
DIPLOMARBEIT

Entwicklung einer Labortestkammer

für mikrostrukturierte Gasetektoren mit hochpixellierter Auslese

und

Charakterisierung postprozessierter TimePix-Chips

unter Verwendung von GEM-Folien zur Gasverstärkung



vorgelegt von

MARKUS KÖHLI

INSTITUT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT
FREIBURG IM BREISGAU

22. NOVEMBER 2010

- KONTEXT DER ARBEIT IM HINBLICK AUF DIE ZIELSETZUNG DER FORSCHUNG —

Richten Fragestellungen sich auf die Ergründung einer Phänomenologie, wird der Experimentator versuchen Experimente zu ersinnen, welche es erlauben, Theorie und Beobachtung miteinander zu vergleichen. Die zu erforschenden grundlegenden Wechselwirkungsarten, zusammengefasst im Standardmodell, definieren unter Hinzunahme der Zeit den Archetyp jedes Prozesses. Zustandsänderungen direkt zu erfassen ist für gemeinhin der Messapparatur nicht möglich. Sind Limitationen des Werkzeuges die Begründung für die Unerforschbarkeit, so ist jene meist wahlweise einem Mangel an Auflösungsvermögen oder zugänglichem Energiebereich geschuldet. Der wissenschaftliche Fortschritt in Naturwissenschaften lässt sich damit beschreiben als ein kontinuierliches Erweitern der Grenzen in die Extrema des Großen und des Kleinen - in der Hochenergiephysik im Speziellen liegt die Herausforderung in beidem. Wie das Vordringen zu geringeren Dimensionen das stetige Erhöhen der Kollisionsenergie in Streuexperimenten erfordert, so auch bedeutet dies den Bau von Detektoren, welche gleichsam in Ausmaßen und in struktureller Feinheit zunehmen. Zeitprojektionskammern kommender Teilchendetektoren im Speziellen sollen den Anforderungen genügen, bei großen aktiven Volumina von mehreren Kubikmetern gleichzeitig eine hohe Ortsauflösung in Größenordnung von Mikrometern vorzuweisen und eine getreue Abbildung der Spuren zu leisten. Mikrostrukturierte Gasdetektoren mit digitaler, auf pixelierten Chips basierender Auslese stellen einen Lösungsansatz dar, Trajektorien punktgenau zu rekonstruieren und so die Abbildungsqualität für Teilchendetektoren der nächsten Generation zurückzuerlangen wie diejenigen der vorletzten sie einst besaßen.

- EIN ABRISS DER AUFGABENSTELLUNG —

Ziel dieser Arbeit lag in der Untersuchung der Eignungsfähigkeit des TimePix-Chips hinsichtlich des Einsatzes als Auslese für mikrostrukturierte Gasdetektoren. In Ermangelung des zur Durchführung von Experimenten passenden Equipmentes galt es zu Beginn, eine Experimentierumgebung zu schaffen. Resultierend aus diesem Umstand schrieb die Agenda zuerst die Konstruktion einer geeigneten Testkammer vor, um nachfolgend Experimente und deren Auswertung zu ermöglichen. So gliedert sich diese Arbeit in die einzelnen Aspekte von der Konzeption des Experimentes bis zur letztlichen Analyse.

Die Ausführung dieser Arbeit beginnt damit, dass in den Grundlagen der physikalische Zusammenhang zur grundsätzlichen Art der Funktion des Detektors hergestellt und der technologische Rahmen dargelegt wird. Der erste Teil führt die Konzeption des Aufbaus der Kammer aus, welcher sich mit dem Erstellen und Untersuchen eines Simulationsmodelles beschäftigt. Folgend wird der finite Corpus besprochen, zu welchem gleichermaßen die zugehörige Sensorik, Elektrik und Datennahmegeräte zählen. Nach dem Durchführen des Experimentes setzt die Charakterisierungsarbeit ein Präparieren der erhaltenen Rohdaten voraus. Es existiert aus diesem Grund ein Zwischenabschnitt, welcher sich mit der zu diesem Zweck erstellten Software auseinandersetzt.

Letztendliches Ziel war die Untersuchung von TimePix-Chips, welche durch Techniken der Postprozessierung modifiziert wurden. Der TimePix-Chip wurde als hochpixelierter ladungsempfindlicher Detektor konzipiert und soll zusammen mit der aktuellen Generation mikrostrukturierter Gas-Elektronen-Verstärkern (GEMs) derart kombiniert werden, dass diese eine digitale, hochaufgelöste Auslese für Driftkammern bilden. Die Motivation jeglicher Postprozessierung liegt darin, dass sie eine bessere Adaption des Grundkörpers des TimePix-Chips an die Granularität und physikalischen Anforderungen der GEM-Struktur schaffen.

Inhaltsverzeichnis

1	Physikalische Grundlagen	1
1.1	Wechselwirkung von Teilchen mit Materie	1
1.2	Photonische Wechselwirkungen	1
1.2.1	Der Photoeffekt	2
1.2.2	Compton-Streuung	3
1.2.3	Lepton-Paarbildung	3
1.3	Wechselwirkung geladener Teilchen	4
1.3.1	Energieverlust durch Ionisation	4
1.3.2	Bremsstrahlung	5
1.3.3	Vielfachstreuung	5
1.4	Prozesse im gasförmigen Medium	6
1.4.1	Ionisation	6
1.4.2	Drift und Diffusion	7
1.4.3	Gasverstärkung	9
1.4.4	Der <i>Escape-Peak</i>	9
2	Gasdetektoren	10
2.1	Mikrostrukturierte Gasdetektoren	11
2.2	Gas-Elektron-Multiplier	11
3	Der TimePix-Chip	14
3.1	Aufbau	14
3.2	Die Pixelzelle	15
3.3	Postprozessierung	18
3.3.1	Die Pixelvergrößerung	18
3.3.2	Pixelgeometrien	19
3.4	Ausleseinterfaces	19
3.4.1	Das Muros-Interface	20
3.4.2	Das USB-Interface	20
3.5	'Pixelman' Software-Paket	21
3.5.1	Erstellen der Pixelmaske	21
3.5.2	Bestimmung des Arbeitspunktes durch Finden des Rauschwertes (THL)	22
3.5.3	Durchführung einer Schwellenangleichung	23
4	Die Testkammer im experimentellem Aufbau	24
4.1	Anforderungen an die Neukonstruktion	24
4.2	Vorherige Kammer	25
4.3	Simulation des Gasflusses	26
4.3.1	SolidWorks	26
4.3.2	Erstellung eines Simulationsmodells	28
4.3.3	Gitteraufbau des Modells	29
4.3.4	Simulationsergebnisse	30
4.4	Materialwahl	32
4.4.1	Metalle und Legierungen	32
4.4.2	Dichtungen	32
4.4.3	Weitere Materialien	32
4.5	Die Komponenten	33
4.5.1	Grundkörper der Kammer	33
4.5.2	Obere Verschlüsse	34
4.5.3	Unterer Verschluss und SHV-System	35
4.5.4	Laser- und Teststrahleintrittsfenster	36
4.5.5	Halterungssystem des TimePix-Chips	37

4.5.6	Mehrstufiges System der TimePix-Platine	38
4.5.7	Elektrische Durchführungen	38
4.5.8	Hochspannungsversorgung des GEM-Stapels	38
4.5.9	Der GEM-Stapel	39
4.5.10	Der Aufbau im Gesamten	40
4.5.11	Geräte des Testpulsbetriebes	42
4.5.12	Lasermessungen	42
4.5.13	Test der Gasdichtigkeit der Kammer	42
4.5.14	Reinigung der Komponenten	42
4.6	Sensorik und Datennahme	43
4.6.1	Elektrische Verbindungen	44
5	Datenaufbereitung	45
5.1	Die Ladungskalibration	45
5.2	Kalibrationspräzision der Ausleseschnittstellen	48
5.3	Der ‚ClusterFinder‘-Algorithmus	50
6	TimePix-Studien	53
6.1	Ergebnisse der Ladungskalibration	53
6.1.1	Originaler TimePix-Chip	54
6.1.2	Effekte der Wahl des <i>spacings</i>	58
6.1.3	Postprozessierte 1x1-Chips	59
6.1.4	Postprozessierte 2x2-Chips	62
6.1.5	Postprozessierter 3x3-Chip	65
6.2	Zusammenfassung der Kalibration	67
6.3	Die Messreihen in der Übersicht	69
6.4	Studien zur Nachweiswahrscheinlichkeit einzelner Elektronen	70
6.5	Schnittkriterien der Analyse	72
6.5.1	Wahl der Schnittparameter	73
6.5.2	Optimierung der Schnittparameter	74
6.5.3	Qualitative Auswirkung der Schnitte	76
6.5.4	Addendum: Modifikationen für HeCO ₂	77
6.6	Charakterisierung durch Spektren	78
6.6.1	Originaler TimePix	79
6.6.2	TimePix 1x1	81
6.6.3	TimePix 2x2	83
6.6.4	TimePix 3x3	85
6.7	Übersprechen auf unkontaktierten Pixeln	87
6.8	Gegenüberstellung der Resultate postprozessierter TimePix-Chips	90
6.8.1	Ladungsdeposition und Fläche	90
6.8.2	<i>Cluster</i> -Analyse	92
6.8.3	Energieauflösung	95
6.8.4	Gasverstärkung	96
7	Zusammenfassung der Arbeit und Ausblick	98
8	Ergänzungen zu Materialien	100
8.1	Bezeichnungssystem für Stähle	100
8.2	Verwendete Werkstoffe	100
	Literaturverzeichnis	101

9	Anhang	105
9.1	Kategorie: TimePix	105
9.1.1	Beobachtungen unterschiedlichen Ansprechverhaltens einzelner Pixel	105
9.1.2	2x2: Effekt des Übersprechens	105
9.1.3	Abtastung der Filterparameter für den originalen TimePix	106
9.1.4	Qualitative Auswirkung der Selektion am Beispiel des TimePix 1x1	107
9.1.5	Flächenspektren in Argon und Helium	108
9.2	Kategorie: Software	109
9.2.1	Über die verwendete Analyse-Software	109
9.2.2	Numerische Auswerteverfahren in SolidWorks FloWorks	109
9.3	Anmerkungen zum experimentellen Aufbau	110
9.3.1	Spektrum einer Eisen-55-Quelle in hoher Auflösung	110
9.3.2	Agilent 34901A	110
9.3.3	Temperatursensorik	111
9.3.4	Vier-Draht-Messung	112
9.3.5	Verwendete DAC-Einstellungen	112
9.3.6	Leitungsführungssystem der verwendeten Platinen	113
9.3.7	Ergänzende Darstellungen der Kammer	114
10	Danksagung	115

1 Physikalische Grundlagen

1.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Prozesse im Zusammenhang dieser Arbeit beschränken sich im Wesentlichen auf die elektromagnetische Wechselwirkung. Es sind einerseits Vorgänge unter der Beteiligung von Photonen, andererseits Interaktionen geladener Teilchen mit dem umgebenden Medium. Photonen werden bei Interaktion mit anderen Teilchen meist durch Verlust der vollständigen Energie vernichtet. Daher gilt für die Intensität I nach Durchqueren einer Strecke x im Medium das sogenannte Abschwächungsgesetz:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.1)$$

unter Voraussetzung, dass deren Zahl I durch die Differentialgleichung $dI(x)/dx = -\mu I(x)$ beschrieben wird. Insbesondere verlangt dieser Ansatz, dass eine orts- und energieunabhängige Absorptionswahrscheinlichkeit und damit ein konstanter Absorptionskoeffizient μ existiert.

Im Gegensatz zu Photonen geben geladene Teilchen ihre Energie iterativ ab. Eine große Zahl an schwachen Wechselwirkungen (beziehungsweise Stößen) pro Wegstrecke führt zum langsamen Verlust von Energie und dazu, dass die Zahl an Teilchen pro Volumenelement des Mediums solange etwa konstant bleibt, bis nicht deren kinetische Energie vollständig abgegeben wurde und diese dann gestoppt werden.

1.2 Photonische Wechselwirkungen

Es sollen die Wechselwirkungen des Photons bei Propagation durch ein Medium besprochen werden. Als ruhemasseloses, ungeladenes Teilchen treten bestimmte Charakteristika auf.

Abhängig von der Energie des Photons im Anfangszustand spielen verschiedene Prozesse eine Rolle. Für geringe Energien dominiert der Photoeffekt, bei welchem das Photon absorbiert wird und dessen Energie an ein Hüllenelektron eines Atomes abgegeben wird. Liegt die Energie über der Ruhemasse der beiden Konstituenten eines Elektron-Positron-Paares, so ist die Bildung eines solchen unter Vernichtung des Photons möglich. Darüber hinaus kann letzteres an einem Elektron gestreut werden. Dieser Vorgang wird als Compton-Effekt bezeichnet. Weitere Wechselwirkungen, deren Reaktionsenergie wesentlich über der in dieser Arbeit Relevanten liegen, wie etwa der zum Photoeffekt analoge Kernphotoeffekt, oder die Erzeugung wesentlich schwererer Teilchen-Antiteilchenpaare, werden nicht betrachtet.

Abbildung 1 zeigt den Wirkungsquerschnitt¹ der gelisteten Prozesse schematisch für zwei der verwendeten Gase.

¹Anm.: Dieser ist für ein Photon proportional zur Wechselwirkungswahrscheinlichkeit.

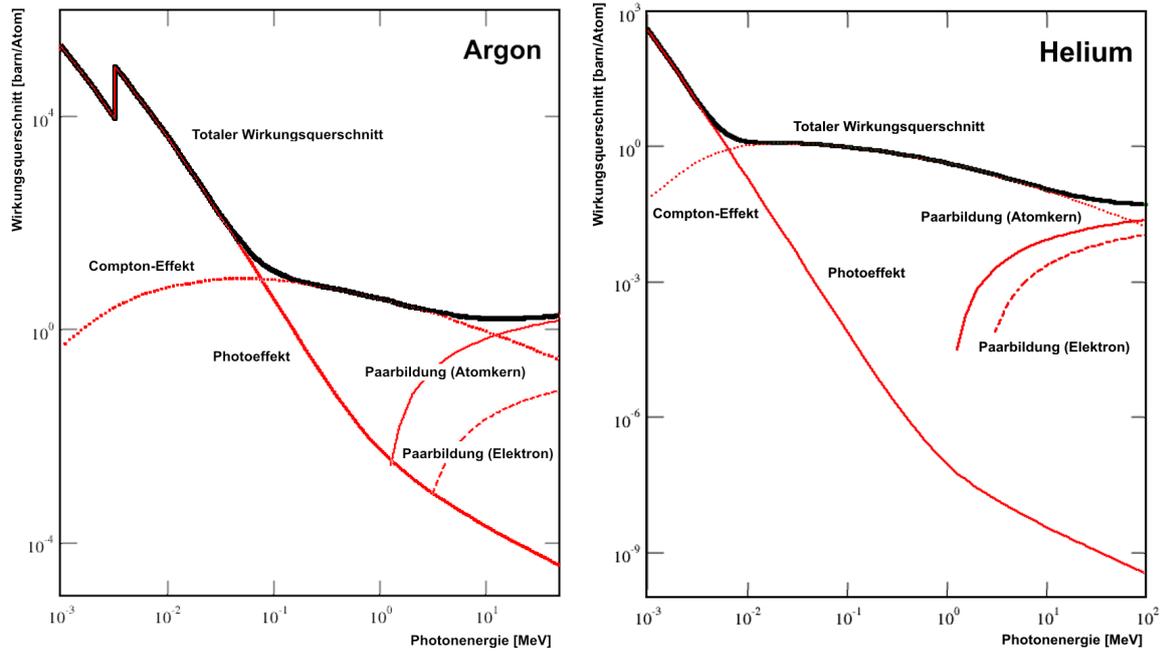


Abbildung 1: Wirkungsquerschnitt für Photoninteraktion durch die in den Abschnitten 1.2.1, 1.2.2 und 1.2.3 beschriebenen Prozesse in Argon und Helium, modifiziert aus [1]

1.2.1 Der Photoeffekt

Bemisst die Energie des Photons mindestens die Bindungsenergie des Atoms E_B , welche das geringstmögliche Ionisationspotential darstellt, so kann das Lichtquant ein Hüllenelektron aus seiner Schale ablösen. Dieses erhält den Energieübertrag abzüglich der Bindungsenergie als kinetische Energie.

Abbildung 2 illustriert den Vorgang des Prozesses.

Der Photoeffekt kann nur in Anwesenheit eines Kerns stattfinden, welcher den Rückstoß aufnimmt, da andernfalls Viererimpulserhaltung nicht gewährleistet ist.

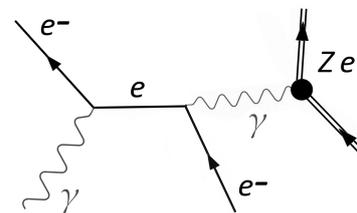


Abbildung 2: Feynman-Diagramm erster Ordnung zum Photoeffekt

Der Wirkungsquerschnitt σ_P verhält sich bei gegebener Kernladungszahl Z gemäß

$$\sigma_P \propto \frac{1}{E^{7/2}} \cdot \begin{cases} Z^4 & \text{für } E \leq E_B \\ Z^5 & \text{für } E \gg E_B \end{cases}, \quad (1.2)$$

wobei für geringe Energien E in Größenordnung der Bindungsenergie E_B der Elektronen die Potenz zur vierten Ordnung gilt und für hohe diejenige zur fünften.

Wie in Abbildung 1 (links) gezeigt, treten Resonanzen im Wirkungsquerschnitt auf. Dies ist genau dann der Fall, entspricht die Energie des Photons der Bindungsenergie der Elektronen einer Schale.

1.2.2 Compton-Streuung

Statt der Vernichtung lässt sich eine Kinematik konstruieren, bei welcher das Photon lediglich an einem Hüllenelektron gestreut wird. Unter Viererimpulserhaltung lässt sich leicht der Zustand des Systems nach dem Stoß berechnen, sofern die Bindungsenergie vernachlässigt werden kann. Da die Streuung mit einem Energieübertrag einhergeht, ändert sich auch die damit korrelierte Frequenz des Photons $f = E/\hbar$ ($\hbar \approx 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js).

Der Wirkungsquerschnitt σ_C in der Annahme großer Photonenergien berechnet sich nach der Klein-Nishina-Formel:

$$\sigma_C \propto \frac{Z}{E} \left(\frac{1}{2} + \ln(2E) + O(1/E) \right) \quad (1.3)$$

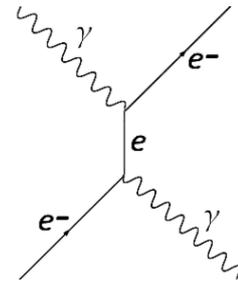


Abbildung 3: Feynman-Diagramm erster Ordnung zum Compton-Effekt

1.2.3 Lepton-Paarbildung

Liegt die Energie des Photons oberhalb der Summe der Ruhemassen² eines Elektron-Positron-Paares, so kann der Prozess der Paarbildung stattfinden. Wie auch bereits für den Photoeffekt erläutert, ist Viererimpulserhaltung durch die Vernichtung des Photons nicht gegeben. Daher bedarf es der Anwesenheit eines den Rückstoß aufnehmenden geladenen Teilchens.

Der Wirkungsquerschnitt σ_P hängt von der Ladungszahl des Stoßpartners ab:

$$\sigma_P \propto Z^2 \left(\text{const} + \ln \left(1/Z^{1/3} \right) \right) \quad (1.4)$$

Insbesondere ist damit die Paarbildung im Feld des Kernes wesentlich wahrscheinlicher als in der Umgebung eines Elektrons.

Da die Paarbildung den umgekehrten Prozess zur Bremsstrahlung darstellt, erhält man hier die selbe funktionelle Abhängigkeit und kann für Photonen hoher Energie den Zusammenhang zur Strahlungslänge X_0 herstellen (siehe Abschnitt 1.3.2):

$$\sigma_P \approx \frac{7}{9} \frac{1}{X_0} \quad (1.5)$$

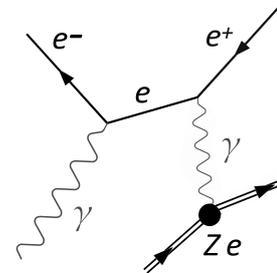


Abbildung 4: Feynman-Diagramm erster Ordnung zur Paarbildung

² $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$

1.3 Wechselwirkung geladener Teilchen

Alle geladenen Teilchen dissipieren beim Durchqueren eines Mediums Energie. Abhängig von Teilchenart und Umgebung spielen unterschiedliche Wechselwirkungen eine Rolle. Die wichtigsten Prozesse sind, grob geordnet nach Energiebereich: die Anregung oder Ionisation der Atome des Mediums, Bremsstrahlung und die hier nicht relevanten Effekte des Hochenergieregimes wie die Cherenkov-Strahlung und Übergangsstrahlung.

1.3.1 Energieverlust durch Ionisation

Geladene Teilchen verlieren Energie durch Stöße mit den Hüllenelektronen, was zur Anregung oder Ionisation des Atomes führt. Diese Prozesse werden näherungsweise durch die durch Bethe und Bloch geprägte Formel [2] beschrieben:

$$-\frac{d}{dx}E(x) = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \rho \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{1}{2}\delta \right], \quad (1.6)$$

mit Ladung ze und Geschwindigkeit v des Teilchens, der Kernladungsverhältnisses Z/A und Dichte ρ , $\beta = v/c$, c der Lichtgeschwindigkeit und der Lohschmidt'schen Zahl N_A . Das mittlere Ionisationspotential berechnet sich zu $I \approx 16 \text{ eV} \cdot Z^{0,9}$. Es können weitere empirische Konstanten zur Korrektur der Formel verwendet werden, wie etwa $\delta = 2 \ln(1/(1-\beta^2)) + \zeta/2$, wobei ζ materialspezifisch bestimmt werden muss. Diese Erweiterung spielt nur für relativistische Teilchen in dichten Absorbieren eine Rolle. Die Skalierungskonstanten der Bethe-Bloch-Formel werden oft abkürzend zusammengefasst unter der Größe $\kappa = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 Z/A \cdot 1/\beta^2$.

Abbildung 5 zeigt exemplarisch die Energiedeposition für die beiden Detektionsgase Argon und Helium.

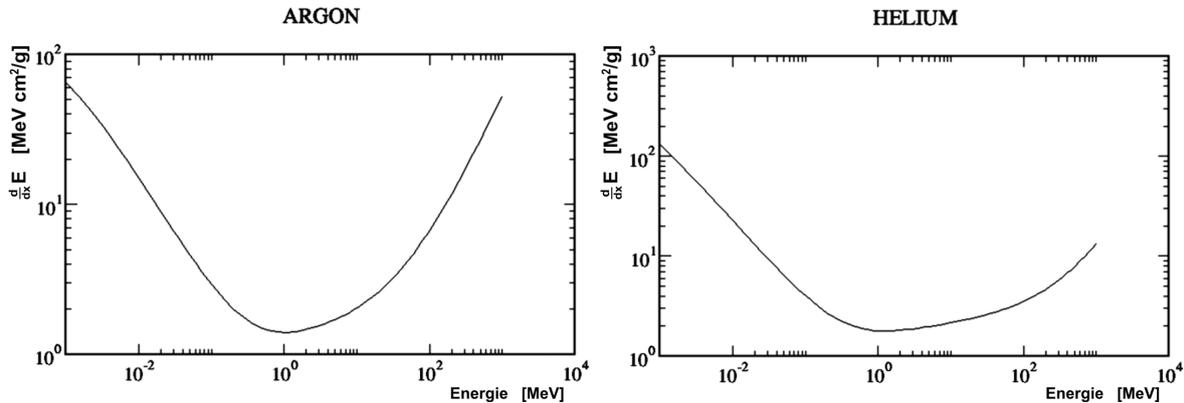


Abbildung 5: Energieverlust pro Strecke für Elektronen in Argon und Helium, modifiziert aus [3]

Der Prozess der Ionisation ist statistischer Natur. Formel (1.6) gibt lediglich eine mittlere Energiedeposition an. Der Kurvenverlauf ist sowohl für jede Teilchenart wie auch jedes Medium spezifisch.

Allen gemein ist jedoch ein Minimum der Ionisationsrate für etwa $\beta = 0,96$. Teilchen, deren Impuls diesem Wert oder darüberhinaus entspricht, bezeichnet man gemein als *minimum ionizing particle* (MIP). Diese minimalionisierenden Teilchen dienen zur Charakterisierung von Detektoren, da deren Signalantwort den geringst erfassbaren Pegel darstellt.

Zu kleinen Impulsen hin steigt der Wirkungsquerschnitt an, was gleichbedeutend damit ist, dass gegen Ende der Trajektorie das Teilchen auf kürzester Strecke den Großteil seiner Restenergie verliert (Bragg-Peak).

Die Bethe-Bloch-Gleichung liefert eine gute Näherung für schwere Teilchen, im engeren Sinne Ionen oder Elementarteilchen, deren Gewicht in Größenordnungen der Atommasse liegt. Für leichte Teilchen, insbesondere für Elektronen, muss der Effekt der Bremsstrahlung berücksichtigt werden.

1.3.2 Bremsstrahlung

Bei Propagation durch das Medium werden geladene Teilchen durch das Coulomb-Feld der Kerne des Mediums abgelenkt. Da beschleunigte Ladungen ihrerseits Photonen abstrahlen, stellt dieser Effekt einen weiteren Energieverlust zuzüglich zur Ionisation dar. Für Teilchen hoher Energie nennt man diesen Effekt Bremsstrahlung und es lässt sich im Speziellen für Elektronen herleiten [4], dass

$$-\frac{d}{dx}E(x) \approx 4\alpha N_A r_e^2 z^2 \frac{Z^2}{A} E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right), \quad (1.7)$$

wobei unter Verwendung des Wirkungsquantums h und der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 die Größe $\alpha = e^2/(2ch\epsilon_0)$ die Kopplungsstärke der elektromagnetischen Wechselwirkung definiert und als Feinstrukturkonstante bezeichnet wird.

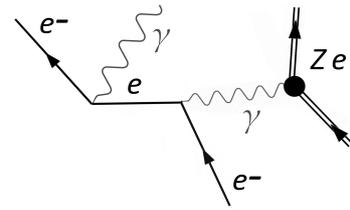


Abbildung 6: Feynman-Diagramm erster Ordnung zur Bremsstrahlung

Im Vergleich zum Energieverlust durch Ionisation in Ausdruck (1.6) tritt eine explizite Energieabhängigkeit in (1.7) auf, sodass der Effekt nicht nur durch Eigenschaften des umgebenden Mediums bestimmt wird, sondern gleichsam der Energieverlust linear mit dem Impuls des Teilchens skaliert. Um dem Rechnung zu tragen, werden alle Konstanten abkürzend unter der Bezeichnung Strahlungslänge X_0 zusammengefasst, und (1.7) auf die Gestalt

$$-\frac{d}{dx}E = \frac{E}{X_0}$$

gebracht. Da mit obigem Zusammenhang eine Lösung der Differentialgleichung durch eine Exponentialfunktion der Form $\exp(-x/X_0)$ gegeben ist, definiert die Strahlungslänge die Strecke, nach welcher die Energie auf das $1/e$ -fache ihres Ursprungswertes abgefallen ist.

Typische Strahlungslängen für einige Festkörper und Gase³, nach [5], betragen

Material	H ₂	He	CO ₂	Al	Fe	Pb
X_0 /[cm]	731000	530000	18310	8,9	1,76	0,56

1.3.3 Vielfachstreuung

Die Vielfachstreuung beschreibt die multiple schwache Ablenkung durch Kernpotentiale größeren Abstandes zum Teilchen. Dadurch dass nur geringe Energieüberträge stattfinden, ändert sich die Trajektorie des Teilchens nur schwach. Ein vereinfachtes Modell [2] dieses statistischen Prozesses führt für Teilchen des Impulses p nach einer Weglänge x zu einer Normalverteilung der Streuwinkel um die zentrale Einfallsachse $\phi = 0$, mit Breite:

$$\sigma_\phi = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (1.8)$$

³Anm.: bei Atmosphärendruck und 20 °C

1.4 Prozesse im gasförmigen Medium

Der folgende Abschnitt fasst auf allgemeiner Grundlage die Vorgänge und die Physik zusammen, welche zum letztlichen Nachweis eines Teilchens benötigt werden - beginnend mit der Ionisationsspur über den Transport bis zur Ladungsvervielfachung, welche in den nachfolgend unter Kapitel 2.2 zu besprechenden GEMs stattfindet.

1.4.1 Ionisation

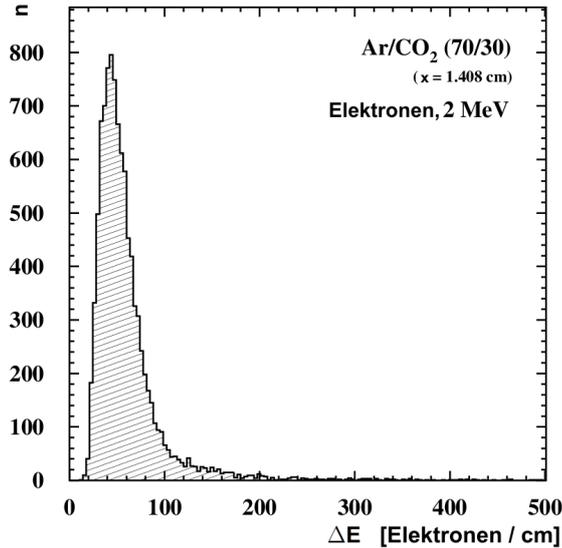


Abbildung 7: Simulation der Energiedeposition von Elektronen in ArCO₂ in einer Verhältnis der beiden Anteile von 70:30, modifiziert aus [6]

Bezogen auf ein finites⁴ Volumenelement beschreibt die Landau-Verteilung [7], wie wahrscheinlich jeder mögliche Energieübertrag stattfindet. Die Landau-Verteilung approximiert den Energieverlust für dünne Absorber, welche den Gesamtimpuls des durchquerenden Teilchens kaum reduzieren. Entsprechend der großen Zahl an Kollisionen geringen Impulsübertrages besitzt diese für kleine Werte ein ausgeprägtes Maximum und verläuft insgesamt rechtsschief, dadurch dass harte Stöße geringer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit den Bereich großer Energieverluste belegen. Eine Beschreibung liefert der funktionelle Zusammenhang:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})}, \quad (1.9)$$

wobei für ein Streckenelement x eines Absorbers der Dichte ρ die Größe $\lambda = (\Delta E - \Delta E_p)/(\kappa\rho x)$ die Abweichung des möglichen Energieverlustes ΔE vom wahrscheinlichsten Wert ΔE_p darstellt, dem Maximum der Landau-Verteilung. Diesen Parameter erhält man unter der in Abschnitt 1.3 verwendeten Größen durch [2]

$$E_p = \kappa\rho x \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) + \ln \left(\frac{\kappa\rho x}{I} \right) + 0,2 - \beta^2 - \delta \left(\frac{\beta}{1-\beta^2} \right) \right]. \quad (1.10)$$

Typischerweise liegt, wie bereits oben aufgeführt, der wahrscheinlichste Energieverlust weit unter der Energie des Teilchens.

⁴Anm.: In einem dünnen Absorber wird nur ein geringer Bruchteil der Energie des Teilchens deponiert

Energieauflösung:

Bei der Betrachtung von Ionisationsprozessen in Gasdetektoren müssen zwei weitere Aspekte in Betracht gezogen werden:

Die Deposition der Energie in der Primäriodisation entlang der Trajektorie eines geladenen Teilchens lässt sich durch eine Poisson-Verteilung beschreiben. Wird allerdings insgesamt die totale Energie abgegeben, ist diese konstant und unterliegt so keiner Schwankung - es besteht folglich eine Korrelation zwischen den einzelnen Depositionsprozessen. Die Anwendung der Poisson-Statistik ist dann im Allgemeinen nicht adäquat. Anstatt einer Varianz von $\sigma^2 = N$ einer Menge von N Ionisationsvorgängen wird ein material- und energieabhängiger Korrekturfaktor F (mit $F \leq 1$), Fano-Faktor genannt, eingeführt [8]:

$$\sigma^2 = FN.$$

Durch die geringere Streuung verbessert sich das Auflösungsvermögen um \sqrt{F} . Beispielsweise lässt sich für Elektronen einer kinetischen Energie von $\mathcal{O}(1 \text{ keV})$ in Argon ein Fano-Faktor von $F = 0,16$ berechnen [9].

Die tatsächlich aufgewandte mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares W liegt höher als das minimale Ionisationspotential I , dessen geschuldet, als dass Energie in Vibration und Kinetik der Atome des Mediums verloren geht, welche nicht direkt in Form von Ionisation umgesetzt werden kann. Für Gase gilt: $W \approx (2 \text{ bis } 3) \cdot I$, siehe auch Zusammenstellung in [7].

Dadurch lässt sich die Zahl freigesetzter Ladungsträger n_t durch einen Prozess der Gesamtenergie ΔE berechnen zu $n_t = \Delta E/W$. Für ein Gemisch von Gasen der Anteile c_i gilt:

$$n_t = \Delta E \sum_i \frac{c_i}{W_i}. \quad (1.11)$$

Diese Anzahl gibt, da bezogen auf die Gesamtenergiedeposition, die durch Primär- und Sekundäriodisation freigesetzten Ladungsträger an. Es existieren Abschätzungen des Verhältnisses beider Ionisationsvorgänge zueinander [7], in dieser Arbeit spielt nur die Gesamtzahl eine Rolle.

1.4.2 Drift und Diffusion

Unter Einfluss äußerer Krafteinwirkung werden Korpuskel beschleunigt. Dieser Geschwindigkeitszunahme setzen sich bremsende Effekte entgegen, welche schließlich in der Summe zu einem Kräftegleichgewicht und somit zu konstantem Propagieren führen können. Für geladene Teilchen spricht man in diesem Fall von Drift. Auch ohne äußeren Antrieb sorgt die ungerichtete, indeterministische Eigenbewegung, die Diffusion, für Transport und räumliche Verteilung eines Ensembles.

In Anwesenheit eines elektrischen Feldes \vec{E} und eines Magnetfeldes \vec{B} beschreibt die Trajektorie eines geladenen Teilchens die nach Langevin benannte Bewegungsgleichung. Deren Lösung für konstante Driftgeschwindigkeiten \vec{v}_D lautet

$$\vec{v}_D = e \frac{\tau}{m} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \left[\vec{E} + \omega \tau \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{|\vec{B}|} + \omega^2 \tau^2 \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B})}{|\vec{B}|^2} \cdot \vec{B} \right]. \quad (1.12)$$

Es wurde für die Zyklotronfrequenz $\omega = (e/m)|\vec{B}|$ benutzt. Die Größe τ repräsentiert die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen des Teilchens mit Atomen des Mediums.

Für Elektronen vereinfacht sich der Zusammenhang in Abwesenheit eines Magnetfeldes zu

$$\vec{v}_D = \frac{e}{m} \tau \vec{E} \quad (1.13)$$

Für Ionen wird eine andere Parametrisierung der Konstanten der Bewegung genutzt, da dort das Verhältnis von Druck p zu Normaldruck p_0 die Kinetik stark beeinflusst.

$$\vec{v}_D = \mu \vec{E} \frac{p_0}{p}. \quad (1.14)$$

Die Driftgeschwindigkeit von Ionen, resultierend aus größerer Trägheit, fällt um einen Faktor von etwa 10^3 geringer aus als die von Elektronen und wird hier durch die Mobilität μ charakterisiert.

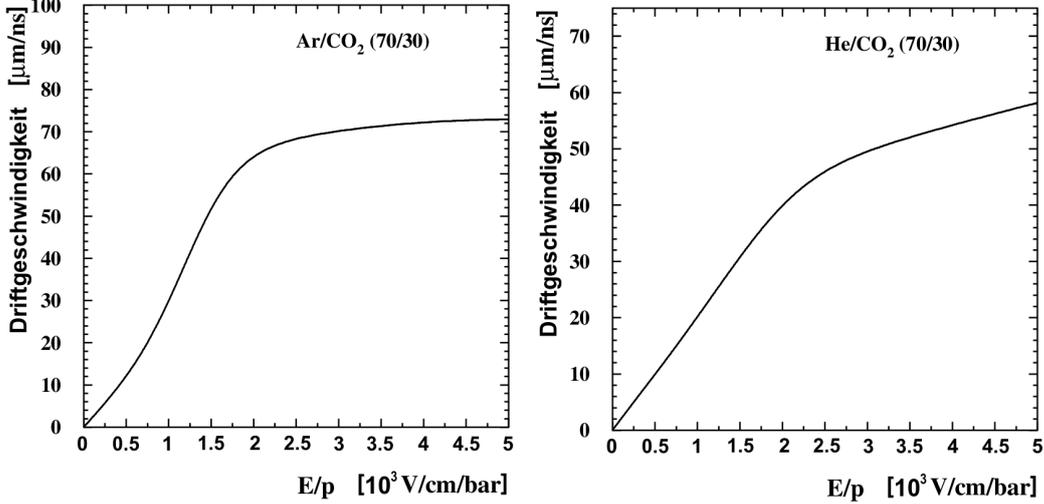


Abbildung 8: Driftgeschwindigkeiten von Elektronen für Argon und Helium in den verwendeten Gasmischungen in Abhängigkeit von Feldstärke und Druck, Simulation, modifiziert aus [6].

Höhere Relevanz für diese Arbeit besitzen Effekte der Diffusion in Gasen. Ohne die erzwungene Bewegung durch den Gradienten eines äußeren Feldes besitzen Teilchen der Masse m dennoch in Folge ihrer thermischen Energie bei Temperatur T eine Geschwindigkeit von

$$v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}},$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante bezeichnet. Durch (leichte) Kollisionen mit Gasmolekülen ändert sich jedoch Betrag und Vektor der Geschwindigkeit unentwegt, sodass Geschwindigkeitsvektoren jeder Richtung gleichverteilt vorkommen. Es kann gezeigt werden, dass die Geschwindigkeitsbeträge einer Maxwell-Boltzmann-Statistik folgen, sodass eine Dichteverteilung ρ der Ladungsträger der Form

$$\rho(r,t) = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \right)^3 \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt} \right) \quad (1.15)$$

resultiert, welche eine gaußförmige Verteilung im Ortsraum darstellt. Ihre Breite

$$\sigma_D = \sqrt{2Dt} \quad (1.16)$$

nimmt mit der Zeit t zu. D bezeichnet hier die Diffusionskonstante und hängt vom Medium ab, auch aber von der vorhandenen elektrischen Feldstärke. Aus diesem Grund wird die Ladungsdiffusion getrennt für die transversale und die longitudinale Komponente modelliert. Sei erstere beschrieben durch x und y im Ort, sowie D_T , und letztere durch z , sowie D_L , ergibt sich

$$\rho(r,t) = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi D_T t}} \right)^2 \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi D_L t}} \right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4D_T t} - \frac{(z - v_D t)^2}{4D_L t} \right). \quad (1.17)$$

In Abhängigkeit des Ortes wird die Diffusionskonstante definiert als $D' = \sqrt{2D/v_D}$ so dass gilt:

$$\sigma_{D'} = D' \sqrt{x}. \quad (1.18)$$

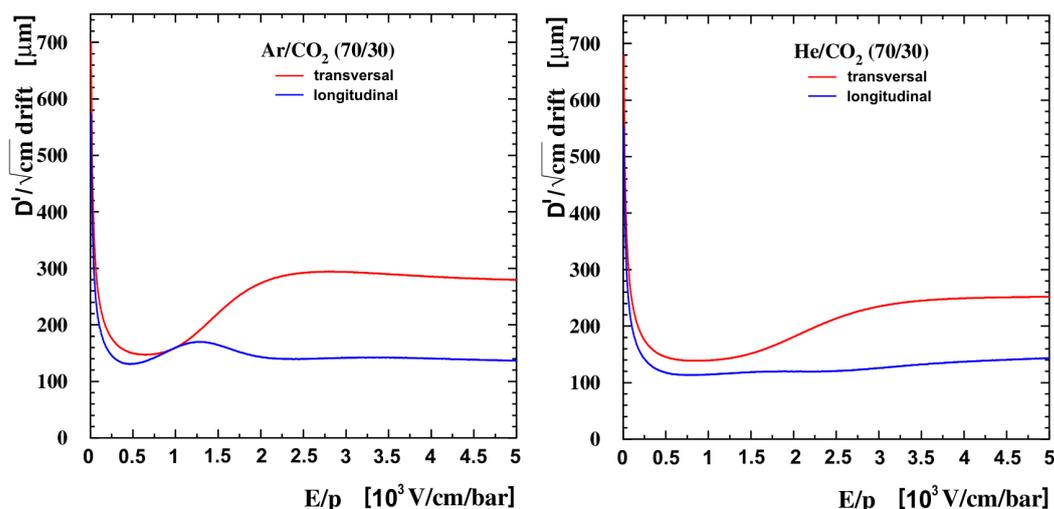


Abbildung 9: Simulation der Diffusionskonstanten D' für Argon und Helium in den verwendeten Mischungen in Abhängigkeit von Feldstärke und Druck, modifiziert aus [6].

