenommen. In Referenz zum externen Shuttersignals mit definierter Länge kann so die Ankunftszeit des Pulses ermittelt werden.
- **TimePix-1Hit-Modus (P0=0, P1=1)**
Durch den ersten Ladungspuls über der Schwelle wird das Register um Eins erhöht. Jedes weitere Signal wird für die Dauer des Shutters geblockt. Der Informationsgehalt von TimePix-1Hit erweist sich damit als redundant gegenüber den übrigen Modi.

4.3 Das Fast-Shift-Register

4.3.1 Die Steuer-DACs

Die Kontrolle der globalen Versorgungs- und Spannungsquellen des Chips geschieht über das im Peripherieteil befindliche 256 Bit Fast-Shift-Register. Dieses dient der Steuerung von 13 Digital-Analog-Wandlern (engl. DAC = Digital-to-Analog Converter). Je acht von ihnen steuern Stromquellen, weitere acht Spannungsquellen. Diese dienen vor allem zur globalen Einstellung der Arbeitspunkte der Vorverstärker und Diskriminatoren der Pixelzellen. Auf Grundlage einer Bandgap-Spannungsquelle wird hierfür eine 1.16 Volt Spannungsreferenz generiert.

Die für die Steuerung des Chips wichtigsten DACs sollen hier kurz diskutiert werden.

- **IKrum (8 Bit)**
Mittels dieser konstanten Stromquelle wird die Entladung der rückkoppelnden Kapazität C_f der Vorverstärkers kontrolliert. Auf diese Weise kann

die Dauer des Ausgabepulses an den Diskriminator variiert werden. Die Dauer eines $10ke^-$ Pulses kann so zwischen 500 und 2500 ns geregelt werden [15]. Dieser DAC ermöglicht somit die direkte Einflussnahme auf die Pulsformung des Vorverstärkers und damit insbesondere auf die Time-Over-Threshold-Messungen.

- **Ipreamp (8 Bit)**

Diese Stromquelle regelt die effektive Zeitkonstante der Eingangskapazität des Vorverstärkers und kontrolliert so die Anstiegszeit der Flanke des Ausgabepulses. Die Anstiegszeit kann über diesen DAC in einem Bereich zwischen 90 und 180 ns eingestellt werden [15].

- **THL (10+4 Bit)**

Die Höhe der globalen Schwellenspannung V_{THL} wird durch diesen DAC gesetzt. Mit ihm läßt sich die Schwellenspannung sowohl grob mit 4 Bit in 146 mV Schritten einstellen als auch feiner mit in 400 μ V-Schritten.

- **THS (8 Bit)**

Dieser DAC legt die Stromstärke I_{THS} fest. Als I_{THS} , $I_{THS}/2$, $I_{THS}/4$ und $I_{THS}/8$ wird daraus der individuelle Schwellenkorrekturstrom in jedem einzelnen Diskriminator zusammengesetzt. Damit erlaubt dieser DAC das Festlegen des dynamischen Bereichs der Schwellenfeinjustierung.

- **FBK (8 Bit)**

Der Spannungspegel am Verstärkerausgang wird durch diesen DAC eingestellt und erlaubt eine Anpassung des dynamischen Bereichs am Diskriminatoreingang.

- **Hyst (8 Bit)**

Durch diesen DAC wird die Hysterese des Diskriminators gesteuert, die die Spannungsdifferenz zwischen Aus- und Einschaltpegel festlegt. Dies garantiert das Zurückspringen des Diskriminatorausgangs auf den Low-Pegel, falls der Eingang durch ein ansteigendes Signal (z. B. Rauschen) überlagert sein sollte.

- **Vcas (8 Bit)**

Regelt die Versorgungsspannung der Kaskodenschaltung zur Stabilisierung der Eingabekapazität des Vorverstärkers.

- **Disc (8 Bit)**

Steuert die Versorgungsspannung des Diskriminators.

4.3.2 Analoge Auslese der DACs

Der DAC_OUT Signalausgang des Chips ermöglicht es, die analoge Ausgangsspannung jedes einzelnen der 13 DACs auszulesen und zu kontrollieren. Mit einem 4 Bit Identifikationscode der ins FSR geschrieben wird, kann ein einzelner DAC angesprochen und seine Ausgangsspannung auf diesen Ausgang gelegt werden. Ein fünftes Steuer im FSR sorgt schließlich für die Freigabe dieses Ausgangs.

4.3.3 Column-Test-Pulse-Register

Ein Teil des FSR ist dem sogenannten 32 Bit Column-Test-Pulse-Register (CTPR) vorbehalten. Mittels dieses Registers können während des Betriebs mit Testpulsen bestimmte Injektionsleitungen der Pixelmatrix komplett abgekoppelt werden. Jedes der 32 Bits kontrolliert dabei acht Spalten der Pixelmatrix in folgender Art und Weise.

Bit 0 aktiviert Spalte 0, Spalte 32, Spalte 64, ... ,Spalte 224
Bit 1 aktiviert Spalte 1, Spalte 33, Spalte 65, ... ,Spalte 225
Bit 2 aktiviert Spalte 2, Spalte 34, Spalte 66, ... ,Spalte 226
 ...
Bit 32aktiviert Spalte 31,Spalte 63,Spalte 95, ... ,Spalte 255

Durch selektives Deaktivieren der Leitungen unterschiedlicher Spalten können Kopplungseffekte in der Elektronik wie z. B. Crosstalk minimiert werden.

4.4 Lese-Schreiboperationen des Pixelregisters

Sowohl für Auslese-, Zähl- und Schreiboperationen enthält jedes Pixels ein 14 Bit Schieberegister. Je nach Pegel des externen Shuttersignals befindet sich dieses in einem von zwei verschiedenen Modi.

Wenn sich das Shutter signal im niedrigen Pegel befindet, d. h. der Shutter offen ist, arbeitet das Register als Pseudo Random Counter. In diesem Zustand wird es von der TSL entsprechend des gewählten Betriebsmodus beschrieben. Wird der Zählerstand von 11810 überschritten verhindert eine Logik das Überlaufen des Registers.

Ist der Shutter geschlossen, verhält sich das Register wie ein 14 Bit Schieberegister. In diesem Zustand kann der Zählerstand ausgelesen werden, oder Konfigurationsbits für das Parametrisieren des Pixels eingelesen werden.

Zu diesem Zweck werden die Register benachbarter Pixel einer Matrixspalte über

M0	M1	Shutter	Operation
1	1	0	Zählmodus, Akquisition
0	0	1	Auslesen der Matrix
1	0	1	Lesen/Schreiben des 256 Bit Fast Shift Registers
0	1	1	Setzen der Matrix

Tabelle 4.1: Betriebszustände des TimePixchips

Multiplexer zu einem einzigen $256 \times 14 = 3584$ Bit Schieberegister verschaltet. Über zwei CMOS-Steuerleitungen M0 und M1 wird der Chip extern in den Lese-, Schreib- oder Zählmodus versetzt (Tabelle 4.1). Während einer typischen Datennahme wechselt der Chip nur zwischen dem Zähl- und Auslesemodus.

4.4.1 Auslese der Matrix (M0=0, M1=0)

Das Lesen der Matrix geschieht seriel über die LVDS-Leitungen des Chips. Dem FIFO-Prinzip folgend wird der Inhalt des 14 Bit Zählers spaltenweise durch jedes der zusammenschalteten 3584-Bit Register geschoben (Abbildung 4.3). Dies geschieht im Chiptakt, wofür entsprechend $256 \times 3584 = 917504$ Taktzyklen notwendig sind. Zusätzliche 8 Zyklen werden für das 8 Bit-Preload benötigt, weitere 256 Bits dienen der Synchronisation.

4.4.2 Setzen der Matrix (M0=0, M1=1)

In diesem Modus können die Betriebsparameter in die Matrix geladen werden. Das Register jedes Pixels wird dazu zunächst mit den folgenden acht Steuerbits beschrieben.

- 4 Bit für die Schwellenjustierung
- PixelModus (P0,P1)(siehe Abschnitt 4.2.3)
- Test-Bit zum Freischalten der Injektionskapazität C_T
- Mask-Bit, trennt den Analogteil vom Digitalteil der Pixelzelle

Die verbleibenden 6 Bits des Schieberegisters werden zwar ebenfalls beschrieben, (Abbildung 4.10) erfüllen aber keine Steuerfunktion. Der Schreibprozess selbst erfolgt in umgekehrter Reihenfolge wie das Auslesen, wobei jedes der Register mit der 8+6 Bit Konfiguration geladen wird. Hierfür werden ebenfalls 917768

b13	Test – Bit
b12	THS – Bit1
b11	THS – Bit3
b10	THS – Bit2
b 9	Modus Bit P0
b 8	THS – Bit0
b 7	Masken Bit
b 6	Modus Bit P1
b 5	X
⋮	
b 0	X

Abbildung 4.10: Inhalt der 8+6 Bit Konfiguration [24]

Taktzyklen benötigt.

Am Ende des Schreibprozesses wird intern ein *SET_CONF*-Signal an die Pixel gegeben, wodurch die Konfiguration aus dem 14 Bit Schieberegister in das statische 8 Bit Flip-Flop-Konfigurationsregister geladen wird (Abbildung 4.8).

Um einen einzigen Parameters zu ändern muss die Matrix jedes mal vollständig neu beschrieben werden.

4.4.3 Lesen und Schreiben des Fast-Shift-Registers (M0=1, M1=0)

In diesem Zustand kann das 256 Bit Fast-Shift-Register des Chips gelesen bzw. beschrieben werden. Dieses Register muss neu beschrieben werden, falls globale Parameter des Chips wie die DACs gesetzt werden, oder wenn die Analogwerte der DACs ausgelesen werden sollen. Dazu werden die LVDS-Leitungen verwendet, wozu entsprechend 256+8 Taktzyklen benötigt werden.

Das Lesen dieses Registers erfolgt für gewöhnlich nur, nachdem der Chip ein externes RESET-Signal erhält und dient dem Auslesen der Identifikationsnummer des Chips. Dazu wird einzig der Inhalt eines speziellen statischen 24 Bit-Registers, welches die Wafer-Identifikationsnummer des Chips enthält, in das FSR geschrieben.

4.5 Das MUROS2



Abbildung 4.11: Foto des MUROS2 [25]

Zur Steuerung des Auslesechips wird das am NIKHEF entwickelte MUROS2 (MediPix Re-Usable Readout System) InterfaceBoard verwendet.

Die Kommunikation mit dem DAQ-PC erfolgt dabei über eine PCI-Karte (DIO-6543) von National Instruments. Da sich die Architektur des TimPix nur gering von der des MediPix unterscheidet, lässt sich das MUROS2-Interface nach einem Update des FPGAs auch für die Auslese des TimePix verwenden.

Die Aufgabe dieser Schnittstelle ist die Steuerung der Chipfunktionen über verschiedene Registerbanken, die Kontrolle des Datenflusses sowie die Generierung des Taktsignals und sämtlicher Betriebsspannungen. Abbildung 4.12 zeigt den Aufbau des MUROS2 als Blockschaltbild.

Als Referenztaktgeber (Clock Source) dient ein Präzisionsoszillator. Mittels eines Potentiometers lässt sich die Ausgabefrequenz zwischen 50kHz und 30MHz einstellen. Mit der Hälfte dieser Taktrate erfolgt die Kommunikation zwischen dem MUROS2 und der DIO-Karte, mit dem achtfachen Takt die Kommunikation mit dem TimePixChip. Dies erlaubt die Auslese des Chips über 1 Bit LVDS Leitungen und die Weitergabe an den DAQ-PC über einen 16 Bit Parallelbus.

Für die Konvertierung der Logikpegels werden digitale Tranciever verwendet, die den Logiktransfer zwischen PC (TTL), dem FPGA(3.3V CMOS) und dem Chip (2.2 VCMOS) ermöglichen. Die wichtigste Komponente des MUROS bildet jedoch ein FPGA (Field Programmable Gate Array). Durch die zwölf in diesem IC enthaltenen Register erfolgt die eigentliche Steuerung der einzelnen Funktionen des Chips und des MUROS2. Diese Einheit übernimmt die Konvertierung zwischen der parallelen Kommunikation mit dem DAQ-PC und serielen Kommunikation mit dem TimePix-Chip. Die parallele Auslese des Chips wird durch das MUROS2 jedoch nicht unterstützt [27].

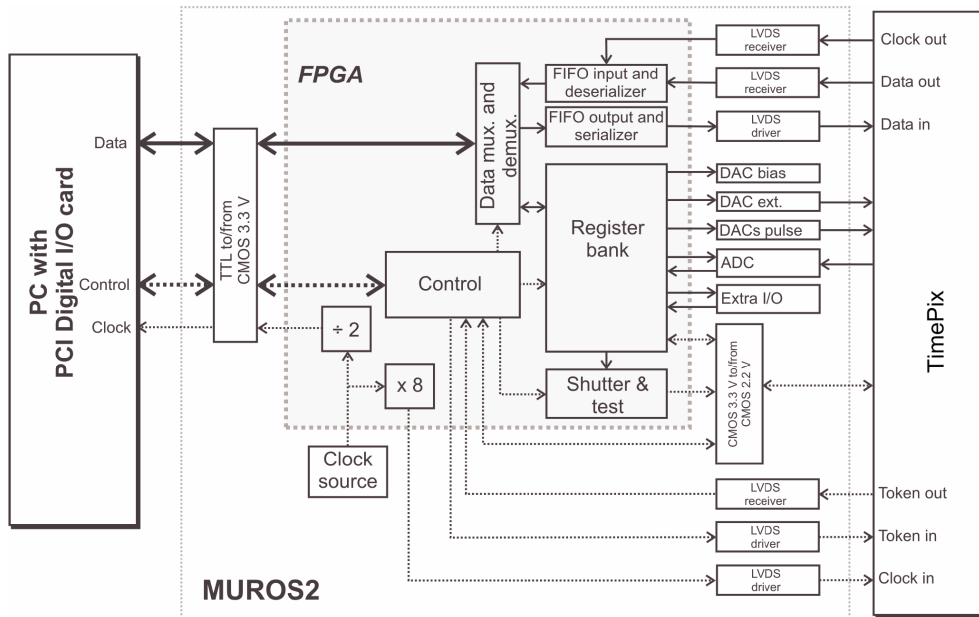


Abbildung 4.12: Blockschaltbild des MUROS2 [26]

4.5.1 Erzeugung des Shuttersignals

Essentiell für den Betrieb des TimePix-Chips ist die Vergabe des Shattersignals durch das MUROS2, welches die Pixel des Chips in den Zählmodus (niedriger Pegel) und Lese-Schreibmodus (hoher Pegel) versetzt. Das Shattersignal kann durch das Setzen des entsprechenden Bits in einem Konfigurationsregister durch die Auslesesoftware gestartet und gestoppt werden. Alternativ kann die Dauer des Signals in einem zweiten Modus durch ein Timing-Register gesetzt werden. In einem dritten Modus kann dieses Signal aber auch extern (Abbildung 4.13) in Form eines TTL Signal gegeben werden. Das MUROS gibt dann synchron zu diesem das Shattersignal im CMOS-Pegel an den Chip weiter. Über einen Signalausgang kann das Shattersignal, wie es zeitlich synchron vom MUROS an den Chip gegeben wird, abgegriffen werden. Beim Einkoppeln von Testpulsen wurde dies genutzt, um damit den Funktionengenerator auf die fallende Flanke zu triggern.