1.4.3 Gasverstärkung

Die durch die Ionisation nach (1.6) freigesetzte Anzahl an Ladungsträgern genügt meist nicht, um ein hinreichend signifikantes Signal zu erzeugen. In Gasdetektoren kann das Prinzip der Ladungsvervielfachung verwendet werden.

Können durch ein externes elektrisches Feld die den (primären) Ionisationsprozessen entstammenden Elektronen stark genug beschleunigt werden, dass diese durch Kollision mit den Atomen des Gases erneut zur Bildung von Elektron-Ion-Paaren in der Lage sind, so setzt ein Lawineneffekt ein, welcher deren Zahl um einen Faktor von 10^4 bis 10^6 steigern kann. Da die Zuwachsrate dN an Ladungsträgern von deren Momentanzahl N abhängt gilt die Differentialgleichung

$$dN = \alpha(r)N(r)dr,$$

wobei der mit α bezeichnete Townsend-Koeffizient vom Ort r abhängt sofern sich die Feldstärke ändert. Die Lösung der Gleichung für eine Menge an (primären) Ladungsträgern N_0 hat die Form

$$N = N_0 \exp\left(\int_{r_1}^{r_2} \alpha(r)dr\right). \quad (1.19)$$

Das Verhältnis $G = N/N_0$ wird als Gasverstärkung bezeichnet.

1.4.4 Der *Escape-Peak*

Durch den Ionisationsprozess des Photoeffektes werden Elektronen aus der Hülle so angeregt, dass diese das Atom verlassen können. Besitzt das Photon eine ausreichend hohe Energie, so kann es Elektronen der inneren (K-)Schale auslösen, mit der Folge, dass das Atom in einem angeregten Zustand verbleibt, welcher durch die Emission eines zweiten Elektrons abgeregt werden kann. Diese geladenen Teilchen einer Energie in der Größenordnung des Ionisationspotentials der (K-)Schale werden nach kurzer Wegstrecke entsprechend (1.6) gestoppt. Geschieht die Abregung dagegen unter Aussendung eines Photons, kann dieses den Detektor, abhängig vom Wirkungsquerschnitt des Mediums, verlassen ohne seine Energie zu deponieren. Es werden in Folge Ereignisse eines der Abregung durch das Gammaquant charakteristischen Energiedefektes erfasst.

Für Argon liegt die Wahrscheinlichkeit der Photonemission bei $\approx 15\%$. Der Bindungsenergie der K-Schale entsprechend liegen die Ereignisse des *Escape-Peaks* 3,2 keV unterhalb der Energie der primären Ionisation, siehe hierzu auch Grafik 1.

2 Gasdetektoren

So unterschiedlich Zielsetzungen und Realisierungen einzelner Typen von Gasdetektoren sind, ist allen gemein das Ausnutzen des Prinzips der Ionisation zur Teilchenidentifikation.

Die im Jahre 1895 erfundenen Nebelkammer verwendet ein Gas-Dampf-Gemisch. Das im Sättigungsdampfdruck befindliche Volumen wird in kurzer Zeit adiabatisch ausgedehnt⁵, sodass sich an den entlang einer Teilchenspur entstehenden Ionen feine Blasen ausbilden, da diese als Kondensationszentren für das übersättigte Gas dienen. Die Trajektorien werden photographiert und können aufgrund der Blasendichte, welche durch die Zahl erzeugter Ionen den Energieverlust repräsentiert, und der in Magnetfeldern entstehenden Spürkrümmung bestimmten Teilchen zugeordnet werden. Da aufgrund der langen Totzeit durch Rekompensation des Volumens und langsamer Ionendrift das System beispielsweise nur im Abstand mehrerer Minuten ausgelesen werden kann und somit der Einsatz als Detektor eingeschränkt ist, wurde 1952 eine Verbesserung konzipiert, welche unter der Verwendung des selben Prinzips auf einer unter Druck stehenden Flüssigkeit basiert. Die Blaskammer kann so mit Ereignisraten von einem Hertz und mehr betrieben werden. Nichtsdestoweniger erfolgt die Auswertung der Photographien manuell und schränkt somit die auswertbare Datenmenge ein.

Die Vieldrahtproportionalkammer (MWPC⁶), welche von G. Charpak 1968 entwickelt worden war und für die er 1992 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde, erlaubt eine orts aufgelöste elektronische Spurmessung. Die MWPC besteht aus einem gasgefüllten Volumen, welches mit dünnen Drähten durchzogen ist, wobei Ober- und Unterseite die Kathode und die Drähte die Anode bilden. Nachteilig hierbei ist, dass die kontinuierliche Teilchenspur als solche durch die diskrete, vergleichsweise grobe, Struktur der MWPC nicht erfassbar ist. Durch diese Konfiguration entsteht ein weitgehend homogenes elektrisches Feld, welches in der Nähe der Drähte stark zunimmt. Die primär erzeugte Ladung driftet bis in Anodennähe, wo schließlich die Gasverstärkung stattfindet. Aufgrund der Diskretisierung des Raumes durch die Anordnung der Drähte im Abstand d können Ortsauflösungen⁷ von $\sigma_d = d/\sqrt{12}$ erreicht werden. Wenn das auf den Nachbardrähten induzierte Signal der Ladung zur Bildung eines gewichteten Mittels herangezogen wird, liegt die Auflösung unterhalb von σ_d .

In sogenannten Driftkammern wird die bekannte Geschwindigkeit geladener Teilchen in elektrischen Feldern genutzt, um eine zusätzliche räumliche Koordinate mit Hilfe der gemessenen Driftzeit zu rekonstruieren. Bei Kammern dieses Typus ist die Kenntnis der Eintrittszeit des Teilchens notwendig, sowie eine präzise Formung der im Volumen verlaufenden Feldlinien durch zusätzliche Potentialdrähte.

Eine spezielle Form der Driftkammer stellt die 1975 vorgeschlagene Zeitprojektionskammer (TPC⁸) dar und wurde als ein den kompletten Raumbereich abdeckender großvolumiger Detektor für Kollisionsexperimente konzipiert. Die TPC besteht aus einem gasgefüllten Zylinder, welcher die Strahlachse kollidierender Teilchen umschließt. Das Hauptvolumen der Kammer, der Driftbereich, ist durch die zum Mantel senkrecht verlaufende Kathode zweigeteilt. Ionisierende Teilchen hinterlassen eine Spur negativer und positiver Ladungsträger, die durch das elektrische Feld zu den jeweiligen Polen driften. Die Elektronen werden schließlich in der Ausleseebene an den Endplatten durch Ladungsmultiplikation verstärkt. Beispielsweise wird hierzu eine Anordnung aus Drähten ähnlich der Vieldrahtproportionalkammer verwendet. Durch die üblicherweise große Dimensionierung einer TPC stellen langsam driftende Ionen, welche vor allem durch die Gasverstärkung entstehen, ein Problem dar. Um diese abzuleiten befinden sich weitere Lagen an Drähte im Volumen, die nach Erfassung der Elektronen auf ein solches Potential gebracht werden, dass die entstandenen Ionen abfließen.

⁵Anm.: Durch die Volumenvergrößerung sinkt die Temperatur, sodass ein übersättigtes Gemisch entsteht.

⁶*multi wire proportional chamber*

⁷Anm.: entsprechend der Standardabweichung der Gleichverteilung

⁸*time projection chamber*

2.1 Mikrostrukturierte Gasdetektoren

Mit der Zunahme der Komplexität von Detektoren in der Teilchenphysik stieß man durch Vieldrahtproportionalkammern an grundsätzliche Limitationen des Designs in Auflösung und Teilchenfluss. Durch elektrostatische Abstoßung der einzelnen Drähte können diese nicht beliebig nahe positioniert werden und, bedingt durch die endliche Driftgeschwindigkeit feldverzerrender Ionen, können Drahtkammern ab bestimmten Ereignisraten nicht verwendet werden. Werden in einem Detektor zur Impulsmessung Magnetfelder verwendet, führen die nicht zu diesem parallel verlaufenden Feldlinien hoher Dichte in der Umgebung der Drähte zu unerwünschten $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekten (siehe auch (1.12)).

Eine Lösungsansatz für die Probleme stellten die 1988 vorgeschlagenen Mikrostrukturierten Gasdetektoren[11] dar. Diese bestehen aus einem isolierenden Substrat, auf welchem photolithographisch dünne Metallstreifen aufgebracht sind, in deren Nähe durch das Zusammenlaufen der Feldlinien die Elektronenvervielfachung über Lawineneffekte stattfindet (siehe Abbildung 10). Durch Einbringung der Leiter in einen Festkörper konnte die Dimension um eine Größenordnung⁹ reduziert und somit die Auflösung verbessert werden. Die alternierende Polarität der einzelnen Streifen führt zu einer kurzen Zeit, nach welcher die an der Anode erzeugten positiven Ionen an der unmittelbar nebenliegenden Kathode gesammelt werden. Die Inhomogenitäten im elektrischen Feld beschränken sich auf den Nahbereich der Streifen, sodass im Driftvolumen eine nach (1.13) konstante Drift ermöglicht ist.

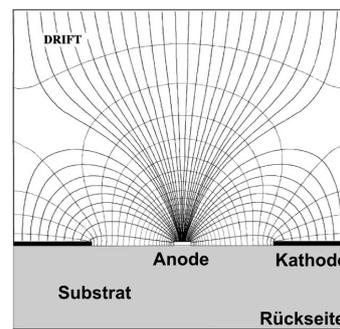


Abbildung 10: Schnittansicht eines mikrostrukturierten Gasdetektors mit Feldlinien, [10]

Herausforderungen an das Design wurden durch schnell eintretende Alterungserscheinungen in Folge von Ablagerungen und hohe Defektraten durch Überspannung gestellt. Die grundsätzliche Funktionsweise beibehaltend, wurden Weiterentwicklungen durch verschiedene Ansätze vorangetrieben. Zwei erfolgreiche Konzepte, vorgeschlagen beziehungsweise realisiert im Jahre 1996, sind die Verwendung von Gas-Elektron-Multiplier-Folien (GEM) [12] und Detektoren des Typus Micromegas¹⁰ [13]. Letztere bestehen aus einem Drahtgitter, das mit einer Potentialdifferenz von $\mathcal{O}(100\text{ V})$ unmittelbar oberhalb der Ausleseebene angebracht ist und dadurch das Volumen aufspannt, in welchem die Gasverstärkung stattfindet. Das als Anode fungierende Drahtgitter benötigt eine Substruktion, beispielsweise aus feinen Säulen.

2.2 Gas-Elektron-Multiplier

Gas-Elektron-Multiplier¹¹ bestehen aus einer $50\text{ }\mu\text{m}$ dünnen Folie des Isolationsmaterials Polyimid¹², beidseitig beschichtet durch Kupfer einer Dicke von $5\text{ }\mu\text{m}$. In Folien einer typischen Größe von $(10 \times 10)\text{ mm}^2$ werden Löcher mit einem Abstand von $140\text{ }\mu\text{m}$ in einer hexagonalen Struktur eingebracht. Nach Abtrag des Kupfers an den vorgesehenen Stellen entstehen durch das Lösen des Polyimids von beiden Seiten konische Löcher mit einem maximalen Durchmesser von $70\text{ }\mu\text{m}$ und einem minimalen von $55\text{ }\mu\text{m}$. Abbildung 11 zeigt links eine GEM-Folie in einer Aufnahme durch ein Rasterelektronenmikroskop, rechts illustriert in Schnittansicht.

Wird eine Potentialdifferenz ΔV_{GEM} , üblicherweise in Größenordnungen von 300 V bis 400 V , zwischen Ober- und Unterseite angelegt, so entstehen in den Löchern hohe elektrische Feldstärken von etwa 60 kV/cm bis 80 kV/cm , so dass dort die Gasverstärkung stattfinden kann. Wenn die Ladungsträgervervielfachung ($G \approx 100$) einer GEM nicht ausreicht, werden mehrere Folien in kurzem Abstand kaskadiert. Dies stellt den Vorteil im Vergleich zu einer Drahtkammer dar, bei welcher Elektronensammlung und Gasverstärkung durch das selbe Bauelement stattfindet.

Durch die im Vergleich zur Gesamtebene geringe Öffnungsfläche der Löcher besteht für Ionen nur eine

⁹Anm.: Drahtkammer in $\mathcal{O}(1\text{ mm})$, Mikrostreifendetektor in $\mathcal{O}(100\text{ }\mu\text{m})$

¹⁰Micromesh Gaseous Detectors

¹¹Anm.: in Standardausführung des CERN

¹²ebenfalls bekannt unter dem von DUPONT eingetragenen Warenzeichen KAPTON

kleine Wahrscheinlichkeit ($\approx 1\%$) der Rückdrift in das aktive Detektorvolumen. Darüber hinaus wird eine GEM durch Hochspannungsentladungen nur lokal in dem entsprechenden Loch beschädigt, sodass die Struktur gegen Überspannung robust ist.

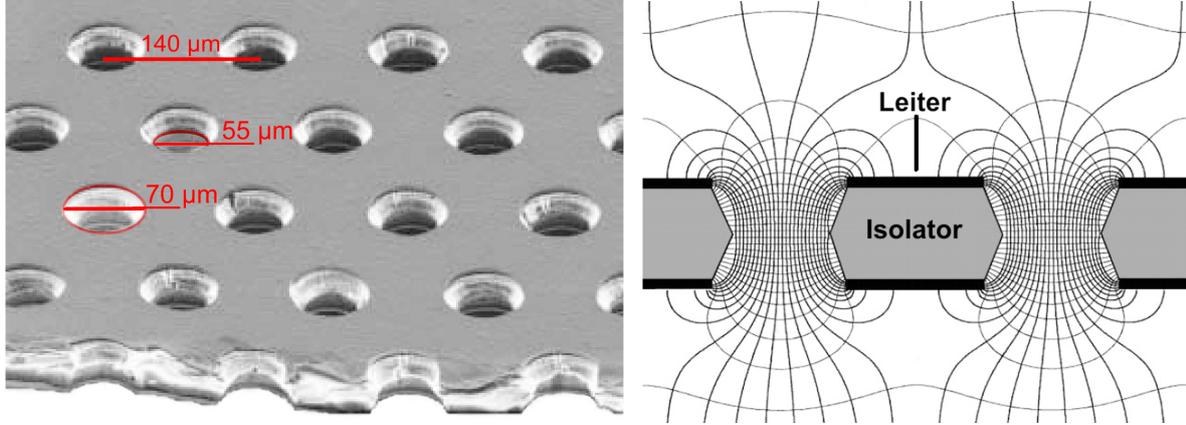


Abbildung 11: GEM: (links) Aufnahme durch Rasterelektronenmikroskop, modifiziert aus [14], und (rechts) Schnittansicht mit Feldlinien, modifiziert aus [10].

Elektronentransfer in GEMs

Bei GEM-Strukturen ist aufgrund der geringen Öffnungsfläche die Durchlässigkeit für Elektronen ebenfalls eingeschränkt. Die Wahrscheinlichkeit für einen Ladungsträger auf der Oberfläche aufzutreffen hängt von Verlauf und Stärke des elektrischen Feldes, sowie den Drift- und Diffusionseigenschaften des Mediums ab. Drei Koeffizienten beschreiben den Elektronentransfer durch GEM-Folien:

Geladene Teilchen können mit der Oberseite der GEM kollidieren oder in Löcher eintreten. Die Sammlungseffizienz C_ϵ (*collection efficiency*) gibt die Anzahl Ladungsträger N an, welche in die Löcher gezogen werden:

$$C_\epsilon = \frac{N(\text{Ladungsträger in Löchern gesammelt})}{N(\text{Ladungsträger auf GEM zudriftend})}.$$

Der Verstärkungsfaktor G (*gain*) gibt die Anzahl Ladungsträger an, welche durch den Prozess der Gasverstärkung produziert werden:

$$G = \frac{N(\text{Ladungsträger in Löchern produziert})}{N(\text{Ladungsträger in Löchern gesammelt})}.$$

Nicht alle Teilchen, welche nach dem Gasverstärkungsprozess aus der GEM austreten, können den Nahbereich verlassen und treffen auf der Unterseite oder dem Rand des Loches auf. Die Extraktionseffizienz X_ϵ (*extraction efficiency*) gibt den relativen Anteil der Ladungsträger an, welche nach der Verstärkung in den folgenden Bereich des Detektorvolumens eintreten:

$$X_\epsilon = \frac{N(\text{Ladungsträger von GEM extrahiert})}{N(\text{Ladungsträger in Löchern vorhanden})}.$$

Die genannten Größen werden in einem einzigen Faktor zusammengefasst, der effektiven Gasverstärkung G_{eff} . Sie berechnet sich aus

$$G_{\text{eff}} = C_\epsilon \cdot G \cdot X_\epsilon = \frac{N(\text{Ladungsträger von GEM extrahiert})}{N(\text{Ladungsträger auf GEM zudriftend})}.$$

Für eine Kombination aus n Lagen von GEMs berechnet sich die gesamte Gasverstärkung $G_{\text{eff}}^{\text{ges}}$ nach

$$G_{\text{eff}}^{\text{ges}} = \prod_{i=0}^n C_{\epsilon,i} \cdot G_i \cdot X_{\epsilon,i}. \quad (2.1)$$

Zur Wahl der Feldkonfiguration ist die Kenntnis der Vorgänge des Elektronentransfers von Wichtigkeit. Jedoch sind im Vergleich zur effektiven Verstärkung die einzelnen Größen C , G , X experimentell nicht in einfacher Weise zugänglich. Eine exemplarische Auswahl der Sammlungseffizienz in Abhängigkeit von Drift- und Transferfeldstärke, sowie GEM-Potentialdifferenz und der Extraktionseffizienz in Abhängigkeit der Transferfeldstärke wird in Abbildung 12 vorgestellt.

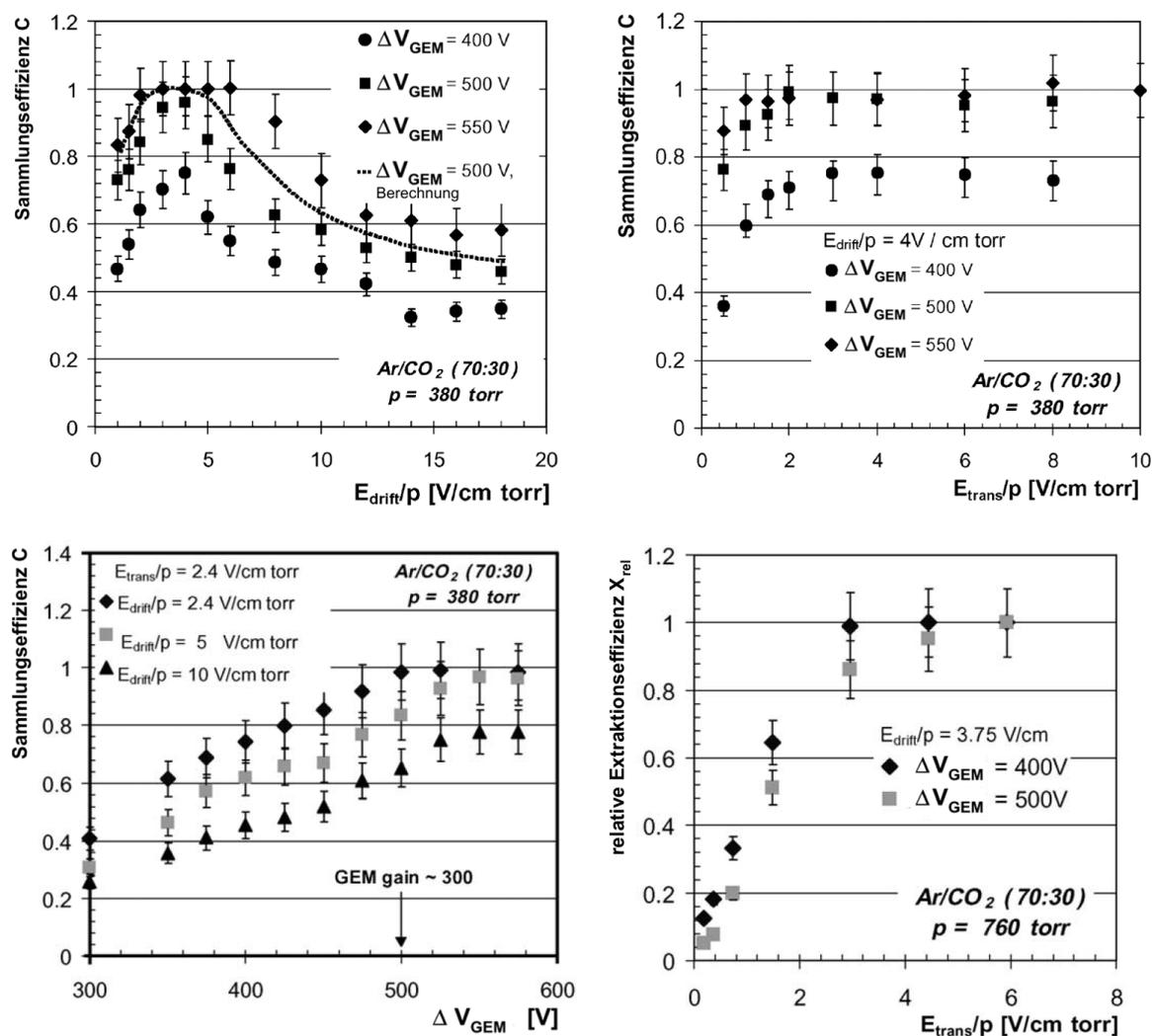


Abbildung 12: Transferkoeffizienten einer GEM für ArCO₂ (70:30): Sammlungseffizienz in Abhängigkeit von Drift- (l.o.) und Transferfeldstärke (r.o.) und GEM-Potentialdifferenz (l.u.), sowie die Extraktionseffizienz (r.u.), modifiziert aus [15].

In einer Stapelanordnung von GEMs wird das Feld zwischen Kathode und oberster GEM ('GEM0') Driftfeld genannt. Zwischen den weiteren Ebenen ('GEM1' und 'GEM2') liegen die Transferfelder. Für das Feld zwischen der letzten GEM-Lage und der Auslese, respektive der Anode, wird der Begriff Induktionsfeld verwendet. Die in dieser Arbeit verwendete Konfiguration findet sich in Abbildung 25 unter Kapitel 4.2.

3 Der TimePix-Chip

Aus der MediPix-Kollaboration¹³ ging 1997 der aus Experimenten der Hochenergiephysik und zur Photonendetektion konzipierte ASIC¹⁴ MediPix hervor. Dieser Chip im CMOS¹⁵-Design wurde als Hybriddetektor entwickelt. Eine Konzeption dieser Art sieht vor, dass der als Ausleseelektronik fungierende Grundkörper des MediPix in FlipChip-Montage¹⁶ mit einem Konverter verbunden wird. Je nach Anwendungsziel werden unterschiedliche Konverter verwendet, welche auf die jeweils zu detektierende Strahlung sensitiv sind. Erfolgreiche Arbeiten geschahen beispielsweise unter Verwendung von Silizium oder Galliumarsenid zur Photonendetektion [16] oder Lithiumfluorid zum Nachweis von Neutronen [17]. Der MediPix1 wurde als Detektor für positive Ladung mit (64×64) Pixeln einer Seitenlänge von jeweils $170 \mu\text{m}$ und einem internen Komparator konzipiert.

Der MediPix2, fertiggestellt im Jahre 2001, enthielt grundsätzliche Verbesserungen; die Pixelzahl wurde auf 256×256 erhöht mit einer Fläche pro Pixel von jeweils $(55 \times 55) \mu\text{m}^2$. Zusätzlich können Ladungen beider Polarität detektiert werden und durch das Vorhandensein eines zweiten Komparators lässt sich der Bereich erfassbarer Energie nach unten und nach oben begrenzen.

Auf Initiative der EUDET-Kollaboration wurde das Design des MediPix2 aufgegriffen und weiterentwickelt, sodass der im Jahre 2006 erschienene Chip, TimePix genannt, als Auslese einer Zeitprojektionkammer genutzt werden kann. Dies wird dadurch ermöglicht, als dass die Fähigkeit des MediPix2 zur Ereigniszählung auf die zusätzliche Möglichkeit zur Zeitmessung erweitert wurde.

3.1 Aufbau

Der TimePix-Chip, prozessiert in $0,25 \mu\text{m}$ CMOS-Technologie, mit einer Bemaßung von $(16 \times 14) \text{mm}^2$, besteht aus einer Matrix von 256×256 quadratischen Pixeln einer Kantenlänge von $55 \mu\text{m}$, sowie deren Auslese- und Steuerlogik.

Letztere sitzt am unteren Ende¹⁷ und besteht aus einem 256-Bit breiten Register (*Fast Shift Register (FSR)*), welches dem Zugriff auf den Chip dient, sowohl für das Auslesen des Zustandes wie auch das Setzen von Funktionsmerkmalen. Für die parallele Auslese existiert eine CMOS-, für die serielle eine LVDS¹⁸-Schnittstelle. Man setzt die Einstellungen der einzelnen Pixel durch 13 Digital-Analog-Konverter (**DAC**). Über 127 Kontaktflächen wird die Bondkontaktierung¹⁹ hergestellt. Im Folgenden werden einige wichtige Charakteristika erläutert, zu welchen weitere Informationen in der Referenz [19] zu finden sind. Hauptmerkmal des Chips ist das Verwenden von Taktzyklen eines Referenzzeitgebers bei Überschreiten eines Schwellenwertes. Die Möglichkeit, auf diese Weise Zeiten zu messen, wurde namensgebend für den TimePix.

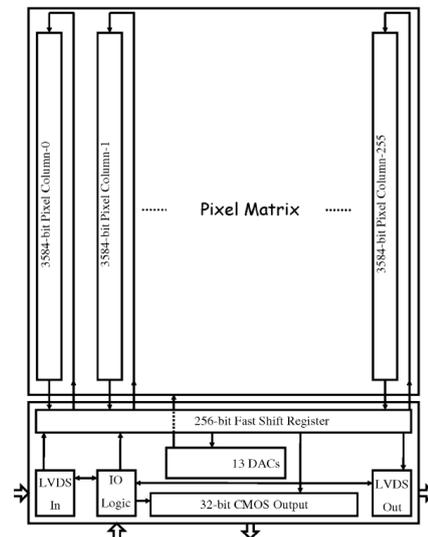


Abbildung 13: Layout des TimePix mit der Matrix der Pixel (o.) und der Steuerlogik (u.), [18]

¹³CERN, die Universitäten Freiburg und Glasgow, sowie die Universitäten und das INFN (ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE) Neapel und Pisa

¹⁴application specific integrated circuit, dt.:Anwendungsspezifische Integrierte Schaltung - ein festverdrahteter Mikrochip

¹⁵sowohl Bezeichnung des Halbleitertypus *Complementary Metal Oxide Semiconductor*, dt.: komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter, als auch der Logikfamilie

¹⁶dt.: Wendemontage

¹⁷beginnend mit Zelle (0,0)

¹⁸Low Voltage Differential Signaling

¹⁹von engl. *bond*: Haftung

3.2 Die Pixelzelle

Ein einzelner Pixel besteht, wie schematisch in Abbildung 14 dargestellt, aus einer Analschaltung und einer digitalen Logik. Den ladungssensitiven Eingang auf der ansonsten passivierten Oberfläche stellt ein leitendes Pad (gelb) dar. Dieses belegt mit den Ausmaßen von $\approx (20 \times 20) \mu\text{m}^2$ nur einen Bruchteil der Fläche der gesamten Zelle.

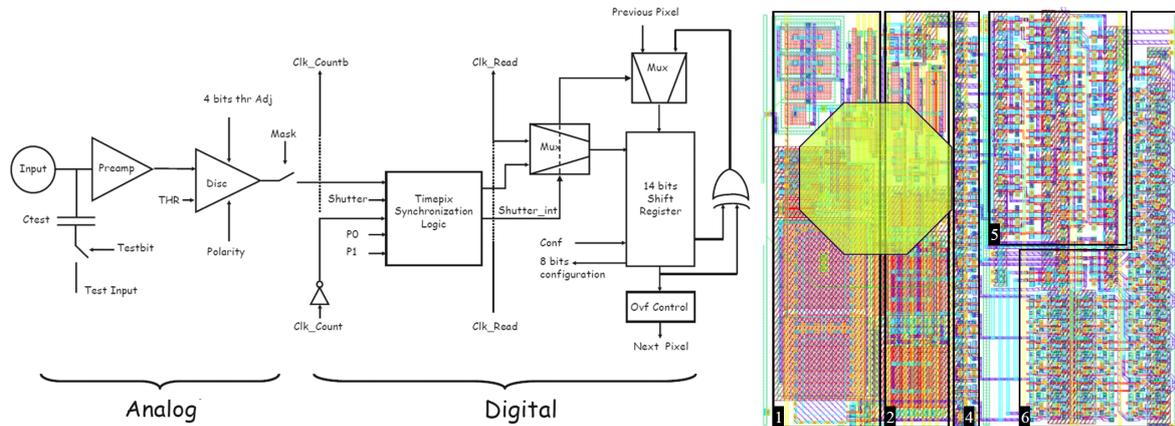


Abbildung 14: Struktur einer Pixelzelle, links in Schemazeichnung, rechts im Chiplayout; Analogpart: 1) Vorverstärker, 2) Schwellendiskriminator, 4)-6) Digitallogik, wovon 6) 14-Bit Zähler, Oktagon: Ladungsempfindlicher Eingang; [19]

Die Fläche zur Ladungserfassung ist verbunden mit dem ladungsempfindlichen **Vorverstärker** (*pre-amplifier*), welcher eine zur Ladung proportionale Spannung ausgibt, indem ein Operationsverstärker mit einer Kapazität von 8 fF in Integratorschaltung eingesetzt wird. Zur Kompensation von Leckströmen wird der invertierende Operationsverstärker in einer von Krummenacher vorgeschlagenen Schaltung [20] betrieben. Es wird über eine Rückkopplung ein Gegenstrom $I_{\text{Krum}}/2$ am Eingang angelegt - diese lässt sich über den gleichnamigen DAC-Wert I_{Krum} einstellen²⁰. Der den dynamischen Bereich der Verstärkung (*gain*) definierende *Offset* der Ausgangsspannung kann über den DAC-Wert V_{FBK} justiert werden.

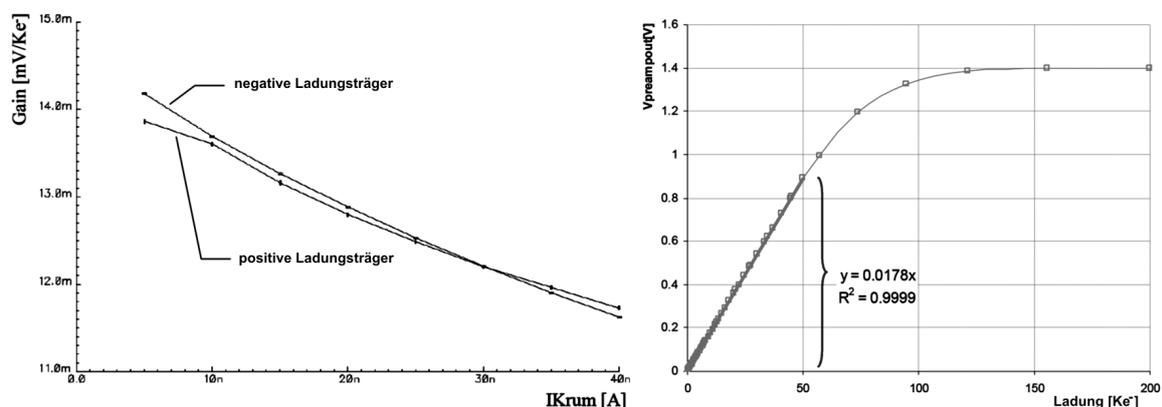


Abbildung 15: Charakteristika des Vorverstärkers; links: Verstärkung in Abhängigkeit des DACs I_{Krum} , [21], rechts: Linearität bei festem Verstärkungsfaktor, [19]

Zusätzlich kann eine ebenfalls $C_{\text{test}} = 8 \text{ fF}$ bemessene Testkapazität elektronisch durch Setzen des

²⁰Der interne Verstärkungsfaktor, gegeben durch die Festverdrahtung lässt sich nicht einstellen, jedoch aber der Rückkoppelstrom, welcher die Geschwindigkeit definiert, mit welcher die Kapazität des Vorverstärkers entladen wird

entsprechenden Schalt-Bits in den Eingang eingekoppelt werden. Das Anlegen einer Spannung lädt diesen Kondensator und ermöglicht das Simulieren von Ladung, welche durch den Chip gesammelt wird. Insbesondere wird durch das Einkoppeln von Spannungspulsen, vermöge der Kenntnis der Größe C_{test} , die **Kalibration** der nachfolgenden Elektronik durchgeführt. Die in beliebigen Einheiten ausgegebenen Zahlwerte werden auf Ladung, respektive Anzahl an Elektronen, umgerechnet nach

$$Q_{\text{test}}[e^-] = \frac{C_{\text{test}} \cdot \Delta V}{e} = 50000 \cdot \Delta V \quad (3.1)$$

mit injizierter Ladung Q und (negativem) Hub der angelegten Spannungspulse ΔV . Dies gilt bei ausreichender Flankensteilheit der Pulse; Anstiegs- und Abfallzeiten sollten weit unter der durch den Vorverstärker gegebenen Anstiegszeit von 150 ns liegen.

Der nachfolgende **Schwellendiskriminator** (Komparator) dient zur Festsetzung eines unteren Grenzwertes für die minimale Ladung, ab welcher ein Signal erzeugt werden soll. Dies steuert der DAC-Wert **THL** (*threshold low*), wobei der Ausgangsstrom proportional zur Differenz von Eingangsspannung und der Vergleichsspannung ausgegeben wird, welche durch THL festgelegt wird. Insbesondere ändert sich dadurch die Polarität des Stromes, sofern jener Referenzwert überschritten wird. Der Wechsel dient der danach befindlichen FDL (*Fast Discriminator Logic*) als Signalgeber, indem bei jedem Nulldurchgang des Stromes der Ausgangspegel alterniert. Die so entstehenden Rechtecksignale enthalten in ihrer Länge die Information, wie lange sich ein Eingangssignal über der gesetzten Schwelle befand. Umso größer die erfasste Ladung, desto länger benötigt die Entladung des Kondensators im Vorverstärker, so dass die Schwellenüberschreitungsdauer direkt mit der deponierten Energie korreliert. Diese Information wird später im **time over threshold (TOT)**-Modus (dt.: Schwellenüberschreitungsdauer) des TimePix benötigt.

Zur Feinjustage der Pixelgesamtheit, das heißt Homogenisierung des von Pixel zu Pixel variierenden Schwellenverhaltens, kann durch vier Abgleich-Bits der Ausgangsstrom vor der FDL nachgeregelt werden. Der dynamische Bereich der Feineinstellung, i.e. der Wertebereich der Abgleich-Bits, wird durch den DAC-Wert THS festgelegt. Im Detail wird das notwendige Vorgehen in Abschnitt 3.5.3 erläutert. Durch ein sogenanntes Maskierungs-Bit (*mask-bit*) kann der bisher besprochene Teil der Pixelzelle vom nachfolgenden Digitalisierungsteil abgekoppelt werden. Dies ist dann von Relevanz, wenn von bestimmten Pixeln keine Information extrahiert werden soll.

Die nachfolgende **TSL** (*TimePix Synchronisation Logic*) quantisiert die kontinuierlichen Rechtecksignale des Diskriminators. Drei Randbedingungen definieren die Funktion dieser Einheit - die Aktivierung durch das *shutter*²¹-Signal, die Wahl des Betriebsmodus und das Vorhandensein einer externen Taktung durch ein Referenzsignal.

Es existieren vier Modi zur Erfassung von Ereignissen:

- **MediPix Modus**

Diese Zählweise entspricht der Erfassungsart des MediPix-Chips. Für jeden registrierten Ladungspuls wird das Register um einen Zähler inkrementiert. Dies ist immer dann der Fall, wenn die Polarität der Diskriminatorausgabe von negativ zu positiv wechselt. Der MediPix Modus dient dazu, die Anzahl an Ereignissen innerhalb der *shutter*-Zeit zu erfassen. Nur für den Fall der Kenntnis der im Konvertermaterial deponierten Ladung, lassen sich Rückschlüsse über die erfasste Energie ziehen.

- (TimePix 1 Hit)

Analog zum MediPix Modus wird durch einen Ladungspuls das Zählwerk um eine Einheit erhöht - jedoch werden alle nachfolgenden Ereignisse innerhalb der *shutter*-Zeit ignoriert, sodass die Ausgabe entweder '0' lautet, sofern keine Aktivität erfasst wurde, oder '1' für jede beliebige Anzahl an Ladungspulsen. Dieser Modus entbehrt des Nutzens für vorliegende Arbeit.

²¹dt.: Verschluss

- **Time Modus**

Beim ersten Wechsel der Polarität des Diskriminatorausgangsstroms wird folgend der Zählerstand mit der Frequenz des Referenztaktes um eins erhöht bis zum Ende des *shutters*. Dieser Modus zählt die Anzahl an Taktzyklen seit Registrierung des Ereignisses und wird dazu verwendet, Driftzeiten zu rekonstruieren.