Mit einem zweiten Signaleingang ist die Möglichkeit gegeben, den Auslesetakt extern über einen Funktionengenerator an das MUROS2 zu geben.

4.5.2 Träger- und Adapterplatine

Für die Verwendung im Testkammerprototypen musste die am CERN entwickelte TimePix-Trägerplatine (Abbildung 4.14.a) modifiziert werden. An der Universi-

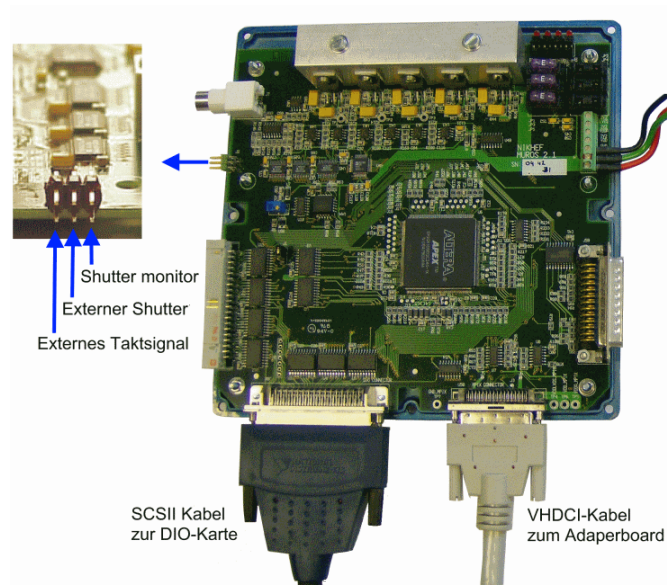


Abbildung 4.13: MUROS offen

tät Freiburg wurde zu diesem Zweck die in Abbildung 4.14.b abgebildeten PCBs⁹ konzipiert. Die SMD-Bauelemente¹⁰ sowie der Flachbandstecker wurden auf die Rückseite einer kleineren Platine verlegt, so daß die mit dem Chip bestückte Seite plan und gasdicht in die Ausleseebene eingeklebt werden konnte (Abbildung 6.5).

Durch die Verwendung eines Flachbandkabels kann der Platz für den breiten VHDCI-Anschluss in der Ausleseebene eingespart werden. Die Adaptierung an den VHDCI-Standard erfolgt außerhalb der Kammer in einer separaten Platine. Auf ihr befinden sich ebenfalls ein LEMO-Anschluss (Abbildung 4.14.b) für den TEST_IN-Eingang des Chips, der es erlaubt, Injektionspulse mittels eines Funktionengenerators einzukoppeln.

Der ANIN_NO1 ist ein digitaler Signalkanal des MUROS2, der dazu gedacht ist, einen MAX4634 Analog-Multiplexer anzusteuern, welcher schließlich zur Generierung der Testpulse dient. Auf diesen Multiplexer wurde allerdings zu Gunsten eines Anschlusses für einen externen Funktionengenerator verzichtet.

⁹engl. Printed Circuit Board

¹⁰Surface Mounted Device

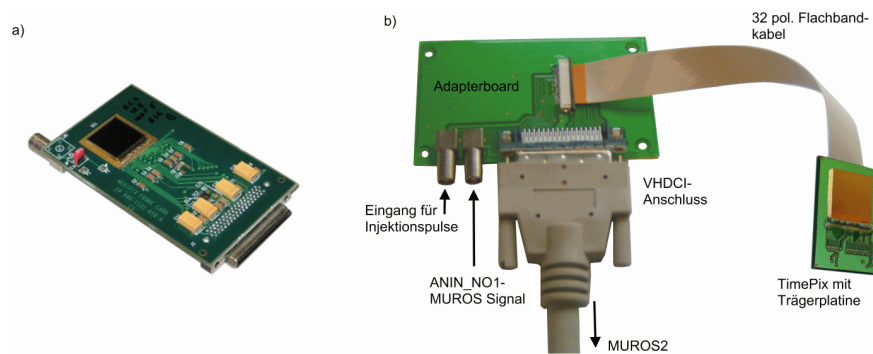


Abbildung 4.14: Ausleseboards für den TimePix. a) Am CERN entwickelte Trägerplatine für den TimePix . b) für die Auslese des TPC-Prototypen entwickelte TimePix Träger- und Adapterplatine

4.6 Die Pixelman-Software

Für die Steuerung und Datenakquisition des TimePix über MUROS/PCI-Kartenschnittstellen wurde auf das am *ÚTEF* entwickelte Pixelman-Softwarepaket [28], [29] zurückgegriffen.

Über graphische Benutzeroberflächen verschiedener als Plug-ins integrierter Module kann der Chip konfiguriert werden. Weitere Module erlauben das Ausführen verschiedener Messroutinen. Einzelne Akquisitionen können in einem Online-Event-Display dargestellt und in verschiedenen Datenformaten exportiert werden. Damit ermöglicht dieses Programm:

- Laden verschiedener Konfigurationsmasken in die Pixelmatrix (siehe Abbildung 4.10)
- Kontrolle des Shuttersignals (siehe Abschnitt 4.5.1)
- Einstellen der DAC-Werte über das *DAC-Control-Panel-Plug-in* (siehe Abschnitt 4.3.1)
- Scans der DAC-Analogwerte mit dem *DAC-Dependency-Scan-Plug-in* (siehe Abschnitt 4.3.2)
- Das Versetzen des Chips in den Testpulsmodus
- DAC-Scan des Ansprechverhalten des Chips mit dem *DACs-Scan-Plug-in*
- Durchführen von Schwellenkalibrationen mit dem *Threshold-Equalization-Plug-in*

5 Kalibrationsmessungen mit Testpulsen

Die am Eingang des Vorverstärkers eines Pixels parallel geschaltete Injektionskapazität C_T (siehe Abbildung 4.4) erlaubt es, das Antwortverhalten des Chips auf Ladungspulse definierter Höhe zu untersuchen.

Über eigene Injektionsleitungen können Spannungen ΔU_{inj} gegeben werden, so dass am Vorverstärkereingang Ladungspulse

$$Q_{inj} = C_T \cdot \Delta U_{inj} \quad (25)$$

anliegen.

Mit $C_T = 8\text{fF}$ werden entsprechend Pulse der Höhe

$$Q_{inj} [e^-] = 50 \cdot \Delta U_{inj} [\text{mV}] \quad (26)$$

in den Vorverstärker des Pixels eingekoppelt.

5.1 Einkopplung von Testpulsen in den TimePix

Injektionspulse werden extern über das TEST_IN Verbindungspad in analoger Form an den TimePix gegeben. Dabei ist zu beachten, dass dem TEST_IN - Eingang des Chips ein Impedanzwandler nachgeschaltet ist. Dieser ist als Unity Gain Buffer durch einen rückgekoppelten Operationsverstärker realisiert und dient der Anpassung des Eingangswiderstands der Injektionsleitungen zu den Pixeln.

Damit das Testpulssignal dabei nicht verfälscht wird, sollte das Verstärkungsverhalten des Impedanzwandlers konstant bei $\frac{V_{IN}}{V_{OUT}} = 1$ liegen.

Wie das Simulationsergebnis in Abbildung 5.1 zeigt, ist dieses konstante Verstärkungsverhalten jedoch nur im Bereich zwischen 335mV und 2.18 Volt gegeben. Der Testpuls ΔU_{inj} sollte daher stets mit einer Offsetspannung behaftet sein, um auch in diesem Bereich zu liegen. Für die Spannungspulse der folgenden Messungen wurde daher ein Offset von 0.8 Volt gewählt.

Die Verteilung des Testpulssignals über die Matrix an die einzelnen Pixel erfolgt dann über die spaltenweise angeordneten Injektionsleitungen, denen ebenfalls jeweils ein Impedanzwandler vorgeschaltet ist.

Damit Testpulse an die Matrix des Chips gegeben werden können, muss jedoch zunächst über die ENABLE_TPULSE-Leitung ein entsprechendes externes Steuersignal durch das MUROS2 gegeben werden, um die Injektionsleitungen freizuschalten.

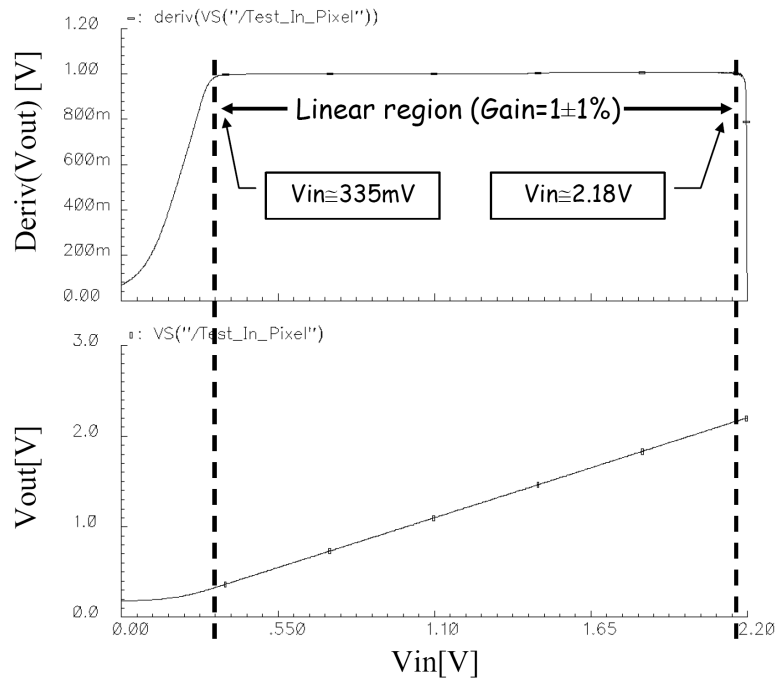


Abbildung 5.1: Simuliertes Verstärkungsverhalten eines Impedanzwandlers auf verschieden hohe Injektionsspannungen [15]

Nicht zuletzt muss im Konfigurationsregister über ein Testbit die Injektionskapazität eines Pixels zugeschaltet sein.

5.2 Verwendete Pulsform

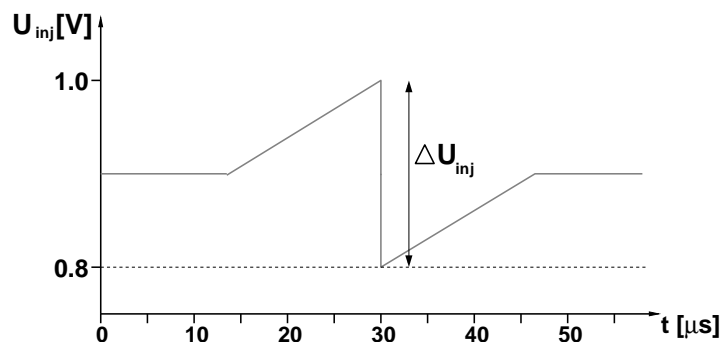


Abbildung 5.2: Für die Kalibrationsmessungen verwendete Pulsform

Das Laden der Injektionskapazitäten geschieht durch den schnellen Pegelwechsel der Injektionsspannung um ΔU_{inj} . Eine steigende Flanke entspricht dabei der

Sammlung positiver Ladungsträger, eine fallende Flanke der Sammlung negativer Ladungen am Vorverstärkereingang.

Beim Betrieb des TimePix in der Zeitprojektionskammer mit GEM-Auslese sind negative Ladungsträger zu erwarten. Entsprechend wurde eine Signalform mit fallender Flanke gewählt und die Diskriminatoren sämtlicher Pixel auf Pulse dieser Polarität eingestellt.

Dieses Signal muss möglichst schnelle Pegelwechsel gewährleisten, deren Abfallszeiten weit unterhalb der Anstiegszeit des Vorverstärkers von 150 ns liegen. Der für diese Messungen verwendete Funktionengenerator Tektronix AFG3102 ist in der Lage, Pulse mit maximaler Anstiegs- bzw. Abfallszeit von ≤ 5 ns zu generieren.

Als Signalform wurde (siehe Abbildung 5.2) ein asymmetrisches Dreieckssignal verwendet, dessen Anstiegszeiten entsprechend hoch eingestellt wurde.

5.3 Messungen zur effektiven Schwellenhöhe

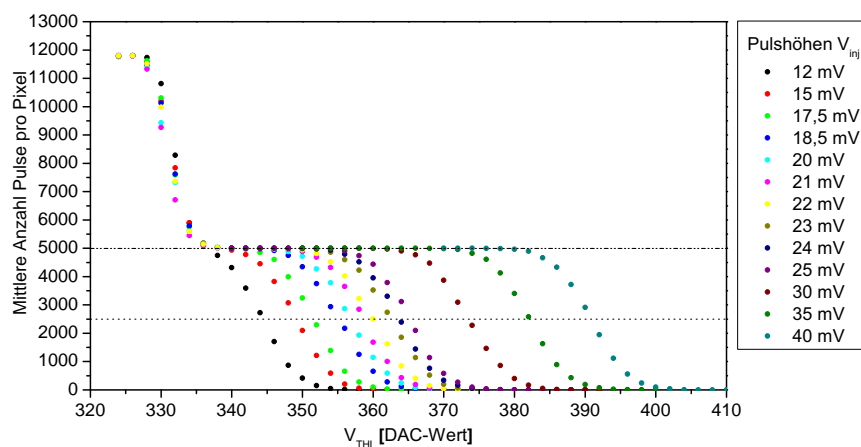


Abbildung 5.3: Mittlere Anzahl gezählter Testpulse in Abhängigkeit von der eingestellten Schwelle. Unter einem DAC-Wert von 331 ist die Schwelle so niedrig, dass Rauschereignisse registriert werden, was zu einem Volllaufen der Zähler führt und in einer zweiten S-Kurve resultiert.

Die globale Schwellenspannung V_{THL} wird eingestellt, indem in das FSR des Chips ein 10 Bit-Wert geschrieben wird. Damit wird ein Digital-Analog-Wandler angesteuert, der die entsprechende Spannung an die Pixelmatrix ausgibt. Obwohl es möglich ist, den Ausgangsspannung der DACs auszulesen (Abschnitt 4.3.2),

erlaubt dies keine genaue Aussage über die effektive Höhe der Schwelle, wie sie vom Diskriminator angewandt wird.

Das Ansprechverhalten der Pixels auf eine bestimmte Schwellenhöhe kann aber mittels der S-Kurvenmethode [15] durch einen Schwellenscan untersucht werden. Mit dem Pulsgenerator wurden dazu je 5000 Spannungspulse ΔU_{inj} in Höhe von 10 mV bis 40 mV in jedes Pixel eingekoppelt. Durch den Betrieb der Pixel im MediPix-Modus kann das Ansprechverhalten des TimePix Chips durch die Anzahl der durch das Pixel gezählten Pulse parametrisiert werden.

Die Schwelle wird dazu für eine feste Pulshöhe Schritt für Schritt abgesenkt. Der DAC-Wertebereich, bei dem ein Puls registriert wird, kann auf diese Weise abgetastet werden (Abbildung 5.3).

Ist die Pulshöhe deutlich größer als die Schwelle, werden sämtliche 5000 Pulse registriert, liegt sie deutlich darunter, werden keine Pulse mehr nachgewiesen. In einem idealen Detektor würde man dort, wo die Schwelle durch den Puls überschritten wird, eine Sprungantwort von 0% auf 100% erwarten.