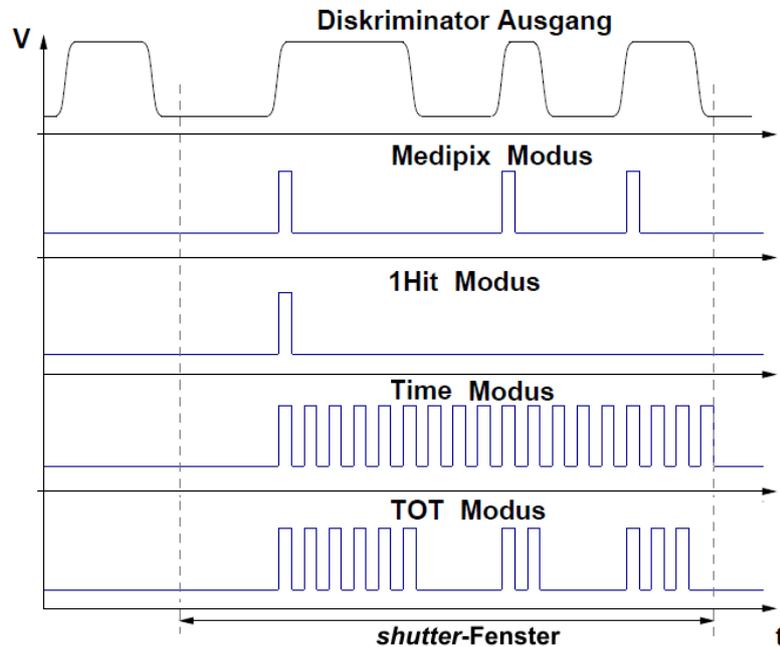


Abbildung 16: Verschiedene Modi des TimePix: Inkrementierungsvorgehen innerhalb eines Belichtungszyklus' (*shutter*), modifiziert aus [22].

- **Time Over Threshold Modus**

Dieser Modus kombiniert die Erfassungseigenschaften des MediPix und des Time Modus. Anstatt wie im Medipix Modus für jeden Ladungspuls einen Zähler aufzusummieren, wird bei positivem Wechsel der Polarität gemäß dem Time Modus begonnen, das Zählwerk bei jedem Takt um eine Einheit zu inkrementieren. Die umgekehrte Änderung der Polarität stoppt das Hinzuaddieren. Dadurch wird die Schwellenüberschreitungzeit (TOT) in Einheiten des Chiptaktes gemessen.

Der *shutter* fungiert als Schalter für die Belichtung des Pixels und kennt zwei Zustände. Liegt der Pegel auf (CMOS) *low*²², so wird die Inkrementierung des Schieberegisters nach gewählter Betriebsart vorgenommen. Für den Pegel *high* kann eine Lese-/Schreiboperation vorgenommen werden.

Das **Fast Shift Register** (FSR) (dt.:Schnellschieberegister) beinhaltet die Einstellungen für den TimePix. Für die Speicherung werden 174 der 256 Bits verwendet; hierzu zählen die - zu Teilen bereits genannten - DAC-Werte, sowie Inhalte ohne Schreibrechte wie die Chip-Identifikationsnummer.

²²Für Logikpegel entsprechen die analogen (Spannungs-)Intervalle *low* und *high* den Digitalzuständen 0 und 1

3.3 Postprozessierung

Die nachträgliche Modifikation des Grundkörpers, Postprozessierung genannt, soll angewendet werden, um neue Eigenschaften für TimePix-Chips zu erzeugen. Der Nutzen soll insbesondere in der Anwendung in Zeitprojektionskammern liegen. Die in dieser Arbeit verwandten postprozessierten Modelle sind allsamt TimePix-Chips mit Pixelvergrößerung.

Einige Typen der Nachbearbeitung sind folgende:

- **Pixelvergrößerung:** Durch partielles Abdecken von Pixeln mittels einer Isolationsschicht und Neubelegung der Fläche durch eine Metallisierung beliebiger Geometrie.
- **GEMGrid:** Das Aufwachsen einer GEM-ähnlichen Struktur direkt auf den TimePix soll den multiplen Prozess der Gasverstärkung durch mehrstufige GEM-Folien ersetzen [23].
- **InGrid:** Ähnlich der GEMGrid Struktur, jedoch wird statt einem zusammenhängenden Bulkmaterial ein freischwebendes Gitter auf den TimePix aufgesetzt [24].

3.3.1 Die Pixelvergrößerung

Der TimePix besitzt durch die Pixelgröße von $(55 \times 55) \mu\text{m}^2$ eine sehr hohe Ortsauflösung. Eine Ladungswolke, wie sie durch eine GEM-Struktur erzeugt wird, erreicht je nach Gas und Gasverstärkung mehr als die zehnfache Ausdehnung in einer Dimension. Durch das Zusammenfassen mehrerer Pixel zu einer Einheit sollte die räumliche Genauigkeit nur geringfügig degradiert werden - gleichzeitig wird dadurch jedoch die Sensitivität gesteigert, da pro Pixel signifikant mehr Ladung gesammelt wird. Der TimePix in Standardausführung besitzt eine Rauschschwelle äquivalent zu einer Menge von etwa 650 Elektronen, bezogen auf den gesamten Chip [18]. Dadurch geht die Elektroneninformation weniger Ladungsträger sowohl bei nicht ausreichend hoher Gasverstärkung verloren, als auch in der ausgedünnten Korona des Ladungswolkenrandes. Ziel dieser Arbeit wird das Untersuchen der etwaigen Sensitivitätssteigerung durch Pixelvergrößerung sein.

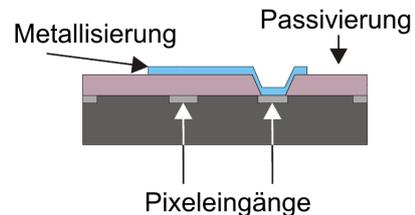


Abbildung 17: Skizze des Querschnittes postprozessierter Pixel, [25]

Ein postprozessierter TimePix ist in Schnittansicht 17 skizziert. Die Postprozessierung gliedert sich in folgende Teile [26]:

1. Passivierung der Oberfläche durch Benzocyclobuten (BCB) in einer Dicke von $6 \mu\text{m}$
2. Lithographische²³ Strukturierung der Löcher in BCB durch eine Photomaske.
3. Aufspütern²⁴ einer Basisschicht aus Kupfer in der Dicke 300 nm . Diese stellt die Grundsicht für die galvanische²⁵ Prozessierung dar.
4. Auftragung eines Photolackes durch Rotationsbeschichtung und lithographische Strukturierung der $(N \times N)$ Flächen
5. Galvanische Abscheidung von Kupfer auf die präparierten Flächen in einer Dicke von $4 \mu\text{m}$
6. Nasschemisches Ätzen des Photolackes
7. Nasschemisches Ätzen des Kupfers, sodass die Basisschicht entfernt wird, welche andernfalls alle Pixel miteinander verbände

²³Anm.: Allgemein: das Aufbringen lichtempfindlich aushärtender Schichten; BCB ist allerdings selbst ein photostrukturierbares Polymer

²⁴engl. *to sputter*, dt.: zerstäuben, bezeichnet einen Prozess bei welchem Atome aus einem Festkörper durch Ionenbeschuss abgelöst werden

²⁵Anm.: Das elektrochemische Abscheiden von Metallen

3.3.2 Pixelgeometrien

Nach Testläufen in Kleinserien in Kollaboration mit dem FREIBURGER MATERIALFORSCHUNGSZENTRUM (FMF) wurde durch das IZM²⁶ ein vollständiger Wafer pixelvergrößerter TimePix-Chips prozessiert. Einige Geometrien zeigt Abbildung 18. Es wurden die Modelle des quadratischen Typus $N \times N$ mit $N \in (1,2,3,4,5,10)$, weiterhin längliche in 1×3 und 1×5 und spezielle Geometrien, etwa Kreuzform, hergestellt. Standardmäßig wird eine Kontaktierung pro zusammenhängender Fläche verwendet. Der Arbeitsgruppe standen folgende Chips zur Verfügung:

- **1x1**: Jeder Pixel wird passiviert, anschließend metallisiert. Dies erhöht die ladungssensitive Fläche von $(14 \times 14) \mu\text{m}^2$ auf etwa $(55 \times 55) \mu\text{m}^2$.
- **2x2**: Die Fläche von vier Pixeln wird passiviert und metallisiert. Drei dieser bleiben durch die Isolationsschicht inaktiv, ein Pixel wird mit der leitend vergrößerten Fläche verbunden.
- **$\overline{2 \times 2}$** : Entspricht in Metallisierung dem Schema 2x2, jedoch ohne jede Kontaktierung.
- **3x3**: Analog zu 2x2. Der aktive Pixel liegt in der Mitte der 3x3 Rastereinheit.

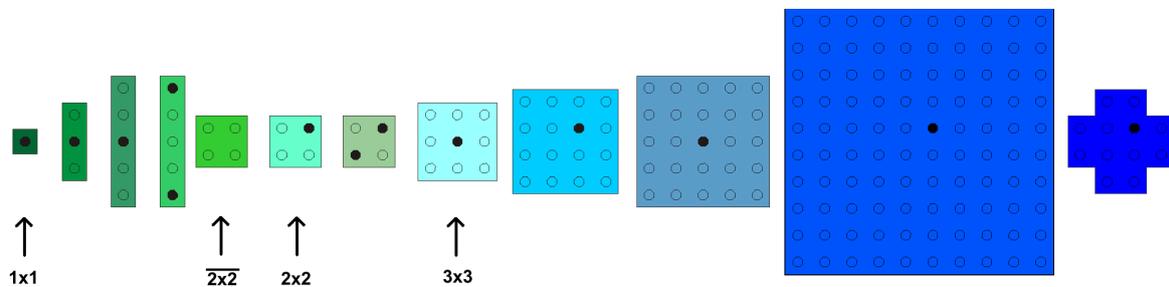


Abbildung 18: Unterschiedliche Arten der Pixelvergrößerung in Darstellung jeweils einer Einheitszelle; leerer Ring: nicht kontaktierter, gefüllter Kreis: kontaktierter Pixel. Durch Pfeile werden die in dieser Arbeit untersuchten Geometrien markiert, modifiziert aus [25].

3.4 Ausleseinterfaces

Steuerung und Auslese der TimePix-Chips geschieht durch zweierlei Systeme:

- **Muros2-Interface** (*Medipix2 re-Usable Readout System version 2.1*) - im Folgenden nur noch 'Muros' - entwickelt am NIKHEF²⁷.
- **USB-Interface** (v 1.22) Alternativ zum Muros-Interface existiert die Auslesemöglichkeit via USB²⁸, welche am IEAP²⁹ entwickelt wurde.

Beide Schnittstellen lassen sich über die Software 'Pixelman' (siehe 3.5) steuern, welche ebenfalls am IEAP programmiert wurde.

²⁶INSTITUT FÜR ZUVERLÄSSIGKEIT UND MIKROINTEGRATION, Berlin

²⁷NATIONAAL INSTITUUT VOOR SUBATOMAIRE FYSICA, Amsterdam

²⁸Universal Serial Bus

²⁹INSTITUTE OF EXPERIMENTAL AND APPLIED PHYSICS, Prag

3.4.1 Das Muros-Interface

Das Muros-Interface[21] wurde ursprünglich als Schnittstelle zu MediPix-Chips konzipiert, kann aber auch zusammen mit TimePix-Modellen verwendet werden, da der darin enthaltene FPGA³⁰ eine Modifizierung der Auslese-Firmware erlaubt.

Das Muros, abgebildet in Grafik 19 rechts, dient sowohl der Auslese von bis zu acht Chips, als auch zum Schreiben der DACs. Hierzu besitzt das Interface einen eigenen Referenzzeitgeber; dessen Frequenz lässt sich über ein Potentiometer in einem Bereich von etwa 50 kHz bis 30 MHz³¹ regeln. Der TimePix-Chip selbst wird mit der achtfachen Frequenz getaktet. Die eingestellte (einfache) Schwingungsdauer dient zur Kommunikation mit dem Datennahmerechner, welcher über eine NATIONAL INSTRUMENTS (NI) Karte der Modellreihe DIO-653X³² verfügen muss. Es ist lediglich eine serielle Auslese des TimePix-Chips möglich. Das Muros besitzt eine Bemaßung von $(188 \times 188 \times 98) \text{ mm}^3$ ($L \times L \times H$), vorrangig durch das interne Netzteil definiert. Zur Datennahme umfasst die Konnektivität eine Buchse für das Verbindungskabel zur NI-Karte, sowie eine VHDCI³³-Schnittstelle zur TimePix-Platine. Externe Kontrollmöglichkeiten sind durch eine BNC³⁴-Buchse gegeben, die zur Kontrolle der optional angelegten Hochspannung auf dem TimePix-Träger dient, und eine 2-Pin Steckverbindung, auf welcher das *shutter*-Signal ausgegeben wird. Pin-Verbinder gleicher Art ermöglichen es, ein *shutter*-Signal aus externer Quelle anzulegen oder die Taktung durch einen zusätzlichen Referenzzeitgeber zu steuern.

3.4.2 Das USB-Interface

Ziel der Entwicklung des USB-Interfaces [27] war es, die volle Operabilität des TimePix zu gewährleisten bei Reduzierung der räumlichen Dimension und Unabhängigkeit von externen Stromquellen. Aufgrund der Dimensionierung besitzt das Interface eine geringere Zahl an Anschlüssen als das Muros. Zur Verbindung mit dem TimePix-Chip wird die selbe VHDCI-Schnittstelle verwendet; es besteht die Möglichkeit zum Anschluss einer externen 5 V Spannungsversorgung³⁵, weiterhin eine LEMO³⁶-Buchse zur Ausgabe einer Spannung von maximal 100 V und ein Mehrzweckanschluss zur seriellen Kommunikation via I2C-Bus³⁷. Das USB-Interface kann lediglich die Operationsfrequenzen 10 MHz, 20 MHz, 40 MHz und 80 MHz zur Verfügung stellen. Abbildung 19 links zeigt eine Photographie.



Abbildung 19: USB-Interface (links) und Muros (rechts), unterschiedlicher Maßstab

³⁰ *Field Programmable Gate Array*

³¹ Anm.: jedoch maximal 20 MHz in der Auslese möglich, verwendete TimePix-Modelle sind bis zu $100 \text{ MHz} = 8 \times 12,5 \text{ MHz}$ spezifiziert und benötigen mindestens etwa $22 \text{ MHz} = 8 \times 2,75 \text{ MHz}$

³² 8/16/32-Bit Hochgeschwindigkeits Ein-/Ausgabeinterface für TTL/CMOS

³³ *Very High Density Cable Interconnect*

³⁴ *Bayonet Neill Concelman*

³⁵ Ein MediPix2-Chip inklusive PCB benötigt im Betrieb etwa 350 mA (an 5 V), aufgrund der Limitation für USB-Geräte auf maximal 500 mA pro Port, existiert dieser Anschluss aus Sicherheitsgründen

³⁶ proprietäre koaxiale Steckverbindung des gleichnamigen Unternehmens

³⁷ *Inter-Integrated Circuit*

3.5 'Pixelman' Software-Paket

Das 'Pixelman' Software-Paket [29] basiert auf einem in Module gegliederten System. Der 'Medipix Manager', in seiner Funktionalität in Abbildung 20 dargestellt, dient zur Verwaltung der Programmfunktionalität, ein- und auslaufender Datenströme und auf diese anzuwendende Operationen. Die Ansteuerung der Interfaces und deren Konfiguration übernimmt die 'Medipix Control Library', welche jeweils wiederum eine eigene Bibliothek für beide Hardware-Schnittstellen besitzt. Jede weitere Funktionalität wird über *Plugins* ergänzt, insbesondere die Anwenderoberfläche ('Acquisition Control UI') oder weitere eigene Software wie beispielsweise die 'MPix Triggered Acq'³⁸, ein für die Lasermessungen verwendeter ereignisbasierter Startauslöser für das TimePix-Belichtungsfenster.

Die Anwenderoberfläche bietet die Echtzeitanzeige von Einzelbildern, das Management der Messeinstellungen, sowie der DACs des angeschlossenen Chips.

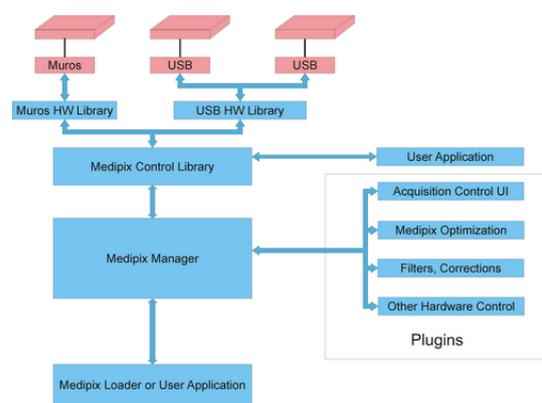


Abbildung 20: Schema der Programmstruktur der Pixelman-Software, [28]

Das Vorgehen der für diese Arbeit wichtigen Einzelschritte bei Verwendung eines unkonfigurierten Chips soll hier erläutert werden.

3.5.1 Erstellen der Pixelmaske

Da nur funktionsfähige Pixel ausgelesen werden sollen, lässt sich eine sogenannte Pixelmaske erstellen. Diese enthält die Information über die Aktivierung oder Deaktivierung und erlaubt das Schreiben des Maskierungs-Bits aller Pixel des Chips. Das Setzen trennt die Ladungsverstärker vom Digitalteil ab, sodass keine Information betreffender Einheit verfügbar ist.

Abbildung 21 zeigt beispielhaft die Maske des TimePix 2x2. Dieser besitzt deutlich sichtbar zwei defekte Spalten.

Defekte können während der Prozessierung oder der Postprozessierung auftreten und betreffen entweder einzelne Pixel oder komplette Reihen.

Eine Möglichkeit der Maskierung liegt darin, dass nicht ansprechbare Pixel von der Software bei einem Test des Chips erkannt werden, die andere darin, dass Pixel mit zu hohem Rauschen ausgeschlossen werden, siehe Abschnitt 3.5.3.

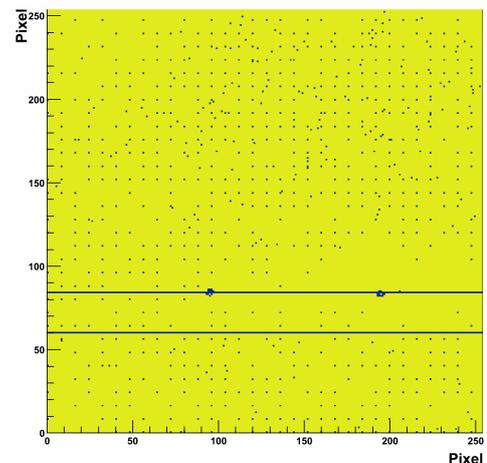


Abbildung 21: Beispiel einer Maskierung, aktive (gelb) und inaktive (blau) Pixel des 2x2-Chips.

³⁸erstellt von Uwe Renz, Physikalisches Institut, Universität Freiburg

3.5.2 Bestimmung des Arbeitspunktes durch Finden des Rauschwertes (THL)

Durch Setzen eines genügend hohen unteren Grenzwertes durch den die Schwellenhöhe festlegenden DAC-Wert THL wird das Rauschen unterdrückt, da zufällige Schwankungen, deren Amplitude geringer als die Schwellenhöhe ausfällt, so zu keinem resultierenden Signal führen. Gleichzeitig aber degradiert die Sensitivität, je höher dieser Wert gewählt wird. Eine präzise Wahl des Grenzwertes ist daher erforderlich.

Die Pixelman-Software bietet die Möglichkeit, diesen Punkt zu bestimmen, indem THL über einen Bereich in gewählter Schrittweite hinweg durchfahren und dabei jeweils der komplette TimePix ausgelesen wird. Als Ausgabe stehen die Summe der Zählerstände aller Pixel, der Mittelwert oder deren Median zur Verfügung.

Liegt der gewählte Wert des THL zu niedrig, geben Pixel Signale aus, ohne dass eine signifikante Menge an Ladung im Eingang dafür ursächlich wäre. Im Operationsmodus 'TimePix' äußert sich dies dadurch, dass je geringer THL gewählt wird, umso häufiger und länger werden die Vorkommnisse zufälliger Schwellenüberschreitung, bis die pro Pixel maximal erfassbare Menge von 11810 [19] Zählerständen erreicht wird (siehe auch Abbildung 22).

Die Rauschschwelle wird als die Grenze definiert, bei welcher die THL-Kurve des 'TimePix'-Modus den Wert 11810/2 besitzt. Der für die Messung zu wählende Wert sollte darüber liegen, typischerweise im Bereich vernachlässigbar geringen Rauschens.

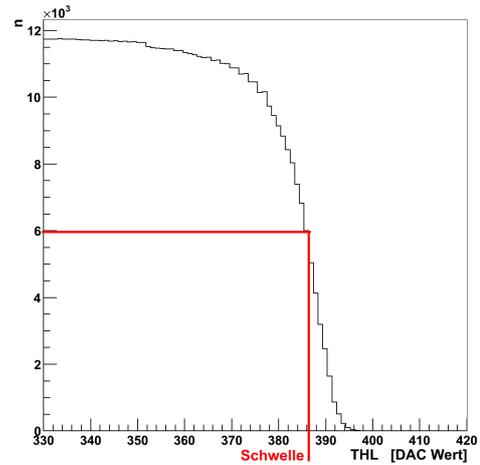


Abbildung 22: typischer *THL scan* (Mittelwert aller Pixel) im Modus 'TimePix'

3.5.3 Durchführung einer Schwellenangleichung

Jeder Pixel besitzt eine eigene interne Rauschschwelle. Zur Homogenisierung des Rauschverhaltens³⁹ des Gesamtchips verfügt jede Pixellogik über einen zusätzlichen Abgleich mit vier Justage-Bits⁴⁰, welche jeweils zu dem gesamten THL DAC hinzugerechnet werden, damit global individuelle Unterschiede des Rauschens der Pixel ausgeglichen werden. Um diese Schwellenwerte anzupassen wird über den gesamten Chip ein Scan über einen THL-Bereich⁴¹ durchgeführt, wobei der Abgleichswert auf ein Minimum von 0 (in Abbildung 23 rot dargestellt) und ein Maximum von 15 (in Abbildung 23 blau dargestellt) gesetzt wird. Aus dieser Messung resultiert für beide Extrema jeweils eine Verteilungsfunktion des Rauschverhaltens. Der Abgleichswert jedes einzelnen Pixels wird anschließend so gesetzt, dass der Rauschwert möglichst nahe am Mittelwert der Mittelwerte aus beiden resultierenden Verteilungsfunktionen liegt. Falls die Option gewählt wurde die THS-Einstellungen zuvor zu optimieren, wird der durch besagten DAC-Wert vorgegebene dynamische Bereich für den jeweiligen Chip justiert.

Es besteht zusätzlich die Möglichkeit, Pixel mit zu schlechtem Rauschverhalten zu maskieren. Diese werden dann ausgeschlossen, wenn deren Differenz zum Mittelwert der Rauschschwelle (THL) eine definierbare Anzahl an Standardabweichungen übersteigt.

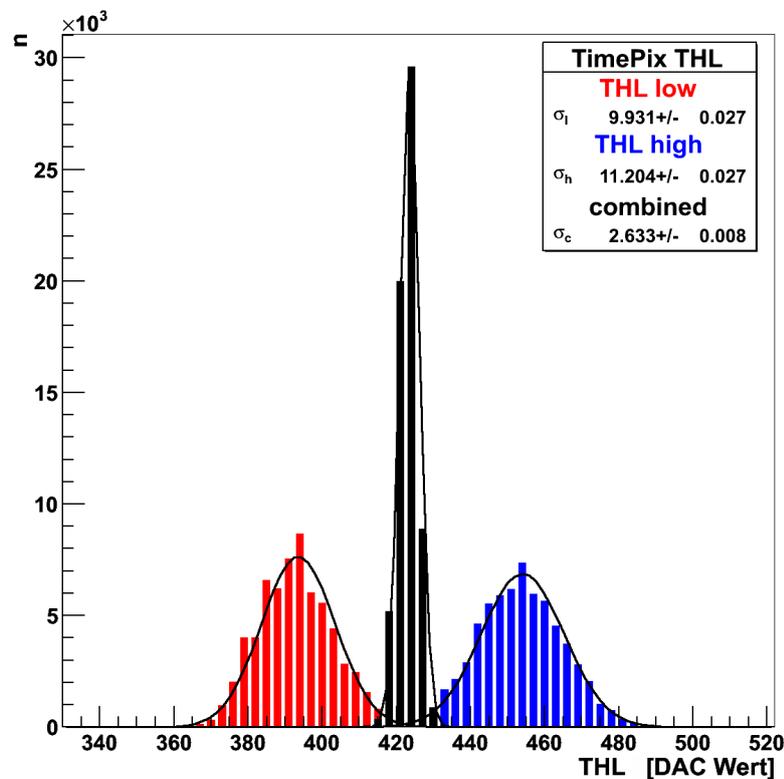


Abbildung 23: Verteilungen der Rauschschwellen vor (blau, rot) und nach (schwarz) einer Schwellenangleichung, Beispiel: TimePix original

³⁹threshold equalization

⁴⁰adjustment bit

⁴¹im Bereich der Rauschschwelle

4 Die Testkammer im experimentellem Aufbau

Für Aufgaben der Detektorcharakterisierung schwierig in der Handhabung, galt es die bisherige Testkammer durch ein neues System zu ersetzen, welches den gestellten Anforderungen bestmöglich Rechnung trägt. Die überholte Konstruktion bedingte eine aufwändige Demontageprozedur bei Tausch des Chips und hatte nur mangelnde Adaptionfähigkeit an neue Testmethodiken.

Die folgenden Abschnitte stellen die Konstruktion der neuen Kammer vor. Als ersten Schritt werden die Eckpunkte des Lastenheftes aufgeführt. Gemäß den Anforderungen wurden verschiedene Design-Entwürfe als Modelle in einer Konstruktions-Software angefertigt, für welche anschließend in Hinblick auf das Flussverhalten des eingebrachten Gases Simulationen durchgeführt wurden. Zentraler Teil dieses Kapitels ist die präzise Beschreibung des neugestalteten Aufbaus, sowie des experimentellen Kontextes. Dies beinhaltet den Körper der Kammer selbst und die verwendete Sensorik bis hin zur Datennahme.

4.1 Anforderungen an die Neukonstruktion

Die Konzeption der Neukonstruktion verlangte nach einem Design, welches der Zielsetzung der geplanten Experimente bestmöglich gerecht wurde. Die Entwicklung sollte aber in einem Rahmen geschehen, dass die Testumgebung nicht allein auf diese beschränkt spezialisiert würde, sondern in Perspektive weiterführender Experimente einen Aufbau vorweist, welcher vielseitig und leicht modifizierbar gestaltet ist.

Für die Neukonstruktion sollten folgende Punkte berücksichtigt werden:

- Der Aufbau sollte modular gestaltet sein. Die Kammer sollte auf einfache Art und Weise neuen Projekten anpassbar sein. Dies bedeutet eine Trennung von Elektronik und Gehäuse sowie Boden und Rumpf. Außerdem sollte die Bemaßung Standardmaßen im Vakuumbereich entsprechen, sodass Komponenten schnell austauschbar sind.
- Es sollten Experimente mit Photonen ultravioletter Wellenlänge eines Stickstoff-Lasers, radioaktiver Strahlung einer γ -Quelle und einer β -Quelle, sowie minimal ionisierender Teilchen eines hochenergetischen Teststrahls durchgeführt werden. All diese müssen ohne signifikante Abschwächung in die Kammer eingeführt werden können, seitwärts und von oben.
- Es dürfen keine ferromagnetischen Komponenten verbaut sein, da die Kammer in einem Magneten betrieben werden soll.
- Ein GEM-Stapel mit einer Außenlänge von 120 mm muss verwendet werden können.
- Die Konstruktion sollte einen schnellen Austausch des TimePix gewährleisten, ohne dass der GEM-Stapel von oben demontiert werden muss.
- Die Kammer muss über Gasanschlüsse verfügen. Es sollen verschiedene Gasmischungen getestet werden (ArCO_2 , ArCO_2CF_4 , HeCO_2 und $\text{ArCO}_2\text{C}_4\text{H}_{10}$). Die Kammer sollte sowohl für Drücke unterhalb von etwa 1,5 bar gasdicht sein, sowie über möglichst gering ausgasende Komponenten verfügen.
- Zum Betreiben des GEM-Stapels sind mindestens sieben Hochspannungsdurchführungen notwendig, sodass Potentiale zur Gasverstärkung gesondert angelegt werden können.
- Druck und Temperatur des Gases sollten messbar sein.

4.2 Vorherige Kammer

Die bereits vorhandene kubische Kammer besteht aus dem Hauptgasvolumen mit den Ausmaßen $(340 \times 200 \times 70) \text{ mm}^3$ ($L \times L \times H$) und einem angeschlossenen Seitenbereich von $(230 \times 130 \times 30) \text{ mm}^3$ ($L \times L \times H$).

Für die spätere Verwendung (siehe [30]) von MediPix2-Chips wurde ein Pad-Blindmodul mit entsprechender Halterung konzipiert, welches eine Ausfräsung zum Einsetzen des MediPix-Chips besaß. Dies erforderte das Anbringen der Seitentasche, um das VHDCI-Kabel ohne Knicken aus der Kammer herauszuführen.

Der einseitigen Zugänglichkeit geschuldet, war es zum Tausch des Chips erforderlich, den kompletten GEM-Stapel zu demontieren, sodass der Sockel entnommen werden konnte, mit welchem der Detektor verschraubt werden musste.

Dadurch, dass lediglich eine 1-Kanal-Hochspannungsquelle zur Verfügung stand, war es erforderlich, die Potentiale an Ober- und Unterseite der GEMs durch eine Widerstandskette als Spannungsteiler zu erzeugen. Bei einem gesamten Widerstand von $26,01 \text{ M}\Omega$ bemessen sich die einzelnen zu

- Drift- und Transferfeld: $4 \text{ M}\Omega$
- Induktionsfeld: $2,81 \text{ M}\Omega$
- GEM Ober- zu Unterseite : $2,5 \text{ M}\Omega$

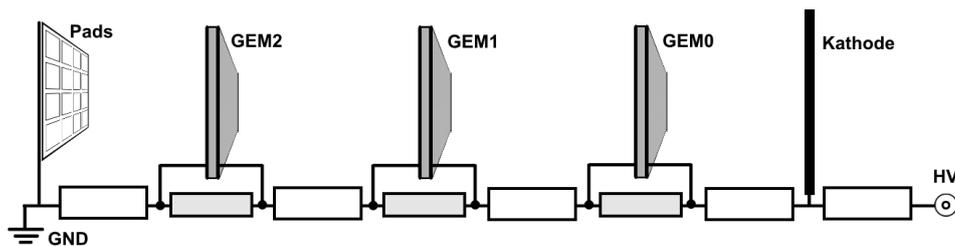


Abbildung 24: Aufbau der Widerstandskette

Aus Gründen der Vergleichbarkeit wurde für diese Arbeit der gleiche Aufbau des GEM-Stapels wie in den vorherigen Experimenten verwendet. Der GEM-Stapel besitzt den in Abbildung 25 skizzierten Aufbau. Die Aufteilung der Abstände zwischen den einzelnen Lagen wird in Abschnitt 4.5.9 ausgeführt.

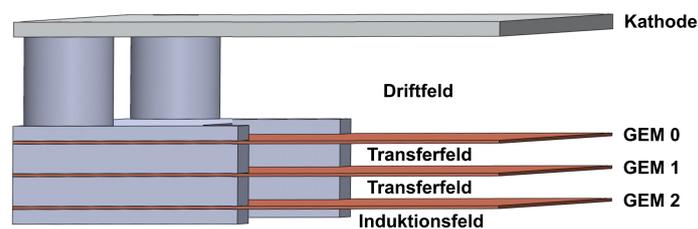


Abbildung 25: Teilansicht des GEM-Stapels mit GEM-Lagen, Driftfeld und Kathode. Die einzelnen GEM-Folien werden durch Kunststoffträger gehalten.

4.3 Simulation des Gasflusses

Ziel der Benutzung von SOLIDWORKS FLOWWORKS war es einerseits, sowohl eine im technischen Rahmen optimale Lösung zur Anbringung der Gasanschlüsse zu finden, und andererseits, die Druckverhältnisse in der Kammer und explizit innerhalb der GEM-Struktur zu berechnen.

4.3.1 SolidWorks

SOLIDWORKS benennt eine CAD⁴²-Modellierungssoftware des französischen Software-Entwicklers DASSAULT SYSTÈMES SOLIDWORKS CORPORATION. Zielsetzung dieses Programmpaketes ist das computergestützte Planen, Entwickeln und Analysieren von Projekten im Bereich des Maschinenbaus.

Für die Analyse dreidimensionaler Modelle existieren verschiedene Implementierungen zur Beweglichkeitsanalyse oder Formfestigkeit. Das in dieser Arbeit benutzte Paket FLOWWORKS wird näher ausgeführt.

SolidWorks FloWorks

Die Analysesoftware FLOWWORKS, integriert in SOLIDWORKS, beinhaltet folgende Funktionalität in der Simulation:

- statische und zeitabhängige Flüsse von Gasen und Flüssigkeiten
- laminare und turbulente Strömungen
- kompressible Gase und Gasmischungen
- relative Feuchtigkeit in Gasen
- Strömungsverhalten unter Berücksichtigung sich bewegender Geometrie
- Wärmeleitung in Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen

⁴² *Computer Aided Design*

Knotenpunkte

Zur Berechnung von Simulationen geht die Software wie folgt vor:

Aufgrund der Geometrie des Modells wird eine Berechnungszone (*computational domain*) festgelegt. Im Falle von externen Strömungen ist diese definierbar, für interne Analysen wird das Hohlraumvolumen des abgeschlossenen Körpers verwendet.

FLOWORKS ist auf eine kartesische Geometrie beschränkt. Alle Knotenpunkte der Berechnung liegen auf zueinander orthogonalen Geraden. Rundungen können in der Strömungsberechnung nur approximativ berücksichtigt werden.

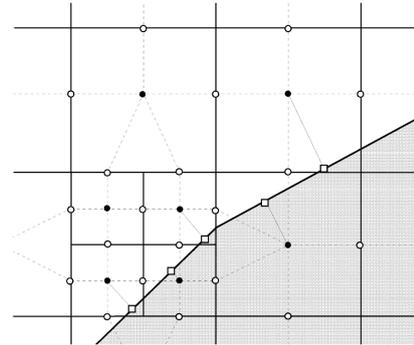


Abbildung 26: Visualisierung des Vorgehens bei der Gitterberechnung, [31]

Die Berechnungszone startet deshalb mit einem Kubus minimaler Ausdehnung um das Modell herum. Danach wird diese in ein Basisgitter (*basic mesh*) unterteilt, wobei die Anzahl an Zellen in $\vec{e}_{\{x,y,z\}}$ -Richtung vom Benutzer vorgegeben wird. Es besteht zusätzlich die Möglichkeit einer intervallabhängigen Definition der Zellenzahl; diese ist gleichsam auf die $\{x,y,z\}$ -Achsen beschränkt. Dieses Grundgerüst (*grid*) wird schließlich in 2^n Gitterknoten (*refinement level*) unterteilt, woraus folgt, dass jede Zelle des Basisgitters aus 2^{3n} Unterzellen besteht. Ändern sich, wie Abbildung 26 illustriert, die Winkel der Flächennormalen innerhalb einer Zelle um einen bestimmten definierbaren Wert, so wird diese Zelle in acht weitere unterteilt um die Rundung zu berücksichtigen. In ähnlicher Weise lässt sich eine Verfeinerung von Engstellen (*narrow channel refinement*) berücksichtigen, indem so oft eine Verfeinerung durchgeführt wird, bis die Anzahl der Zellen in Richtung der Flächennormalen bis zur nächsten Oberfläche einen bestimmten Minimalwert nicht unterschreitet.

Zur Simulation einer Strömung lassen sich Randbedingungen definieren. Es stehen zur Verfügung:

- Flüsse durch Randelemente, festgelegt als Massen- oder Volumenstrom in beliebiger Richtung
- Parametrisierung des Druckes auf Randflächen

Um eine Simulation durchzuführen, werden Größen, welche explizit berechnet werden sollen, wie beispielsweise Fluidgeschwindigkeit oder statischen Druck, festgelegt. Alle anderen Parameter der Simulation werden ebenfalls in der Berechnung verwendet und, je nach Einstellung, dennoch zur Konvergenzkontrolle des Modells verwendet.

4.3.2 Erstellung eines Simulationsmodells

Die Positionierung der Ein- und Auslässe sollte eine möglichst gute Durchspülung der Kammer und der GEM-Struktur gewährleisten. Die Berücksichtigung dessen ist von Wichtigkeit, da bei gegebenen Größenverhältnissen der Großteil des Gases an dem Detektor vorbeiströmt. Das Verwenden einer zylindrischen Geometrie begünstigt einen gleichmäßigen Gasfluss durch die Kammer, da im Vergleich zur kubischen keine innenliegenden Ecken existieren, in welchen sich Gas ansammeln könnte.

Allgemein gilt, dass je mehr Ein- oder Auslässe verwendet werden und je größer die Ein-/Auslasszone, umso homogener gestaltet sich der Gasfluss. Multiples Einbringen des Gases in die Kammer erforderte einen Verteiler, dessen Mehraufwand sich nach Durchführung der Simulation als nicht gerechtfertigt herausstellte.

Es wurde schließlich eine Konfiguration gewählt, welche jeweils zwei Gasanschlüsse übereinander an gegenüberliegenden Seiten der Kammer besitzt. Dies begründet sich dadurch, dass durch Herstellung eines Flusses quer durch die Kammer, respektive den GEM-Stapel, hindurch ein gutes Spülverhalten erreicht werden kann. Beim Betrieb, beispielsweise in Teststrahlen, wäre es ebenfalls gewährleistet, das Gas nur von einer Seite ein- und auszuführen, vor allem bei Verwendung in der vorgegebenen, beschränkenden Geometrie von Testmagneten.

Zur Berechnung der Strömung wurde das bestehende Modell der Kammer vereinfacht. Jede überflüssige Geometrie wurde entfernt - darunter zählten Bohrlöcher, die Ausformungen der Fenster und Ausfräsungen an den Flanschen. Diese Merkmale haben minimalen bis keinen Einfluss auf die Strömung im GEM-Stapel, da all jene sich am Rand, außerhalb des eigentlichen aktiven Volumens befinden, aber einen großen Effekt auf den Berechnungsaufwand haben, da jedes Detail in der Geometrie zu einer Vervielfachung der Zellen in der Umgebung führt. Weiterhin wurde ebenfalls der Flansch des Bodens komplett entfernt, da die Öffnung nach unten großflächig abgedeckt sein wird.

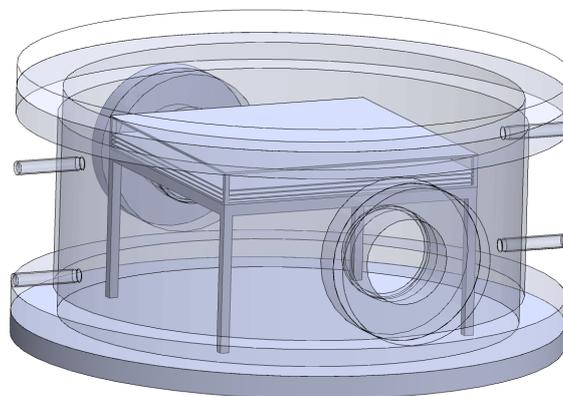


Abbildung 27: Simulationsmodell der Kammer mit eingesetztem GEM-Stapel in reduzierten geometrischen Details

GEM-Stapel

Es wurde ein Modell der GEM erstellt um den Gasfluss zu simulieren. Dieses entspricht der typischen Konfiguration und misst $(120 \times 120) \text{ mm}^2$ in der Fläche. Der Abstand der untersten Lage zum TimePix-Chip beträgt 1 mm. Die Abstände zwischen den modellierten GEM-Folien bemessen sich jeweils zu 2 mm. Das Driftvolumen wurde nach 6 mm durch die Kathode begrenzt. Die GEM-Elemente selbst wurden zur Vereinfachung als gasundurchlässig definiert und durch einen Block von 0,5 mm Höhe⁴³ dargestellt.