Durch die Schwellendispersion wird diese scharf definierte Kante allerdings zu

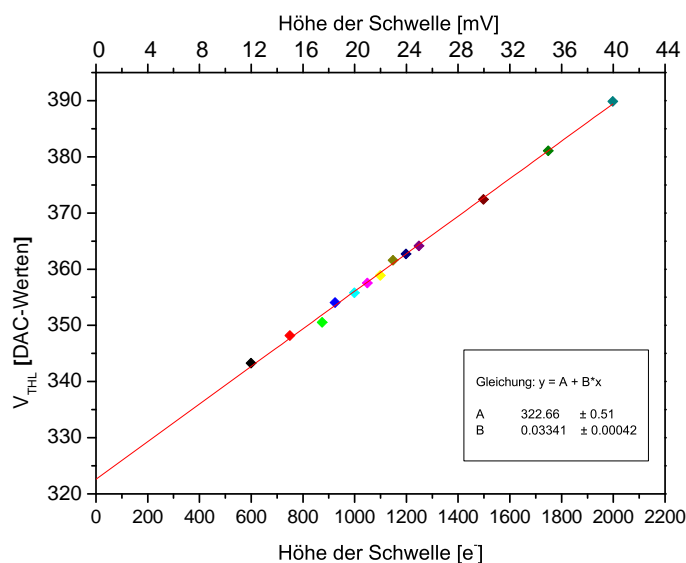


Abbildung 5.4: Kalibrationskurve der effektiven Schwellenhöhe

einer S-Kurve verschmiert. Unter der Annahme, dass die zugrunde liegenden Schwankungen der Pixel gaussartig verteilt sind, kann die Kurve durch die Fehlerfunktion beschrieben werden:

$$\text{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} dt \quad (27)$$

Der effektive Wert einer Schwelle liegt bei 50% dieser Kurven.

Werden diese Schwellenwerte gegen die Pulshöhen aufgetragen, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen den DAC-Werten und den Pulshöhen (Abbildung 5.4)

Damit ist es möglich, einen effektiven Nullpunkt der Schwellenspannung aus dem Ordinatenabschnitt bei 323 ± 1 DAC-Werten zu bestimmen. Im Bezug zu diesem Nullpunkt kann die tatsächliche Schwellenhöhe in mV oder Elektronen angegeben werden. Aus der Steigung dieser Geraden ergibt sich hier ein Wert von $29,93 \pm 0,61$ Elektronen je DAC-Wert (Abbildung 5.4).

5.4 Das Time Walk Verhalten

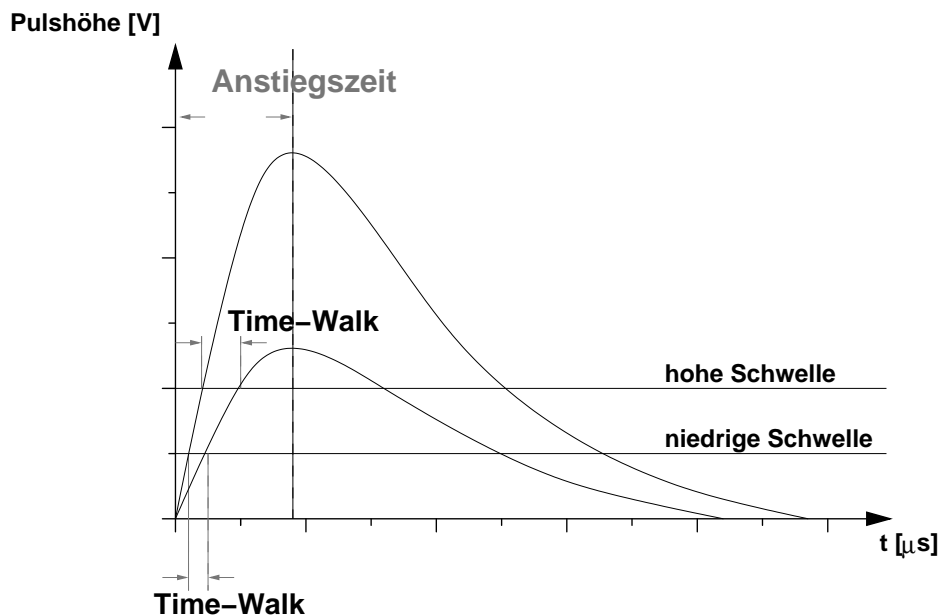


Abbildung 5.5: Skizze der Ausgabesignale des Vorverstärkers für zwei unterschiedlich hohe Eingangspulse

Abbildung 5.5 zeigt das Ansprechverhalten des ladungsempfindlichen Vorverstärkers auf zwei unterschiedlich hohe Ladungssignale. Die von dem Verstärker generierten Ausgabesignale weisen konstante Anstiegszeiten auf, die unabhängig von der Höhe des Eingangssignals sind.

Die Flankensteigung muss damit pulshöhenabhängig sein, damit die Spannung in der selben Zeit den Maximalwert erreichen kann. Dies führt wiederum dazu, dass hohe Pulse die für ein Überschreiten der Diskriminatorschwelle notwendige Spannung früher erbringen als niedrige Pulse. Niedrige Ladungsmengen werden demnach gegenüber hohen erst später durch den Diskriminator erfasst.

Wie Abbildung 5.5 zeigt, ist zu erwarten, dass die Größe des Schwankungsbereichs auch von der eingestellten Schwelle abhängt. Je höher diese eingestellt ist, desto ausgeprägter sollte der Effekt sein. Die Fähigkeit des Chips zur präzisen Ankunftszeitbestimmung im TimePix-Modus kann dafür genutzt werden, diesen Effekt näher zu untersuchen.

Mit einer festen zeitlichen Verzögerung wird dazu ein Spannungspuls in die Injektionskapazität gegeben, sobald das Pixel durch die fallende Flanke des Shuttersignals in den Zählmodus wechselt.

Durch Variation der Pulshöhen kann nun das zeitliche Antwortverhalten des Diskriminators für unterschiedliche Pulshöhen untersucht werden. Wie Abbildung 5.6

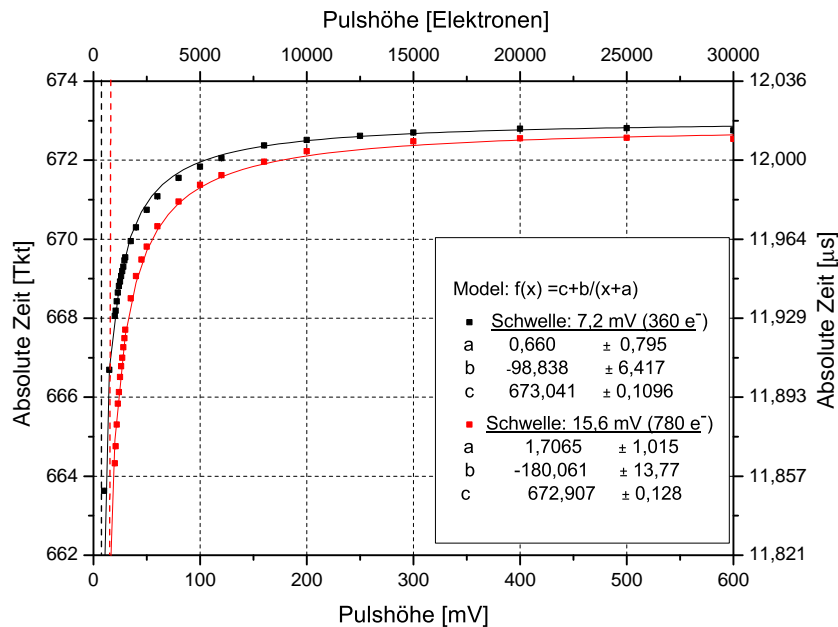


Abbildung 5.6: Verschiebung der Ankunftszeit von Injektionspulsen zwischen $500 e^-$ und $30000 e^-$ Höhe bei einer Schwellenhöhe von $360 e^-$. Die Messkurve zeigt eine Mittelung über sämtliche Pixel des Chips. Die Schwellen sind als gestrichelte Linien eingezeichnet

zeigt verschiebt sich die gemessene Ankunftszeit tatsächlich für Pulse unterschiedlicher Höhe.

Hohe Pulse passieren die Schwelle eher als niedrige. Die Zählregister beginnen daher früher mit dem Zählen von Taktintervallen, so dass letztendlich auch mehr Taktpulse bis zum Schließen des Shutters aufgezeichnet werden.

Es ist zu beachten, dass in diesem Modus jedoch nur die Zeit bis zum Ende des Shutters gezählt wird.

Um die absolute Verzögerung durch den Time Walk angeben zu können, muss

dieser zeitliche Basiswert abgezogen werden. Dazu muss der Zeitwert gefunden werden, bei dem der TimeWalk Null beträgt. Dieser ist rein theoretisch durch den Zeitwert eines unendlich hohen Pulses gegeben, der die Schwelle instantan überschreiten würde.

Die Messkurve zeigt bereits ein Konvergenzverhalten bei großen Pulshöhen, welches sich gut durch den Fit einer rationalen Funktion

$$f(x) = c + \frac{b}{x + a} \tag{28}$$

beschreiben läßt.

Der Nullwert des TimeWalks beider Kurven wird demnach für $c \approx 673$ Taktzyklen erreicht.

Werden die Zeitwerte um diesen Offset korrigiert, ergibt sich die Messkurve in Abbildung 5.7. Es zeigt sich, dass das TimeWalk Verhalten für die höhere Schwel-

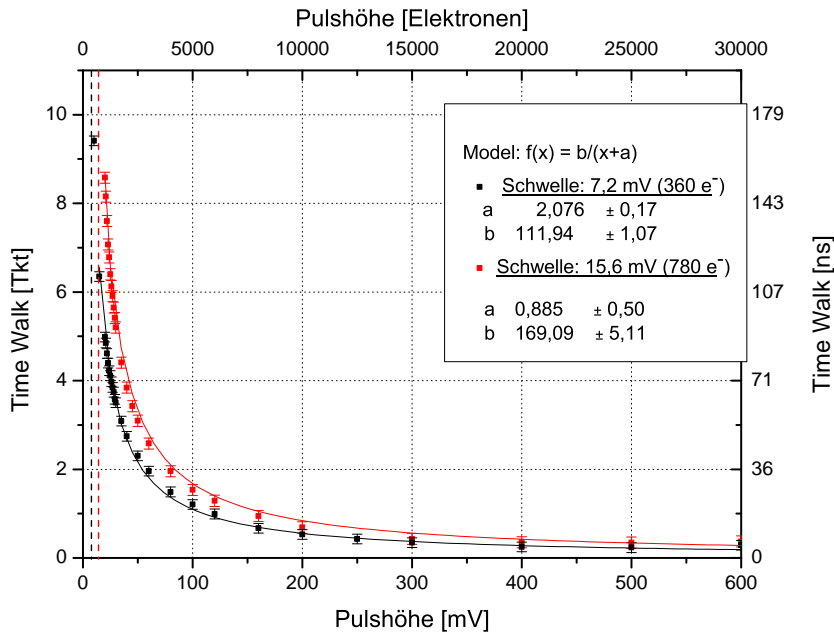


Abbildung 5.7: Absoluter TimeWalk mit den korrigierten Zeitwerten für Schwellen mit 360 e^- und 780 e^-

le von 780 e^- tatsächlich ausgeprägter ist als das für die niedrigere Schwelle bei 360 e^- .

Um für das TimeWalk-Verhalten mit einer festen Vergleichsgröße quantifizieren zu können, kann auch folgende Definition [24] verwendet werden:

Der Time-Walk ist definiert, als die Zeitdifferenz, die ein Pixel benötigt, um auf

einen 1000 e^- Puls zu reagieren, gegenüber der Zeit die es benötigt um auf einen unendlich hohen Puls zu reagieren.

Für die niedrige Schwelle resultiert damit ein TimeWalk von $90,54 \pm 1,11$ ns, für die hohe Schwelle ein TimeWalk von $144,58 \pm 5,57$ ns.

In einer TPC hat diese Verschiebung der Zeitmessung, je nach der Driftgeschwindigkeit des verwendeten Gases, Einfluss auf die Rekonstruktion der dritten Raumkoordinate. In Gasen mit hohen Driftgeschwindigkeiten wie zum Beispiel TDR-Gemisch (Ar/CO₂/CH₄ 93/2/5) von ca. $46 \frac{mm}{\mu s}$ entspricht dies einer Verschiebung von 4,2 mm bzw. 6,6 mm.

Wie sich hier zeigt, erfordert die Korrektur des Zeitwertes um den TimeWalk jedoch eine gleichzeitige Messung der deponierten Ladung. Die Pixel des TimePix sind dazu jedoch nicht in der Lage. Ein Ausweg ist der Mischbetrieb des TimePix Chips in Form von abwechselnd im TimePix- und TOT-Modus konfigurierten Pixeln, so dass Ladungsinformationen aus benachbarten Pixeln zur Bestimmung des TimeWalks herangezogen werden können.

5.5 Linearität des TOT-Modus

Die Bestimmung der im Pixel deponierten Ladungsmenge geschieht durch Messung der Zeit, die sich das analoge Ausgangssignal des Vorverstärkers über der Schwelle befindet.

Um den ausgegebenen Zeitwerten wieder eine Ladungsmenge zuordnen zu können, muss eine Kalibrationskurve erstellt werden. Dazu wurden Spannungspulse definierter Höhe über die Testpulskapazität eingekoppelt und gegen die resultierende TOT-Werte in Taktzyklen aufgetragen.

Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis des mittleren TOT-Wertes für alle Pixel des Chips. Da die vom Vorverstärker erzeugten Spannungspulse nur näherungsweise Dreieckspulsen entsprechen, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen TOT-Wert und Pulshöhe erst für Ladungsmengen oberhalb von ca. 10000 Elektronen. Im untersuchten Pulsspektrum kann das TOT-Verhalten allerdings gut durch eine logarithmische Funktion angenähert werden:

$$f(x) = \frac{c}{(\ln(x - a) - b) - d} \quad (29)$$

Der Parameter a entspricht dabei der momentan anliegenden Schwelle in Millivolt.

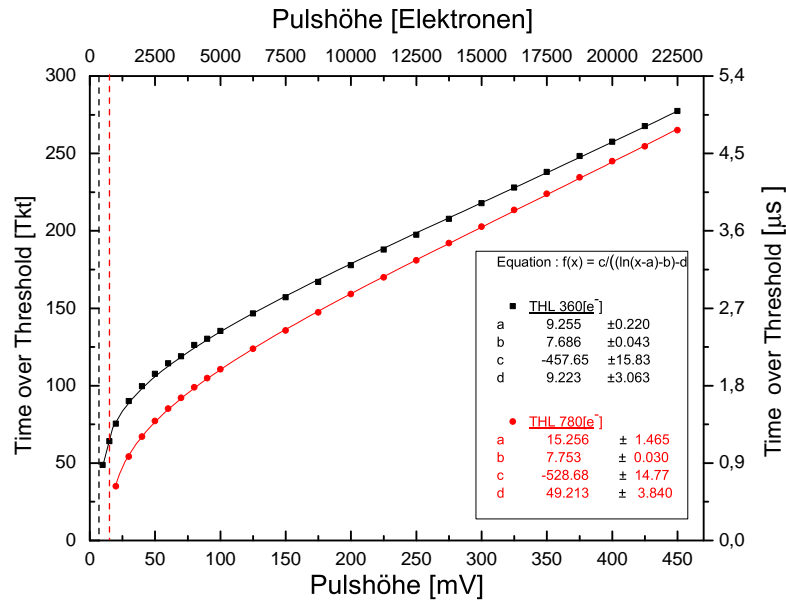


Abbildung 5.8: Kalibrationskurve für TOT-Messungen.

5.6 Schwellenfeinjustierung

Bedingt durch den Herstellungsprozess unterliegen die Transistorparameter eines jeden Pixels gewissen Schwankungen. In einer Pixelzelle machen sich diese Schwankungen insbesondere bei der Schwellenhöhe des Diskriminators bemerkbar. Die effektiven Schwellenwerte können so zwischen einzelnen Pixeln mehr oder weniger stark um den Mittelwert einer Gaussverteilung schwanken. Dieses Verhalten wird Schwellendispersion genannt und kann dazu führen, dass Injektionspulse gleicher Höhe in einem Pixel gezählt, im anderen jedoch verworfen werden.

Um diese Schwankungen auszugleichen und ein möglichst gleichförmiges Ansprechverhalten des Chips zu erhalten, wurde eine Feineinstellung der Schwelle über die vier I_{THS} -Steuerbits (siehe Abschnitt 4.3.1) vorgenommen.

Hierfür wird als Referenz ein Signal exakt gleicher Höhe benötigt. Neben der Möglichkeit, externe Pulse über einen Funktionengenerator mittels der Testpulskapazität einzukoppeln, kann auch die Rauschschwelle selbst als Referenzsignal dienen.

Mit dem *ThresholdEqualization*-Plugin von Pixelman werden dazu Schwellencans im Bereich des Rauschens aufgenommen.

Im ersten Schritt wird der Korrekturwert aller Pixel auf den DAC-Wert von $I_{THS}=0$ eingestellt. Die Schwelle V_{THL} wird schrittweise herabgesetzt, dabei wird der THL -Wert, bei dem ein Pixel anspricht, aufgezeichnet und das Pixel für die darauf folgenden THL -Schritte maskiert.

In einer zweiten Messreihe wird das Ansprechverhalten jedes Pixels auf die selbe Weise für den maximalen Korrekturwert $I_{THS}=16$ aufgezeichnet. Die Zwischenwerte werden daraufhin durch lineare Interpolation gewonnen. Aus diesen Daten wird schließlich eine Korrekturmaske mit der individuellen Schwellenjustierung jedes Pixels berechnet.

Das Histogramm in Abbildung 5.9 zeigt das gaussverteilte Ansprechverhalten der Pixel auf die Variation der Schwelle mit und ohne Feinjustierung. Durch die Schwellenfeinjustierung (schwarzes Histogramm) ist die $1-\sigma$ Breite der Verteilungen von ca. 10 DAC-Werten auf 2 DAC-Werten verringert worden. Ausgedrückt in Elektronen (siehe Abschnitt 5.3) entspricht dies einer Verringerung der Dispersion von $290e^-$ auf $60e^-$.

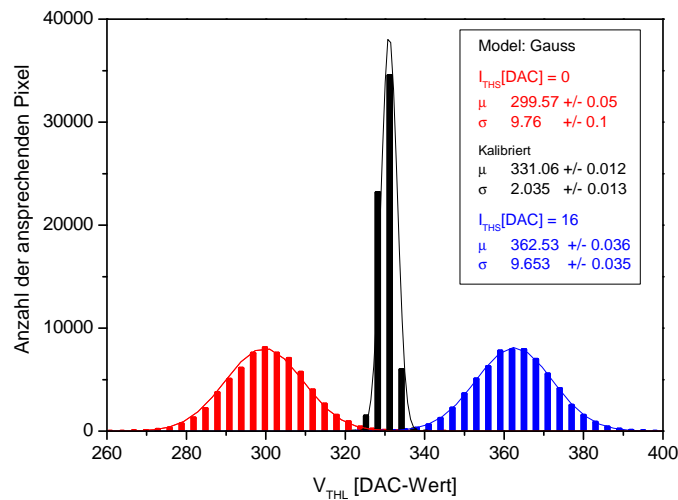


Abbildung 5.9: Antwortverhalten der Pixel auf ihr Rauschen bei Variation der Schwelle. Im roten Histogramm wurden die Schwellenkorrekturwerte aller Pixel auf ihr Minimum gesetzt, im blauen auf das Maximum. Die schwarze Kurve zeigt schließlich das Ansprechverhalten aller Pixel mit der erstellten Korrekturmaske.

5.7 Spacing

Wird eine Ladungsmenge Q in einem Pixel deponiert, so kann in einem benachbarten Pixel durch kapazitive Kopplungen ebenfalls ein Signal induziert werden. Das Ansprechverhalten der benachbarten Pixel auf diese parasitären Signale wird

als "Cross Talk" bezeichnet [30].

Im normalen Messbetrieb des Chips lässt sich dieses Verhalten nicht vermeiden. Allerdings ist hier auch nur eine begrenzte Anzahl Pixel gleichzeitig aktiv. Im Betrieb mit Testpulsen hingegen muss mittels der Masken- und Testpulsbits dafür gesorgt werden, dass jeweils benachbarte Pixel inaktiv sind.

Die verwendete Pixelman Software ist in der Lage, die Pixelmatrix so zu konfigurieren, dass nur Pixel in einem gewünschten Abstand zueinander einen Testpuls erhalten, die übrigen hingegen bleiben inaktiv. Durch sukzessives Abrastern werden sämtliche Pixel erfasst und zu einer Akquisition zusammengefasst.

Der Abstand zum jeweils nächsten aktiven Pixel wird mit "Spacing" bezeichnet. Bei einem Spacing von 4 ist z. B. nur jedes vierte Pixel aktiv. Insgesamt müssen 16 Subakquisitionen durchgeführt werden, um sämtliche Pixel zu erfassen.

Zusätzlich sollte beachtet werden, dass jedes aktive Pixel eine Last darstellt, sofern es aktiv ist. Je weniger Pixel aktiv sind, desto geringer ist die Belastung der einzelnen Schalt- und Versorgungsleitungen, insbesondere derjenigen für Testpulse.

Um diese so gering wie möglich zu halten wurde ein hohes Spacing von 16 in den vorgestellten Messungen verwendet.

5.8 Dispersion der Zeitreferenzsignals

Wird der TimePix Chip durch ein Shutter-Signal in den Akquisitionsmodus versetzt, so wird synchron ein Zeitsignal (*Clk_Count*) generiert. Dieses wird aus dem Chiptakt abgeleitet und über eigene Versorgungsleitungen an die einzelnen Pixel des Chips verteilt (siehe Abbildung 4.8). Wird ein Ladungspuls im Pixel registriert, so wird das interne Zählregister im Takt dieses Signals entsprechend des gewählten Modus inkrementiert.

Zwischen jedem Pixel geschaltete Inverter sollen für eine Reduzierung des Rauschens sorgen, welches durch dieses Signal induziert wird. Simulationen zeigen aber, dass jeder dieser Inverter die Propagation des Zeitreferenzsignals um 200 ps verzögert [24]. Zwischen dem ersten und dem letzten Pixel einer Spalte summiert sich diese Verzögerung auf ca. 50 ns.

Für Messungen im Time-Modus ist dies von besonderer Bedeutung, da hier Takte bis zum Ende des Shutter-Signals aufgezeichnet werden. Damit erlangt dieses Verhalten Bedeutung für die Driftzeitmessungen und damit der Rekonstruktion der dritten Raumkoordinate einer TPC.

Je nach Driftgeschwindigkeit des verwendeten Gases kann dies in der Rekonstruktion eine scheinbare räumliche Verkippung der Spuren zur Folge haben. In TDR-Gas kann diese Verkippung bis zu 2,3 mm betragen. Eine Korrektur dieses Dispersionsverhaltens ist daher notwendig.

Ein möglicher Lösungsansatz hierfür soll nun aufgezeigt werden.

Testpulse werden ohne nennenswerte Verzögerung an die Pixel der Matrix gegeben. Die Ereignisanzeige eines Testpulses im Time-Modus zeigt Abbildung 5.10. Zwischen oberster und unterster Zeile wird tatsächlich eine Verzögerung von bis

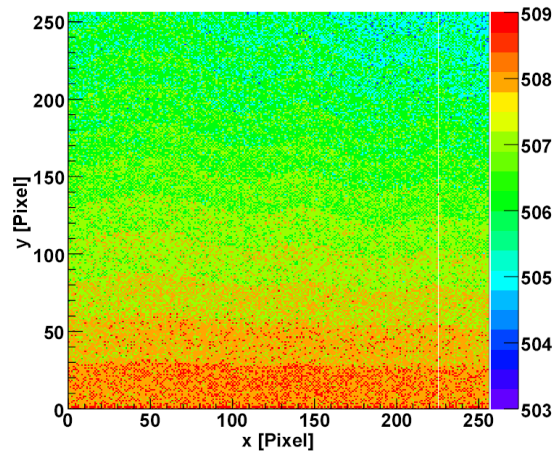


Abbildung 5.10: Ereignisanzeige eines Testpulses im Time-Modus

zu 5 Takten gemessen. Da die Messung bei 56 MHz erfolgte, entspricht dies einem Unterschied von maximal 89,3 ns.

Um die individuelle Verzögerung, die jedes Pixels erfährt zu korrigieren, wurde eine Korrekturmaske erstellt. Dazu wurden 100 Testpulsergebnisse mit den exakt gleichen Parametern aufgenommen. Anschließend wurde über die Time-Werte in jedem Pixel gemittelt und der zeitlichen Grundwert von 503 Takten abgezogen. Abbildung 5.11 zeigt die so gewonnene Korrekturmaske. Angewandt auf das Bei-

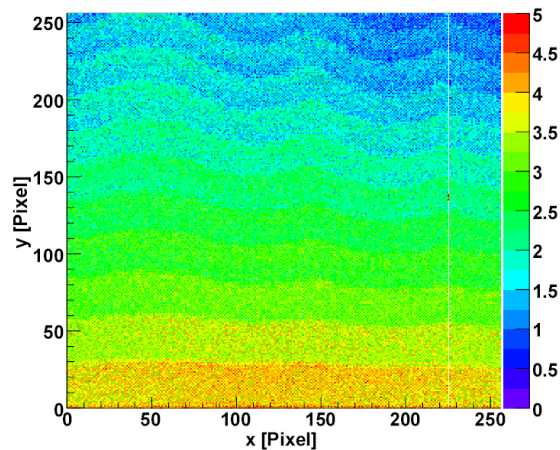


Abbildung 5.11: Korrekturmaske

spiel in Abbildung 5.10, ergibt sich die Ereignisanzeige in Abbildung 5.12. Das

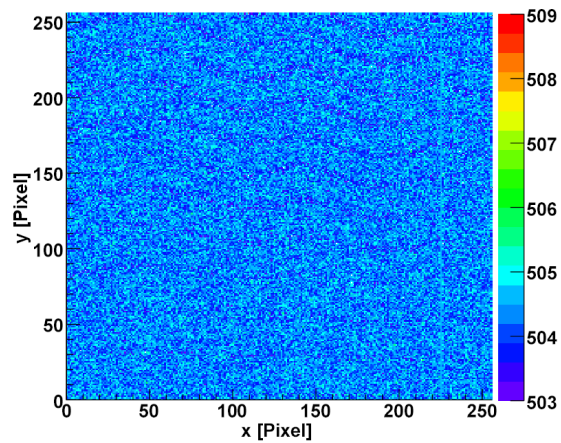


Abbildung 5.12: Ereignisanzeige von Abbildung 5.10 mit korrigierten Zeitwerten

Ergebnis ist eine deutlich homogenere Zeitmessung in allen Pixeln. Die Verzögerung konnte so herauskorrigiert werden.

Es zeigt sich also, dass es grundsätzlich möglich ist, die verfälschten Zeitwerte mittels einer entsprechend erzeugten Maske zu korrigieren.

Durch die Verwendung des Spacings

6 Aufbau des Teststands

6.1 Der Feldkäfig



Abbildung 6.1: Foto des Feldkäfigs

Der Feldkäfig für den TPC-Prototypen wurde von der TPC Gruppe des III. Physikalischen Instituts der RWTH Aachen [31] konstruiert.

Die Hauptaufgabe des Feldkäfigs ist die Erzeugung eines homogenen elektrischen Feldes entlang der Längsachse der Zeitprojektionskammer. Gleichzeitig muss der Mantel Gasdichtigkeit bei geringem Überdruck von wenigen mbar gewährleisten. Seine Grundform entspricht der eines Hohlzylinders mit einem äußeren Radius von 260 mm und einem Innenradius von 231 mm.

Die Feldformung geschieht durch eine innere und äußere Lage von insgesamt 187 ringförmigen Kupferstreifen. Beide Ebenen sind versetzt angeordnet, so dass der zylindrische Mantel auf einer Länge von 260 mm vollständig mit Kupferstreifen abgedeckt wird. Über eine Widerstandskette werden die Kupferstreifen mit Spannung versorgt. Dies ermöglicht Felder bis zu 1000 V/cm mit einer Feldhomogenität von mehr als 10^{-4} .

Die Abbildung 6.2 zeigt eine Schnittzeichnung durch den Mantel des Feldkäfigs. Auf die innersten beiden Lagen der 2,8 mm breiten Feldstreifen folgen zunächst vier Schichten Kapton[®]. Darüber ist die Trägerstruktur aus Aramid aufgeklebt, auf die schließlich eine Schicht aus Glasfaser verstärktem Kunststoff (GFK) folgt. Die Kammer wird über eine Schicht aus Aluminiumfolie geerdet

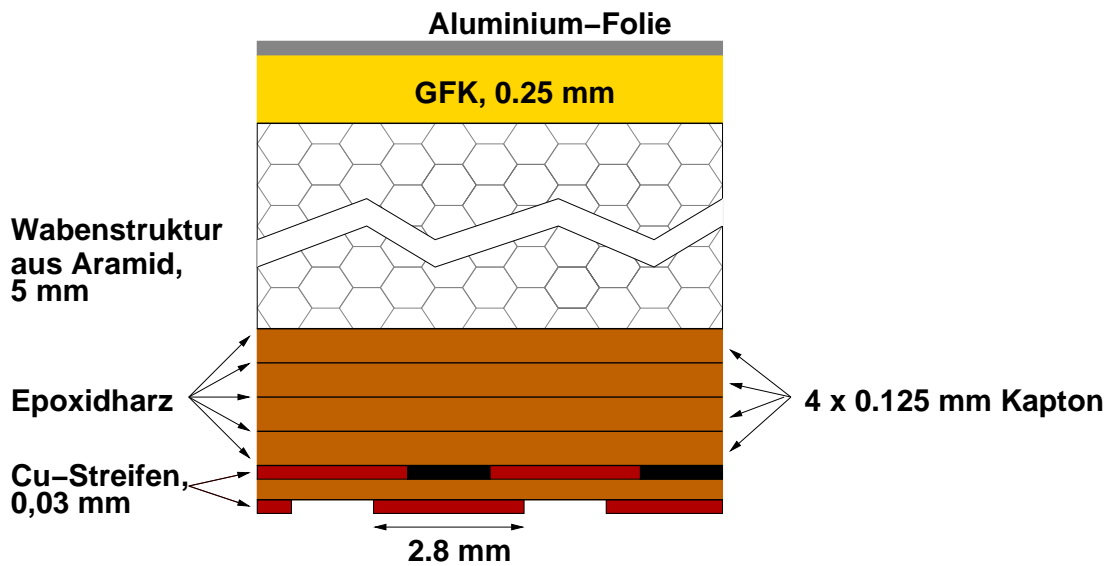


Abbildung 6.2: Schnittzeichnung durch den Mantel des Feldkäfigs. Zur Veranschaulichung ist die Wabenstruktur um 90°gedreht gegenüber der tatsächlichen Ausrichtung dargestellt [31]

Alles in allem wurde der Materialbedarf soweit minimiert, dass ein ionisierendes Teilchen beim Durchgang nur 1% seiner Strahlungslänge verliert.