⁴³Dies ist die Höhe des Rahmens, die Folien selbst haben eine Dicke von 0,05 mm

4.3.3 Gitteraufbau des Modells

Die Geometrie der Kammer erfordert ein handkonfiguriertes Basisgitter, da unterschiedliche Größenverhältnisse vorliegen. Zwischen den GEM-Stapeln herrschen lediglich geringe Abstände von Millimetern, wohingegen das Kammervolumen von drei Litern sehr groß dimensioniert ist. Die Gaseinlässe am Rande liegen in ihrem Maßstab zwischen beiden genannten Extrema.

Darüber hinaus benötigt eine Berechnung eine große Menge an Arbeitsspeicher. Dessen Belegung erhöht sich entsprechend der Anzahl an Gitterpunkten, welche in Standardgeometrie bei n -facher Verfeinerung gemäß n^3 zunimmt - und damit sehr schnell an maschinengesetzte Grenzen stößt.

Zur Studie verschiedener Designvariationen war es ebenso erforderlich die Berechnungszeit auf einen möglichst schnellen Durchlauf zu optimieren.

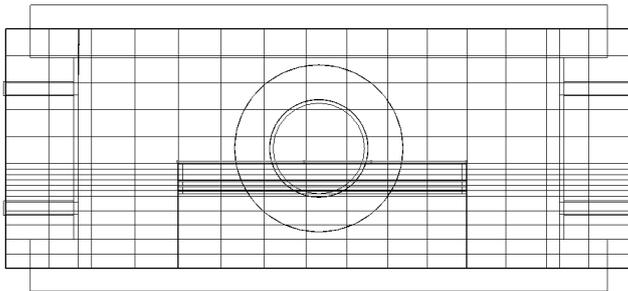


Abbildung 28: Grundgitter ohne Detailgitter des Simulationsmodells mit GEM-Stapel in Seitenansicht. Im Bereich der GEMs ist die Höhenstrukturierung feiner gewählt

Zu Beginn wurde ein Gitter maximalen Detailgrades unter Verwendung eines *local initial mesh*⁴⁴ gewählt, siehe linke Hälfte in Abbildung 29. Dieses besaß etwa zehn Zellen zwischen den verschiedenen Ebenen des GEM-Stapels und sollte so insbesondere in dieser Domäne gute Ergebnisse liefern. Anschließend wurde ein simplifiziertes Gitter ohne lokales Gitter so lange verfeinert, bis die Ergebnisse der Simulation im selben Testfall in guter Näherung denjenigen des komplexen Modells entsprachen. Das einfache Modell besitzt außerhalb des Detektors etwa die gleiche Auflösung; zwischen den GEM-Folien liegen zwei und im Driftraum etwa 14 Zellen.

Die Einstellungen des Gitters (bei einer Verfeinerungsstufe von 2) betragen:

16, respektive 17, Zellen in der Ebene parallel zum Boden in Fluchtlinie der Gasanschlüsse beziehungsweise der Fenster und 6 Zellen oberhalb des GEM-Stapels, 7 innerhalb und 4 darunter (bei 30 mm Höhe)

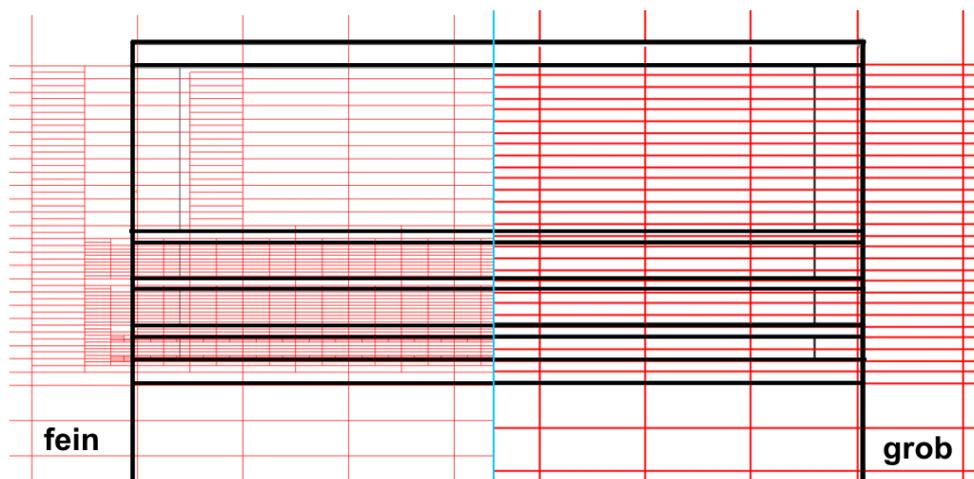


Abbildung 29: Ausschnitt linker (oberer) Rand des GEM-Stapels: Vergleich des detaillierten Gitters (links) mit dem groben (rechts). Zellen des Gitters werden in rot dargestellt, die Kanten des GEM-Stapels in schwarz.

⁴⁴dt.: lokales Gitter

4.3.4 Simulationsergebnisse

Alle Simulationen mit dem beschriebenen Modell wurden mit einem in späteren Messungen beabsichtigten Gasfluss von etwa einem Kammervolumen pro Stunde durchgeführt (Kammer leer: 3,191, Kammer mit GEM-Stapel: 3,071, Fluss 3,881/h). Ein Fluss von unter einem Drittel des Kammervolumens produzierte keine verwertbaren Ergebnisse, da lediglich Strömungen simuliert werden können - keine Diffusion.

Beispielhaft werden anhand von vier Grafiken Ergebnisse der Simulation vorgeführt. Die Strömungsgeschwindigkeit wird als farblich differenzierte Schnittansicht dargestellt, von 0 mm/s (blau) bis 2,37 mm/s (rot). Vektorpfeile geben die Strömungsrichtung an.

Abbildung 30 (oben) zeigt das Durchströmungsverhalten bei Positionierung des GEM-Stapels auf der selben Höhe wie die Ein- und Auslässe. Diese Anordnung zeigt einen gleichmäßigen Gasfluss im Driftvolumen. So treten ebenfalls wenige Verwirbelungen auf. Der zugehörige Druck wird in Abbildung 30 (unten) aufgeführt. Die lokalen Schwankungen des Druckes bewegen sich im Bereich von $\Delta P < 10^{-2}$ Pa sind damit gemäß der Simulation vernachlässigbar klein.

Zwei weitere Konfigurationen werden in Abbildung 31 vorgestellt, in welcher der Einlass des Gases wenig oberhalb (oben) und wenig unterhalb (unten) stattfindet. Beide Anordnungen erzeugen ein hohes Maß an Verwirbelungen in der Kammer. Befindet sich der GEM-Stapel nur leicht unterhalb des Einlasses so kann teilweise eine Durchströmung des Driftvolumens stattfinden. Für den Messbetrieb sollte diese Mindesthöhe eingehalten werden.

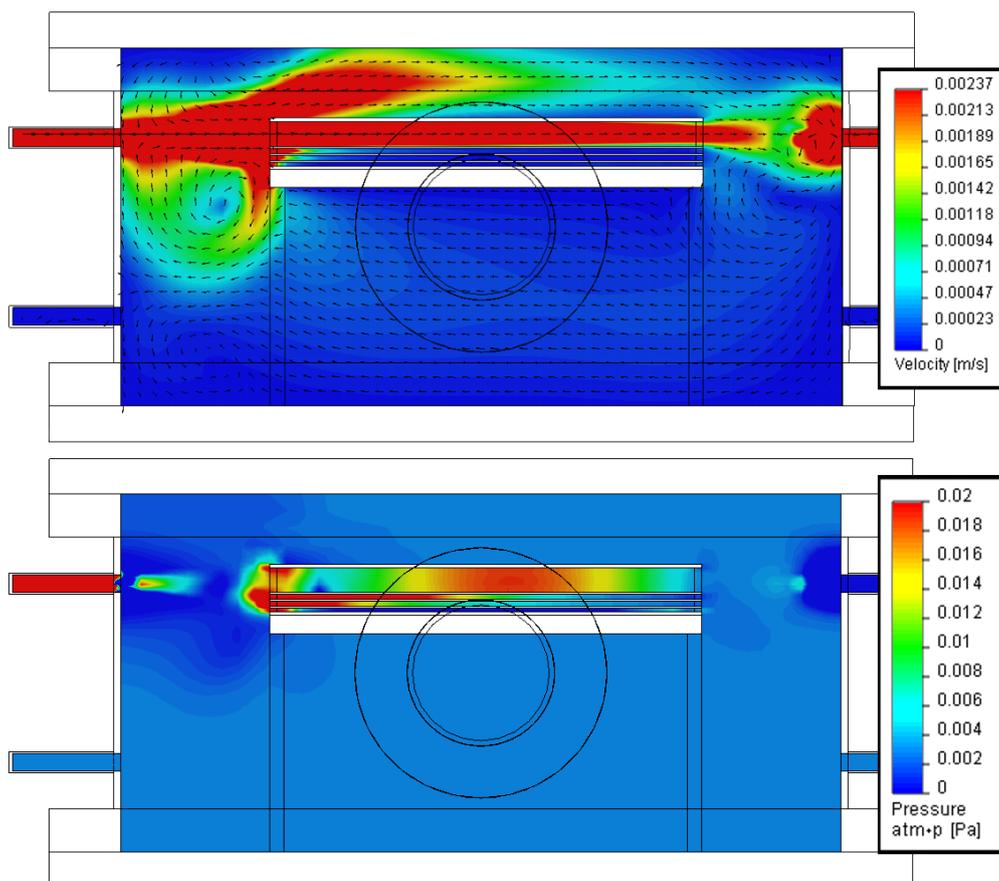


Abbildung 30: Seitenansicht des Simulationsmodells mit Einlass von 3,881/h in Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung und -richtung (o.), sowie des Druckes (u.). Konfiguration mit Einlass und Auslass des Gases an den oberen Anschlüssen.

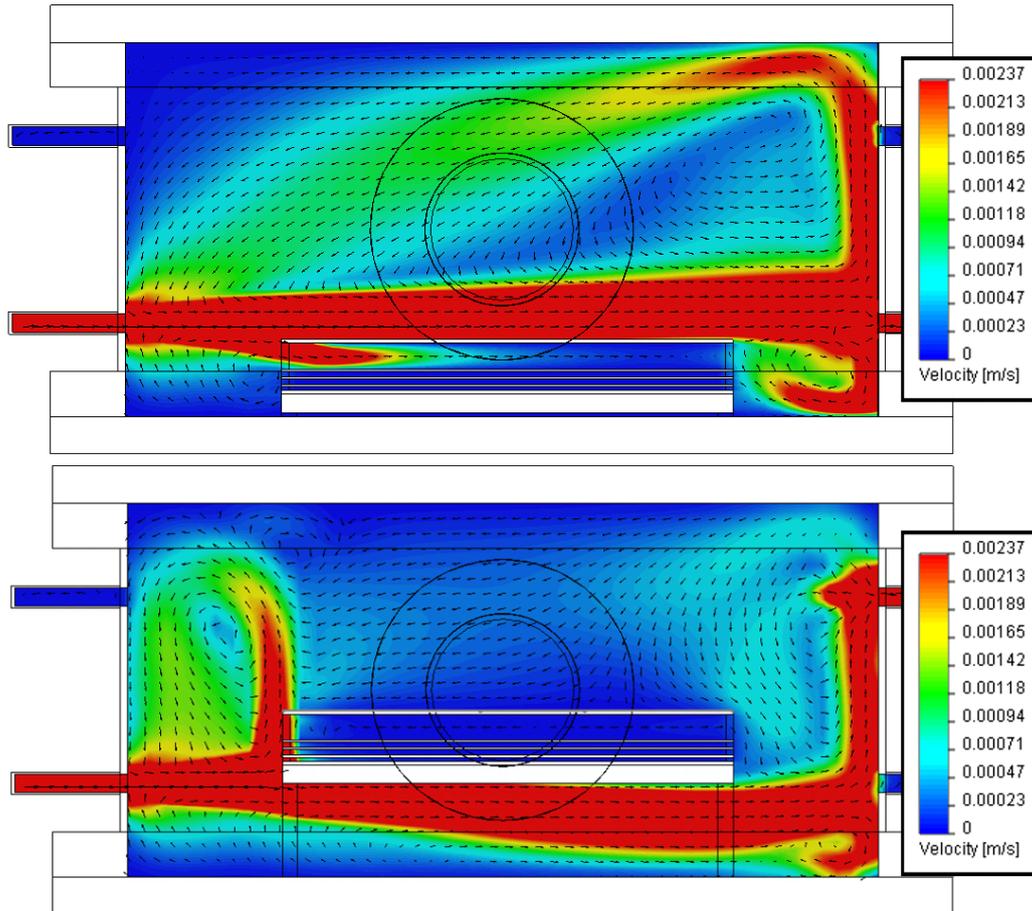


Abbildung 31: Seitenansicht des Simulationsmodells mit Einlass von 3,881/h in Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung und -richtung. Konfiguration mit Einlass und Auslass des Gases an den unteren Anschlüssen (o.) und in versetzter Anordnung mit Einlass unten und Auslass oben (u.).

Ergebnisse:

Befindet sich der GEM-Stapel nicht in direkter Flussrichtung des Gases, so findet kein durchgängiger Fluss durch das Driftvolumen statt. Eine Positionierung unterhalb des unteren Einlasses führt zu einer akzeptablen Durchströmung. Sitzt der GEM-Stapel höher, so vermag das Gas unter der Konstruktion hindurchzufließen. Das Driftvolumen wird nur durch den Unterdruck des am Rand der GEM vorbeiströmenden Gases ausgetauscht. Dieser Effekt kann nur durch Verschließen der Zone unterhalb des Detektors vermieden werden. So führt dies zu einem akzeptablen Durchströmen des Driftvolumens, im Vergleich zur Aufstellung, in welcher Kathode und Gaseinlass auf selber Höhe liegen, jedoch deutlich schlechter.

Das Einlassen des Gases am unteren Anschluss und das Auslassen am Anschluss darüber zeigt die meisten Verwirbelungen. Ein- und Auslassen an direkt gegenüberliegenden Seiten ist vorzuziehen; ob diese sich auf gleicher Höhe befinden oder nicht, spielt bei dem untersuchten Fluss eine geringe Rolle. Das Einlassen des Gases einseitig an beiden Anschlüssen erzeugt erwartungsgemäß eine homogenere Durchströmung der Kammer.

4.4 Materialwahl

Es sind, sofern möglich, nur silikonfreie Stoffe eingesetzt worden. Im Zusammenhang mit Silikonverbindungen wurden bei hochspannungsbetriebenen Gasdetektoren mehrfach Ablagerungen (Alterungserscheinungen) beobachtet [32], [33].

4.4.1 Metalle und Legierungen

Für die Grundkonstruktion wurden keine ferromagnetischen Komponenten verwendet. Alle zu schweißenden Materialien bestehen aus Edelstahl 1.4404⁴⁵, ein harter, jedoch gut zu verschweißender Werkstoff. Lediglich der Mantel des Grundkörpers wurde aus Edelstahl 1.4571 gefertigt, da dieser in Zylinderform zu rollen war. Die übrigen Komponenten bestehen aus Edelstahl 1.4306, welcher bei schlechteren Schweißigenschaften jedoch günstiger zu erwerben und so vorzuziehen in Verwendung bei Teilen ist, deren Bearbeitungsablauf lediglich die Materialabnahme oder das Bohren vorsieht.

Für die Prätzen⁴⁶ wurde Edelstahl 1.4301 gewählt. Schrauben bestehen aus Edelstahl 1.4401.

Einige Kleinteile, beispielsweise Einzelteile des Sockels, und die Kammerhalterung wurden gefertigt aus der Aluminium-Automatenlegierung AlCuPbMgMn, welche sich aufgrund der hohen Härte maschinell gut verarbeiten lässt und kaum korrodiert.

Weitere Teile des Sockels wurden, der Bearbeitung wegen, aus Messing 2.0401 (CuZn39Pb3) gefertigt.

4.4.2 Dichtungen

Polymere werden durch Gase, sofern diese nicht extrem reaktionsträge sind, angegriffen, sie können durch aggressive Gasmischungen sogar zersetzt werden. Alle Dichtungen bestehen, je nach Verfügbarkeit, aus den zum Detektorbau vorgeschlagenen Materialien:

FPM/FKM⁴⁷ - definiert ein Fluor-Polymer mit Hauptbestandteil Vinyliden(di)fluorid

EPDM - Ethylen-Propylen-Dien-Monomer - besitzt im Vergleich zu FPM eine noch bessere Beständigkeit gegen Chemikalien bei Raumtemperatur, ist meist jedoch teurer in der Herstellung

4.4.3 Weitere Materialien

Zur Einstrahlung von ultraviolettem (UV) Laserlicht wird ein Material besonderer optischer Durchlässigkeit benötigt, da Standardglas Licht mit Wellenlängen außerhalb des sichtbaren Bereichs nur schlecht transmittiert aufgrund von (chemischen) Verunreinigungen wie etwa Calciumoxid. Aus diesem Grund wird in diesem Aufbau hochreines Quarzglas⁴⁸ verwendet, welches einen Transmissionsbereich von (185 - 2100) nm besitzt. Dies genügt den gestellten Ansprüchen. Fenster mit besserer ultravioletter Durchlässigkeit wie Magnesiumfluorid, Kalziumfluorid, Lithiumfluorid oder Saphir liegen preislich deutlich über reinem Quarzglas.

Der Deckel zur optischen Überwachung der Messapparatur wurde aus Polymethylmethacrylat⁴⁹ gefertigt. Es absorbiert jedoch UV-Licht, da der Bereich guter Transmission etwa ab 350 nm beginnt. Plexiglas ist günstig im Einkauf und lässt sich maschinell vergleichsweise gut bearbeiten. Durch die beim Zerspanen auftretende Wärme bilden sich im Kunststoff feine Bläschen, welche die optische Güte verringern. Es wurde daher auf einen polierten Grundkörper zurückgegriffen und nur geringe Modifikationen angewandt, etwa das Ausfräsen der Klemm- und Zentrierringrinne.

Für die Platinen wurde das Basismaterial FR4 (Epoxidharz) verwendet.

⁴⁵Werkstoffnummer, siehe Anhang Kapitel 8

⁴⁶spannbares Element zum Klemmen der Flansche

⁴⁷Auch bekannt unter der von DUPONT eingetragenen Handelsbezeichnung 'VITON'.

⁴⁸*fused silica*, unbeschichtet

⁴⁹Anm.: Auch bekannt unter dem eingetragenen Handelsnamen 'PLEXIGLAS' der EVONIK INDUSTRIES AG.

4.5 Die Komponenten

4.5.1 Grundkörper der Kammer

Der Corpus definiert das Gasvolumen der Testkammer. Um die Anzahl hinsichtlich der Dichtigkeit kritischer Schweißnähte zu reduzieren, wurde eine Zylindergeometrie gewählt. Eine hohe Qualität der Verschweißung wird durch Vermeiden von innenliegenden, schwer zugänglichen, Ecken gewährleistet. So besteht das Gehäuse aus einem 2 mm stark gewickelten Mantel eines Durchmessers von 200 mm. Standardvakuumkomponenten (DIN⁵⁰ 28404/ISO⁵¹ 1609) sind in den Einheitsgrößen 100 mm, 160 mm, 200 mm und 250 mm verfügbar. Da ein CERN-GEM-Stapel in Standardbemaßung mit 120 mm Kantenlänge eingesetzt werden soll, muss der Durchmesser mindestens $120\text{ mm} \cdot \sqrt{2} \approx 170\text{ mm}$ betragen. 200 mm stellt das kleinste verwendbare Format dar. Die nächstmögliche Größe hätte überdies die Materialkosten fast verdoppelt. Für einen Einsatz in einem 5T Testmagneten am DESY⁵² darf der Durchmesser etwa 260 mm nicht überschreiten. Eine Ansicht des Grundkörpers zeigt Abbildung 32.

Die Verbindungen je zum Deckel und zum Boden wird durch einen ISO-K (LF) Klammerflansch hergestellt. So lässt sich die Gesamtkonstruktion sehr schnell demontieren, da lediglich die Schraubklemmen am Rand gelöst werden müssen. Auf die Verwendung von ISO-F (LFB) Komponenten wurde verzichtet, da deren Befestigungsrippe im Vergleich zum Klemmflansch den Außendurchmesser erheblich vergrößert. Zählte man die Breite der Klemmen hinzu, so wäre der Gesamtdurchmesser für beide Konstruktionstypen in äquivalentem Rahmen; da die Positionierung der Pratten variabel geschieht, können diese gemäß der räumlichen Randbedingungen gesetzt werden.

Mit einem Außendurchmesser des Mantels von 204 mm mussten die Experimentierfenster in geringstmöglichem Abstand zum Mantel platziert werden. Insbesondere impliziert dies, dass diese noch zwischen den Klemmlippen platziert werden mussten. So setzt sich die Mindesthöhe von 94 mm des Grundkörpers aus der Summe aus Fensterdurchmesser (70 mm) und Stärke der Schweißflansche (12 mm) zusammen. In Hinsicht auf den Gasverbrauch ist eine möglichst geringe Höhe von Vorteil. Die Simulation der Strömung im Volumen zeigte, dass der Gasfluss innerhalb der GEM-Struktur weitgehend unabhängig von dem darüber befindlichen Volumen ist.

Für die Fensterbefestigung wurde ein CF⁵³-Flansch benutzt, da der Ring zur Verschraubung bei einem ISO-F System eine breitere Lippe besitzt und ein Klemmsystem den Gesamtdurchmesser noch weiter vergrößert hätte. So wurden auch die Löcher des Schweißflansches am Mantel mit Gewinden ausgestattet, damit, wie im CF-System üblich, auf eine Konterung durch Muttern hinter dem Kranz verzichtet wird, so dass dieser möglichst nah am Mantel montiert werden kann. Die vorhandenen Löcher wurden vergrößert und es wurden Hülsen eingepresst, welche zusätzlich, aus Gründen der Festigkeit, am hinteren Ende mit einem Kranz in einer Absenkung liegen. In diese Hülsen konnte anschließend ein Gewinde geschnitten werden.

An CF-Komponenten stehen die Innendurchmesser 16 mm, 35 mm und 63 mm zur Verfügung. Es wurde auf das 35 mm System zurückgegriffen, da diesen den Einsatz eines 1 Zoll Quarzfensters erlauben.

Orthogonal zu den Einschussöffnungen wurden die Gasanschlüsse angebracht. Näheres zur Wahl der Platzierung wurde bereits in Kapitel 4.3 besprochen. Mit einem Außendurchmesser von 6 mm kann der im Labor bestehende Leitungsquerschnitt mit PARKER A-lok-Verschlüssen weiterverwendet werden.

⁵⁰DEUTSCHE INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.

⁵¹INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION

⁵²DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON, Standort Hamburg

⁵³CONFLAT, eingetragenes Warenzeichen der VARIAN, INC.

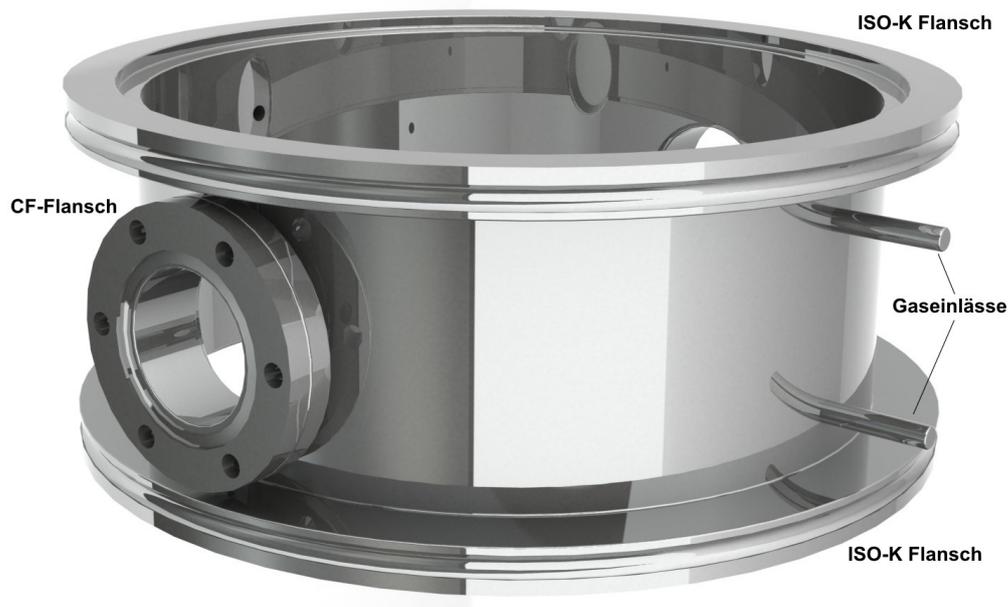


Abbildung 32: Zentralkörper der Kammer mit Fenstersystem

4.5.2 Obere Verschlüsse

Es wurden zwei Abschlüsse für die Kammer angefertigt. Einer dieser beiden besteht komplett aus Plexiglas und weist die selbe Bemaßung eines 200 mm ISO-K Flansches auf. Da sich Plexiglas beim Bearbeiten schnell erwärmt, werden entsprechende Oberflächen stumpf und es bilden sich Bläschen. Es konnten aus diesem Grund keinerlei Konstruktionen im Sichtfeld vorgenommen werden.

Der zweite, in Grafik 33 ersichtliche, besteht aus Edelstahl und ermöglicht das mittige Anbringen von 35 mm CF-Flanschen. So ist es möglich, alle seitlich montierbaren Fenster ebenfalls an der Oberseite anzubringen.

Aus einem 200 mm Blindflansch wurde das Profil eines CF-Flansches herausgearbeitet. Die Bohrungen sind nicht durchgängig und wurden mit Gewinden versehen, sodass der Flansch von oben verschraubt werden kann. Aus Gewichtsgründen wurde das Material des Flansches bis auf Anpresslippe und Fensterhalterung von 12 mm auf 5 mm abgedreht.

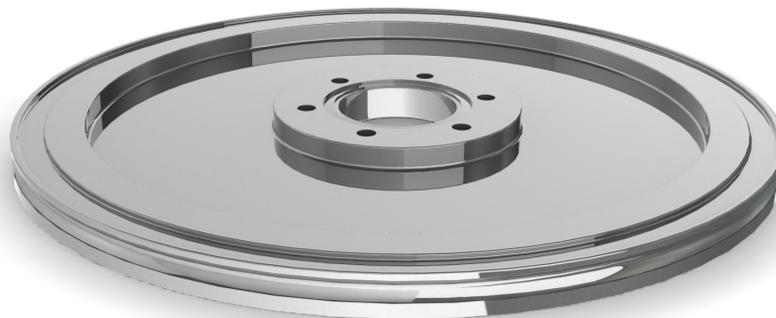


Abbildung 33: Oberer Verschluss mit Halterung für Fenster

4.5.3 Unterer Verschluss und SHV-System

Der Boden besteht aus einem Blindflansch, welcher aus Gewichtsgründen auf eine Dicke von 5 mm reduziert wurde. Es befinden sich vier Bohrungen im Inneren, auf welchen der GEM-Stapel montiert werden kann. Da die eingesetzte Elektronik den Hauptvolumenstrom nicht behindern sollte, wurde unten für die Bodenplatte ein zweiter Zylinder mit angebrachtem ISO-K Flansch konzipiert, in welchem die Kabel der Sensorik und die Halterung des TimePix untergebracht werden. Auf diese Weise lässt sich auch der Chip von unten in die Kammer einführen, ohne den Stapel von oben zu demontieren. Deren Potential wird über neun verschraubte hochspannungssichere SHV⁵⁴-Stecker seitlich über die Bodenplatte eingeführt. Für jede GEM-Lage werden zwei Potentiale benötigt und ein weiterer Anschluss für das Driftfeld.

Aufgrund der Ausmaße des Drucksensors musste dieser ebenfalls über einen separaten Anschluss eingebracht werden. Da dieser ein 100 mm langes Schraubgewinde besitzt, wurde ein gesonderter Zylinder mit einer Lippe in den Boden eingeschweißt, in welchen anschließend das Gewinde des Sensors geschnitten wurde.

Zur Befestigung der gesamten Kammer wurden vier M6 Gewinde in den Rand gesetzt.

Die Abbildungen 34 und 35 zeigen die Baugruppe des Bodens wie im Betrieb eingesetzt mit Drucksensor⁵⁵ und GEM-Stapel⁵⁶ jeweils in Ansicht von unten und oben.

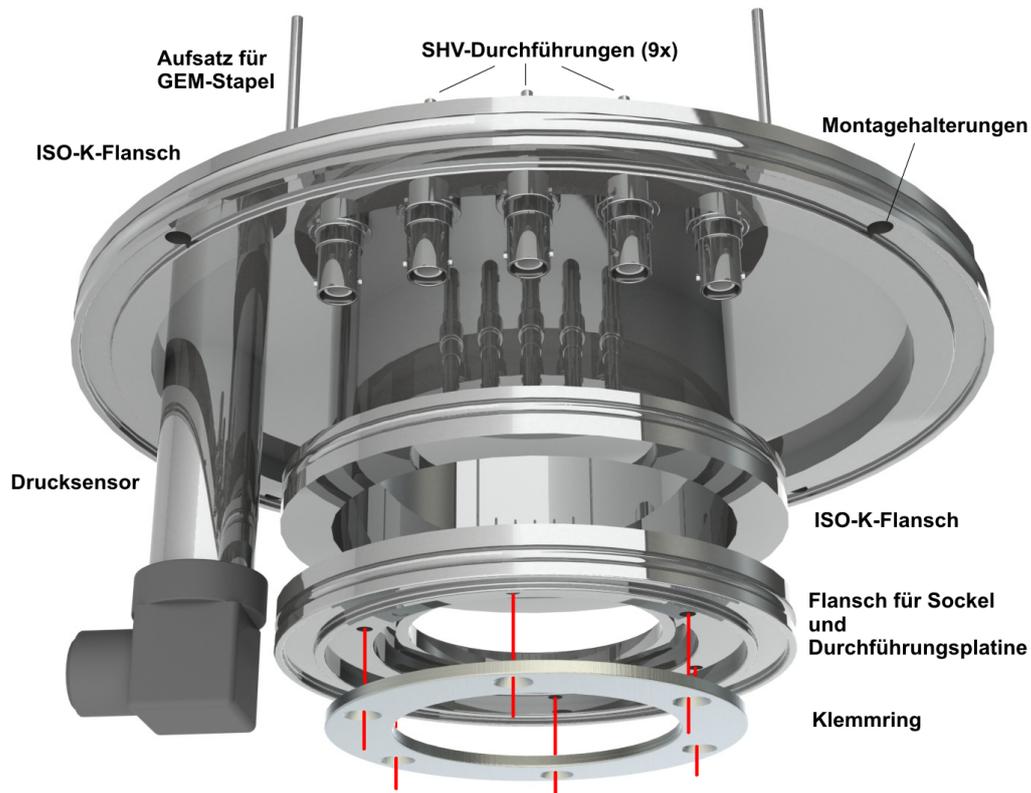


Abbildung 34: Boden der Kammer mit Drucksensor in Ansicht von unten mit SHV-Durchführungen und unterem Verschlussystem (ohne Platinen)

⁵⁴ *safe high voltage*

⁵⁵ Anm.: Beschreibung in Abschnitt 4.6

⁵⁶ Anm.: Beschreibung in Abschnitt 4.5.9

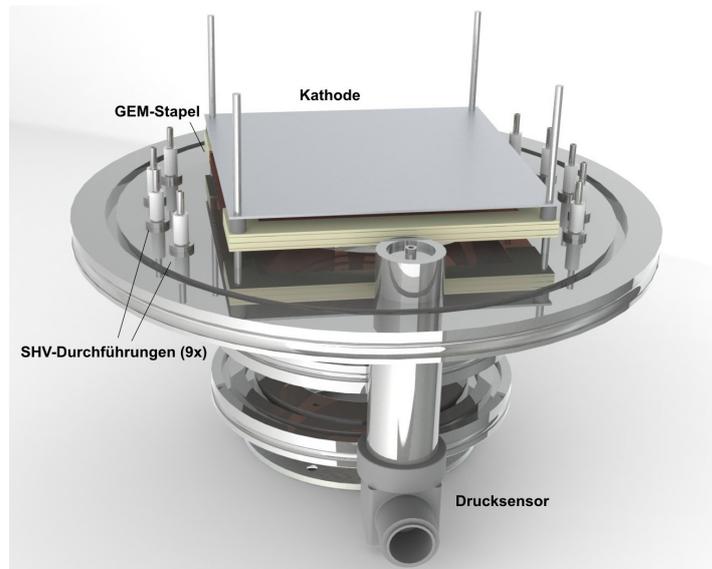


Abbildung 35: Boden der Kammer mit Drucksensor in Aufsicht mit SHV-Durchführungen und aufgesetztem GEM-Stapel

4.5.4 Laser- und Teststrahleintrittsfenster

Ziel war es ein Fenster zu konstruieren, welches sowohl für UV-Laserlicht transparent ist, als auch einen Teststrahl minimal abschwächt. Da dies den Einsatz verschiedener Materialien in unterschiedlicher Dicke erfordert, wurde das Fenster so gestaltet, dass der selbe Flansch mit mehreren Einsätzen verwendbar ist. Aus oben genannten Gründen wurde auf ein CF-System zurückgegriffen. Der Blindflansch wurde so ausgedreht, dass ein 1 Zoll Quarzglas eingesetzt werden kann. Dieses wird von der Außenseite durch einen verschraubbaren Ring eingepresst und von Innen durch einen (22 × 1) mm O-Ring abgedichtet. [Abbildung 36](#) zeigt eine Zusammenstellung des Fenstersystems.

Statt des Einbringens eines 1 Zoll Fensters ist ebenfalls das Verwenden eines 0,5 mm dicken Aluminiumplättchens, entsprechend 0,56 % X_0 , und dem passenden Abstandshalter möglich. Dies stellt die geringste noch stabil handhabbare Dicke dar. Es ist möglich, sofern kein signifikantes Druckgefälle nach außen existiert, eine dünne Folie einzusetzen. Für diese Modifikation, so wie für alle ähnlichen, gilt, dass lediglich der Abstandshalter in der Höhe angepasst werden muss.

Käufliche Fenster mit variablem Einsatz befinden sich in preislich für dieses Projekt unangemessenen Größenordnungen.

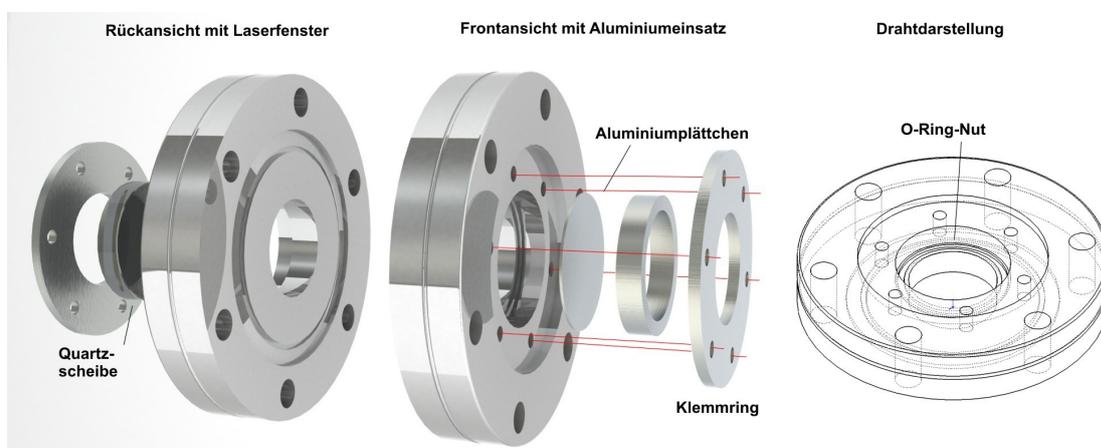


Abbildung 36: Fenster in CF-Bauform mit Einsatzsystem für ein Quarzfenster (Laser) und ein Aluminiumplättchen (Teststrahl) in zwei Seitenansichten und in Drahtdarstellung

4.5.5 Halterungssystem des TimePix-Chips

Zur variablen Platzierung des TimePix-Chips besitzt der Sockel (Abbildung 37) einen höhenverstellbaren Auszug. Dieser basiert auf einem Schienensystem zur Führung des Schlittens, welcher via Schraubgewinde verfahren werden kann. Der Sockel wird mit dem unterhalb befindlichen Klemmflansch verschraubt, sodass die unmittelbare Entnahme des kompletten Systems möglich ist.

Um den TimePix-Chip möglichst sicher zu platzieren, insbesondere ohne die offen liegenden Bonddrähte zu zerstören, wurde folgende Konstruktion vorgenommen: Die TimePix-Platine selbst liegt passgenau auf einer ihr angepassten Halterung, welche mit dem Sockel verschraubt wird. Von der Gegenseite wird eine Platine aufgelegt und mit der Halterung verschraubt. Die Platine, welche so die Oberseite des Systems darstellt, weist eine dem Chip entsprechende Ausformung auf, sodass dieser beidseitig fest angepresst wird. Der Rand der Platine besitzt eine 45°-Phase, mit welcher die gesamte Konstruktion mittig in dem Gegenstück, welches sich zu unterst des GEM-Stapels befindet, arretiert wird.

Die Platine selbst besitzt einen äußeren Potentialring zur Gewährleistung eines homogenen Verlaufs des elektrischen Feldes und um die Aussparung des TimePix-Chips herum einen Quadranten von vier Flächen, welche zur Sammlung von Ladung und deren Abführen in entsprechende Verstärker dienen. Alle metallischen Flächen sind nach unten zu entsprechenden Kupplungen hin durchkontaktiert, um eine Steckverbindung zu ermöglichen.