6.2 Die Gasverstärkungsstruktur

6.2.1 GEMs

Als Gasverstärkungsstrukturen in dieser Versuchsanordnung wurden von der Gas Detector Development Group des CERNs entwickelte „Standard“ GEM mit einer aktiven Fläche von $100 \times 100 \text{ mm}^2$ verwendet.

Wie in der Darstellung in Abbildung 6.3 zu sehen, handelt sich dabei um eine $d=50 \text{ }\mu\text{m}$ dicke Folie aus Kapton[®]. Beide Seiten dieser Folie wurden mit einer $c=5 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Kupferschicht metallisiert. Mit Hilfe eines photolithographischen Verfahrens wird ein hexagonales Raster aus Löchern mit einem Durchmesser von $d=70 \text{ }\mu\text{m}$ und einem Abstand von $b=140 \text{ }\mu\text{m}$ eingätzt. Diese Löcher sind doppelt konisch geformt und verjüngen sich auf einen Minimaldurchmesser von $50 \text{ }\mu\text{m}$. Für den Betrieb in der TPC können an die beiden Kupferschichten einer solchen GEM Spannungen zwischen 300 V und 400 V angelegt werden, was einem Feldgradienten von bis zu 70 kV/cm entspricht.

Um mechanische Stabilität gewährleisten zu können, werden die Folien auf einem

0,5 mm dicken Rahmen geklebt. Die Rahmen selbst bestehen aus isolierendem GFK mit den Außendmaßen $124 \times 124 \text{ mm}^2$.

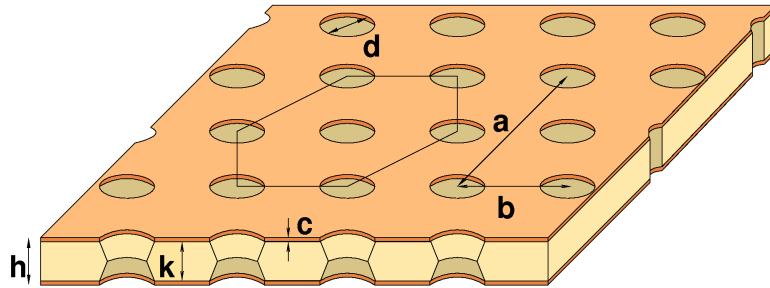


Abbildung 6.3: Geometrie der verwendeten GEM-Folie

6.2.2 Der GEM-Stapel und das Ausleseboard

Die Anodenplatte aus 1,5 mm dickem Kupfer wird auf Höhe des letzten Feldstreifens in den Feldkäfig eingesetzt (Abbildung 6.4). Durch Stützen aus Nylon wird die Platte auf ca. 1 mm Abstand zum Mantel und 33,5 mm zur Endplatte positioniert. Die Anodenplatte besitzt eine rechteckige Aussparung, die den Maßen einer gerahmten GEM entspricht.

So kann die oberste GEM auf exakter Höhe der Anodenplatte eingesetzt werden

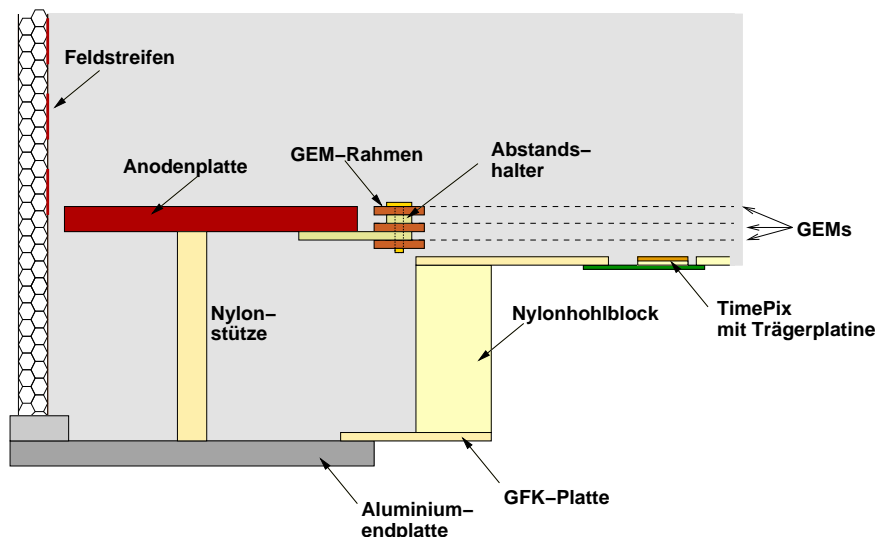


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau der Endkappe des TPC-Prototypen (der mit Gas gefüllte Bereich ist Grau unterlegt).

um die Feldhomogenität zu gewährleisten. Die 0,5 mm dicken Abstandshalter aus

GFK zusammen mit den 0,5 mm starken Rahmen sorgen für ein 1 mm langes erstes Transferfeld. Auch das zweite Transferfeld wird auf diese Weise auf einen Abstand von 1 mm gebracht.

Die Abstandshalter des zweiten Transferfeldes sind allerdings so ausgelegt, dass sie mit der Unterseite der Anodenplatte verklebt werden können und so der Stapel an der Anodenplatte fixiert wird. Aus dem Abstand der dritten GEM zur Ausleseebene ergibt sich schließlich das 1 mm lange Induktionsfeld. Eine durchgängige Nygonschraube verbindet den Stapel.

In die Aussparung einer Leiterplatte wird rückseitig die mit dem TimePix-Chip bestückte Trägerplatine mittig eingeklebt (Abbildung 6.5). Die Bond-Kontaktpads des Chips an seiner Oberseite sind über Wirebonds mit der Trägerplatine verbunden. Daher ist die Aussparung etwas größer dimensioniert als der TimePix-Chip selbst. Die Wirebonds sind durch einen Überzug aus lichthärtendem Klebstoff¹¹ gegenüber Überschlügen aus dem Induktionsfeld geschützt. Die Ausleseplatine

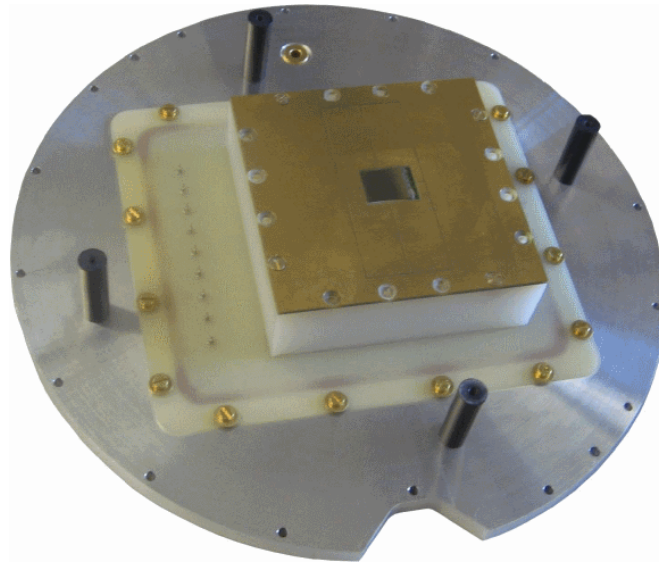


Abbildung 6.5: Foto der Endkappe ohne Anodenplatte und GEM-Stapel

selbst wird wiederum von einem Hohlblock aus Nylon getragen, der auf eine GFK-Platte geklebt ist. Diese ist mit den Durchführungen der Hochspannungsversorgung bestückt und schließt das Gasvolumen zusammen mit der Aluminiumendplatte nach außen hin gasdicht ab.

¹¹DYMAX 9001-E-V-3.7

6.3 Hochspannung

Die Versorgung der Kammer mit Hochspannung geschieht mittels zweier Hochspannungsgeräte. Für die Versorgung des GEM-Stapels, der Anodenplatte sowie des letzten anodenseitigen Feldstreifens R187 wird ein SY127 HV-Gerät (HV: engl. High Voltage) von CAEN verwendet. An der Rückseite dieses Gerätes befinden sich Einschübe für bis zu zehn Hochspannungsmodule. Jedes der beiden verwendeten Module des Typs A433 besitzt vier Kanäle mit bis zu 4kV Spannung bei 200 μ A.

Die drei GEMs werden jeweils über einen anodenseitigen bzw. kathodenseitigen HV-Kanal mit Spannung versorgt (Abbildung 6.6). Zur Überwachung des Ladestroms der GEMs wird in jeden Kanal ein Nanoamperemeter zwischengeschaltet. Bei diesen CuMos (engl.: Current Monitor) handelt es sich um eine Eigenentwicklung des III. Physikalischen Instituts der RWTH Aachen.

Um die GEMs vor Entladungen zu schützen, wurden 10 M Ω -Widerstände zur Strombegrenzung zwischengeschaltet. Zusätzlich wird für jeden Kanal eine Stromschwelle von 1 μ A eingestellt. Wird diese überschritten, werden sämtliche Kanäle sofort geerdet. Sind sämtliche GEMs während des Betriebs auf Potential, beträgt der Dunkelstrom nicht mehr als 2 nA.

Neben der Eingabe über ein Tastenfeld läßt sich das SY127 auch über eine RS232 Schnittstelle ansteuern. Dies erlaubt die Steuerung und Auslese des Geräts über die *xtc* Steuerungssoftware.

Durch diese Slowcontrol Software ist es möglich, Transfer- und Induktionsfeldstärken sowie GEM Spannungen direkt über eine graphische Benutzeroberfläche anzuwählen. Die Software berechnet die nötigen Ausgabespaltungen jedes Kanals und übergibt die entsprechenden Steuerbefehle an das HV-Gerät.

Die Driftfeldspannung der Widerstandskette wird von einem Iseg T1Cp HV-Gerät generiert und kann manuell über ein Potentiometer eingestellt werden.

6.4 Das Gassystem

Das für die ersten Messungen benutzte, einfache Gassystem erlaubt nur die Verwendung von industriell vorgemischten Gasen. Für die Messung und Regelung des Gasflusses befinden sich jeweils Schwebekörper-Durchflussmessgeräte mit Nadelventil des Typs Vögtlin V100 am Einlass und am Auslass der Kammer (Abbildung 6.7). Im Betriebszustand der Kammer wird der Gasfluss am ersten Regler mittels des Nadelventil so geregelt, dass sich in der Kammer ein Staudruck von wenigen hPa über dem atmosphärischen Druck aufbaut.

Über beide Messgeräte wird der Durchfluss an Gas überwacht. Aus einer zu großen Diskrepanz beider Flüsse kann so auf ein Gasleck in der Kammer geschlossen werden.

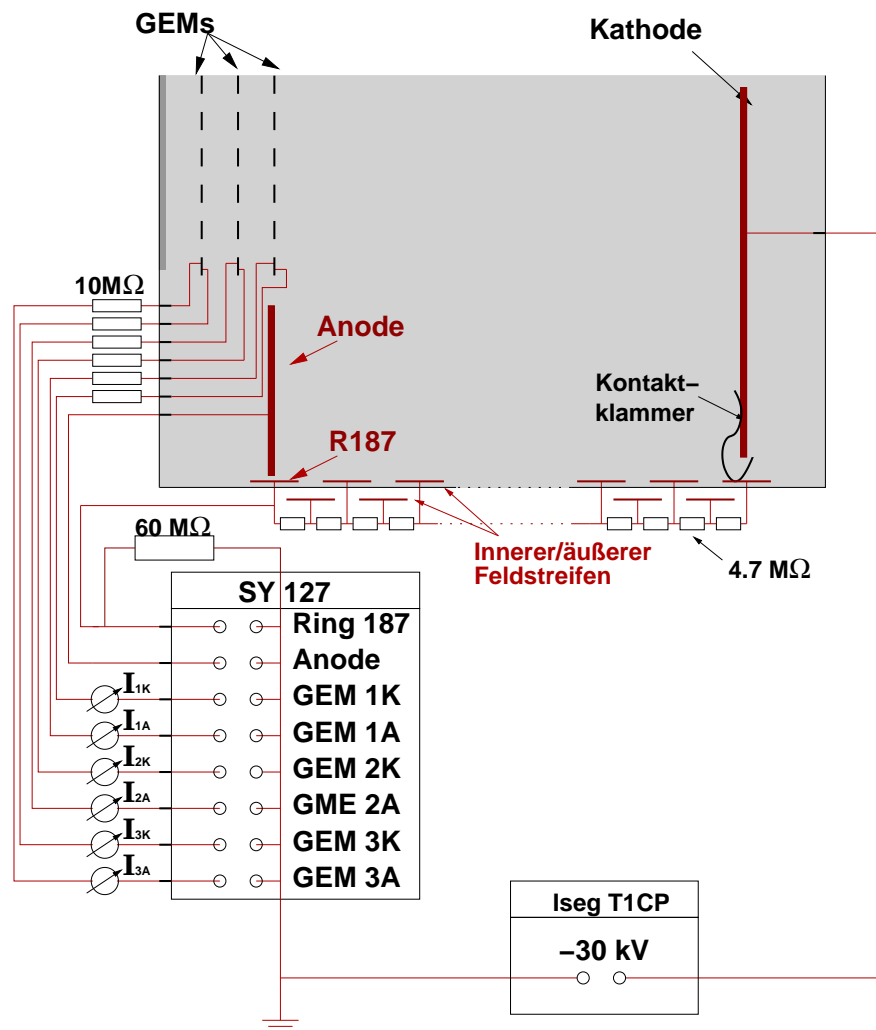


Abbildung 6.6: Schaltbild der Hochspannungsversorgung der Kammer.

Der Betrieb der Kammer kann durch eindiffundierenden Sauerstoff stark beeinträchtigt werden. Wegen seiner starken Elektronegativität ist molekularer Sauerstoff genau wie Wasser in der Lage, Elektronen einzufangen und so dem Drift- und Gasverstärkungsprozess zu entziehen.

Dies kann vermieden werden, indem durch ständigen Austausch des Füllgases der Anteil an Sauerstoff in der Kammer auf einem Minimum gehalten wird. Dazu wird der Fluss auf einen Wert von ca. 3,5 bis 4 l/h eingestellt. Das Gasvolumen der Kammer wird so innerhalb von 3 bis 4 Stunden einmal vollständig ausgetauscht.

Um die benötigte Gasreinheit nach einer Öffnung wiederherstellen zu können, muss diese zunächst mindestens 5 Stunden lang bei einem Fluss von ca. 30 l/h mit dem Zählgas "gespült" werden.

Das "verbrauchte" Gas (Premix) wird schließlich über das Entlüftungssystem des Gasflaschenschanks abgeführt.

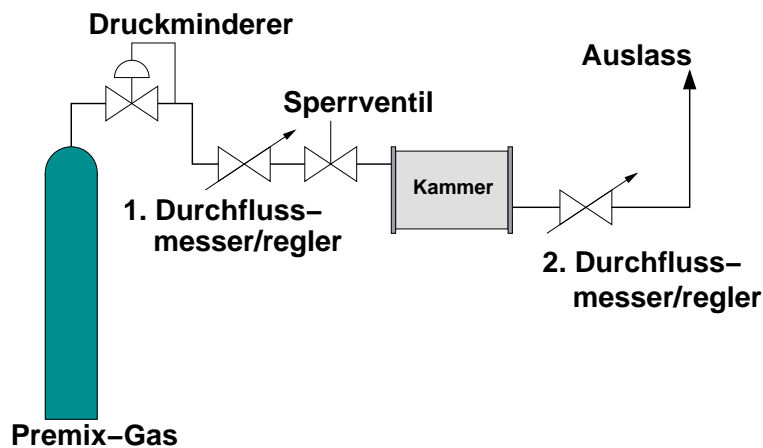


Abbildung 6.7: Schematischer Aufbau des Gassystems

6.4.1 Verwendetes Gas

Als Detektorzählgas wird typischerweise Edelgas verwendet. Da Edelgasatome einatomige Gase sind, lassen sich keine Schwingungs- oder Rotationsfreiheitsgrade anregen, wodurch der Energieübertrag durch Ionisation überwiegt. Ein hoher W-Wert sorgt für die Erzeugung einer ausreichenden Anzahl von Spurpunkten, gleichzeitig muss durch einen entsprechend hohen Townsendkoeffizienten α die notwendige Gasverstärkung ermöglicht werden. Nicht zuletzt sind die erreichbaren Driftgeschwindigkeiten v_{Drift} und die Höhe der Diffusion zu beachten.

Ein Gemisch von Argon (70%) mit dem Löschgas CO_2 (30%) wurde für die ersten Messläufe mit der Kammer gewählt. Dieses Gemisch ermöglicht hohe Gas-

verstärkungsraten und besitzt einen hohen W-Wert. Seine Driftgeschwindigkeit ist jedoch um fast eine Größenordnung geringer als bei anderen Zählgasen (siehe Abbildung 6.8) .

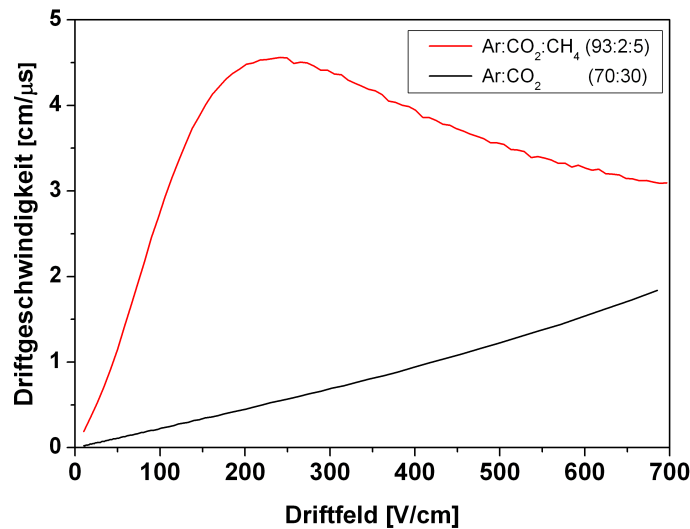


Abbildung 6.8: Driftgeschwindigkeiten von Ar-CO₂ und Ar-CO₂-CH₄ als Funktion des Driftfeldes. Die Daten beruhen auf Simulationen mit dem Programm Magboltz [7]

6.5 Konfiguration des Teststandes für Myonen aus der kosmische Höhenstrahlung

Für den Test der Kammer mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung wurden jeweils oberhalb und unterhalb der Kammer ein Szintilationszähler angebracht, wie Abbildung 6.9 zeigt. Die Szintillatorplatten wurden dazu so ausgerichtet, dass sie möglichst vollständig das aktive Volumen des Chips in der Kammer abdeckten (siehe Abbildung 6.10). Anschließend wurden beide mittels einer Koinzidenzeinheit verschaltet, um das Startsignal für die Zeitmessung zu generieren. Die Anodenspannungen der beiden 2-Zoll Photomultiplierrohren des Typs 9954 der Firma Electron Tubes Inc. wurden mit 2100 Volt so eingestellt, dass sie im Bereich ihrer maximalen Empfindlichkeit arbeiteten.

Aufgrund des großen Abstands beider Zähler und der geringen Querschnittsflächen der Szintilatoren ergaben sich nur moderate Ereignisraten von 6 Ereignissen pro Minute.

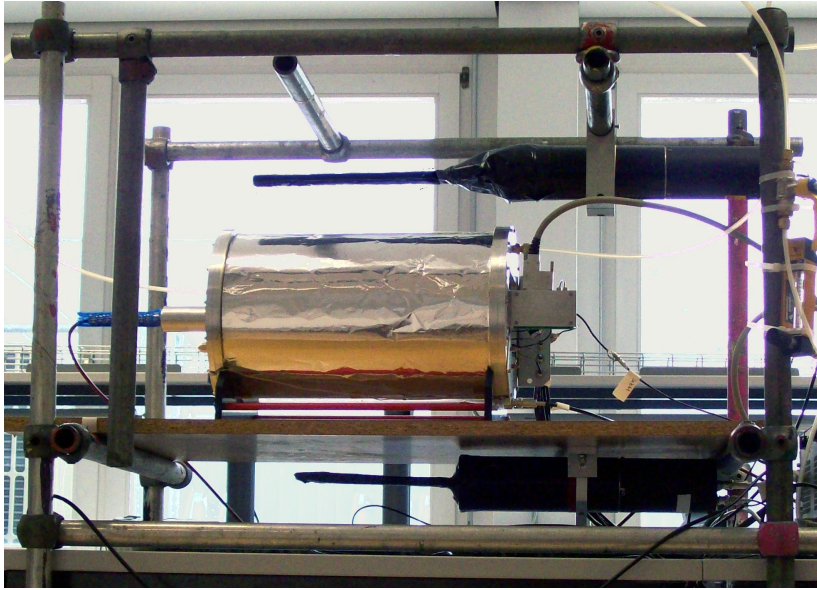


Abbildung 6.9: Foto des Teststandes

Die Signalerzeugung in jedem der Photomultiplier wird durch unkorrelierte Rauschereignisse überlagert [32]. Messungen der Dunkelzählraten ergaben $N_1=233 \frac{1}{s}$ für Zähler 1 und $N_2=511 \frac{1}{s}$ für Zähler 2. Mit einer Zeitauflösung $\tau = 218 \text{ ns}$ der Diskriminatoren ergibt sich so eine zu erwartende Anzahl von Zufallskoinzidenzen n_z :

$$n_z = \tau N_1 N_2 = 1,6 \frac{1}{\text{min}} \quad (30)$$

Durch die geringen Ereignisraten und der Verwendung von lediglich zwei Photomultipliern in Koinzidenz resultiert ein relativ hoher Anteil an Zufallskoinzidenzen.

6.5.1 Der Trigger

Wie bereits in den vorhergegangenen Kapiteln erläutert, ermöglicht erst die Driftzeitmessung in einer Zeitprojektionskammer die dreidimensionale Spurrekonstruktion.

Das Startsignal, auch Trigger (engl. Auslöser) für diese erfolgt, sobald ein geladenes Teilchen die Kammer durchquert und eine Spur aus Elektron-Ion-Paaren in der Kammer hinterlässt.

Mittels eines Gate Generators (Lecroy LRS 222) wird aus dem Koinzidenzsignal das Shutter-Signal mit inversem TTL-Pegel generiert, welches über das MUROS2

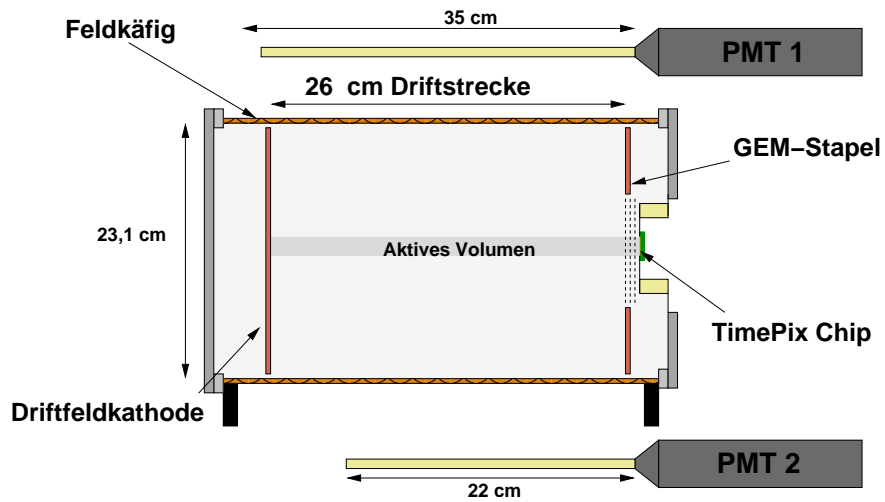


Abbildung 6.10: Schnittzeichnung des TPC-Prototypen. Der TimePix-Chip ist zentral innerhalb der Kammer angebracht. Das aktive Volumen über dem Chips erstreckt sich über die gesamte Driftlänge von 26 cm.

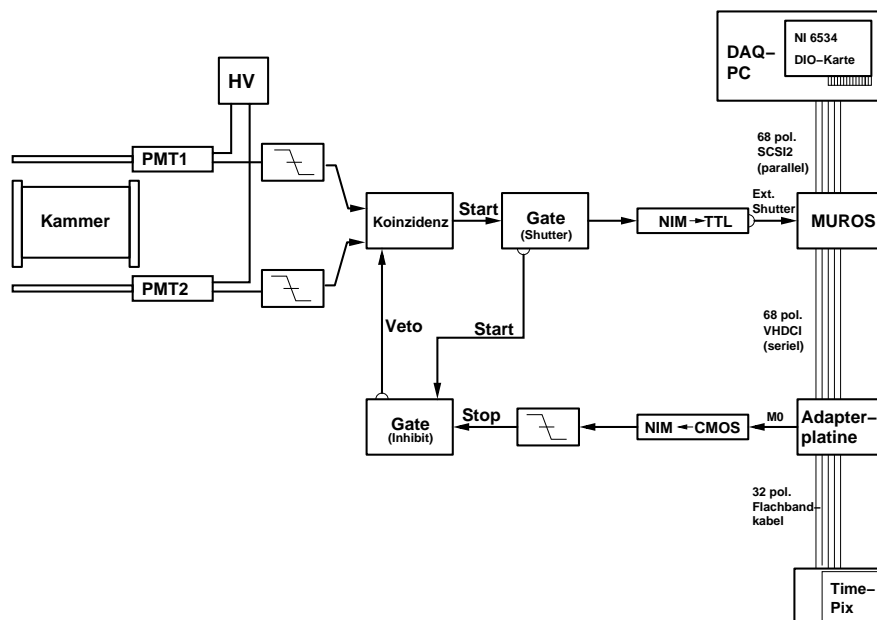


Abbildung 6.11: Schematische Darstellung der Schaltung

an den TimePix-Chip weitergegeben wird (Abbildung 6.11). Die Länge dieses Signals wird entsprechend der maximalen Driftzeit der Elektronen in der Kammer gewählt.

Nur während sich der Chip im Akquisitionsmodus befindet akzeptiert das MUROS2 diese externen Shutter-Signale. Die Dauer des Akquisitionsmodus selbst kann über die Pixelman Software nur statisch festgelegt werden. Jeweils nach Ablauf dieses Zeitfensters wird mit der Auslese der Schieberegister des Chips begonnen, unabhängig davon, ob ein Koinzidenzsignal und damit ein Shutter vorhanden war oder nicht.

Während eines Zählzyklusses können bei hohen Raten mehrere Shutter-Signale ausgelöst werden. Das damit assoziierte Puls- oder Rauschereignis wird dabei im jeweiligen Pixel zum momentanen Zählerstand hinzuaddiert. Dies kann analog zu einer Mehrfachbelichtung des Chips verstanden werden.

Um dieses mehrfache Beschreiben zu unterdrücken und dadurch klare Einzelereignisse in der Kammer zu erhalten, wird über ein zweites Gate ein Inhibit-Signal gestartet, sobald das erste Shutter-Signal erzeugt worden ist (Abbildung 6.12). Dieses Inhibit wird nun dazu eingesetzt, die Koinzidenz über den Veto-Eingang zu blockieren.

Ist die Zählphase abgeschlossen, wird der Chip über einen Logikwechsel der M0-Verbindung (siehe Abschnitt 4.4) von der Software in den Auslesemodus versetzt. Je nach Chiptakt kann die Auslese zwischen 30 und 60 ms in Anspruch nehmen. Nach Beendigung dieser Phase sind die Pixel-Register zurückgesetzt. Der M0-Kanal wechselt in einer steigenden Flanke auf eine logische 1, der Chip wird wieder in den Akquisitionsmodus zurück versetzt. Neue Shutterfenster können erfasst werden.

Um dies zu ermöglichen, muss jedoch zunächst das Inhibit-Signal zurückgesetzt werden, um die Koinzidenz frei zu geben. Dies geschieht, indem das M0 Steuersignal an der Adapterplatine hochohmig abgegriffen und in einen NIM-Logikpegel konvertiert wird. Der Diskriminator erzeugt daraus auf der steigenden Flanke ein Stoppsignal für das Inhibit-Gate. Die Koinzidenz ist damit wieder für ein einziges weiteres Shutter-Signal freigeschaltet.

Das Pixelman Softwarepaket unterstützt nur die Auslese in einem statischen Akquisitionszyklus. Nur innerhalb fester Zeitfenster können Koinzidenzen als Shutter-Signale dynamisch an den Chip gegeben werden. Mit der hier vorgestellten Vetoschaltung wird die Anzahl der pro Akquisitionzyklus akzeptierten Koinzidenzen auf eine limitiert. Dies hat eine drastische Erhöhung der Totzeit des Detektors zur Folge.

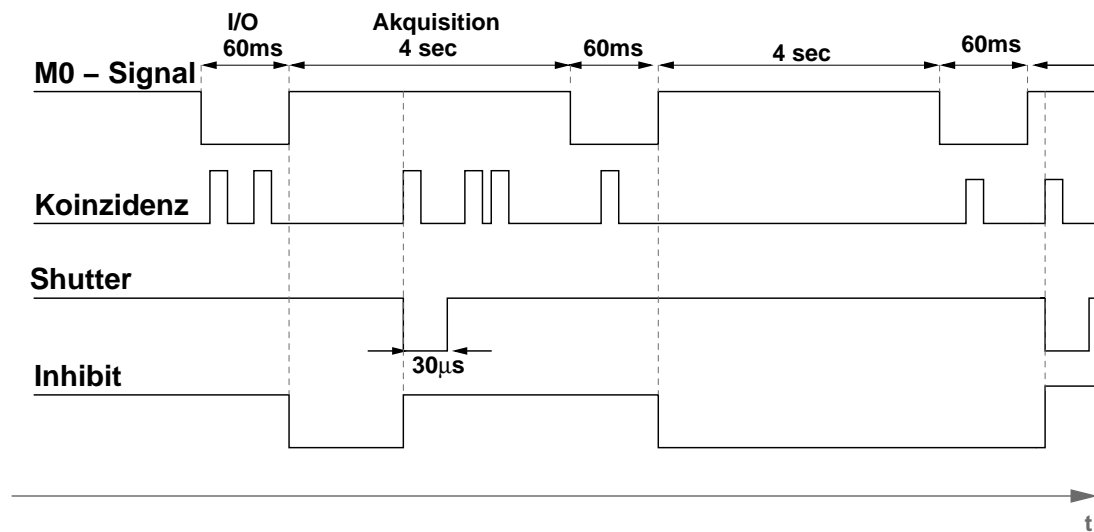


Abbildung 6.12: Zeitlicher Verlauf des Shutters gegenüber dem Inhibit, dem M0-Steuersignal und dem Koinzidenzsignal

6.6 Das MarlinTPC-Softwarepaket

Für die Auswertung der gewonnenen Daten wurde auf die Rekonstruktionsalgorithmen des MarlinTPC¹² Software Packets [33] zurückgegriffen.