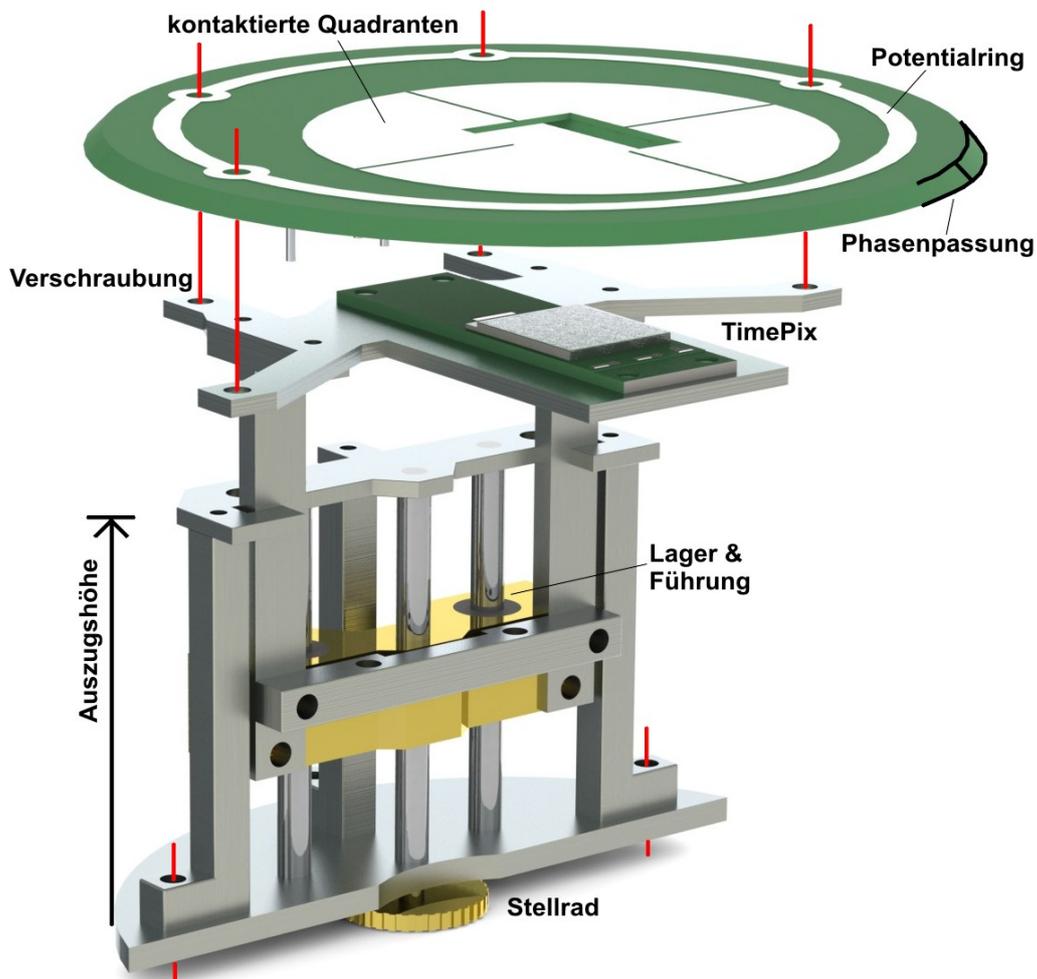


Abbildung 37: Verfahrkonstruktion, Halterungssystem des TimePix und Abschlussplatine

4.5.6 Mehrstufiges System der TimePix-Platine

Zum schnelleren und effizienteren Wechsel von MediPix2-Chips wurde ein zweistufiges System entwickelt⁵⁷. Dieses ersetzt die Standard-MediPix-Platine⁵⁸ durch eine Kombination aus Basis-Platine, welche die wesentlichen Funktionen der ursprünglichen besitzt, und einer abkoppelbaren Trägerplatine, dargestellt in Abbildung 38. Zur Verbesserung der Signalqualität aufgrund der langen Leitungen besteht die Option zum Aufbringen von SMD⁵⁹-Kondensatoren. Zur Steckverbindung wird der Platine-zu-Platine-Verbindertypus DF17 des Herstellers HIROSE ELECTRIC Co., LTD verwendet.

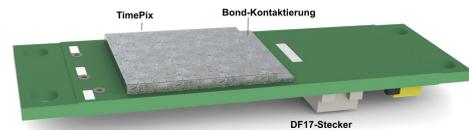


Abbildung 38: Trägerplatine des TimePix

4.5.7 Elektrische Durchführungen

Nach unten hin wird die Kammer durch einen Flansch abgeschlossen (siehe auch Abbildung 34 unten). Dieser besitzt auf der Innenseite sechs M3 Gewinde, auf welchen sich der Sockel des TimePix montieren lässt, damit dieser von unten eingeführt werden kann.

Alle Datenleitungen und Spannungsversorgungen (40 Kanäle für den TimePix und bis zu 40 für die Sensorik) werden über eine Platine nach außen geführt, welche zur Abdichtung mit einem O-Ring nach oben und unten hin eingesetzt wird. Um auf nicht notwendige Durchbohrungen im Material zu verzichten, wurden darauf befindliche Stecker in SMD-Bauform montiert, sodass keine Durchsteckmontage verwendet werden muss. Die einzelnen Kanäle der Stecker werden von Seite zu Seite durch *vias* (dt.: Durchkontaktierungen) verbunden.

Sensoren und andere Elektronik werden über Wannenstecker im 0,1 Zoll Raster innen und außen weitergeführt. Dieser Kabeltypus erlaubt die Verwendung geläufiger Flachbandkabel und gewährleistet einfache Modifizierbarkeit dadurch, dass die Einzelleitungen groß genug dimensioniert sind, um sie per Hand zu verlöten.

Da die Steckverbindung der TimePix-Platine nicht als *board-to-cable*⁶⁰-Version zu erwerben ist, wurde eine Adapterplatine konzipiert⁶¹, welche den Stecker zuerst in eine Kupplung überführt, um anschließend auf eine Kabelverbindung überzugehen. Es wird ebenfalls ein Flachbandkabel mit zugehörigem Stecker im kleineren 0,05 Zoll Raster verwendet. Außerhalb besitzt die Durchführungsplatine den DF17-Stecker, sodass die MediPix-Basisplatine direkt aufgesteckt werden kann. Eine grafische Darstellung der Leitungsführung befindet sich im Anhang unter 9.3.6. Eine Zusammenstellung des Platinensystems zeigt Abbildung 39.

4.5.8 Hochspannungsversorgung des GEM-Stapels

Die Hochspannungsversorgung der GEMs geschieht durch das 8-Kanal-Modul EHQ 80 40P des Herstellers ISEG SPEZIALELEKTRONIK GMBH mit maximal 6000 V pro Kanal. Diese lässt sich per Computer über eine proprietäre Bediensoftware via CAN⁶²-Bus steuern. Die für die Datennahme notwendigen Charakteristika mit Langzeitfehlertoleranzen (1 Jahr, % Messwert + % Messbereich) sind wie folgt:

- Auflösung der Spannung: 240 mV,
- Genauigkeit der Spannung: 0,01 % + 0,02 %,
- Auflösung der Strom: 40 nA (maximal 1 mA/Kanal),
- Genauigkeit der Strom: 0,01 % + 0,02 %,
- Restwelligkeit und Rauschen: < 50 mV.

⁵⁷ Andreas Zwinger, FREIBURGER MATERIALFORSCHUNGSZENTRUM (FMF)

⁵⁸ CERN single chip board

⁵⁹ surface-mounted device (dt.: oberflächenmontierbares Bauelement)

⁶⁰ dt.: Stecker zu Kabel

⁶¹ Anm.: Leitungsführung beider Platinen: Kim Temming, Physikalisches Institut, Universität Freiburg

⁶² controller area network, ISO 11898

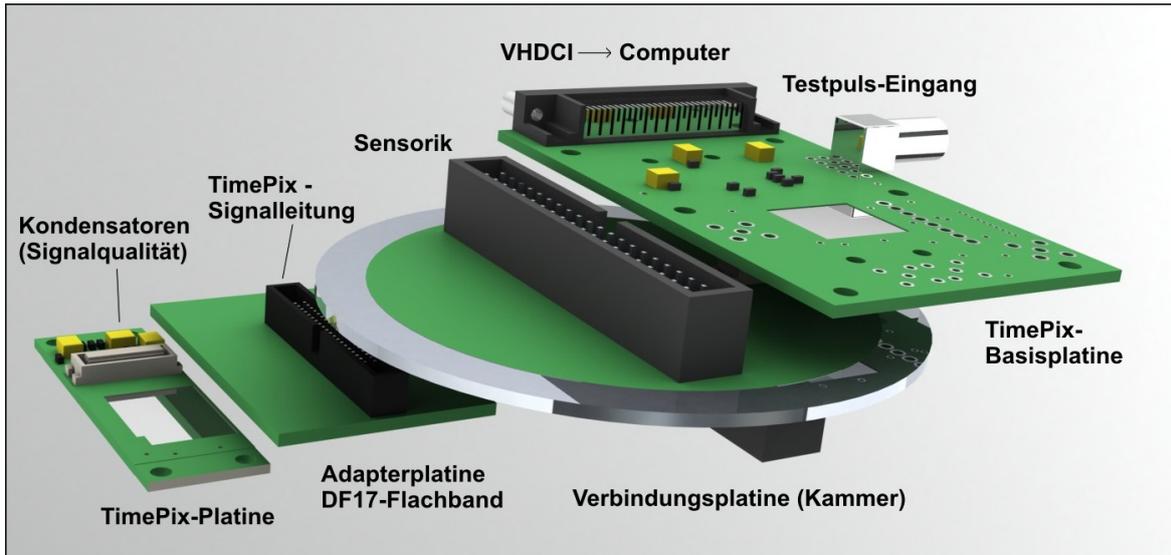


Abbildung 39: Verbindungssystem des TimePix-Chips und der Sensorik

4.5.9 Der GEM-Stapel

Die Konzeption sieht die Verwendung von GEMs vor, wie sie am CERN entwickelt wurden. Diese besitzen eine Folienfläche von $(100 \times 100) \text{ mm}^2$.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurde ein Stapel aus drei GEMs (*triple GEM*) in der Konfiguration folgender Distanzen eingesetzt:

- 1 mm Induktionsfeld,
- 2 mm Transferfeld (2x),
- 6 mm Driftfeld.

In bisherigen Experimenten [34] wurde eine Widerstandskette, entsprechend Abschnitt 4.2, als Spannungsteiler verwendet, um Potentiale der GEMs zu definieren. Es resultierte beispielsweise die Größe ΔV_{GEM} aus dem Verhältnis $2,5 \text{ M}\Omega$ zu $26,01 \text{ M}\Omega$. Aus Gründen der Vergleichbarkeit wurden diese Potentiale in vorliegender Arbeit reproduziert.

4.5.10 Der Aufbau im Gesamten

Zur Übersicht wird die Kammer auf den folgenden beiden Abbildungen im gesamten Aufbau gezeigt. Schnittansicht 40 zeigt schematische eine Innenansicht des Systems mit Bezeichnung der zum Betrieb notwendigen Elemente. Alle sichtbaren Einbauräume von O-Ringen sind durch rot umfasste Kanten hervorgehoben.

Die Kammer als Gesamtmodell in partieller Explosionsansicht wird in Abbildung 41 dargestellt.

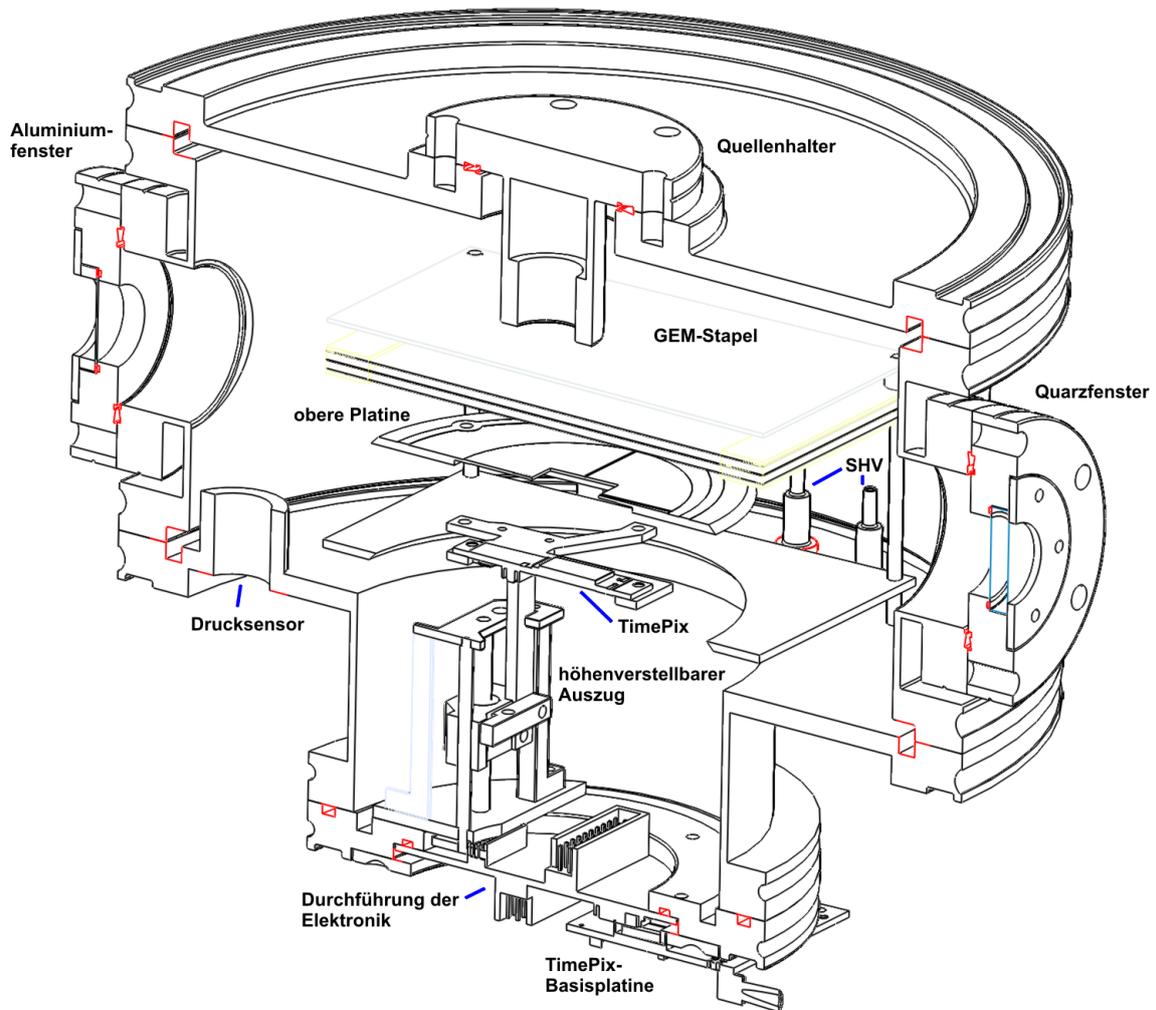


Abbildung 40: Schnittansicht der Kammer mit Bezeichnung aller funktionalen Einheiten, Einbauräume der O-Ringe in Rot gekennzeichnet.

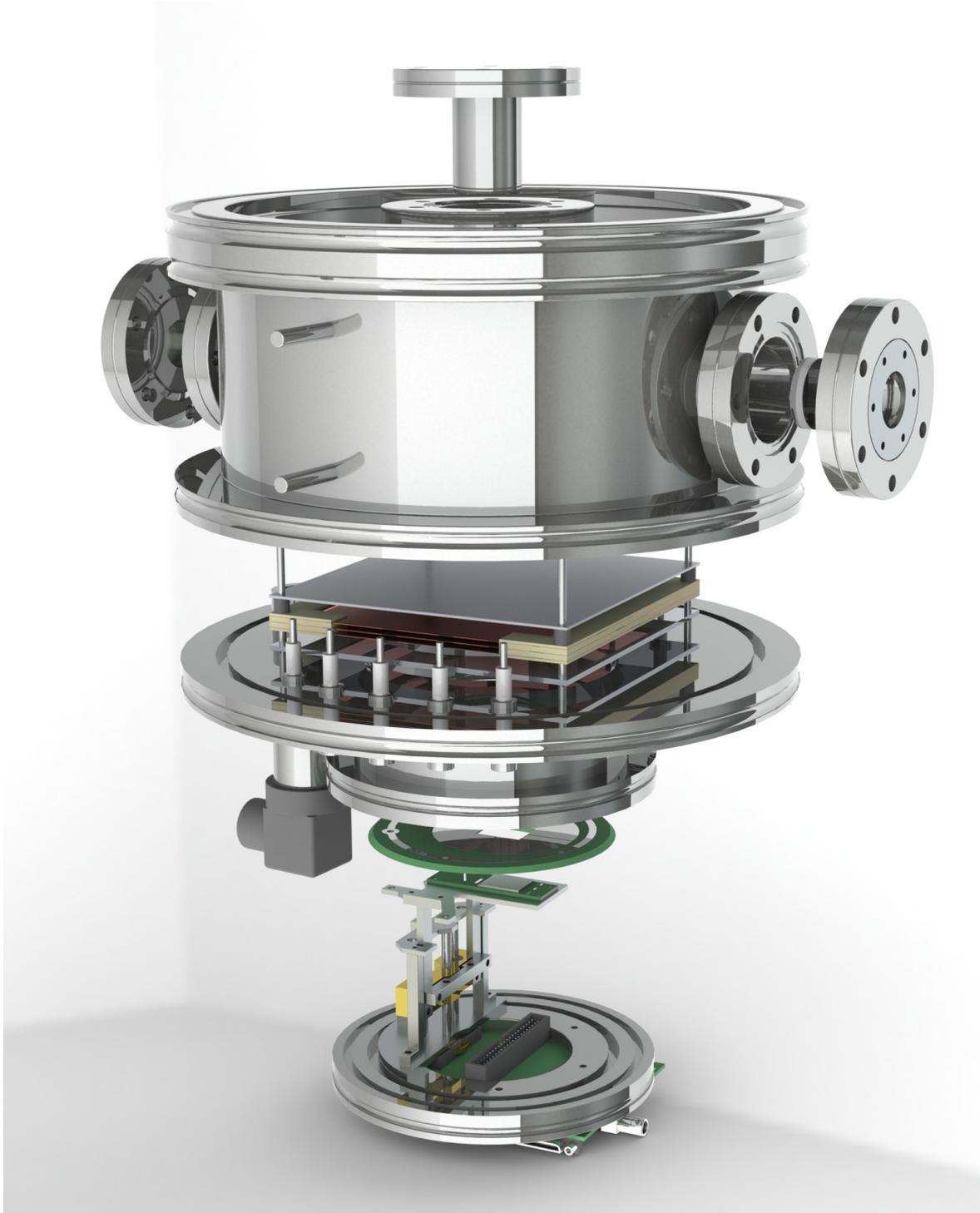


Abbildung 41: Die gesamte Kammer im Überblick

4.5.11 Geräte des Testpulsbetriebes

Zur Ladungskalibration (siehe Abschnitt 5.1) wurden Testpulse extern erzeugt. Es wurde der Funktionsgenerator PHILLIPS PM 5786 verwendet, welcher Rechtecksignale mit einer Flankensteilheit unter 5 ns zu generieren vermag. Der *shutter* des Computers wurde als *gate*-Signal für den Generator benutzt, sodass nur exakt während der Belichtung des TimePix Pulse eingekoppelt werden. Im Betrieb mit dem Muros-Interface kann das *shutter*-Signal an der Platine abgenommen werden. Bei Verwendung des USB-Interface kommt ein VHDCI-VHDCI Adapter⁶³ zum Einsatz, welcher einen Abgriff der Testpulsleitung des TimePix ermöglicht.

4.5.12 Lasermessungen

Zu Studien mit geringen Anzahlen primärer Ladungsträger wurde ein Aufbau⁶⁴ konzipiert, welcher es vorsieht, mit Hilfe eines Lasers via Photoeffekt Elektronen aus der Driftkathode auszulösen.

Als kohärente Lichtquelle wird ein ultravioletter Stickstofflaser des Herstellers PRA, Typ LN 103, der Wellenlänge 337 nm verwendet. Dieser wird durch einen Abschwächer auf die korrekte Intensität gebracht und über Spiegel ausgerichtet, sodass die in der Kammer befindliche Kathode getroffen wird. Aus Sicherheitsgründen wurde der gesamte Aufbau durch eine Konstruktion aus mattschwarz lackierten Elementen gehäust und durch ein *Interlock* gesichert, sodass der Laserbetrieb bei Öffnung der Box eingestellt wird.

In der Durchführung von Messungen mit TimePix-Chips muss der Laser im Pulsbetrieb mit der Auslese synchronisiert werden, damit nur genau dann eine Belichtung stattfindet, wenn der Laser diese auslöst. Ein Strahlteiler koppelt den Strahl partiell auf eine Photodiode aus. Deren Signal kann als *trigger* verwendet werden. Da dies aber nur die Aufnahme auslösen sollte sofern der Rechner Bereitschaft zur Auslese signalisiert, wurde eine Koinzidenz und Synchronisationseinheit (*timing unit*) zwischengeschaltet. Diese gleicht das Start-Signal des Laserpulses mit dem Datennahmerechner über ein Pixelman-Plugin *MPix Triggered Acquisition* ab, welches über den Parallelport Pegel den Status der Auslesebereitschaft ausgibt (auch unter [36]). Der *shutter* wird anschließend nach Signalisierung der *timing unit* generiert. Hierzu wird der *Digital Delay Generator DG 645* des Herstellers STANFORD RESEARCH SYSTEMS eingesetzt.

4.5.13 Test der Gasdichtigkeit der Kammer

Es wurde zur Ermittlung der Dichtigkeit des Systems ein Drucktest mit der vollständigen Kammer unter Verwendung von Helium durchgeführt. Dies kommt bei Lecktests standardisiert zum Einsatz. Helium ist ungiftig, ungefährlich im Laborbetrieb, gering in Ausdehnung der Atome, einfach via Messgerät zu erfassen, extrem reaktionsträge und greift so Materialien nicht an. Als Lecksucher wurde der EDWARDS Handy-Tector D141-13-000 verwendet.

Die Kammer kann einen Überdruck des Testgases bis zu etwa 0,2 Bar halten. Als Schwachstelle stellen sich erwartungsgemäß die verwendeten SHV-Stecker heraus, welche nicht explizit für Überdrücke spezifiziert erworben wurden. Weitergeführt zu höheren Druckdifferenzen zeigen bei etwa 0,4 Bar die Fenster messbares Leckverhalten, da dort die O-Ringe des geringsten Durchmessers und damit der kleinsten Anpressfläche verwendet wurden. Ein Überdruck von mehr als 0,6 Bar kann ohne 200 mm Außenzentrierring nicht angelegt werden.

4.5.14 Reinigung der Komponenten

Nach dem Herstellungsprozess befinden sich Öle, Fette und Staub an Oberflächen der behandelten Werkstücke. Um diese zu entfernen, wurden alle Einzelteile in einem Ultraschallbad gereinigt. Zur Verminderung des Ausgasens, des Freisetzens von unerwünschten Stoffen aus dem Festkörper während dem Betrieb, wurden die entsprechenden Komponenten in einem Ofen bei konstanten 80°C und 800 mBar Unterdruck mehrere Stunden erhitzt.

⁶³Konzeption und Layout von Andreas Zwinger, FREIBURGER MATERIALFORSCHUNGSZENTRUM (FMF)

⁶⁴Zusammenstellung und Einrichtung wurden durch Michael Lupberger [35] vorgenommen.

4.6 Sensorik und Datennahme

Zur Berechnung der Gasverstärkung werden Druck und Temperatur in der Kammer bestimmt. Beide Größen sollen so genau wie möglich gemessen werden. Die Zielsetzung war, die Temperatur auf etwa 0,1 K und den Druck auf etwa 0,5 hPa genau bestimmen zu können. Diese Messwerte müssen mit Hilfe eines Computers ausgelesen und aufgezeichnet werden.

Temperaturmessung

Zur Überwachung der Temperatur dienen zwei PT1000 Widerstandsthermometer P1K0.520.6W.Y.010, Klasse Y (=1/3 B, siehe Anhang unter Abschnitt 9.3.3), des Herstellers INNOVATIVE SENSOR TECHNOLOGY (IST) in 4-Draht-Messung, platziert unterhalb des TimePix.

Eichung der Temperatursensoren

Es wurde eine sogenannte Ein-Punkt-Eichung durchgeführt. Die Temperatursensoren wurden zusammen mit einem geeichten Temperaturfühler in ein wärmeisoliertes Ölbad eingeführt und auf einer stabilen Temperatur leicht oberhalb der Raumtemperatur (25,25 °C) gehalten. Für den Referenzwert wurde das Messgerät KELVIMAT 4323 des Herstellers BURSTER mit einer Genauigkeit von 0,01 K verwendet.

Aufgrund der geringen Abweichung von wenigen Kelvin in den späteren Messdaten zu diesem Absolutwert, wird Gleichung (9.7) linearisiert, da der Fehler durch Auslassung des quadratischen Terms innerhalb des verwendeten Temperaturbereiches einem Fehler von maximal 0,02 % entspricht. Die aus Polynom (9.7) abgeleitete Gleichung lautet

$$R_l(T) = R(0, T_{\text{ref}})(1 + aT). \quad (4.1)$$

Druckmessung

Der Druck in der Kammer wird über den Druckmessumformer dTRANS p30 Typ 404366 des Herstellers JUMO gemessen. Dieser gibt den Absolutdruck im Bereich (0...1,6) Bar als Spannung (0...10) V aus. Die Kennlinienabweichung der Modellreihe beträgt maximal 0,5 %. Die maximale Ungenauigkeit, aufgeführt im Kalibrierzeugnis, beträgt 0,18 %.

Analoge Ladungsverstärker

Die aktive Fläche des TimePix wird umfasst von vier leitenden Feldern, jede dieser Quadranten kann optional mit einem pA-Verstärker⁶⁵, montiert direkt unterhalb des Chips, verbunden werden. Diese übernehmen Kontrollfunktionen über Aktivität und gesammelte Ladung. Der dynamische Bereich der Verstärkung umfasst (2.5 – 5.5) V/pC bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von (15 – 35) V/(pC·fC).

Multiplexer

Es wird ein allgemein verwendbares Messgerät eingesetzt, welches in Lage ist, verschiedene Messgrößen aufzuzeichnen und an einen Rechner zu übermitteln. Damit entfällt auch in vielen Fällen die Verwendung eines Transmitters, der die Messgröße des Sensors, beispielsweise den Widerstand, in Spannung oder Strom umwandelt, sodass die Messgenauigkeit nicht durch Zwischengeräte verringert wird.

Den gesetzten Kriterien entsprechend wird das Mess- und Datennahmegerät AGILENT 34970A mit einem 20-Kanal Multiplexer Einschubmodul 34901A eingesetzt. Die relevanten Spezifikationen finden sich im Anhang unter Abschnitt 9.3.2

⁶⁵Konzeption und Bau: Christian Disch, FREIBURGER MATERIALFORSCHUNGSZENTRUM, Freiburg.

4.6.1 Elektrische Verbindungen

Alle elektrischen Verbindungen zusammengefasst zeigt Abbildung 42. Dies umfasst die Hochspannungsversorgung der einzelnen GEMs, welche über die SHV-Stecker eingeführt werden, weiterhin die Leitungen der Sensorik und Datennahme, sowie die für die Lasermessungen verwendeten Zusatzgeräte.

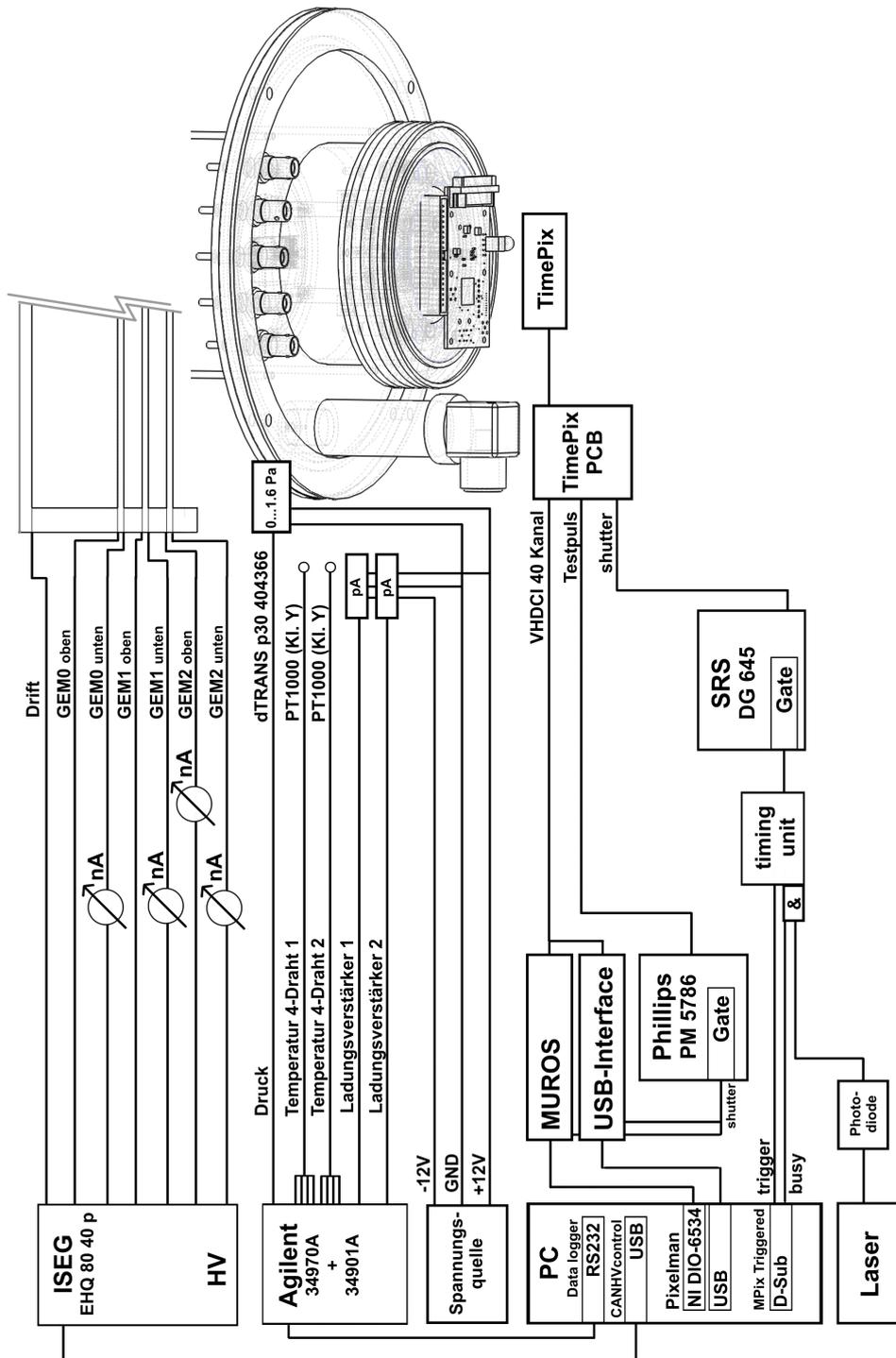


Abbildung 42: Schema der Sensorik und Ausleseelektronik

5 Datenaufbereitung

Die Datenaufbereitung findet zwischen dem Experiment und der eigentlichen Auswertung statt, um die Rohdaten der Analyse mittelbar zugänglich zu machen. In dieser Arbeit gliedert sich jene in zwei Teile:

1. die Eichung der in Einheiten von Taktzyklen ausgegebenen Ladung
2. das Suchen und Abgrenzen von topologisch zusammenhängenden Gebieten, sogenannten *clustern* (dt.: Anhäufung/Gruppe)

Zentrale Motivation des unter dem erstgenannten war die Durchführung einer Ladungseichung für jeden individuellen Pixel. Es sollte untersucht werden, inwiefern lokale Variationen des Ansprechverhaltens auftreten und ob durch deren Berücksichtigung die Ladungskalibration verbessert werden kann.

Dieses Kapitel erklärt das für die Eichung der Chips notwendige Vorgehen. Die Resultate werden unter Abschnitt 6.1 besprochen. Anmerkungen zur konkreten Implementierung finden sich im Anhang unter 9.2.1.

5.1 Die Ladungskalibration

Kapitel 3 führte die Interna des TimePix-Chips aus. Das Maß zur Rekonstruktion der Ladung ist die Schwellenüberschreitungszeit (*time over threshold* - TOT). Je länger der gesetzte Grenzwert (THL) überschritten wird, einer umso größeren Menge gesammelter Elektronen entsprechen die so erfassten Taktzyklen. Diese Werte in beliebigen Einheiten gilt es zu kalibrieren. Über die Testkapazität wird durch Anlegen von Spannungsdifferenzen eine bekannte Menge an Ladung injiziert, siehe auch Formel 3.1. Dadurch lässt sich die Antwortcharakteristik des Verstärkers messen. Zur Durchführung einer Eichung sind folgende Punkte, zugehörig zu Abbildung 43 (links), von Relevanz:

- Die für die Kalibration festgelegten Werte der DACs, insbesondere der Schwelle, müssen über die komplette Messreihe beibehalten werden. Das Versetzen jener ändert das Verhältnis von Ladung und erfasster Taktzyklen.
- Gleichmaßen muss die Frequenz des Referenzzeitgebers festgesetzt werden, wobei deren Modifizierung typischerweise ein lineares Skalieren der TOT-Werte um den gleichen Faktor erlaubt.

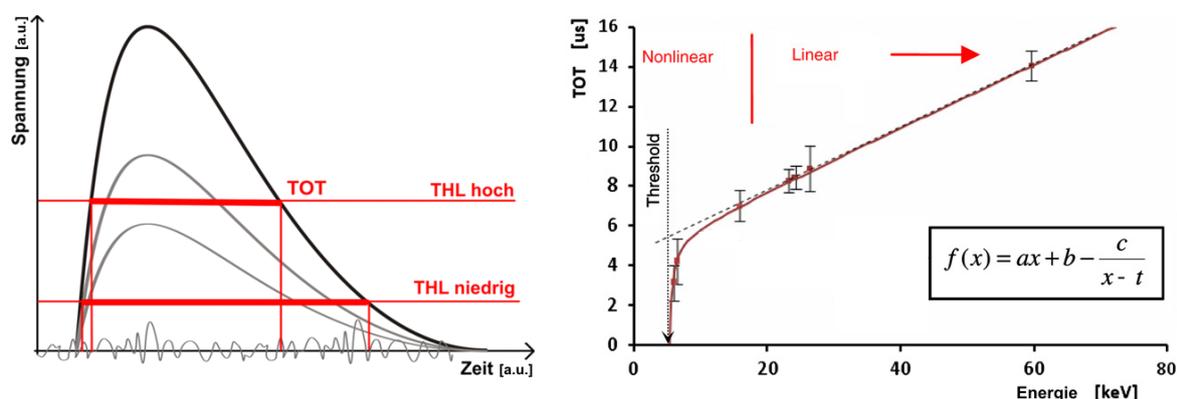


Abbildung 43: (links) TOT: Abhängigkeit von Pulshöhe und THL (rot), Rauschen in grau, Illustration. (rechts) Typische geeichte Kurve des Verstärkers, modifiziert aus [37]

Abbildung 43 (rechts) zeigt eine typische Eichkurve. Diese beginnt mit einem nichtlinearen Teil und besitzt aufgrund schaltungsspezifischer Limitationen einen unteren Grenzwert. Der lineare Bereich liegt etwa, variierend pro Pixel und je nach Einstellung, in Größenordnung von etwa 15000 bis 50000 Elektronen, welche Pulsen der Höhe von 300 mV bis 1000 mV entspricht. Höhere Spannungsdifferenzen können

nicht zur Kalibration verwendet werden, da oberhalb Sättigungseffekte eintreten. Die Linearität des Vorverstärkers jedoch wird laut [19] in einem Bereich eines Äquivalentes von circa 97000 Elektronen⁶⁶ garantiert.

Durchführung:

Es besteht die Möglichkeit, Testpulse durch das Ausleseinterface (siehe Abschnitt 3.4) generieren zu lassen. Darauf wurde zu Zwecken der präziseren Kalibration mangels Kontrollmöglichkeit verzichtet. Statt dessen wurde der in Kapitel 4.5.11 beschriebene Aufbau mit einem Testpulsgenerator hoher Flankensteilheit⁶⁷ eingesetzt.

Als Pulsform wurden Rechteckpulse positiven Hubes mit einem Gleichspannungsanteil von +800 mV gewählt, letzteres um den Arbeitspunkt in den linearen Bereich des Verstärkers zu legen. Die instrumentbedingte Mindestamplitude beläuft sich auf 100_{-0}^{+25} mV.

Für jeden Chip wurde ein Kalibrationsdatensatz aufgenommen, bestehend aus mehreren Matrizen der einzelnen Ausgabewerte der Pixel, im Folgenden *frames* genannt. Es sind erfasst worden:

- mindestens 8 *frames* im MediPix-Modus zur Erfassung der Anzahl an Testpulsen, welche aber im Normalfall durch die Abstimmung der Pulse auf das Belichtungsfenster konstant bleibt, außer für den Fall gewisser Resonanzeffekte, siehe dazu auch Abbildung 50.
- mindestens 16 *frames* im TimePix-Modus. Die Abweichung der Einzelmessung liegt im unteren einstelligen Prozentbereich.
- Amplitudenvariation von 100 mV bis 1300 mV, typischerweise in Schritten von 50 mV

Testpulse werden zur Vermeidung von gegenseitigem Übersprechen und Influenz der injizierten Ladungen spaltenweise eingekoppelt. Unter *spacing* versteht man das Raster, in welchem Spalten gepulst und ausgelesen werden. Bei einer zu geringen Wahl des Spaltenabstandes zeigt sich ein nicht deterministisch zu reproduzierendes schachbrettartiges Resonanzmuster im Ansprechverhalten der Pixel, resultierend aus der gegenseitigen Beeinflussung, da sich die eingegeben Signale auf bestimmten Pixeln kumulieren. Postprozessierte Chips zeigten bei einem Spaltenabstand von 4 diese negative Charakteristik deutlich. Auch bei höherem *spacing* war der Effekt schwach zu beobachten, allerdings ohne sich abhängig von der Wahl des Parameters signifikant zu verringern, sodass als Einstellung 8 gewählt wurde.

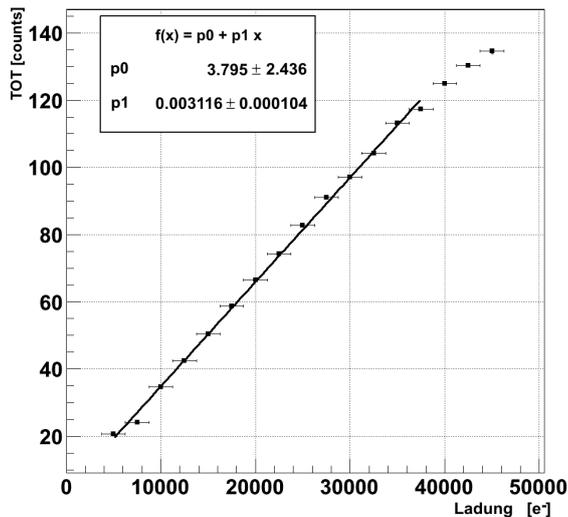


Abbildung 44:
Kalibrationsdaten eines einzelnen Pixels eines 3x3-Chips mit Geradenanpassung

⁶⁶Anm.: untere Grenze 335 mV \approx 17000 e⁻ und obere Grenze 2180 mV \approx 110000 e⁻, siehe auch in [19]

⁶⁷Anm.: abhängig von Amplitude und Frequenz beträgt die Anstiegszeit weniger als 5 ns

Pixelgenaue Eichung

Im Gegensatz zu vorherigen Arbeiten wurde die Kalibration pixelweise durchgeführt. Für jeden Bildpunkt wurde zu jeder Pulshöhe das Mittel der TOT-Werte gebildet

$$\overline{\text{TOT}} = \frac{\overline{F_t}}{\overline{F_m}} = \frac{1/k \cdot \sum_j^k F_t^j}{1/l \cdot \sum_i^l F_m^i}$$

mit einem Fehler des Mittels der TOT-Werte von

$$\sigma_{\overline{\text{TOT}}} = \sqrt{\frac{1}{\overline{F_m}^2} \sigma_{F_t}^2 + \frac{\overline{F_t}^2}{\overline{F_m}^4} \sigma_{F_m}^2} \quad \sigma_F = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_i^n (F_i - \overline{F})^2}$$

mit den Ausgabewerten im MediPix- sowie im TimePix-Modus F_m und F_t eines Datensatzes von k , respektive l , Einträgen.

Der Spannungsfehler wurde zu 25 mV gewählt, resultierend aus statistischen Schwankungen der Pulshöhe, Limitation der Auflösung des Oszilloskopes auf Einheiten von 10 mV, sowie systematische Fehler durch unpräzises Einstellen des Versatzes von 800 mV.

Zu jedem Pixel wird eine Geradenanpassung⁶⁸ durch χ^2 -Minimierung in dem linearen Bereich des Verstärkers durchgeführt. Die Abbildung der vorigen Seite zeigt exemplarisch solch eine Anpassung. Anschließend werden fünf Matrizen zu je (256×256) Einträgen als Ergebnis gespeichert. Diese enthalten

Steigung, Achsenabschnitt, Steigungsfehler, Achsenabschnittsfehler und Kovarianz beider Größen.

Ladungsrekonstruktion

Nach Einlesen der Rohdaten kann die deponierte Ladung durch Invertieren des zur Kalibration verwendeten Ausdruckes berechnet werden. Entsprechend werden die Fehler unter Berücksichtigung der Korrelation ermittelt. Wahlweise wird der Datensatz an den ClusterFinder, siehe Abschnitt 5.3, weitergereicht oder die Ladungswerte inklusive ihrer Fehler werden als ASCII-Datei wieder ausgegeben. Für gegebene Eichgerade der Form $\text{TOT} = p_0 + p_1 \cdot Q[e^-]$ bestimmt sich die Ladung Q_i aus Rohdaten F_i zu

$$Q[e^-] = \frac{F_i - p_0}{p_1}$$

mit einem Fehler der Ladung von

$$\sigma_Q = \sqrt{\frac{1}{p_1^2} \sigma_{p_0}^2 + \left(\frac{(F_i - p_0)}{p_1} \right)^2 \sigma_{p_1}^2 + 2 \cdot \text{COV}(p_0, p_1) \frac{(F_i - p_0)}{p_1^3}}$$

⁶⁸Anm.: in Form von $f(x) = p_0 + p_1 x$ mit Parametern p_i

5.2 Kalibrationspräzision der Ausleseschnittstellen

Es wurde untersucht, inwiefern sich das Verwenden unterschiedlicher Schnittstellen (siehe auch Kapitel 3.4) in der TestpulsKalibration auswirkt. Sowohl in der Auslese von Daten, als auch bei Prozeduren wie der Schwellenangleichung, führen beide reproduzierbar zu übereinstimmenden Ergebnissen.

Zur Eruiierung wurde die selbe Kalibrationsmessung⁶⁹ mit einem postprozessierten 1x1-Chip für beide Auslese-Interfaces durchgeführt.

Zur Gegenüberstellung wird die chipweite Steigung der Eichgeraden aller Pixel herangezogen. Abbildung 45 zeigt eine Übersicht.

Dem Histogramm in Grafik 45 ist zu entnehmen, wie sich Mittelwert und Breite der Verteilung der Steigungen aller Eichgeraden mit beiden Schnittstellen ergeben⁷⁰. Das USB-Interface ergibt für die Eichgeraden einen Mittelwert und eine Standardabweichung der Steigungen \bar{p}_1 von

$$(2,6 \pm 2,1) \cdot 10^{-4} \text{ TOT-Zählern pro Elektron}$$

Im Vergleich zu dieser Messung lieferte die Muros-Kalibration eine mittlere Steigung von

$$(97 \pm 4) \cdot 10^{-4} \text{ TOT-Zählern pro Elektron}$$

Weniger relevant als der relative Unterschied der Mittelwerte, welche unter anderem von der Betriebsfrequenz abhängen, ist die große Streuung der Steigungen, welche auf Messfehler zurückzuführen ist, da das Muros eine präzisere Kalibration erlaubt. Zusätzlich zeigen alle Pixel der USB-Ortsdarstellung in Abbildung 45 systematisch höhere Antwortcharakteristiken im linken Bereich des Bildes. Diese Seite ist es, von welcher die Testpulse eingekoppelt werden, die Spalten des Chips folglich in der Grafik optisch von links nach rechts verlaufen. Verhalten dieser Art sind ein Indiz für eine schlechte Signalqualität. Es zeigte sich, dass die Verwendung des USB-Interfaces Ergebnisse in großer Ungenauigkeit für die linearen Ausgleichsfunktionen $f(x) = p_0 + p_1x$ hervorbrachte. Die Resultate zogen nach sich, das USB-Interface (v1.22) für die Kalibration nicht zu verwenden.

⁶⁹Anm.: mit einem im Vergleich zu dem in Abschnitt 5.1 erläuterten Vorgehen reduzierten Datensatz

⁷⁰Anm.: Die Messungen sind jedoch mit unterschiedlichen Parametern durchgeführt worden - zum einen geschuldet der schlechteren Qualität der USB-Auslese, zum anderen liegt die Betriebsfrequenz des USB-Interfaces bei konstanten 10 MHz, welche mit dem Muros nicht erreichbar ist.

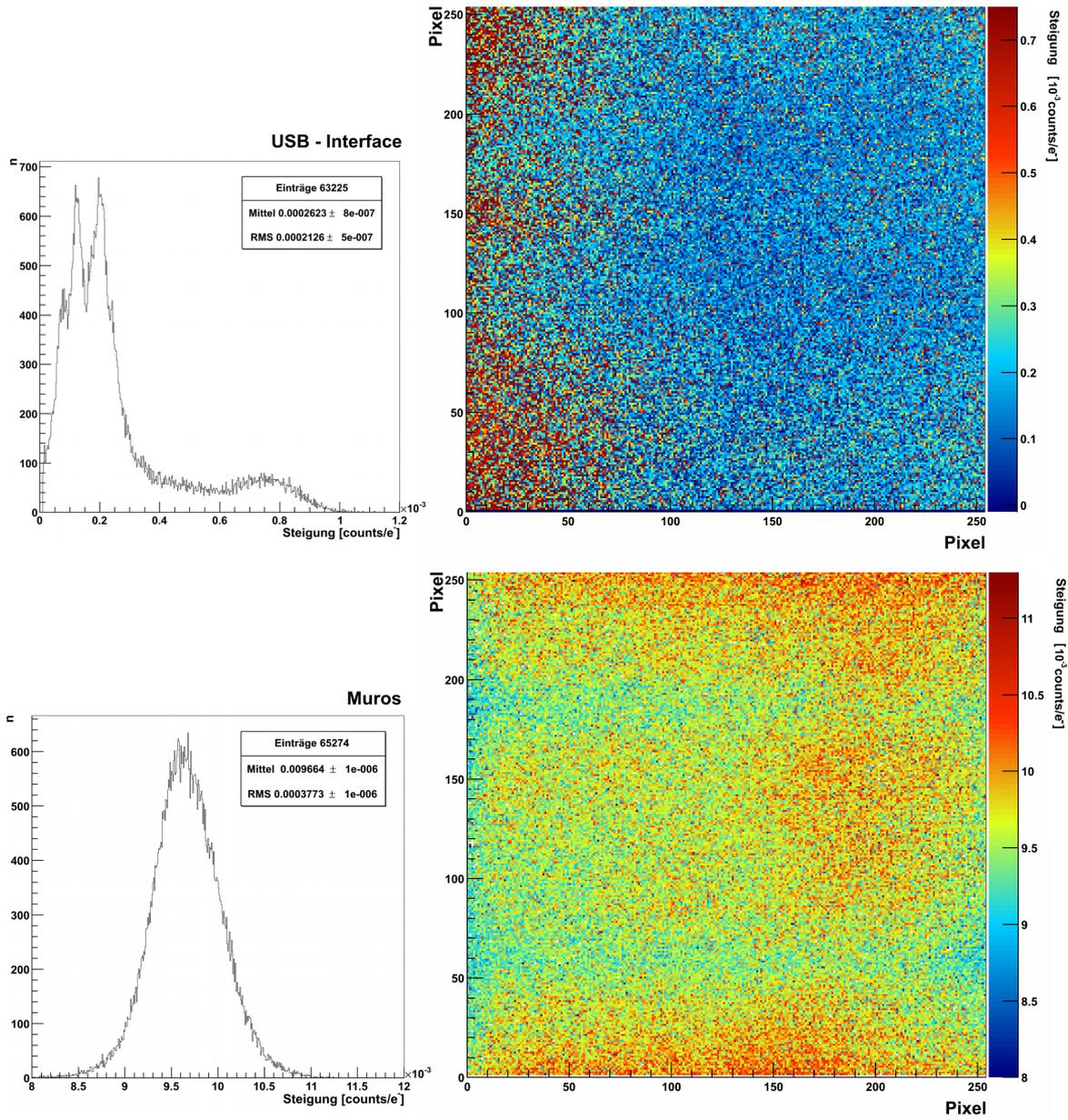
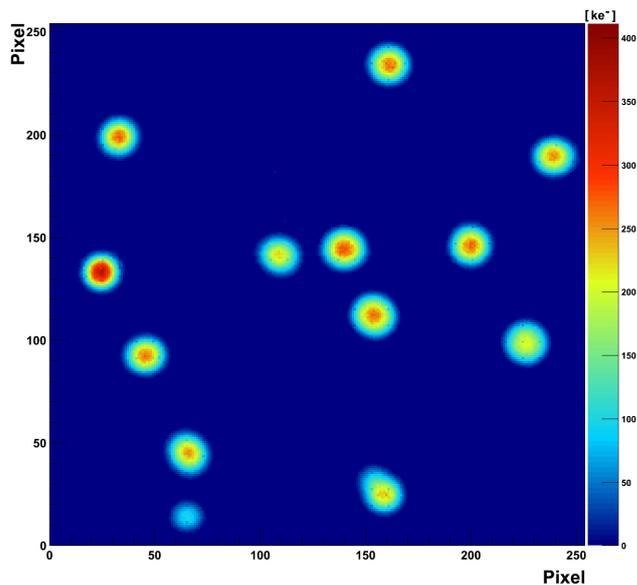


Abbildung 45: Vergleich der Steigungen der pixelweisen Eichgeraden für das USB-Interface (oben) und das Muros (unten), jeweils links in einem Histogramm, rechts in der Ortsdarstellung der gesamten Matrix

5.3 Der ‚ClusterFinder‘-Algorithmus

**Abbildung 46:**

Ereignisanzeige wie von der Analysesoftware ausgegeben, beispielhafte Aufnahme von 13 *cluster* aus einer Abregung eines radioaktiven ^{55}Fe -Präparates unter Aussendung von Photonen einer Energie von 5,9 keV mit einer GEM-Spannung von $\Delta V_{\text{GEM}} = 352\text{ V}$

Die Problemstellung:

Die durch ‚Pixelman‘ pro Ereignis gespeicherten 65536 Einträge umfassenden ASCII-Dateien enthalten die Ausgabewerte aller Pixel des Chips. Die davon relevante Information beträgt nur ein Bruchteil der Speichermenge, da nur zusammenhängende Gebiete durch den Chip erfasster Ladung, im Folgenden als *cluster* bezeichnet, zur Analyse herangezogen werden. Beispiele zu Extremfällen sind:

- (1x1) ^{55}Fe in HeCO_2 bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 375\text{ V}$: 8 *cluster*, jeweils 1000 Pixel, entsprechen 12,2% der Fläche
- (1x1) ^{55}Fe in ArCO_2 bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 308\text{ V}$: 1 *cluster*, 10 Pixel, entspricht 0,15‰ der Fläche

Es ist erforderlich, alle keine Ladung zeigenden Pixel aus dem Datensatz zu entfernen und einzelne *cluster* zusammenzufassen.

Vorbereitung der Daten:

In der Erfassungsphase werden die notwendigen Daten erhoben:

- Einlesen der Pixelmaske und des des Kalibrationsdatensatzes, welcher für jeden Pixel die Parameter der Eichgeraden und deren Kovarianzmatrix enthält.
- Einlesen der ASCII-Datei mit den Rohdaten, wie sie durch die Software ‚Pixelman‘ (siehe Abschnitt 3.5) ausgegeben wurden.
- Durchführung der pixelweisen Ladungskalibration (siehe Abschnitt 5.1) auf allen von Null verschiedenen Zählerständen und Berechnung der Fehler. Alle nach der Eichung negativen Ladungswerte werden auf Null gesetzt.
- Maskierung des Datensatzes durch eine entsprechende Maskendatei. Dies führt einerseits das nachträgliche Löschen der (falschen) Ladungsinformation aus für den Sonderfall, dass bestimmte Pixel nicht durch das Setzen der Pixelmaske in ‚Pixelman‘ ausgeschaltet wurden. Andererseits kann eine Reduktion der Matrix von (256×256) auf eine Matrix $N \times N$ durchgeführt werden, da andernfalls durch die unkontaktierten Pixel *cluster* kein zusammenhängendes Gebiet darstellen.

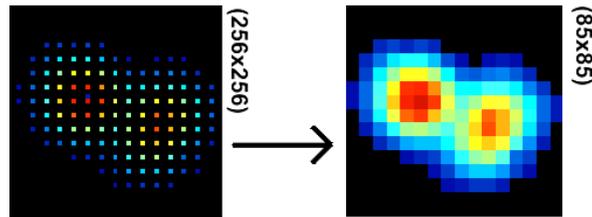


Abbildung 47: Illustration des Vorgangs der Maskierung anhand des 3x3-Chips. Links: Daten vor der Maskierung, rechts: Reduktion nach Entfernen der unkontaktierten Pixel (*cluster* in adäquater Vergrößerung)

Das Suchen von *clusters*:

Zur Datenanalyse wurde ein Algorithmus erstellt, welcher nach zusammenhängenden Gebieten sucht und in einem komprimierten Format speichert.

Probleme dieser Klasse lassen sich kurz und elegant durch rekursive Algorithmen lösen. Die Laufzeit solcher Programmierstrukturen ist unter anderem aufgrund des Speicher-Managements im Allgemeinen sowie im vorliegenden Fall schlecht.

Es wurde aus diesem Grund ein linearer, iterativer Algorithmus verfasst. Dessen Struktur wird nachfolgend erläutert.

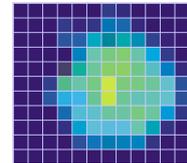


Abbildung 48: Schema der Pixeleinteilung eines *clusters*

Der konzipierte Algorithmus arbeitet zeilenweise. Das Vorgehen wird durch Abbildung 49 illustriert.

Wird ein von Null verschiedener Eintrag gefunden, so werden alle nachfolgenden Elemente bis zur folgenden Null einem *cluster*-(Teil-)Vektor (**vector**) hinzugefügt und Start- und Endinformation des Vektors in einem zu diesem Zweck angelegten Spaltenbezugselement abgelegt (siehe auch Abbildung 49).

Nach Durchlauf einer Zeile werden die Spaltenbezugselemente aller gefundenen Vektoren mit denen der letzten Zeile verglichen. Treten (auch diagonal) angrenzende Bereiche auf, werden diese zu einem gemeinsamen Vektor zusammengefügt und die Spaltenbezüge entsprechend der neuen Lage aktualisiert. Da jeder Pixel oder Vektor nur einmal im Speicher vorkommen soll, werden durch das Verschmelzen der Elemente auch Spaltenbezugselemente mit multiplen Start-/Endinformationen erstellt, falls beispielsweise in der zu bearbeitenden Zeilen getrennte Elemente zum selben Bereich gehören (der *cluster* also ein ‚Loch‘ hat, wie rechts in Abbildung 49). Werden zu einem Element der vorigen Zeile keine neuen Bezüge in der aktuellen gefunden, so wird der Vektor aus zu vergleichenden Menge der Spaltenbezugsinformationen entfernt. Nach Erreichen des letzten Pixels der letzten Zeile werden alle *cluster* in einer *.root*-Datei⁷¹ als zweidimensionale Histogramme, wahlweise auch im ASCII-Format, gespeichert.

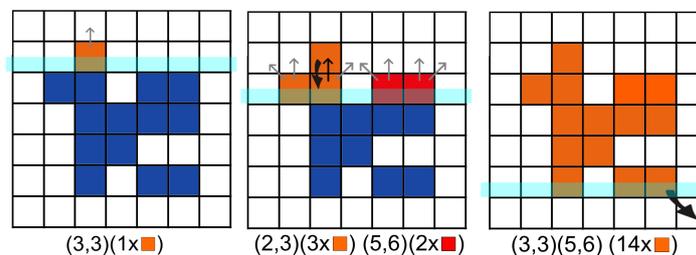


Abbildung 49: Ablauf des Suchens zusammenhängender Gebiete, dünne Pfeile entsprechen Vergleichsoperationen, dicke dem Verschieben des passenden (Pixel-)Vektors. Dem Bild unterstellt sind die im Speicher befindlichen Objekte mit deren Spaltenbezugselementen

⁷¹ein maschinenunabhängiger komprimierter Container, siehe auch Kapitel 11 in [38]

Verwendete Objekte und Laufzeit

Der Rohdatensatz, wie auch die Kalibrationsdaten, werden in die durch ROOT zur Verfügung gestellten zweidimensionalen *arrays* des Typus `TMatrixF(256,256)` eingelesen. Die *cluster* werden einzeln als TH2F Histogramme in einer komprimierten .root-Datei gespeichert.

Als Container zur Zwischenspeicherung der Pixelreihen werden `vector`-Objekte verwendet. Ein solcher Vektor enthält immer zu Beginn einen `vector` von (mehreren) Spaltenbezugselementen, welche Beginn und Ende der Daten enthalten. Die Ladungswerte werden für jeden Pixel als vierkomponentigen Vektor abgelegt aus (x,y) Koordinate und Ladungswert, sowie dessen Fehler.

Bei fester Zahl der Elemente werden Operationen auf *arrays* schneller durchgeführt. Beim Erzeugen eines solchen ist die zu verwendende Speicherbelegung kalkulierbar und wird entsprechend reserviert. Da die Größe der *cluster* stark variiert, würde deren Nutzung bedingen, das *array* (zwangsweise) mit der maximalen Größe zu erzeugen. Selbst mit grober Abschätzung der größtmöglich zu erwartenden Zahl an Elementen geht dadurch der theoretische Vorteil in der besseren Laufzeit verloren.

Die Zeit zur Verarbeitung⁷² eines Ereignisses hängt stark von Zahl und insbesondere Größe der *cluster* ab. Ein durchschnittlicher Datensatz von 5 *clustern* mit jeweils 300 Pixeln benötigt zum vollen Durchlauf etwa eine Sekunde. Es entfällt ungefähr die Hälfte der Zeit auf das Öffnen und Ablegen in der .root-Datei, mit zunehmender Anzahl bereits vorhandener Elemente mehr. Zum Vergleich: Ein rekursiver Algorithmus benötigt etwa 15 Sekunden für die selbe Aufgabe.

⁷²System: E8400 3 GHz, DDR2 800, HDD mittlerer Transfer ≈ 75 MB/s

6 TimePix-Studien

Das vorliegende Kapitel widmet sich der Untersuchung und Charakterisierung der dieser Arbeit zur Verfügung stehenden TimePix-Chips. Insbesondere werden die Unterschiede zwischen den verschiedenen Arten der Postprozessierung herausgearbeitet.

Experimente wurden mit fünf verschiedenen Chiptypen durchgeführt, wobei die mit C indizierten Bezeichnungen für Chips montiert auf dem CERN-Platinendesign stehen; die Restlichen wurden auf dem neuen, zweistufigen System verwendet:

- TimePix ohne Postprozessierung
- TimePix 1x1, 2 Stück, jeweils als 1x1_C und 1x1
- TimePix 2x2, 2 Stück, jeweils als 2x2_C und 2x2
- TimePix $\overline{2x2}$
- TimePix 3x3

Zu Beginn wird im Detail das Vorgehen der Kalibration erläutert, sowie die Ergebnisse vorgestellt. Nachfolgend werden Messungen anhand des Vergleichs von Spektren der Eisenquelle dargelegt und anschließend ein Vergleich aller zur Verfügung stehenden Typen von Postprozessierungsarten durchgeführt.

6.1 Ergebnisse der Ladungskalibration

Das folgende Kapitel stellt die Ergebnisse der Kalibrationsprozedur zusammen. Es wird auf die beobachteten Eigenheiten der einzelnen Chips eingegangen. Da lediglich sechs Chips zur Verfügung standen, muss auf eine quantitative Analyse verzichtet werden. Die Resultate haben daher Stichprobencharakter.

Vorbemerkungen:

Zur Kalibration müssen die selben Einstellungen wie zur Messung verwendet werden. Einige Chips wurden bei dem hohen Wert 520 des DACs THL betrieben. Ursache waren indeterministisch auftretende Kommunikationsprobleme auf dem PCI-Bus des Datennahmerechners mit der NATIONAL INSTRUMENTS-Karte, welche verhinderten, einen THL-*scan* komplett durchzuführen. Aus Zeitgründen musste jedoch mit der (funktionierenden) Messung begonnen werden, sodass für THL ein ausreichend hoher Wert, außerhalb des Rauschens, gewählt wurde.

Es stellte sich als aufwändig heraus, eine adäquate Kalibration der postprozessierten Chips durchzuführen. Stabile Betriebseinstellungen sind auf einen wesentlich kleineren Parameterraum der DACs und Testpulse eingeschränkt als derjenige normaler, unprozessierter Detektoren. Die Ursache dieser Problematik liegt zu Teilen in der Pixelvergrößerung selbst, weshalb im Testpulsbetrieb ein stärkeres Übersprechen zu beobachten ist, was das Verwenden eines *spacings* von 8 erforderte. Auf die Feinheiten der Prozedur soll an dieser Stelle allerdings nicht eingegangen werden.

Der Chip 2x2_C auf dem CERN-Träger erlaubte keine Kalibration, obwohl sich die erfassten Daten (TOT-Werte), bezogen unter Verwendung einer Eisenquelle und Photoelektronen, in realistischen Größenordnungen bewegten. Unabhängig von Pulshöhe, Schwellenhöhe, *spacing*, Pulsdauer und -anzahl der Testpulse gaben alle Pixel stets maximale Zählerstände im 'TimePix-Modus' aus. Lediglich das Entfernen des Versatzes des Rechtecksignals von 800 mV und das Absenken der Amplitude auf Höhen von unter 200 mV zeigte eine Reduktion der Ausgabewerte. Ob der Defekt durch Methoden der Postprozessierung, beispielsweise ein nicht vollständiger Ätzzvorgang der Entfernung der Kupferbasisschicht, verursacht worden war, konnte nicht eruiert werden.

Kalibrationsgenauigkeit von Pixeln:

Die Qualität der Ladungseichung wird durch die Nichtlinearität des Vorverstärkers zu Beginn wie auch am Ende des Arbeitsbereiches [19] beeinträchtigt. Innerhalb anderer Fehler wird für den verwendeten Bereich der Geradenanpassung nicht das Signifikanzniveau erreicht, die lineare Modellierung abzulehnen.

Es ist festzustellen, dass bestimmte Pixel auf dem Chip existieren, deren Daten keiner linearen Eichkurve folgen. Abbildung 50 zeigt zur Gegenüberstellung zwei beliebige Pixel eines postprozessierten 1x1 TimePix. Rechts dargestellt ist eine erwartungsgemäße lineare Testpulsantwort, links ein anderer Pixel der selben Messreihe mit qualitativ schlechterer Charakteristik, welche für höhere Pulse durch das falsche Zählen der Pulse im 'MediPix-Modus' vom Geradenverlauf abweicht. Dieses Verhalten hängt teilweise mit der Art und Weise zusammen, wie mit Testpulsen kalibriert wird. Mehr zu diesem Faktum führt das nächste Kapitel aus.

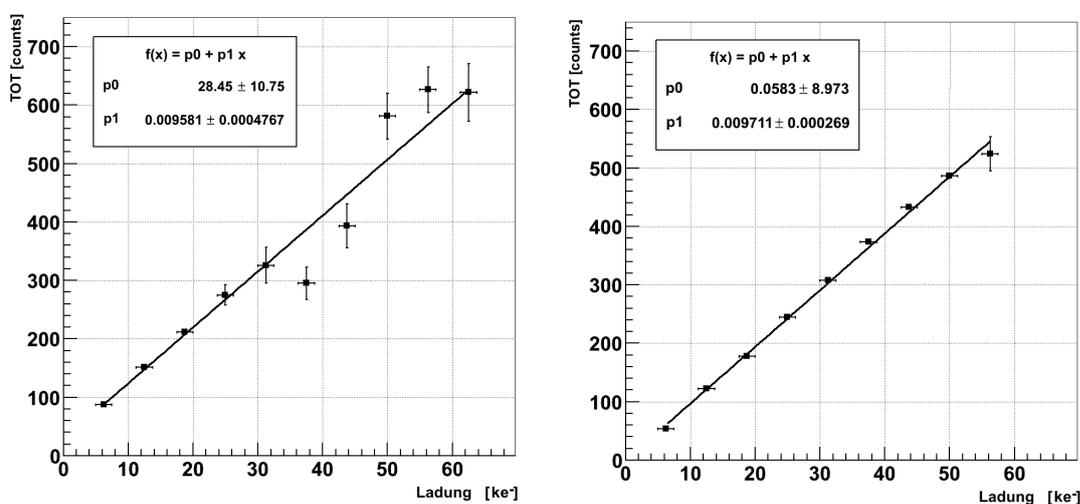


Abbildung 50: Ladungskalibration (1x1_C): Geraden zweier Pixel, links hohe Abweichung vom Geradenverlauf, rechts lineares Verhalten

6.1.1 Originaler TimePix-Chip

Kalibration:

Die Verteilung der Steigung der Eichgeraden über die gesamte Fläche des originalen, beziehungsweise unprozessierten, TimePix-Chips hinweg zeigt Abbildung 51. Bei allen Abbildungen der Chipfläche dieser Art befindet sich links die Unterseite, auf welcher sich die Bondkontaktierungen befinden, und rechts die Oberseite. Die Spalten des Chips entsprechen den Zeilen der Grafik.

In der Mitte, gekennzeichnet durch horizontale Linien, befinden sich zwei defekte Spalten⁷³. Das Vorhandensein inaktiver Spalten oder Pixel stellt keine grundsätzliche Problematik dar.

Es ist zu beobachten, dass eindeutig Bereiche steilerer Ladungscharakteristik von denen geringerer zu trennen sind. Eine hohe Steigung findet sich an den rechten und linken Rändern⁷⁴ des Chips in Bändern von mindestens 20 Spalten. Flache Eichgeraden sind an Ober- und Unterseite des Chips zu finden und vornehmlich in zwei Spuren von jeweils etwa 30 Pixeln Breite. Es kann im Umfang dieser Arbeit nicht ausgeschlossen werden, dass die lokalen Varianzen rein elektrischen Phänomenen geschuldet sind. Das selbe Muster lässt sich bei allen getesteten Chips unabhängig von Frequenz und Schwelle erkennen, jedoch in unterschiedlicher Ausprägung. Unter Ausschluss der Störung durch die Testpulse

⁷³Anm.: Da während des Produktionsprozesses das Auftreten von Defekten wahrscheinlich ist, werden Qualitätsklassen definiert, um die Ausbeute (*yield*) grundsätzlich funktionsfähiger Chips auf wirtschaftlichem Niveau zu halten.

⁷⁴Anm.: in Ortsdarstellungen dieser Arbeit oben und unten

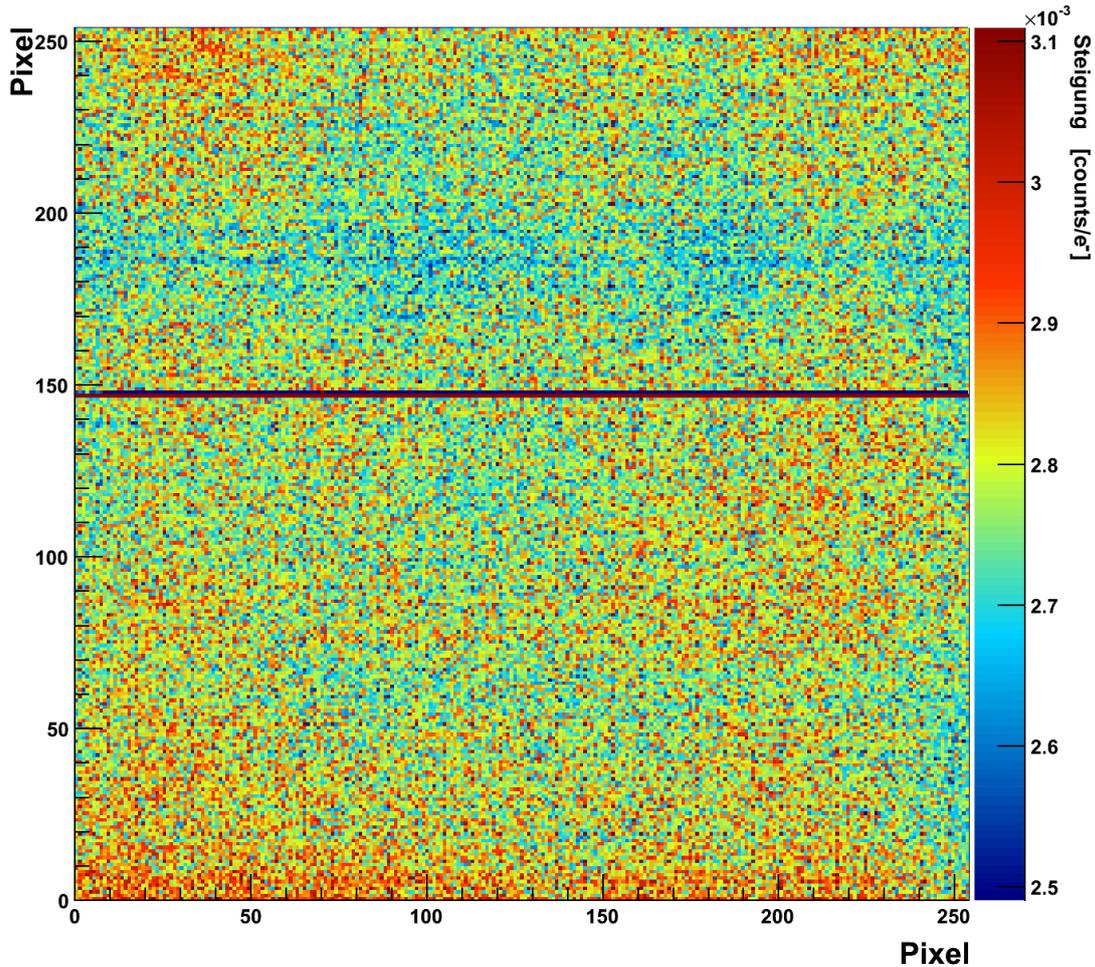


Abbildung 51: Kalibration: Ortsdarstellung der Verteilung der Steigungen des TimePix-Chips in der Eichung mit 32,4 MHz und einem *spacing* von 8

selbst, liegt eine Unsicherheit in der als fehlerlos angenommenen Testkapazität C_{test} von 8 fF. Deren Größenschwankung ist nicht direkt messbar und kann nur durch Simulation bestimmt werden. Eine Variation dieser würde nach (3.1) eine proportionale Änderung der Steigung der Eichgeraden nach sich ziehen.

In anderen Zusammenhängen wurden ebenfalls Inhomogenitäten beobachtet wurden, so etwa im 'Time-Modus' [22] in der relativen Ankunftszeit der Information verschiedener Pixel oder in der Verteilung der durch THS eingestellten Arbeitsbereiche [21]. Im Anhang unter Abschnitt 9.1.1 finden sich die referenzierten Messungen. Diese Effekte sind möglicherweise in Zusammenhang mit der Stromversorgung des Chips zu setzen, welche über zwei Bondkontaktstellen an den Rändern und einem in der Mitte eingeführt wird.

Weiterführende Diskussion:

Der (in Einheiten von TOT-Zählern angegebene) Achsenabschnitt soll an dieser Stelle ebenfalls diskutiert werden. Dessen Absolutwert beträgt idealerweise nicht zwangsweise Null aufgrund der nichtlinearen Charakteristik des Verstärkers für kleine Ladungen (siehe Abbildung 15) und repräsentiert keine hier relevante Größe. Der Achsenabschnitt der Ladungsachse, welcher den Schwellenwert zur Detektion von Ladung darstellt, ergibt sich durch Extrapolation des nichtlinearen Anteils der Kalibrationskurve⁷⁵ und steht nicht im Fokus dieser Arbeit. So kann durch den hier nicht diskutierten Schnitt mit der Ordinate nicht auf Elektronensensitivität rückgeschlossen werden und der Parameter dient lediglich zur Kontrolle.

Abbildung 54 zeigt die Verteilung der Achsenabschnitte über die gesamte Chipfläche hinweg. In der vergrößerten Sektion lässt sich das oben angesprochene Muster des *spacings* erkennen. Erwartungsgemäß liegt der Achsenabschnitt der Pixel mit fälschlicherweise kumulierter Ladung weit unter dem der übrigen (Farbcode weiß). Explizit falsifizieren lässt sich eine Korrelation zwischen großer Steigung und lokal niedrigerem Achsenabschnitt, welches ein Indiz für die Abbildung der wahren Inhomogenität des Chips darstellt. Dies ist sowohl im Vergleich der Abbildungen 54 und 51, als auch im Histogramm in der Zusammenstellung 52 unten links ersichtlich, welche zeigt, dass Achsenabschnitte von Eichgeraden höherer Steigung (hellgrau, $p_1 > \bar{p}_1$) im Vergleich zu denjenigen geringer Steigung (dunkelgrau, $p_1 < \bar{p}_1$) nicht eindeutig geringeren Werten zuzuordnen sind.

Zu beobachten ist lediglich ein Versatz der Geraden zu höheren TOT-Zählern im unteren Bereich der Matrix (in der Ortsdarstellung links).

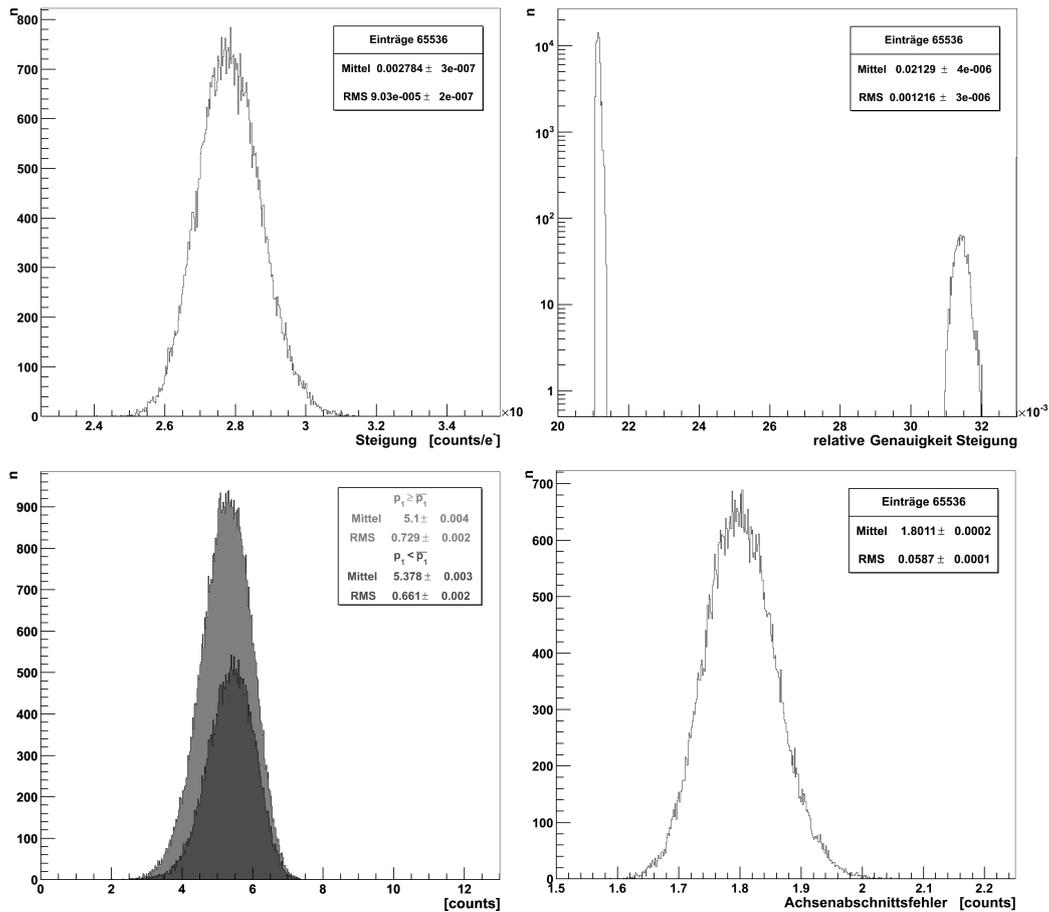


Abbildung 52: Kalibration des TimePix: Steigungsverteilung (l.o.) und zugehörige Fehler (r.o.) sowie der Achsenabschnittsverteilung (l.u.) und deren Fehler (r.u.), Achsenabschnitte von Steigungen p_1 oberhalb des Steigungsmittels \bar{p}_1 in hellgrau, unterhalb in dunkelgrau

⁷⁵siehe auch Abbildung 43

Die Analyse soll auch unter quantitativen Aspekten durchgeführt werden. Eine Histogrammierung der Parameter, eingeschlossen ihrer Fehler, enthält Abbildung 52. Wird die Testpulskalibration mit einem hinreichend großen Datensatz durchgeführt, treten statistische Abweichungen in den Hintergrund und die Genauigkeit der Steigung wird dominiert durch den leicht nichtlinearen Verlauf der Eichkurve und systematische Fehler in der Kalibration. So liegt die Genauigkeit der Steigung $\overline{p_1}$ bei

$$\frac{\sigma_{\overline{p_1}}}{\overline{p_1}} = (2,13 \pm 0,12) \%,$$

einzig durch die Degradierung der Linearität durch Effekte der Wahl des *spacings* beeinträchtigt. Die Menge der betroffenen Pixel lässt sich in der logarithmischen Darstellung identifizieren (vgl. Abbildung 53 und Abschnitt 6.1.2).

Die Breite der Verteilung der Steigungen $\Gamma_{\overline{S}}$ bemisst sich auf $0,9 \cdot 10^{-4}$ TOT-Zähler pro Elektron bei einem Mittelwert von $27,8 \cdot 10^{-4}$ TOT-Zählern pro Elektron. Das entspricht einer relativen Breite unter Berücksichtigung der Fehler von

$$\frac{\Gamma_{\overline{S}}}{\overline{S}} = (3,244 \pm 0,007) \%.$$

Dadurch liegt der Fehler der Steigung der Kalibrationsgeraden in Größenordnung der beobachteten Varianz. In der Ortsdarstellung lassen sich dennoch relative Unterschiede ersehen, sodass der Schluss gezogen wird, dass das präsentierte Resultat nicht allein durch die Unsicherheit statistischer Fehler dominiert wird. Daher soll eine Abschätzung der tatsächlichen Streuung vorgestellt werden.