Der Rekonstruktionsprozess für Spuren aus den Rohdaten erfolgt hier in mehreren Teilschritten, die von einzelnen Modulen, genannt Prozessoren, ausgeführt werden (Abbildung 6.13).

Dazu wird zunächst das Rohdatenformat in das durch MarlinTPC verwendete LCIO-Datenmodell konvertiert.

Als erster Rekonstruktionsschritt werden benachbarte Pixel eines Areals zusammengefasst und anschließend in einzelne Cluster aufgetrennt. Der geometrische Schwerpunkt der Cluster wird bestimmt.

Mittels einer Houghtransformation werden die Schwerpunkte in einem Ereignis einzelnen Spuren zugeordnet. Schließlich werden die Spurparameter neu durch eine lineare Regression bestimmt [34].

¹²Modular Analysis & Reconstruction for the Linear Colider

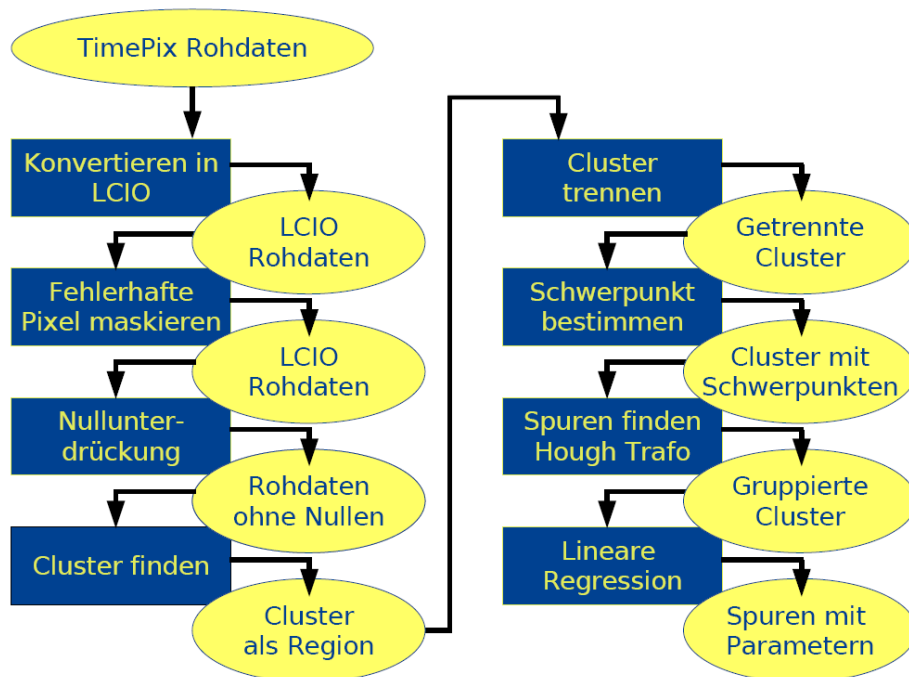


Abbildung 6.13: Rekonstruktionskette für die Rohdaten des TimePix [34]

7 Inbetriebnahme und erste Messungen

In der ersten Langzeitmessung, die mit der Kammer vorgenommen wurde, konnten trotz der geringen Ereignisraten fast 40000 Spuren kosmischer Myonen aufgezeichnet werden.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst beschrieben, wie der Teststand zu diesem Zweck konfiguriert wurde. Anschließend werden die erhaltenen Spurereignisse anhand ausgewählter Beispiele vorgestellt.

Danach soll gezeigt werden, wie auf Basis dieser Messergebnisse Aussagen über den Energieverlust der Teilchen mittels des TOT-Modus ermöglicht werden.

Abschließend wird eine weitere Messreihe, die unter zurhilfenahme einer radioaktiven Quelle erstellt wurde, präsentiert.

7.1 Konfiguration des Teststandes

7.1.1 Konfiguration der Auslese

Die Qualität von TimePix Chips wird noch auf dem Wafer getestet und je nach Anzahl defekter Pixelreihen in drei Kategorien eingeteilt. Der für die Messungen in der Kammer verwendete Chip, wies als "B" klassifiziert einzig eine komplette Reihe defekter Pixel auf. Seine Wafer-Identifikationsnummer lautete H08.

Der Taktgeber des MUROS2 wurde auf 8 MHz eingestellt, was einem Auslesetakt des TimePix Chips von 56 MHz entspricht.

Seine Digital-Analog-Wandler wurden auf die in Tabelle 7.1 dargestellten Werte eingestellt: Die Messungen wurden zunächst mit einer Schwellenhöhe von 349 DAC-Werten vorgenommen, was nach der Kalibrationsmessung in Abschnitt 5.3 einer Höhe von 780 Elektronen entspricht. Im späteren Verlauf wurde die Schwelle auf 335 DAC-Werte (360 Elektronen) herabgesetzt.

Außerdem wurde von der Möglichkeit Gebrauch gemacht, verschiedene Pixel in unterschiedlichen Modi zu betreiben. Um Parallelinformationen über Ankunftszeit und deponierte Ladungsmenge zu erhalten, wurden die Pixel in einem schachbrettartigen Muster jeweils abwechselnd im TimePix- und im TOT-Modus konfiguriert. Im Folgenden wird diese Art der Konfiguration mit Mixed-Mode bezeichnet.

Das vom Gategenerator erzeugte Shutterfenster wurde auf eine Länge von 30 μ s

eingestellt und ist damit länger gewählt, als die zu erwartende maximale Driftzeit von 18 μs für Ar/CO²-Gemisch.

Wegen der geringen Ereignissraten konnte ein relativ großes Akquisitionsfenster von 4 Sekunden gewählt werden.

	DAC-Wert
Ikrum	5
Disc	127
Preamp	255
Hist	0
THL	349 (335)
THLCoarse	7
VCas	130
FBK	128
GND	80
THS	85

Tabelle 7.1: Konfiguration der DAC-Werte des TimePix Chips

7.1.2 Konfiguration der Felder

Die ersten Messreihen mit der Kammer erfolgten mit folgender Konfiguration der Spannungen des GEM-Stapels und des Driftfeldes

	Feldstärke	Spannung
Driftfeld	540 V/cm	
GEM1		390 V
Transferfeld 1	2500 V/cm	
GEM2		390 V
Transferfeld 2	2500 V/cm	
GEM3		390 V
Induktionsfeld	3000 V/cm	

Tabelle 7.2: Feldkonfiguration des GEM-Stapels und der Kammer

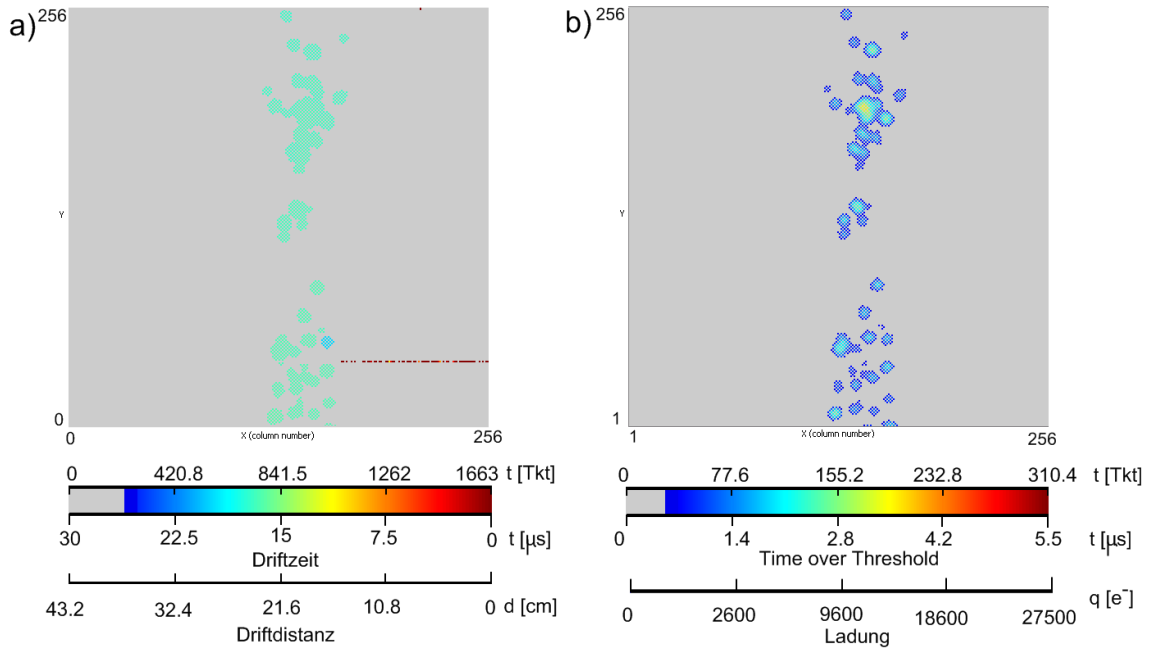


Abbildung 7.1: Eventdisplay der selben Spur im Time-Modus (a) und im TOT-Modus (b)

7.2 Ereignisse im Mixed Mode Betrieb

Das Ereignisanzeige in Abbildung 7.1 zeigt eine Visualisierung der Datenausgabe eines typischen Ereignis. Dargestellt ist die 256×256 Pixelmatrix des TimePix. Die Digitalwerte, die in jedem Pixel gezählt wurden, werden je nach Höhe unterschiedlichen Farbwerten zugeordnet.

Die Farbskala in den Bildern in Abbildung 7.1 so gewählt, dass in a) die Zeitinformation gut abzulesen ist, in b) die Ladung (TOT). Zu sehen ist die Spur eines vertikal einfallenden ionisierenden Teilchens. Die bei der Wechselwirkung mit dem Gas erzeugten Elektronen unterliegen während ihres Drifts zur Ausleseebene der Diffusion, wodurch sie von der ursprünglichen Trajektorie des Teilchens abdriften.

Im GEM-Stapel werden Primärladungen verstärkt und als Ladungswolke in das Injektionsfeld über der Auslese ausgestrahlt. Durch die starken elektrischen Felder des GEM-Stapels unterliegt die Ladungswolke stärkerer Diffusion, dies führt zu einer Aufweitung ihres Querschnitts. Die Ladungswolke trifft verteilt über mehrere Pixel auf den TimePix Chips [21]. Dies hat zur Folge, dass mehrere Pixel gleichzeitig ansprechen. Die Verstärkung der Primärladung resultiert schließlich in einem zusammenhängenden, kreisförmigen Pixelareal.

Im Time-Modus wird diesen Clustern, ein Zeitwert in Form von Taktzyklen seit dem Signal der Szintillationszähler (Trigger) zugeordnet. Mit einer Taktdauer von 17,86 ns kann eine Driftzeit als Differenz zum eingestellten Shutterfenster ange-

geben werden. Aus dem Simulationsergebnis in Abbildung 6.8 ergibt sich so eine Driftgeschwindigkeit von $v_{\text{Drift}} \approx 1,44 \text{ cm}/\mu\text{sec}$.

7.3 Diffusionsverhalten

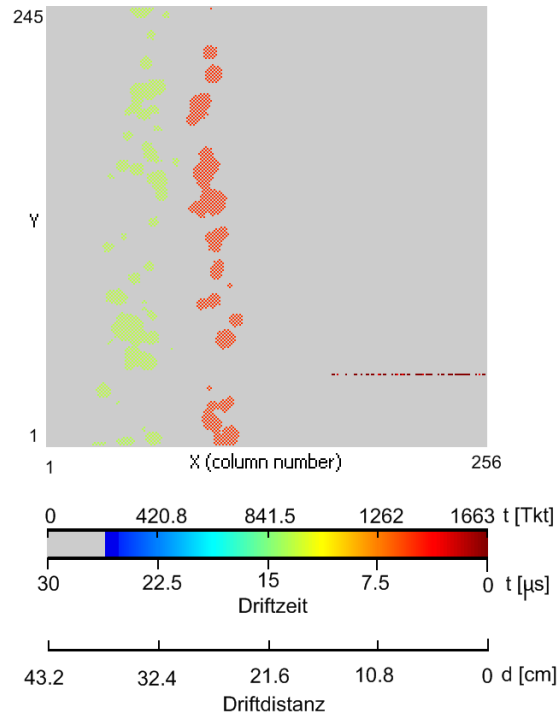


Abbildung 7.2: Pixelman Eventdisplay zweier Spuren im TimePix-Modus.

Je größer die Driftdistanz, die eine Primärelektronenspur im Driftvolumen zurücklegt desto, stärker macht sich der Einfluss der Diffusion bemerkbar. Das in Abbildung 7.2 dargestellte Ereignis verdeutlicht dieses Verhalten. Wie die Driftzeitwerte t beider Spuren zeigen, wurde die rote Spur sehr nahe an der Ausleseebene erzeugt, während die grüne Spur eine längere Driftstrecke zurücklegte. Durch die längere Verweildauer im Driftvolumen unterliegen die einzelnen Primärelektronen der in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Diffusion, wodurch es zu einer gaussförmigen Verschmierung ihrer Ladungsverteilung nach $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ (Abschnitt 2.3.1) in der Projektionsebene kommt.

Dieses Verhalten kann durch die Bestimmung der Residuen näher untersucht werden. Dazu wurden zunächst die Spuren in allen aufgezeichneten Ereignissen rekonstruiert. Anschließend wurden die mittleren Abstände der Clusterzentren zu diesen Spuren bestimmt. Diese Residuen sind in (Abbildung 7.3) als Funktion der Driftdistanz aufgetragen.

Das Diffusionsverhalten folgt in etwa der Diffusionsfunktion (rote Kurve), wie sie für einzelne Elektronen erwartet wird. Dies legt die Vermutung nahe, dass jeder der rekonstruierten Cluster einem Primärelektron entspricht.

Für hohe Driftdistanzen liegen die Residuen oberhalb der Kurve, hier wird die Ortsauflösung durch den Detektor limitiert. Bei niedrigen Driftdistanzen haben sich die Primärelektronen noch nicht genug aufgetrennt. Mehrere Elektronen tragen zur Bildung eines Clusters bei. Ihre Clusterschwerpunkte liegen im Mittel wieder näher an der Spur, als dies durch das Diffusionsmodell vorhergesagt wird.