Form und Ausprägung der wahren Verteilung der Ladungsantwort sind unbekannt. Es kann angenommen werden, dass durch die statistische Ungenauigkeit in der Geradenanpassung eine Gauß'sche Streuung jedes Betrages einer Steigung um ihren wahren Wert stattfindet. Wird zusätzlich angenommen, dass die indigene⁷⁶ Varianz der Eichcharakteristiken in erster Näherung durch eine Gaußverteilung modelliert werden kann, so lässt sich die Eigenschaft der Invarianz der Gaußfunktion unter Faltung verwenden, dass sich bei einer Konvolution die resultierende Standardabweichung σ_r durch die quadratische Summe der Standardabweichungen der beiden Gaußfunktionen des Faltungsproduktes σ_a und σ_b ergibt:

$$\sigma_r^2 = \sigma_a^2 + \sigma_b^2.$$

Für den vorliegenden Fall bestimmt sich bei bekannter Varianz aus den statistischen Fehlern der Geradenanpassung die indigene Breite σ_i unter Fehlerfortpflanzung⁷⁷ zu

$$\sigma_i = \sqrt{\left(\frac{\Gamma_{\overline{S}}}{\overline{S}}\right)^2 - \left(\frac{\sigma_{\overline{p_1}}}{\overline{p_1}}\right)^2} = (2,45 \pm 0,10) \%$$

Anmerkung: Eine ähnliche Betrachtung der Breite der Achsenabschnittsverteilung offenbart, dass die Breite ihrer Verteilung mit 0,71 Zählern signifikant unter den durchschnittlichen Fehlern aus der Funktionsanpassung von 1,8 Zählern liegt. Aufgrund dieser Tatsache und dem der sehr schmalen Verteilung der Steigungsfehler ist zu schließen, dass die zu behandelnden Fehler nicht rein statistischen Ursprungs sind, sondern systematische Anteile beinhalten.

Der vorgestellten Abschätzung kann folglich solange keine Signifikanz zugesprochen werden, als wie die zugrundeliegenden Systematiken nicht genauer bekannt sind.

⁷⁶Anm.: Die wahre unbeeinflusste Eichcharakteristik

⁷⁷Anm.: Korrelationen zwischen den Fehlern beider Größen werden nicht berücksichtigt. Diese sind vorhanden, können aber nicht berechnet werden. Sie besitzen aber nur dann eine Signifikanz für das Ergebnis, sofern nicht einer der Fehlergrößen den dominanten Beitrag liefert

6.1.2 Effekte der Wahl des *spacings*

Mit den Einstellungen des *spacings* von Testpulsen tritt zusammenhängend der Effekt auf, dass bei n -fachem Spaltenabstand auf jedem n -ten Pixel in Länge und Breite eine Resonanz des Ladungspulses auftritt, welche zu einer erhöhten effektiven Schwellenüberschreitungszeit und somit zu einer Eichkurve höherer Steigung führt. In der Verteilung der Steigungen auf Abbildung 51 ist der Effekt schwach zu sehen. Eindeutiger ist dieses Verhalten unter Betrachtung des Steigungsfehlers zu verifizieren, welcher in Abbildung 53 als Vergrößerung eines beliebigen Ausschnittes der Chipfläche des TimePix gezeigt wird. Das Muster wiederholt sich gleichartig auf der gesamten Matrix. Der Einzelfehler der Steigung nimmt Werte von 2,1 % bis 2,5 % an, wobei größere Unsicherheiten bei resonanten Pixeln zu finden sind. Falschangaben der injizierten Ladung hängen entweder von einer falschen Zählweise der Pulse im MediPix-Modus ab oder, wie im Abbildung 53, von dem Kumulieren des Signals auf dem n -ten Pixel und folgend einer erhöhten Schwellenüberschreitungszeit.

Der Effekt der Wahl des *spacings* trägt zu $1/n^2$ an der Gesamtheit der Pixel zur Falschinformation bei, gegeben ein Spaltenabstand von $n = 8$ sind dies 1,56 % der Pixel.

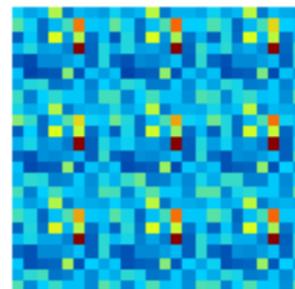


Abbildung 53: Ausschnitt der Chipfläche mit Verteilung der Steigungsfehler, Skalierung: 2,1 % (blau) bis 2,5 % (rot)

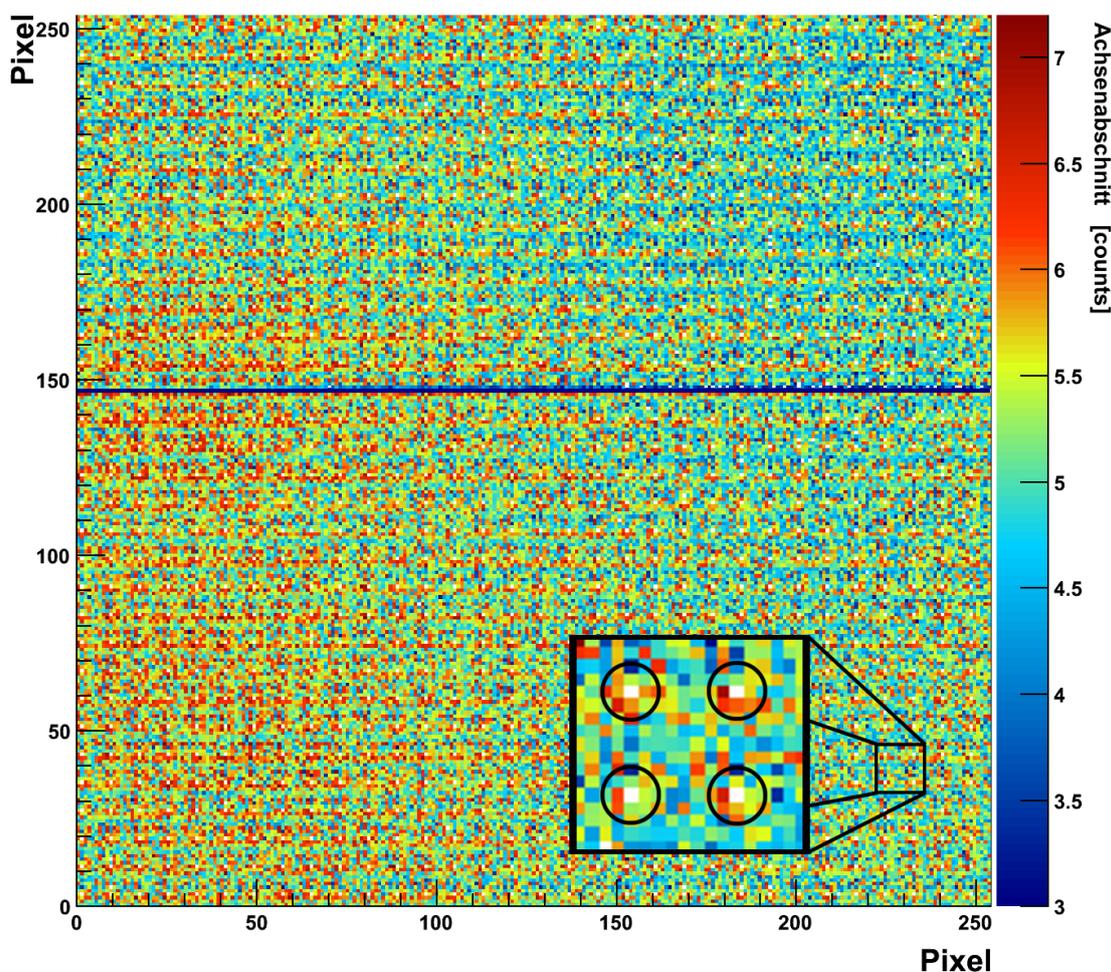


Abbildung 54: Kalibration: Ortsdarstellung der Verteilung der Achsenabschnitte des TimePix-Chips mit einem *spacing* von 8

6.1.3 Postprozessierte 1x1-Chips

Für alle postprozessierten Chips gilt, dass die Ladungseichung mit geringerer Genauigkeit möglich ist und das Muster durch das *spacing* weniger zu unterdrücken war.

Abbildung 56 zeigt eine Übersicht über die Ergebnisse der Kalibration. Viele der bereits in Zusammenhang mit dem originalen TimePix besprochenen Resultate sind auf den vorliegenden Fall übertragbar. Die Verteilung der Steigungen zeigt lediglich eine steilere Ladungscharakteristik der Chipspalten 0 bis 170. Die Güte der Kalibration liegt unter der des Vergleichschips, es wurden auch weniger Amplitudeneinstellungen der Testpulse verwendet. Es ergab sich unter Ausschluss der Pixel mit resonantem Verhalten

$$\frac{\sigma_{\bar{p}_1}}{\bar{p}_1} = (2,782 \pm 0,022) \% \quad \text{mit} \quad \frac{\Gamma_{\bar{S}}}{\bar{S}} = (3,832 \pm 0,009) \%,$$

was zu einer abgeschätzten Variation von

$$\sigma_i = (2,6353 \pm 0,0027) \%$$

führt. Aus der bereits im vorigen Abschnitt besprochenen Schwierigkeit der Abschätzung der systematischen Anteile der Steigungsfehler wird im Weiteren von der Berechnung der vermeintlichen indigenen Variation der Eichcharakteristik abgesehen.

Die Kalibration des 1x1_C-Chips weist die geringste Präzision auf, da die wenigsten Datenpunkte und ein *spacing* von 4 verwendet wurden. Abbildung 50 zeigt exemplarisch die Ladungscharakteristika zweier Pixel des 1x1_C-Chips. Eine Übersicht der gesamten Kalibrationsergebnisse wird auf der übernächsten Seite aufgeführt.

Die Eichung wird dominiert von statistischen und systematischen Fehlern und wird daher mangels Vergleichbarkeit nicht ausgewertet, sondern kann als Exemplan der Notwendigkeit eines großen Datensatzes herangezogen werden.

Sowohl in der Verteilung der Steigungsfehler zeigen viele Pixel eine Geradenanpassung schlechter Qualität und es treten im Histogramm der Achsenabschnitte 57 zwei statt einem Scheitel auf.

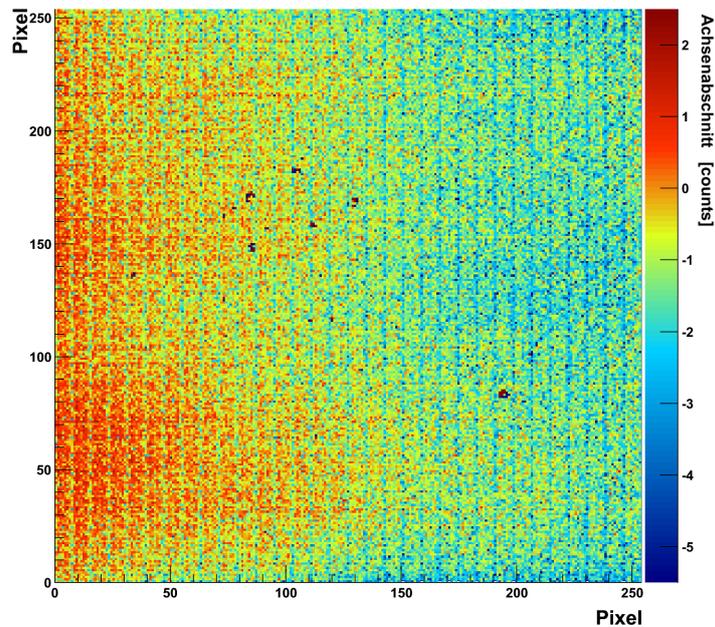


Abbildung 55: Ortsdarstellung der Achsenabschnitte des 1x1-Chips

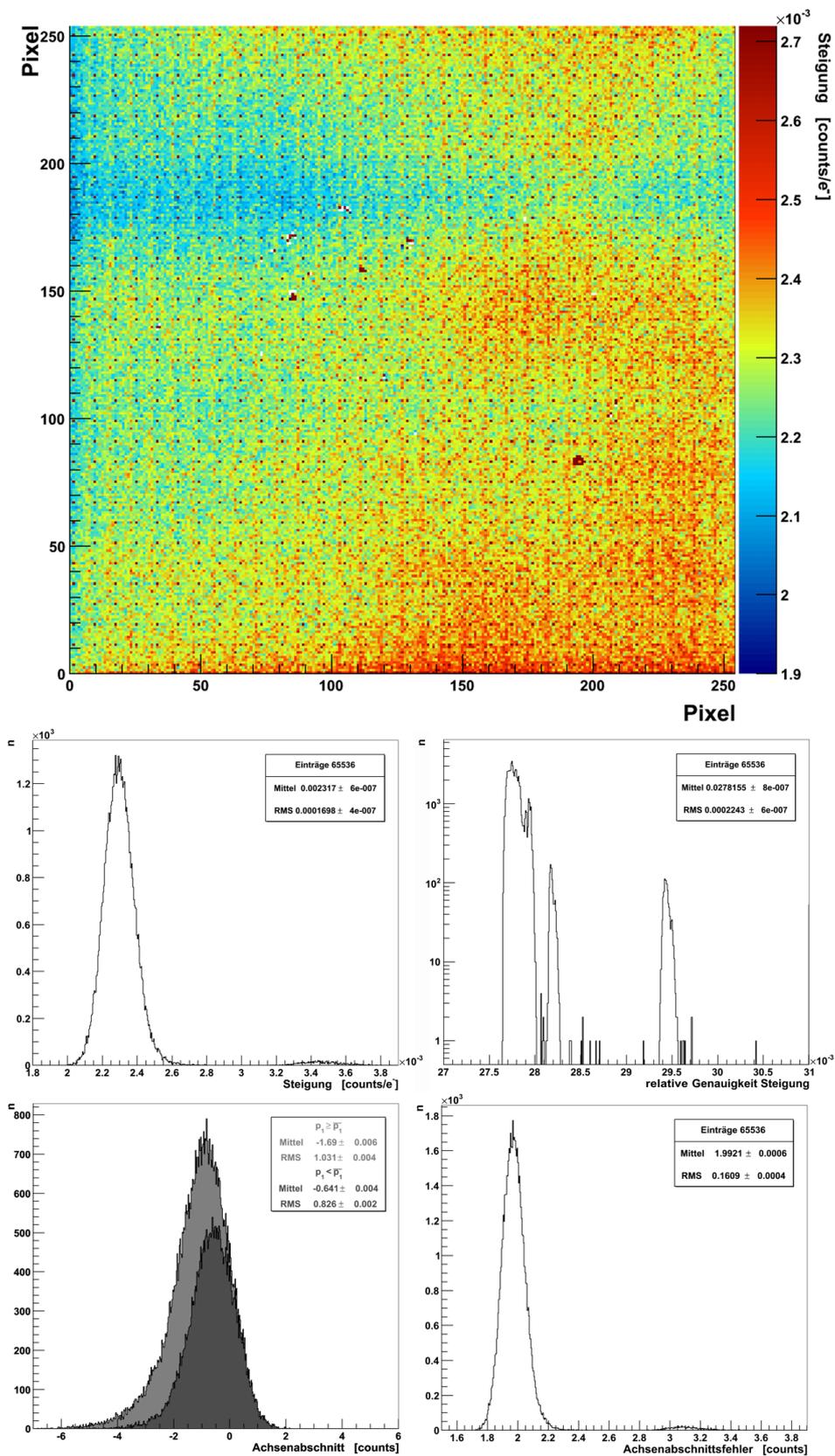


Abbildung 56: Zusammenfassung der Kalibrierungsergebnisse des postprozessierten 1x1-Chips: (o.) Ortsdarstellung der Steigungen der Eichgeraden, (m.l.) Verteilung der Steigungen, (m.r.) Verteilung der relativen Steigungsfehler, (u.l.) Verteilung der Achsenabschnitte von Geraden hoher (hellgrau) und geringer Steigung (dunkelgrau), sowie (u.r.) die Verteilung der Achsenabschnittsfehler

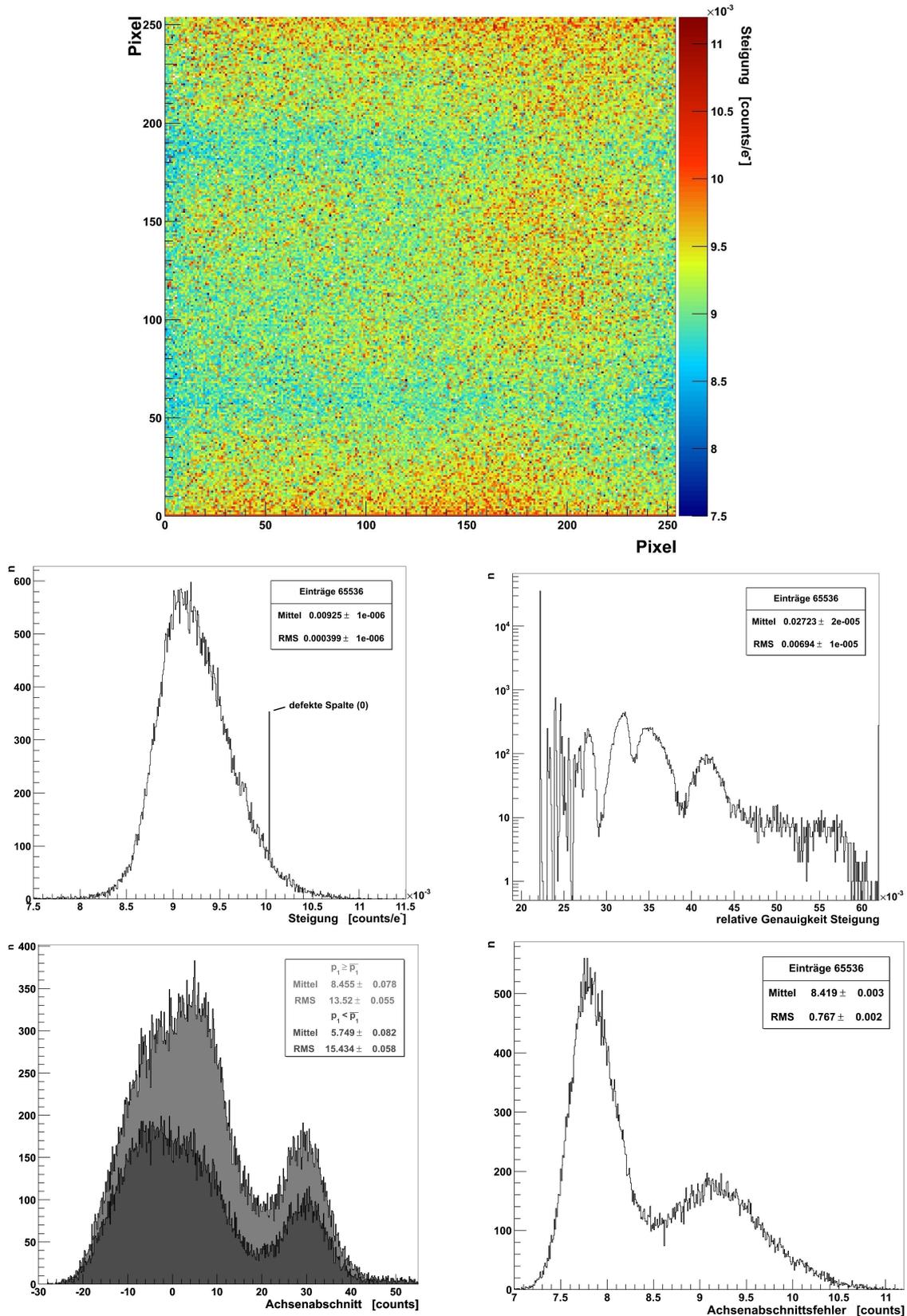


Abbildung 57: Zusammenfassung der Kalibrierungsergebnisse des postprozessierten 1x1_C-Chips: (o.) Ortsdarstellung der Steigungen der Eichgeraden, (m.l.) Verteilung der Steigungen, (m.r.) Verteilung der relativen Steigungsfehler, (u.l.) Verteilung der Achsenabschnitte von Geraden hoher (hellgrau) und geringer Steigung (dunkelgrau), sowie (u.r.) die Verteilung der Achsenabschnittsfehler

6.1.4 Postprozessierte 2x2-Chips

Es werden in diesem Abschnitt die Ladungseichungen der beiden Chips 2x2 und $\overline{2x2}$ besprochen. Wie bereits auf Seite 53 ausgeführt, war bei dem als 2x2_C bezeichneten TimePix die Eichung durch Testpulse nicht möglich.

Obgleich für die spätere Nutzung nur die Information der kontaktierten (unmaskierten) Pixel zu verwenden ist, wurde die Kalibration mit der gesamten 256x256 Matrix durchgeführt, denn es soll untersucht werden, inwiefern Unterschiede zwischen maskierten und unmaskierten Pixeln ersichtlich sind.

TimePix $\overline{2x2}$:

Der TimePix 2x2 ohne Kontaktierung wurde dazu konzipiert, Effekte der Postprozessierung, beziehungsweise die Eigenschaften der Passivierung, zu untersuchen. Der Möglichkeit entbehrend, Ladung über den Eingang zu sammeln, können mit diesem Chip keine Messungen analog zu den bereits vorgestellten durchgeführt werden. Die Ergebnisse der Kalibration werden an dieser Stelle dennoch kurz besprochen.

Neben dem Auftreten von bereits erwähnten Beobachtungen, gilt es hier die Resultate des Achsenabschnittes zu kommentieren. Zum Einen liegt dieser mit durchschnittlich $(27,9 \pm 1,2)$ Zählern weit über dem aller anderen Vergleichschips, zum Anderen zeigt die lokale Verteilung eine ähnliche Anordnungscharakteristik wie die der Steigungen. Pixel mit hoher Steilheit der Eichgeraden weisen gleichermaßen hohe Achsenabschnitte auf, sodass die relative Ausprägung der Ladungsantwort in beiden Parametern übereinstimmt.

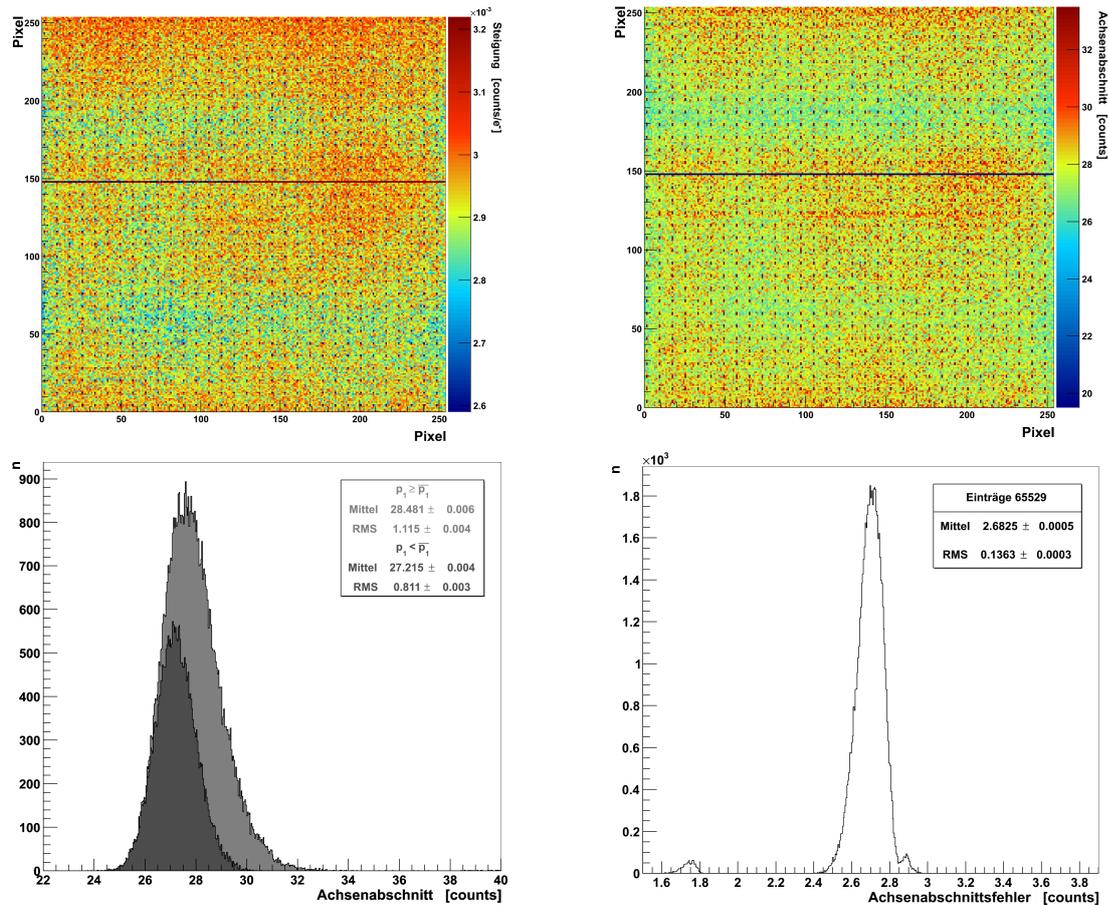


Abbildung 58: Zusammenfassung der Kalibrationsergebnisse des postprozessierten $\overline{2x2}$ -Chips: (o.l.) Ortsdarstellung der Steigungen der Eichgeraden, (o.r.) Ortsdarstellung der Achsenabschnitte, (u.l.) Verteilung der Achsenabschnitte von Geraden hoher (hellgrau) und geringer Steigung (dunkelgrau), sowie (u.r.) die Verteilung der Achsenabschnittsfehler

TimePix 2x2:

In der Ortsdarstellung der Steigungen kann nicht zwischen Pixeln mit und ohne Kontaktierung unterschieden werden. Auch in der Veranschaulichung im Histogramm zeigen beide Klassen kein unterscheidbares Verhalten [Kontaktiert: $(29,1 \pm 2,6)$ counts/e⁻, unkontaktiert $(28,6 \pm 1,4)$ counts/e⁻]. Die Postprozessierung hat folglich keinen Effekt auf die Linearität der Eichung. Falls Pixel eine ungenauere Eichcharakteristik aufweisen und dies einzig die Kontaktierten betrifft, liegt an der Koinzidenz des achtfachen *spacings* und der Geradzahligkeit der Koordinaten der unmaskierten Pixel. Die Breite der Verteilungen wird in diesem Datensatz durch die Zahl an resonanten⁷⁸ Pixeln beeinträchtigt, siehe hierzu die Diskussion des 3x3-Chips.

Weiterhin befinden sich drei defekte Spalten auf dem Chip, von denen eine auf den Koordinaten $\approx (90,90)$ einen ausgedehnten Defekt zeigt. Eine Untersuchung mittels Lichtmikroskop wies einige Oberflächendefekte quer über drei bis vier 2x2 Einheiten hinweg als Verursacher aus, welche vermutlich eine schwach leitende Verbindung herstellten. Defekte dieser Art treten häufiger auf und beeinträchtigen die Kalibration nicht bei ausreichend hohem *spacing*. Es ist zu vermuten, dass die defekte Spalte nicht elektrisch abgekoppelt war, sondern bei jedem Testpuls immer unter Strom gesetzt wurde. Dies würde die sichtbare Beeinflussung aller Nachbarspalten erklären. Diese lassen sowohl eine steilere Ladungscharakteristik wie auch einen höheren Achsenabschnitt erkennen. Letzteres betrifft jedoch nur die maskierten Pixel; die Kontaktierten lassen keine Einwirkung erkennen (siehe auch Abbildung 59). Die Auswirkung der Postprozessierung ist in der Betrachtung der Achsenabschnitte eindeutig messbar. Für kontaktierte Pixel liegt die Eichgerade, respektive deren Achsenabschnitt, systematisch unter dem der maskierten. Es ergeben sich zwei Verteilungsfunktionen mit Mittelwert und Standardabweichung von

$$(-3,8 \pm 1,9) \text{ Zählern für unmaskierte} \quad \text{und} \quad (1,0 \pm 0,7) \text{ Zählern für maskierte Pixel.}$$

Obwohl beide Gruppen Fehler gleicher Größe in der Geradenanpassung besitzen, weist die Verteilung der Kontaktierten eine größere Breite auf. Insbesondere ist sie breiter als diejenige der Kalibration des 1x1- und des nicht postprozessierten TimePix-Chips.

Daraus kann der Schluss gezogen werden, dass die Eichkurve der unmaskierten Pixel grundsätzlich verfälscht wird und statt dessen die Kalibration der maskierten Pixel auf alle angewendet werden muss (siehe hierzu auch die Ergebnisse des 3x3-Chips im folgenden Abschnitt).

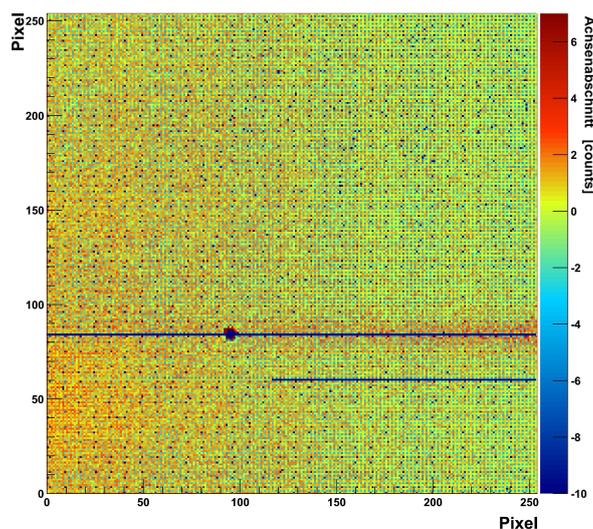


Abbildung 59: Ortsdarstellung der Achsenabschnitte des 2x2-Chips

⁷⁸Anm.: Wie auch illustriert in 53.

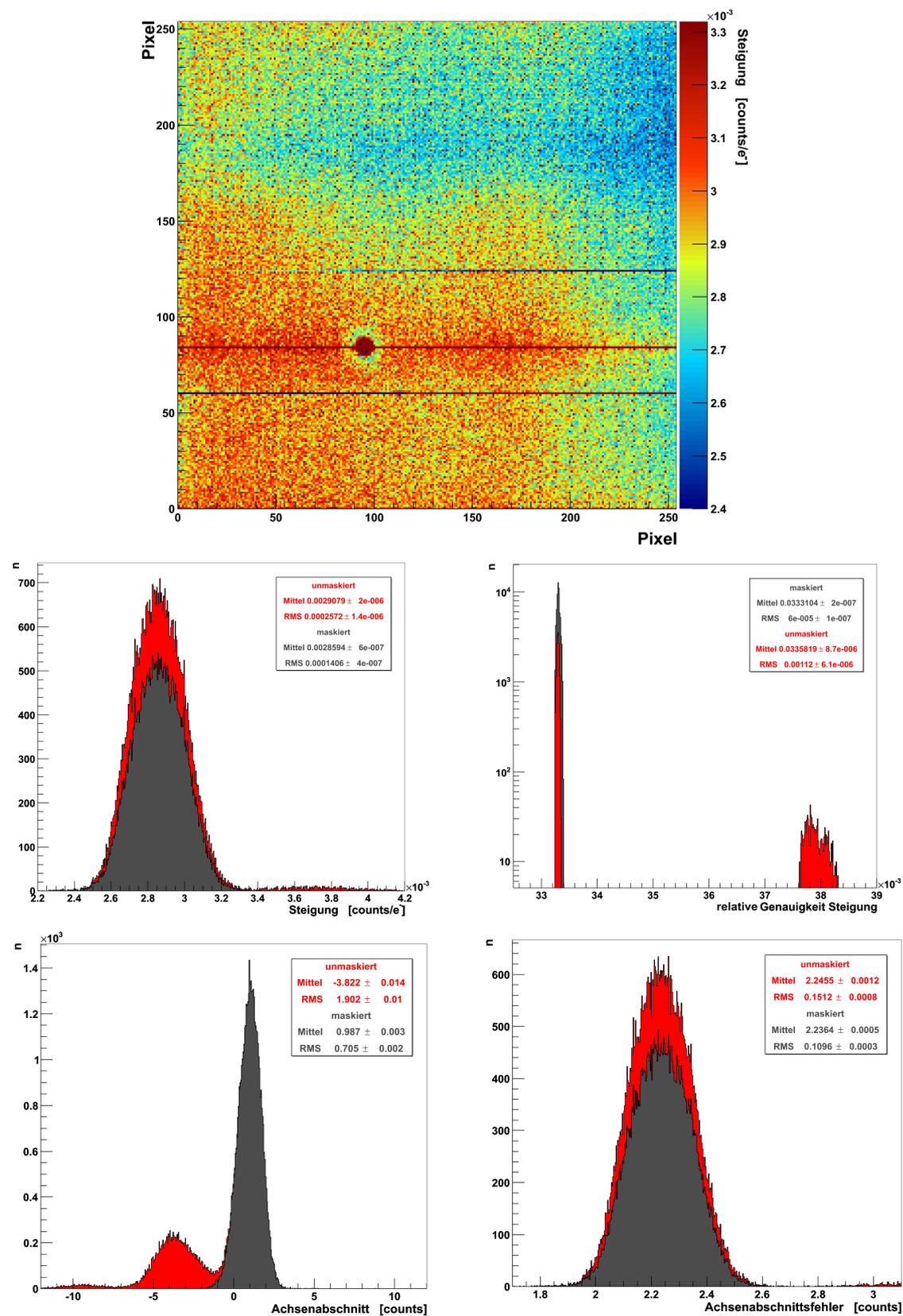


Abbildung 60: Zusammenfassung der Kalibrierungsergebnisse des postprozessierten 2x2-Chips: (o.) Ortsdarstellung der Steigungen der Eichgeraden und Histogramme maskierter (grau) und unmaskierter Pixel (rot): (m.l.) Verteilung der Steigungen, (m.r.) Verteilung der relativen Steigungsfehler, (u.l.) Verteilung der Achsenabschnitte, sowie (u.r.) die Verteilung der Achsenabschnittsfehler

6.1.5 Postprozessierter 3x3-Chip

Für den 3x3-Chip gilt ergänzend:

In Hinblick auf den Mittelwert der Steigungen ist, analog dem 2x2-Chip, nicht zwischen kontaktierten und unkontaktierten zu unterscheiden. Bei gleichem Steigungsfehler⁷⁹ sind die Breiten der maskierten und der geringere Zahligen unmaskierten Pixeln nahezu identisch. Lokale Differenzen betreffen folglich gleichermaßen beide Klassen.

Die Betrachtung der Achsenabschnitte legt offen: während die Eichgeraden maskierter Pixel eine ähnliche Verteilung der Achsenabschnitte zu derjenigen des 2x2-Chips zeigen, liegen kontaktierte dagegen wesentlich tiefer. Die Schnittpunkte mit der Ordinate von beiden Pixelgruppen liegen bei

$$(-9,0 \pm 2,5) \text{ Zählern für unmaskierte} \quad \text{und} \quad (2,8 \pm 0,7) \text{ Zählern für maskierte.}$$

Dies unterstützt die im vorigen Abschnitt formulierte These, dass das Kontaktieren und das Vergrößern der Fläche Einfluss auf die Eichcharakteristik nimmt.

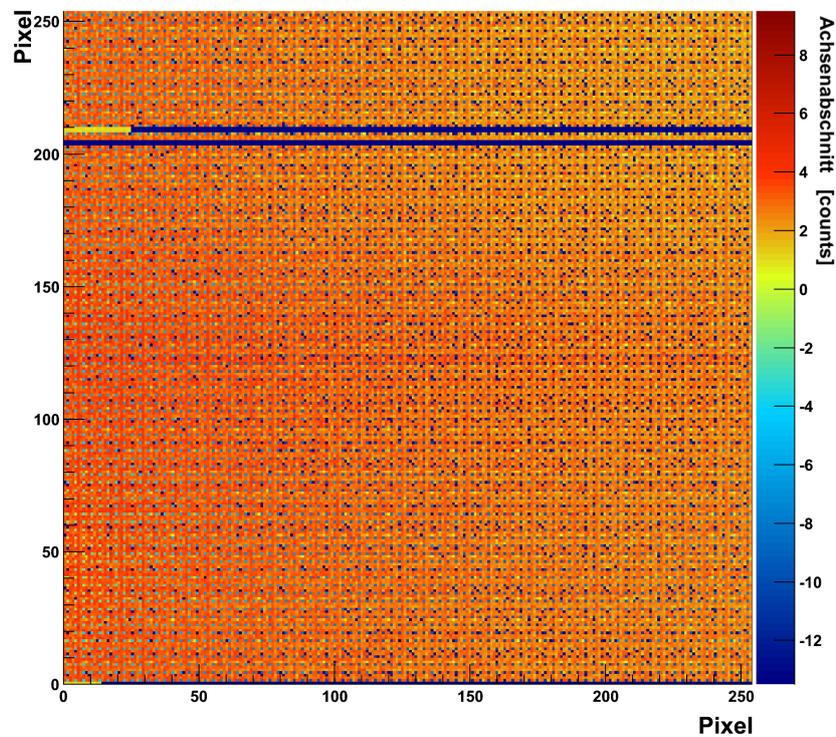


Abbildung 61: Ortsdarstellung der Achsenabschnitte des 3x3-Chips

⁷⁹Anm.: Im Gegensatz zum TimePix 2x2 finden sich Resonanzeffekte des *spacings* auch auf den unmaskierten Pixeln.