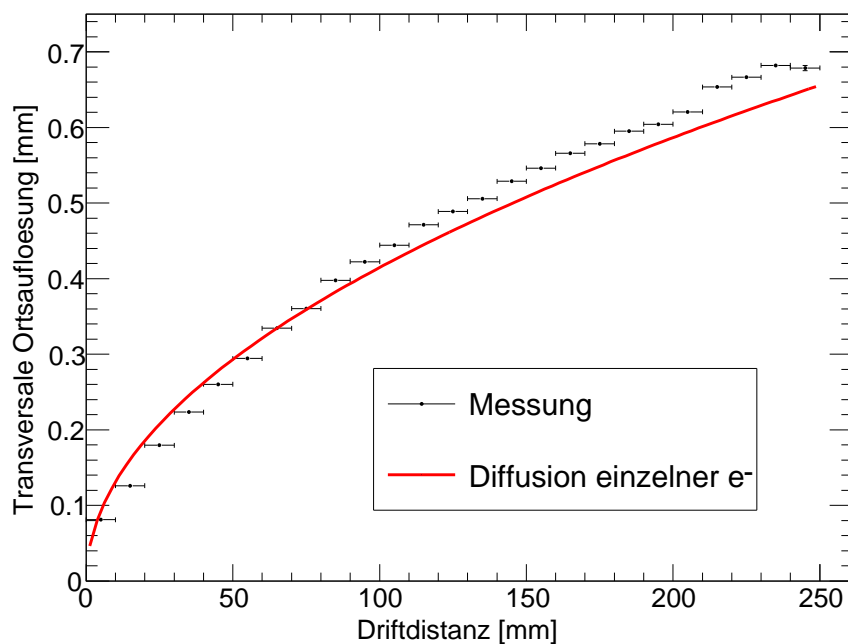


Abbildung 7.3: Residuen als Funktion der Driftdistanz. Die Residuen charakterisieren gleichzeitig die Ortsauflösung des Detektors

7.4 Messung des Energieverlusts

Der Energieverlust, den ein ionisierendes Teilchen erfährt, ist nach Abschnitt 2.2 proportional zur Anzahl n_T der primär- und sekundär erzeugten Elektron-Ion-Paare.

Je größer der Energieverlust pro Wegelement, desto höher ist damit die Anzahl der erzeugten Elektronen in einer Spur. Jedes Elektron wird in den GEMs um

einen konstanten Verstärkungsfaktor vervielfacht. Die daraufhin auf dem Chip deponierte Gesamtladung ist also proportional zum Energieverlust des Teilchens im aktiven Volumen.

Durch Summation über sämtliche, pro Spurlänge registrierten TOT-Werte kann diese Information zugänglich gemacht werden. Abbildung 7.4 zeigt die Häufigkeitsverteilung dieses Wertes für sämtliche Spurereignisse, die während dieser Messreihe aufgenommen wurden. Die Verteilung zeigt das charakteristische Ver-

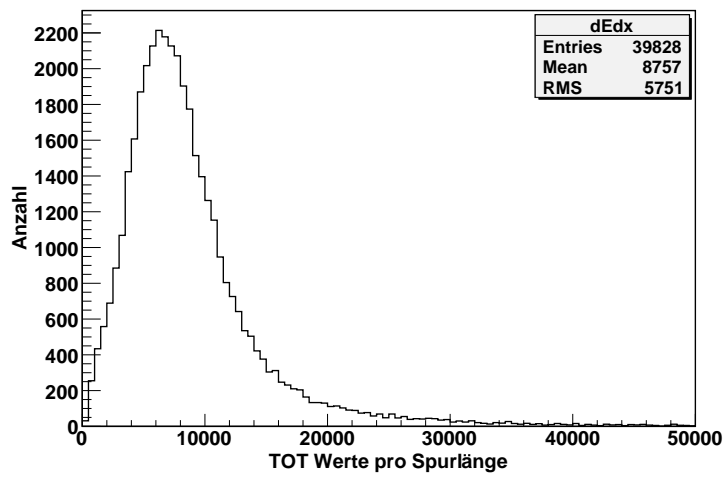


Abbildung 7.4: Häufigkeitsverteilung der deponierten Gesamtladung pro Spurlänge in TOT-Werten

halten des Energieverlusts in dünnen Absorbern, wie es das schmale aktive Volumen über dem Chip darstellt. Es ergibt sich die in Abschnitt 2.1 besprochene verbreitete Landauverteilung.

Der Ausläufer hin zu großen Werten kommt durch hohe Energieüberträge zustande und führt zu der starken Asymmetrie dieser Verteilung.

7.5 Messung zur Clusterschwerpunktverteilung

Die Untersuchung der Schwerpunktverteilung der Cluster erforderte eine höhere Statistik, als dies mittels der Ereignisrate der kosmischen Höhenstrahlung möglich war. Daher wurde für diese Messung eine $^{90}\text{Strontium}$ quelle verwendet. Diese Strahlungsquelle erzeugt β -Strahlung mit einer maximalen Energie von 2,28 MeV. Sie wurde in einer Entfernung von 25 cm zur Ausleseebene außerhalb der Kammer platziert.

Da eine Rekonstruktion der dritten räumlichen Komponente nicht erforderlich war, wurden die Ereignisse ungetriggert aufgenommen. Für diese Untersuchung

sollten allein die Clusterschwerpunkte rekonstruiert werden. Die Rekonstruktionskette umfasste hier daher allein die Prozessoren zur Konvertierung des Datenformats, der Clusteridentifikation, der Clustertrennung und der Schwerpunktsberechnung (siehe auch Abschnitt). Mit den daraus gewonnenen Ortskoordinaten der Clusterschwerpunkte wurde das in Abbildung 7.5 dargestellte Histogramm gefüllt.

Dieses zeigt die Verteilung der rekonstruierten Schwerpunkte in einer $1 \times 1 \text{ mm}^2$ Ausschnitt der Ausleseebene. Es zeigt sich, dass eine Häufung in einer hexagonalen Anordnung mit einem Abstand von $140 \mu\text{m}$ auftritt, diese entspricht der Rasterungsgröße der verwendeten GEMs (siehe Abschnitt 6.2.1).

Die TimePix Auslese ist somit in der Lage Clusterverteilungen in dieser Größenordnung aufzulösen. Das Auftreten einer solchen Clusterung ist ein weiterer Hinweis darauf, dass Cluster durch die Verstärkung einzelner Primärelektronen entstehen. Mehrere Elektronen, die durch benachbarte GEM-Löcher gehen und zu einem Cluster rekonstruiert werden, würden zu einer Auswaschung dieser Verteilung führen.

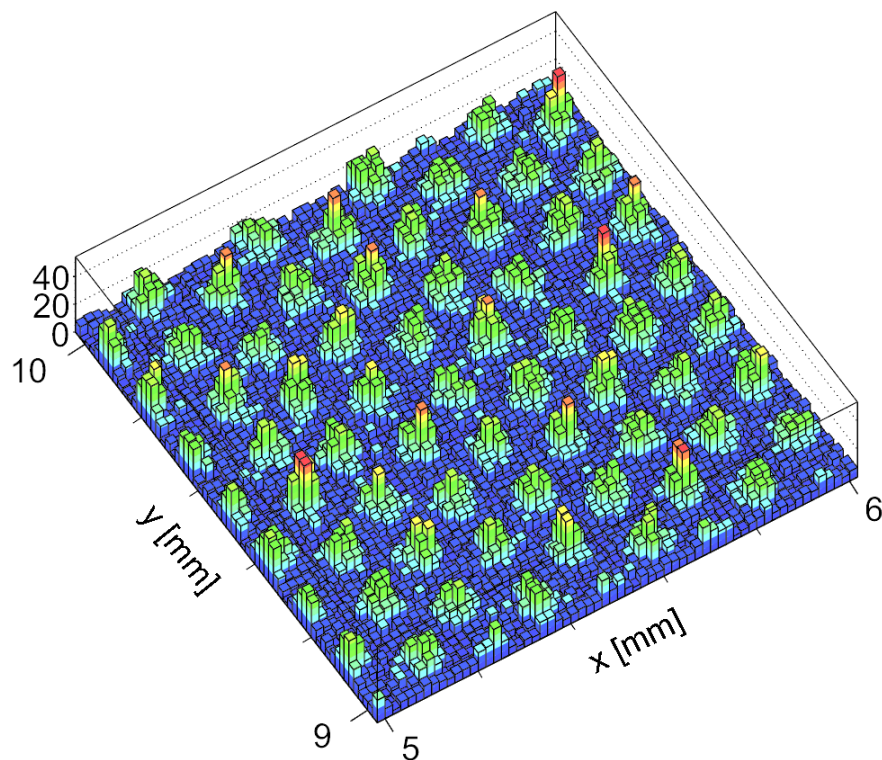


Abbildung 7.5: Verteilung der Clusterschwerpunkte in einem $1 \times 1 \text{ mm}^2$ Ausschnitt der Ausleseebene

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit konnte erstmals eine GEM-basierte Zeitprojektionskammer mit 26 cm Driftdistanz in Kombination mit dem TimePix Chip als Auslese in Betrieb genommen werden.

Dazu wurden zunächst die Eigenschaften des Chips studiert. Sein Verhalten in Bezug auf den Time-Walk sowie die Linearität des TOT-Modus wurden untersucht.

Ein Lösungsansatz für das Problem der Dispersion des Zeitreferenzsignals wurde aufgezeigt. Der nächste Schritt wird daher die Erstellung einer Korrekturmaske für die mit der Kammer gewonnenen Daten sein.

Das vorhandene Ausleseboard MUROS2 und die Steuersoftware Pixelman wurden zwar für die Auslese des bildgebenden Pixelchips MediPix2 entwickelt, mussten aber an die Anforderungen des TPC-Prototypen angepasst werden.

Durch Szintillationszähler kann ein Shutttersignal an die Auslese gegeben werden, sobald ein geladenes Teilchen den sensitiven Bereich der Kammer quert. Dies ermöglicht die Bestimmung der Driftzeit im Time-Modus und somit die Rekonstruktion der dritten Raumkoordinate von Spuren aus der Driftgeschwindigkeit. Die Kammer konnte in einer ersten Messreihe über mehrere Wochen stabil betrieben werden. Dies ermöglichte es, 40000 Ereignisse mit Spuren über die gesamte Driftlänge zu sammeln.

Durch die Bestimmung der Residuen konnten erste Aussagen zum Auflösungsvermögen des Detektors gemacht werden. Die Verteilung der rekonstruierten Clusterschwerpunkte zeigt, dass der TimePix in der Lage ist, die Rasterung, die eintreffende Ladungspulse durch die GEM-Verstärkungsstrukturen erhalten, aufzulösen. Es bleibt hier die Hypothese zu klären, dass diese Cluster bei größeren Driftdistanzen durch einzelne Primärelektronen erzeugt werden.

Als nächster Schritt im Bezug auf die CMOS-Pixelauslese ist eine Weiterentwicklung des TimePix in Planung. Dieser soll in der Lage sein, im selben Pixel sowohl Ladungsmenge als auch Zeitwert gleichzeitig aufzuzeichnen. Des weiteren soll er um die Multi-Hit-Fähigkeit erweitert werden, wodurch er in die Lage versetzt wird, aufeinander folgende Ladungspulse getrennt auszuwerten.

Literatur

- [1] D. Griffiths, "*Einführung in die Elementarteilchenphysik*", 1. Auflage der deutschen Ausgabe, 1996
- [2] S. Martin, "*A Supersymmetry Primer*", Department of Physics, Northern Illinois University, 1999
- [3] B. Barrish, et al., "*Reference Design Report*", ILC-Report-2007-001, August 2007
- [4] W. Yao et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33, 2006
- [5] C. Grupen, "Teilchendetektoren", B.I. Wissenschaftsverlag, 1993
- [6] M. Killenberg, "*Resolution Studies of a GEM-Based TPC*", Dissertation, RWTH Aachen 2006
- [7] S. Biagi, "*Megaboltz: Transport of electrons in gas mixtures*"
<http://consult.cern.ch/writeup/magboltz>
- [8] S. Coutu et al., Phys. Rev. D62, 032001 (2000)
- [9] F. Sauli, CERN 77-09 (1977) und Referenzen darin
- [10] "*A L I C E Technical Design Report of the Time Projection Chamber*"
CERN/LHCC 2000-001,ALICE TDR 7, 7 January 2000
- [11] F.Sauli, "*GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*",
Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 531-534
- [12] S.Bachmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A 479 (2002) 294-308
- [13] K. Kleinknecht, "*Detektoren für Teilchenstrahlung*", 4.Auflage, Teubner-Verlag
- [14] S. Lotze "*Ion Backdrift Minimisation in a GEM-Based TPC Readout*" Dissertation, RWTH Aachen 2004
- [15] X. Llopart, et al., "*TimePix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time ,energy and/or photon counting measurements*", Nucl. Instr. and Meth. A 581 (2007) 485-494

- [16] X. Llopart, et al., "Medipix2: a 65-k Pixel Readout Chip With 55 μm Square Elements Working in Single Photon Counting Mode", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-49 (5) (2002) 2279
- [17] M. Löcker, "Charakterisierung von bildgebenden Pixeldetektoren aus Si und CdTe ausgelesen mit dem zählenden Röntgenchip MPEC 2.3", Dissertation, Universität Bonn 2007
- [18] A. Bamberger, et al., "Readout of GEM detectors using the Medipix2 CMOS pixel chip" Nucl. Instr. and Meth. A 573 (2007) 361-370
- [19] P. Colas, et al., "The Readout of a GEM or Micromegas-equipped TPC by means of the Medipix2 CMOS sensor as direct anode" Nucl. Instr. and Meth. A 535 (2004) 506-510
- [20] A. Bamberger, et al., "Resolution studies on 5 GeV electron tracks observed with triple-GEM and MediPix/TimePix-readout" Nucl. Instr. and Meth. A 581 (2007) 274-278
- [21] Uwe Renz, "Development of a GEM based gas detector with MediPix2 pixel readout", Diplomarbeit, Universität Freiburg 2007
- [22] S. van der Putten, "GridPix: Measurement on a prototype micro time projection chamber", Diplomarbeit, NIKHEF Amsterdam, June 2003
- [23] F. Krummenacher, "Pixel detectors with local intelligence: an IC designer point of view" Nucl. Instr. and Meth. A 305 (1991) 527-532
- [24] X. Llopart, "TimePix Manual v1.0", August 2006, CERN, Genf, Schweiz
- [25] Medipix2 reUsable ReadOut System2
<http://www.nikhef.nl/pub/experiments/medipix/muros.html>
- [26] D. San Segundo Bello, "MUROS2 User's Manual", NIKHEF Amsterdam, July 2003 Edition
- [27] D. San Segundo Bello, et al., "An interface board for the control and data acquisition of the Medipix2 chip" Nucl. Instr. and Meth. A 509
- [28] T. Holý, Z. Vykydal "Pixelman an alternative software package to Medisoft4"
<http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/index.html>
- [29] S. Pospisil et al., "Data acquisition and Processing software package for Medipix2" Nucl. Instr. and Meth. A 563 (2006) 254-258
- [30] L. Rossi, P. Fischer, T. Rohe, N. Wermes, "Pixel Detectors, From Fundamentals to Applications", 1 Ausgabe, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York

- [31] S. Blarr "*Konstruktion und Inbetriebnahme eines Feldkäfigs für eine TPC*"
Diplomarbeit, RWTH Aachen (2004)
- [32] W. R. Leo, "*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*" 1. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
- [33] MarlinTPC Homepage
http://ilcsoft.desy.de/portal/software_packages/marlintpc
- [34] Simone Zimmermann, "*Rekonstruktion und Analyse von Teststrahl-Daten einer GEM-basierten Zeit-Projektions-Kammer mit Pixel-Auslese für den ILC*", Verhandlung T51.8, DPG Frühjahrstagung 2008

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

Referent: Prof. Dr. Klaus Desch
Koreferent: Prof. Ian C. Brock