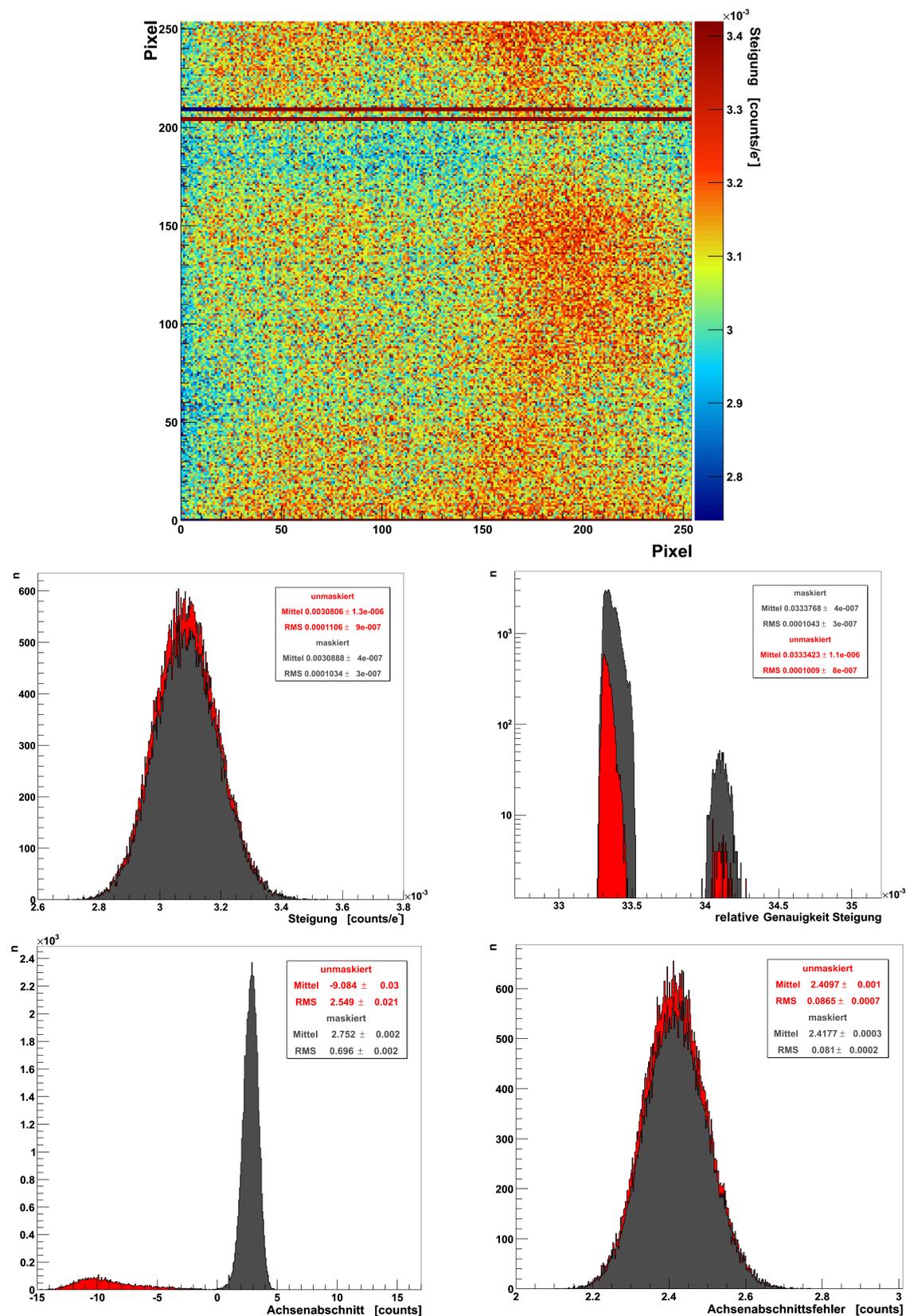


Abbildung 62: Zusammenfassung der Kalibrierungsergebnisse des postprozessierten 3x3-Chips: (o.) Ortsdarstellung der Steigungen der Eichgeraden und Histogramme maskierter (grau) und unmaskierter Pixel (rot): (m.l.) Verteilung der Steigungen, (m.r.) Verteilung der relativen Steigungsfehler, (u.l.) Verteilung der Achsenabschnitte, sowie (u.r.) die Verteilung der Achsenabschnittsfehler

6.2 Zusammenfassung der Kalibration

Die pixelgenaue Kalibration zeigt signifikante örtliche Variationen in der Ladungscharakteristik einzelner Pixel. Es wurde versucht durch eine möglichst genaue Eichung statistische und systematische Fehler zu eliminieren, jedoch konnten diese unter Verwendung des eingesetzten experimentellen Aufbaus nicht weiter signifikant reduziert werden. Eine exemplarische Entfaltung des Spektrums der Steigungen ergab eine indigene Variation der örtlichen Ladungsantwort von etwa 2,5 %. So könnte im Rahmen dieses Fehlers die pixelgenaue Eichung die Kalibration verbessern.

Die Postprozessierung wirkt sich nicht auf die Linearität der Eichcharakteristik aus. Es wurde dagegen in der Untersuchung der Chips des Musters 2x2 und 3x3 festgestellt, dass die Ausgleichsgeraden zur Berechnung der Ladung kontaktierter Pixel systematisch unter der unkontaktierter liegen. Die Differenz der mittleren Achsenabschnitte wird umso größer, je ausgedehnter die maskierte Fläche ist. Durch diesen Effekt wird die Ladungscharakteristik verfälscht.

Eine Zusammenstellung der numerischen Ergebnisse aller untersuchten Chips findet sich auf der Folgeseite in Tabelle 1.

Chip	TimePix	1x1 _C	1x1	2x2	$\overline{2x2}$	3x3
Schwelle (THLscan)	386,5 ± 0,5	319,5 ± 0,5	362 ± 5	375 ± 1	384 ± 2	399 ± 1
Schwelle der Messung	520	405	520	520	410	520
Frequenz [MHz]	32,4	37 ± 1	32,4	32,4	32,4	32,4
Spannungen / Intervall [mV]	19/50	10/125	10/100	9/100	9/100	14/50
Achsenabschnitt $\overline{p_0}$	5,2	7	-1	-3,8 (1)	(27,9)	-9,1 (2,6)
Standardabweichung $\sigma_{\overline{p_0}}$	0,7	15	1	1,9 (0,7)	(1,2)	2,5 (0,7)
Achsenabschnittfehler p_0	1,8	8,4	2	2,2	2,7	2,4
Steigung $\overline{p_1}$ [$10^{-4}/e^{-}$]	27,8	92,5	23,2	28,7	29,3	30,9
Stabw. $\sigma_{\overline{p_1}}$ [$10^{-4}/e^{-}$]	0,9	4,0	1,7	1,6	0,7	1
Fit-Genauigkeit p_1 [%]	2,13 ± 0,13	2,7 ± 0,7	2,78 ± 0,02	3,34 ± 0,07	3,40 ± 0,07	3,35 ± 0,06
$\sigma_{\overline{p_1}}/\overline{p_1}$ [%]	3,26	4,3	7,3	5,58	2,48	3,38

Tabelle 1: Zusammenstellung der Kalibrierungsergebnisse der des originalen TimePix und der postprozessierten Chips 1x1, 1x1_C, 2x2, $\overline{2x2}$ und 3x3. Für nicht kontaktierte Pixel in flächenvergrößerten Chips wurde eine Klammerung verwendet. Für beide Geradenparameter Achsenabschnitt p_0 und Steigung p_1 werden jeweils Mittelwert, Fehler des Mittelwerts und Breite der Verteilung σ angegeben. Achsenabschnittfehler werden absolut, Steigungsfehler relativ angegeben.

6.3 Die Messreihen in der Übersicht

Dieses Kapitel listet zu Beginn Typ und Messbereich der im Rahmen dieser Arbeit erfassten Daten. In einer ersten Diskussion in Abschnitt 6.4 soll die Effizienz des Systems anhand von einzelnen Photoelektronen abgeschätzt werden. Weitere Messungen bilden Spektren einer radioaktiven Quelle ab. Bevor unter 6.6 auf Analyse der Spektren und Folgerungen eingegangen wird, mussten zur Auswertung die Rohdaten gefiltert werden, sodass diese des Untergrundes entledigt werden (Abschnitte 6.5 ff.).

Der experimentelle Aufbau bietet die Möglichkeit, Messungen unter Einsatz eines Lasers zur Ablösung von Photoelektronen durchzuführen, um die unter 6.4 ausgearbeiteten Untersuchungen durchzuführen. Weiterhin wurde eine radioaktive Quelle verwendet, um durch deren Spektrum die postprozessierten Chips zu charakterisieren, siehe Kapitel 6.6. Tabelle 2 listet eine Zusammenstellung der aufgenommenen Daten.

		TimePix	1x1	2x2	3x3
Quelle	Gas(70:30)	ΔV_{GEM} , Minimum-Maximum (Schrittgröße) [V]			
^{55}Fe	ArCO ₂	336-389 (4,8)	336-394 (4,8)	327-394 (4,8)	317-389 (4,8)
	HeCO ₂	-	327-423 (4,8)	298-423 (4,8)	-
Laser	HeCO ₂	-	394-433 (4,8)	384-423 (4,8)	-

Tabelle 2: Zusammenstellung aller für die Chips 1x1, 2x2 und 3x3, sowie des unprozessierten TimePix, erfassten Daten mit Angabe des Intervalls verwendeter Spannungen ΔV_{GEM} , rot markierte Felder wurden nicht in die Analyse mitaufgenommen

Der Großteil an Daten wurde unter Nutzung der ^{55}Fe -Quelle aufgenommen. Das radioaktive Eisenisotop zerfällt unter Elektroneneinfang mit einer Halbwertszeit von 2,74 Jahren in das stabile Element Mangan-55 [39]. Die Zerfallsenergie wird entweder unter Aussendung eines Auger-Elektrons oder Photonen mit einer Energie von 5,899 keV freigesetzt. Letztere stellen den dominanten Prozess im erfassten Spektrum dar, weshalb dieser Zerfall als Maß zur Charakterisierung verwendet wird. Einen Ausschnitt des Spektrums der radioaktiven Zerfälle der ^{55}Fe -Quelle, aufgenommen durch eine Kombination aus einer GEM und analogen Ladungsverstärkern, zeigt Abbildung 63. Mit den Detektionsmöglichkeiten dieser Arbeit ist die Separierbarkeit der einzelnen Energien, siehe auch Kapitel 9.3.1, nicht gegeben, sodass das Zusammenfallen der Ereignisse mit 5,9 keV und 6,5 keV die Energieauflösung verschlechtert. Genaueres wird unter Abschnitt 6.6 erläutert.

Der dominante Zerfall mit einer Energie von 5,9 keV setzt nach Formel 1.11 unter Verwendung der Ionisationspotentiale von Quelle [7] eine Anzahl von n_t Ladungsträgern in ArCO₂ (70:30) frei:

$$n_t^{\text{Ar}} = 5899 \text{ eV} \cdot \left(\frac{0,7}{26 \text{ eV}} + \frac{0,3}{33 \text{ eV}} \right) = 212, \quad (6.1)$$

respektive in HeCO₂ (70:30)

$$n_t^{\text{He}} = 5899 \text{ eV} \cdot \left(\frac{0,7}{41 \text{ eV}} + \frac{0,3}{33 \text{ eV}} \right) = 154. \quad (6.2)$$

Nach [7] differieren die angegebenen experimentellen Werte des Ionisationspotentials je nach Messung um (20-30) %, es wird daher in dieser Arbeit der Fehler der Teilchenzahl auf 15 % gesetzt.

Bei Messungen unter Verwendung des ultravioletten Lasers werden aus der Kathode Photoelektronen ausgelöst. Für geringe Intensität folgt die Anzahl der freigesetzten Elektronen pro Zeitintervall einer Poisson-Verteilung. Durch ein Abschwächer wurde die Intensität des Strahls so weit reduziert, dass während der Belichtungszeit im Schnitt nicht mehr als ein Ereignis zu identifizieren war.

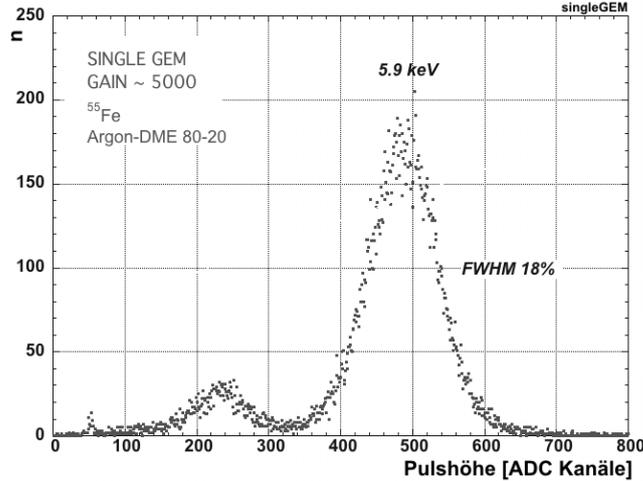


Abbildung 63: Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle ohne Ladungskalibration einer Kombination aus einzelner GEM-Folie und analogen Ladungsverstärkern: Abregung durch Photonen der Energie 5,9 keV (Mangan K^α) und zugehöriger Argon-*Escape-Peak*, modifiziert aus [14]

6.4 Studien zur Nachweiswahrscheinlichkeit einzelner Elektronen

Zur Abschätzung der Effizienz des Detektors, bestehend aus GEMs und TimePix in der Auslese, wurden Messungen unter Einsatz eines ultravioletten Lasers im Versuchsaufbau entsprechend Kapitel 4.5.12 durchgeführt. Für ein verlustfreies System folgt die Verteilung der Elektronenzahl pro Aufnahme einer Poisson-Verteilung. Exemplarisch zeigen die Histogramme in Abbildung 64 die Photoelektronenstatistik in HeCO_2 für die GEM-Potentialdifferenzen $\Delta V_{\text{GEM}} = 399\text{ V}$ und $\Delta V_{\text{GEM}} = 433\text{ V}$. Der gesamte Messbereich umfasste Spannungen beginnend ab 394 V.

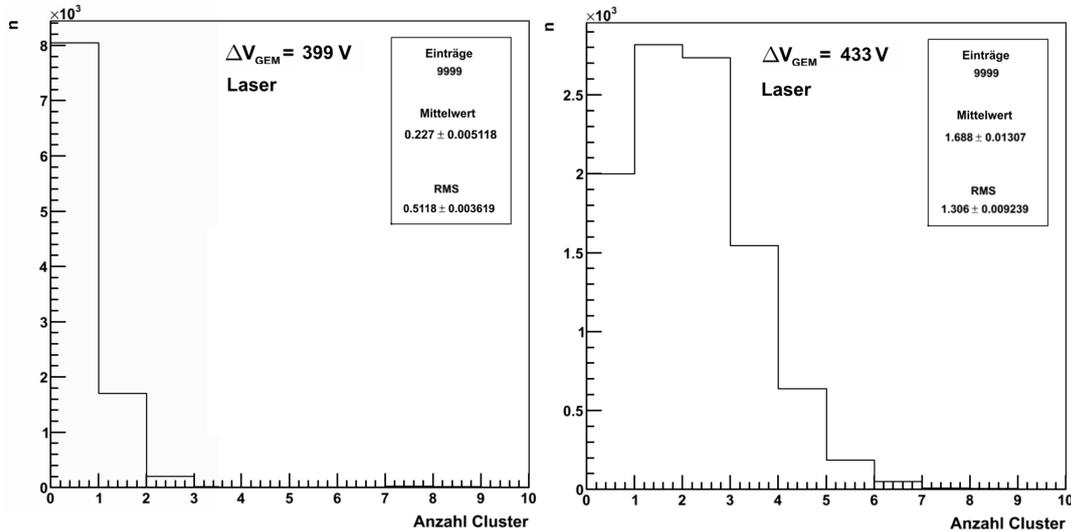


Abbildung 64: $1 \times 1_C$, HeCO_2 : Verteilung der Zahl der *cluster* pro Belichtungsfenster für die Spannungen $\Delta V_{\text{GEM}} = 399\text{ V}$ und $\Delta V_{\text{GEM}} = 433\text{ V}$ mit Auswertung von Mittelwert und Standardabweichung (RMS) des Histogramms.

Zur Abschätzung der Effizienz, i.e. der Frage, ob durch den Detektor einzelne Elektronen gemessen werden können, werden für Verteilungen nach Abbildung 64 Mittelwert μ und quadratische Standardabweichung σ^2 miteinander verglichen, für welche bei einer Poisson-Verteilung $\mu = \sigma^2$ gilt. Können nur *cluster* detektiert werden, welche sich aus Ionisationsvorgängen mit mehreren nah beieinanderliegenden Ladungsträgern ergeben, liegt der Mittelwert der gemessenen *cluster*-Verteilung zu tief. Alternativ ließe sich feststellen, dass die Varianz des erfassten Histogramms einen zu hohen Wert besäße, da diese ursprünglich einer Verteilung mit größerem Mittelwert entstammte. Da erst ab einem gewissen

Mindestwert ortsgleicher Ladungsträger ein Signal entsteht, wird insgesamt die wahre Verteilung der Elektronen durch die Messung derart verändert, dass ein Abschneidewert existiert, ab welchem erst dann die Zählung (in Form der *cluster*) beginnt und die darunter liegenden Ereignisse entfallen. Gehen Elektronen durch die endliche Ladungssammlungseffizienz der GEM verloren, entstehen so ebenfalls Abweichungen in der gemessenen Verteilung, da durch diesen statistischen Prozess aus mehreren Elektronen hervorgehende *cluster* weniger wahrscheinlich aus der Gesamtereignismenge verschwinden.

Die Resultate der Auswertung der entsprechenden Momente der Verteilungen zeigt mit der Vergleichsgerade $\mu = \sigma^2$ Abbildung 65. Als Fehler wurden die statistischen des Histogramms verwendet, und für $s_{\sigma^2} = 2\sigma s_{\sigma}$ berechnet.

Die Anzahl an *clustern* steigt mit der Gasverstärkung an. Das entspricht der Erwartung, dass für geringe Feldstärken sowohl die Ladungssammlungseffizienz der obersten GEM geringer liegt, sowie die Ladungsvervielfachung ausgehend von einem Einzelelektron nicht hoch genug ist, um ein substantielles Signal des TimePix zu generieren. Für geringe GEM-Potentialdifferenzen ist festzustellen, dass die quadrierte Standardabweichung stets oberhalb des Mittelwertes liegt. Die Abweichung, sowohl in Bezug auf den Absolutwert, wie auch bemessen anhand der Fehler⁸⁰, ist groß genug, um Übereinstimmung auszuschließen. Für die GEM-Spannung $\Delta V_{GEM} = 433$ V dagegen ist die erhaltene Verteilung konsistent zu der Annahme einer zugrundeliegenden Poisson-Verteilung. Mangels zusätzlicher Daten kann die These der Sensitivität auf einzelne Elektronen nicht verifiziert werden. Es stellt jedoch ein Indiz für die die Fähigkeit der Apparatur dar, einzelne Elektronen auflösen zu können.

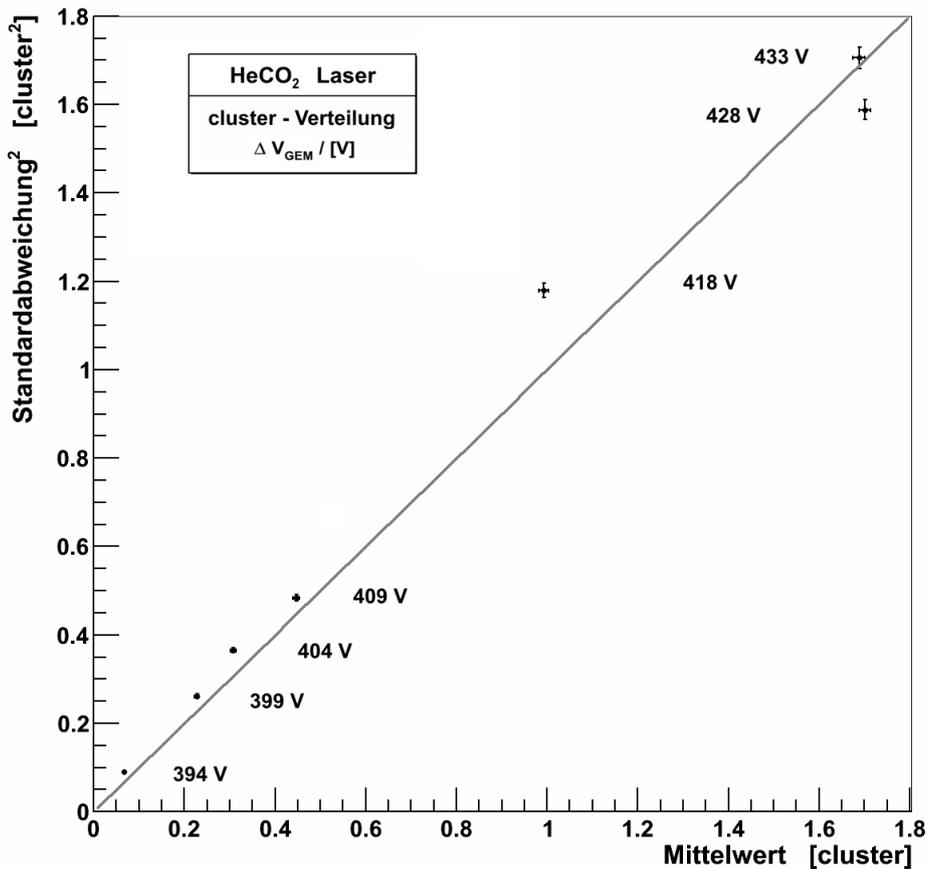


Abbildung 65: $1 \times 1_C$, HeCO₂: Vergleich von Mittelwert μ und quadrierter Standardabweichung σ^2 der Verteilungen der Zahl von *clustern* für Spannungen im Bereich ΔV_{GEM} : [394-433] V. Die Gerade $\sigma^2 = \mu$ (grau) kennzeichnet das Verhältnis von Breite zu Erwartungswert einer Poisson-Verteilung.

⁸⁰Anm.: Abbildung 65 sind die Fehler der Datenpunkte kleinen Mittelwertes aufgrund der geringen Größe nicht zu entnehmen.

6.5 Schnittkriterien der Analyse

Verschiedene Ursachen verschlechtern die Qualität der Daten wie das Zusammenfallen mehrerer Ereignisse, das Abschneiden oder Verformen der abgebildeten Ladung. Vor der Analyse werden die Daten weitgehend bereinigt. Folgende Fälle, beispielhaft illustriert in Grafik 66, werden in Betracht gezogen:

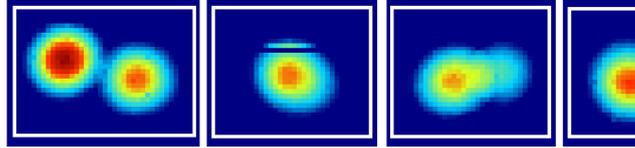


Abbildung 66: v.l.n.r.: Mehrfach-*cluster*, durch defekte Zeile separierter *cluster*, Ereignis mit δ -Elektron, Ladung am Rand des TimePix

Der 'ClusterFinder'-Algorithmus besitzt nicht die Fähigkeit zur Trennung von *clustern*. Liegen diese in einer Aufnahme so nahe, dass sie sich an mindestens einem Pixel überlappen, werden die Ladungsinformationen als zusammenhängendes Gebiet einem einzigen Ereignis zugeordnet. Mehrfach-*cluster* dieser Art entstammen zwar nicht dem selben Zerfall, dennoch können diese nicht dadurch vom restlichen Spektrum separiert werden, sofern ein zusammenhängendes Gebiet ein Mehrfaches der erwarteten oder abgeschätzten Elektronenzahl aufweist. Da *cluster* verschiedener Ladungsmengen zusammenfallen können, liegt deren kumulierte Ladung nicht zwangweise außerhalb erwarteten Spektrums.

Befinden sich die Schwerpunkte zweier Ladungswolken näher als ihr mittlerer Radius beieinander, ist auch eine simple geometrische Trennung nicht mehr möglich.

Die Menge an Falschereignissen dieser Art hängt mit der Poisson-verteilten Häufigkeit an *clustern* in jedem Belichtungsfenster ab und steigt mit der *shutter*-Zeit und der den Radius der Ladungswolken vergrößernden Gasverstärkung⁸¹.

Die Ladungsdeposition vor Eintritt in den GEM-Stapel ist nicht als punktförmig anzusehen. Hauptursache stellen δ -Elektronen dar, welche abhängig von dem Typ des Detektorgases eine bestimmte Wegstrecke zurücklegen. Unter Verwendung von ArCO_2 , mit geringer Reichweite der Elektronen, erscheinen *cluster* lediglich asymmetrisch; in HeCO_2 können dagegen durch die hohe Reichweite nicht zusammenhängende sekundäre *cluster* entstehen.

So geartete Ereignisse weisen bedingt eine korrekte Ladungsinformation, nicht aber eine mit einem symmetrisch runden *cluster* vergleichbare Fläche auf.

Durch defekte Pixel und maskierte Spalten entfällt Ladungsinformation oder erfasste Ladungswolken werden geteilt. Da nur einer der in dieser Arbeit verwendeten Chips eine fehlerlose Pixelmatrix aufwies, tritt der hier diskutierte Fall häufig ein.

An den Rändern liegende *cluster* werden ebenfalls nur partiell erfasst und entsprechen somit dem eben genannten Schema. Zusätzlich treten an den Kanten des Chips Inhomogenitäten im elektrischen Feld auf, sodass es durch die höhere Felddichte zu einer höheren Ladungsansammlung in diesem Bereich kommt. Da der Chip nicht vollkommen plan mit der Oberfläche der umgebenden Platine abschließt, beeinflussen deren innenliegende Seitenränder in gleicher Weise das elektrische Feld. Abbildung 67 zeigt eine Langzeitbelichtung eines aufgrund eines überstehenden Grates an der Platine nicht vollständig eingepassten⁸² postprozessierten 1x1 TimePix, auf welchem die höhere Ladungskonzentration an den Kanten evident wird, da am Rand systematisch mehr Ladung deponiert wird.

Durch die beiden letztgenannten Ursachen entstehen *cluster* mit verzerrter Ladungsinformation und nicht vergleichbarer Fläche.

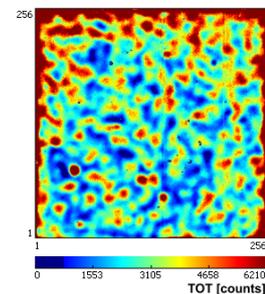


Abbildung 67: 1x1 in falschem Einbau, Belichtung 180 s, ^{55}Fe -Quelle

⁸¹Anm.: Nähere Ausführungen hierzu in Kapitel 6.8.1

⁸²Höhendifferenz Δh mit $100 \mu\text{m} < \Delta h < 500 \mu\text{m}$

6.5.1 Wahl der Schnittparameter

Es werden zur Unterdrückung dieser Effekte Filterkriterien für die Daten definiert. Diese werden zu Beginn diskutiert und deren Auswirkung auf die Daten in den folgenden Abschnitten unter 6.5.2 quantitativ und unter 6.5.3 qualitativ untersucht.

- Mindestzahl an getroffenen Pixeln
- Abstand des Schwerpunktes des Ereignisses vom Rand des Chips
- Höchstgrenze der X-Y-Achsen-Korrelation des *clusters*

Kriterium Pixelzahl:

Das Fordern einer Mindestzahl an Pixeln dient zur Reduktion des Datensatzes durch Ausschluss irrelevant kleiner *cluster* und wird vor allem in der Datenanalyse unter Verwendung von HeCO₂ eingesetzt, um bei hohen Gasverstärkungen Kleinstanhäufungen wie in Abbildung 68 auszuschließen. Für mit ArCO₂ aufgenommene Daten ist Nutzen und Notwendigkeit gering, siehe auch Anhang 9.1.5.

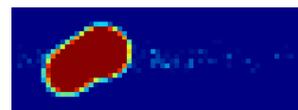


Abbildung 68: 2x2, Ereignis mit kleinen *clustern*, ⁵⁵Fe-Quelle

Kriterium Abstand vom Rand:

Als Maß des Abstandes vom Rand wird die Differenz des ladungsgewichteten geometrischen Mittelwertes des *clusters* und der Kanten des TimePix definiert.

Für Abstände oberhalb des durchschnittlichen Radius einer Ladungswolke ist die Selektionscharakteristik unabhängig davon⁸³, andernfalls muss dieser Parameter der Gasverstärkung angepasst werden.

Kriterium Korrelation:

Durch die Nutzung der Achsenkorrelation der erfassten Ladung als Filterkriterium werden alle Typen der Deformation der Ladungsverteilung in einem Parameter abgehandelt. Die (empirische) Korrelation ρ eines Datensatzes bezüglich zweier Variablen x, y wird durch die Summe der Abweichungen von ihren arithmetischen Mittelwerten \bar{x}, \bar{y} bestimmt, welche mit der Breite der Verteilung im Parameterraum gewichtet wird. Für einen Datensatz der Mächtigkeit n gilt:

$$\rho(x, y) = \frac{\sum_i^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_i^n (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_i^n (y_i - \bar{y})^2}}$$

Die Korrelation kann reelle Werte zwischen -1 und 1 annehmen und nimmt zwischen zwei beliebigen Achsen eines symmetrisch runden *clusters* den Wert Null an. Auf diese Weise können sowohl durch defekte Pixel getrennte Gebiete oder Mehrfach-*cluster* herausgefiltert werden, als auch δ -Elektronen emittierende Ereignisse. Der Korrelationskoeffizient ergibt gleichsam den Wert Null für Datensätze, welche gleichzeitig symmetrisch bezüglich beider Parameter x, y verteilt sind⁸⁴. Die Einschränkung auf zwei festgelegte Achsen filtert diese Verteilungsformen nicht und diese verbleiben als Untergrund.

Eine typische Verteilung der Achsenkorrelation zeigt Abbildung 69 für den 2x2-Chip in Abhängigkeit der rekonstruierten Ladung. *Cluster*, welche den Photonen der 5,9 keV-Abregung zuzuordnen sind und dem Argon-*Escape-Peak*, besitzen eine Korrelation nahe Null. Zusammenhängende Anhäufungen auf der Ladungsachse oberhalb des charakteristischen Zerfalls weisen eine Gleichverteilung an Korrelationen auf. Ereignisse weit am unteren Rand detektierter Elektronenzahlen zeigen gleichfalls eine asymmetrische Geometrie.

⁸³Anm.: Da der reale Abstand vom Rand des Chips durch den randnächsten Pixel gegeben ist, hängt der Abstand als Parameter des Schwerpunktes vom Radius ab. Wird der Schnittwert hoch genug gesetzt, als dass auch ausgedehnte *cluster* den Kantenbereich nicht erreichen, kann die Abhängigkeit von der *cluster*-Dimension vernachlässigt werden

⁸⁴Anm.: zugehörige zweidimensionale Geometrien sind achsparallele Kreuze und Linien

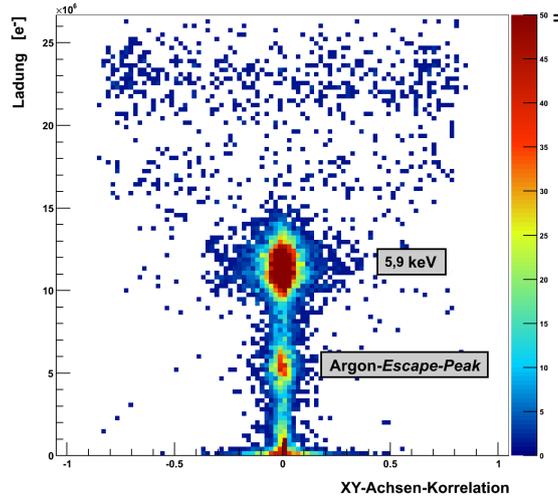


Abbildung 69: 2x2, ^{55}Fe -Quelle, $\Delta V_{\text{GEM}} = 370\text{ V}$, X-Y-Achsenkorrelation in Abhängigkeit der Ladung

6.5.2 Optimierung der Schnittparameter

Um Zahlwerte für die Filtereinstellungen der finalen Analyse zu finden, wurde eine Teilabtastung des Parameterraumes durchgeführt. Die danach festgesetzten Grenzwerte werden weitgehend für alle Analysen beibehalten.

Die Effektivität der Schnittkriterien hängt unter anderem von der Gasverstärkung, respektive *cluster*-Größe, ab. Dadurch, dass kein Mangel an Daten besteht, erwächst nicht die Notwendigkeit diese Parameter auf möglichst hohe Signaleffizienz⁸⁵ abzustimmen, soweit der Untergrund hinreichend gut unterdrückt wird.

Eine Abtastung dieser Art soll in den folgenden Graphen anhand des 2x2-Chips vorgestellt werden. Abbildung 70 zeigt das Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle bei einer Spannung von $\Delta V_{\text{GEM}} = 370\text{ V}$. Links dargestellt wird die Ladungsverteilung des Datensatzes vor Anwendung des Filters. Der Farbcode identifiziert die Menge an Ereignissen, welche aufgrund der jeweiligen Selektionskriterien entfallen; *cluster*, die mit ihrem Schwerpunkt näher als 6 Pixel⁸⁶ am Rand liegen, sind in schwarz und *cluster* mit einer Korrelation $\rho > 0,1$ in rot dargestellt. Das Spektrum der verbleibenden Ereignisse ist in Abbildung 70 rechts zu finden.

Oberhalb der 5,9 keV-Linie finden sich Anhäufungen bei der doppelten Energie, sowie derjenigen Ladung, welche sich durch Addition eines Ereignisses aus einer vollständigen Photokonversion und eines mit Energiedefekt (aus dem Argon-*Escape-Peak*) ergibt. Diese werden fast vollständig durch die Filterbedingung der Korrelation entfernt. Unterhalb der Energien der Hauptzerfallskanäle liegt eine große Menge an Ereignissen mit falscher Ladungsinformation, welche aufgrund ihrer Position in der Nähe des Randes durch die Selektion abgelehnt werden.

Das Ergebnis ist ein fast vollständig bereinigtes Spektrum.

Zur Abschätzung der Qualität der Filterkriterien wird eine Signal- und eine Untergrundregion definiert⁸⁷. In beiden wird jeweils die Selektionseffizienz ϵ_S berechnet, indem die Anzahl an nicht abgelehnten Ereignissen S , als Signal bezeichnet, durch die Gesamtmenge $G = S + B$ aus S und Untergrund B dividiert wird. Analog gilt dies für die Selektionseffizienz ϵ_B außerhalb der Signalregion. So gilt beispielsweise

⁸⁵Anm.: Verhältnis von als 'Signal' deklarierten Ereignissen vor und nach Anwendung des Filters

⁸⁶Anm.: 6 Pixel des reduzierten Datensatzes entsprechen hier 12 des originalen TimePix. Es werden dadurch 15% der Fläche ausgeschlossen.

⁸⁷Die Wahl der Intervalle des Signalbereiches hängt von der Präferenz der zu optimierenden Größe ab, respektive dem Vermeiden von Fehlern erster oder zweiter Art (dem fälschlichen Zuordnen von Untergrundereignissen zur Signalregion oder dem Wegfall von Signalereignissen aufgrund zu eng gefasster Grenzen).

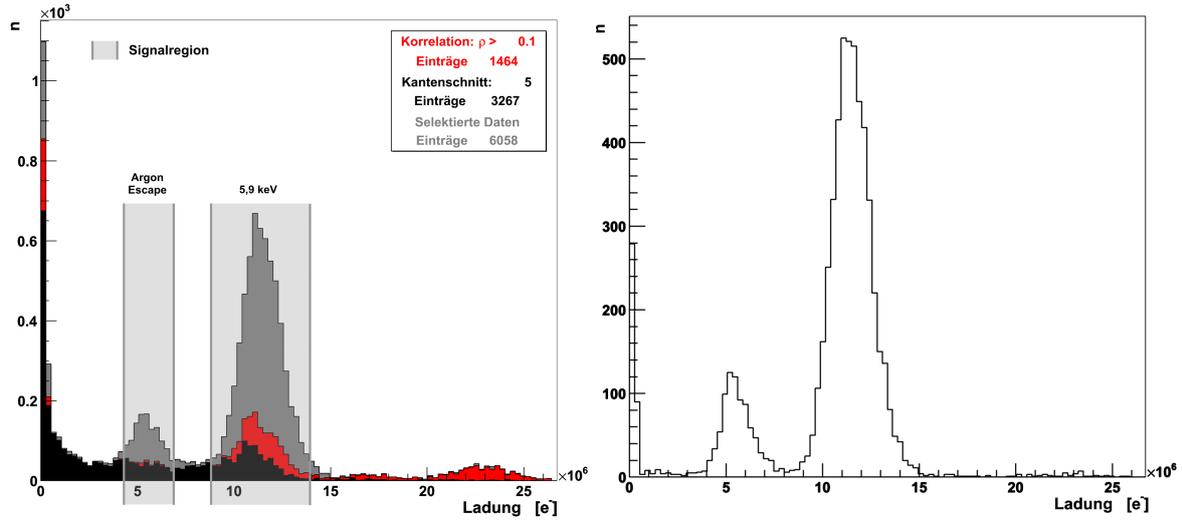


Abbildung 70: 2×2 : ^{55}Fe -Spektrum bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 370 \text{ V}$ vor (l.) und nach (r.) Anwendung des Filters. Ereignisse ausgeschlossen aufgrund ihres näher als 6 Pixel am Rand liegenden Schwerpunktes in schwarz; Ereignisse mit einer Korrelation $\rho > 0,1$ in rot und die Restereignisse in grau dargestellt.

$$\epsilon_S = \frac{S}{S+B} \quad \text{mit einem Binomialfehler von} \quad \sigma_{\epsilon_S} = \sqrt{\frac{\epsilon_B(1-\epsilon_B)}{S+B}}. \quad (6.3)$$

Der als Signalintervall exemplarisch gewählte Bereich wird in [Abbildung 70](#) opak dargestellt. In den folgenden beiden Grafiken wird die Abtastung der beiden Parameter aufgeführt. Bei Variation des einen Parameters wird der jeweils andere festgesetzt.

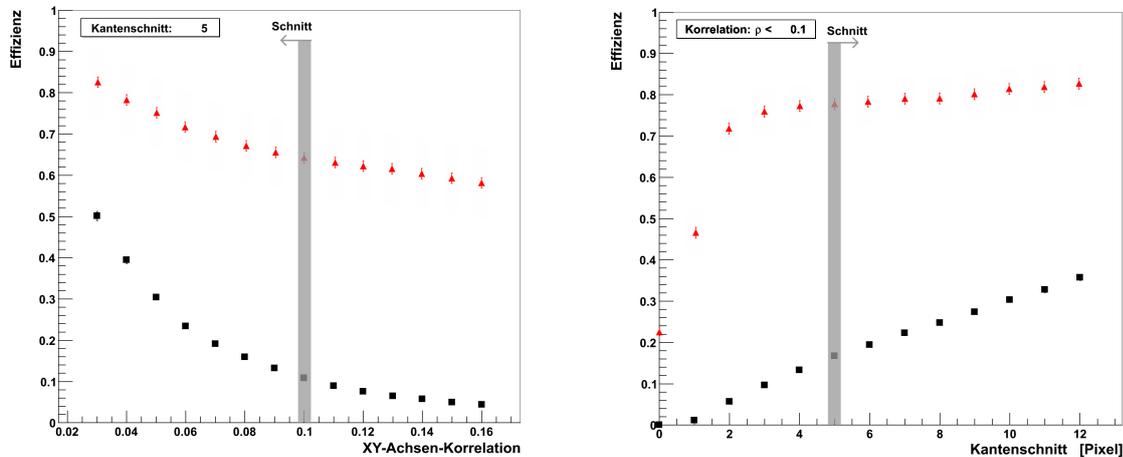


Abbildung 71: 2×2 : Variation der Filterparameter des ^{55}Fe -Spektrums bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 370 \text{ V}$, Effizienz der gewünschten Untergrundfilterung (rot) und ungewollten Signalunterdrückung (schwarz), links für den Filterparameter der X-Y-Achsenkorrelation, rechts für den Kantenschnitt

Es werden die folgenden Kriterien der Filterparameter gewählt:

- X-Y-Achsenkorrelation: $\rho < 0,1$ (ArCO_2) und $\rho < 0,6$ (HeCO_2)
- Mindestabstand des Schwerpunktes zum Rand: 12 Pixel (1x1), 6 Pixel (2x2), 4 Pixel (3x3)

Der Kantenabstand wird entsprechend an den postprozessierten Typ angepasst, da auf den bereits reduzierten Matrizen gearbeitet wird. Eine Abtastung der Filterparameter für den normalen TimePix, welcher die schlechteste Trennbarkeit des Spektrums aufwies, findet sich im Anhang unter [9.1.3](#).

6.5.3 Qualitative Auswirkung der Schnitte

Anhand eines ausgewählten Datensatzes für festgesetzte Schnittparameter soll beispielhaft die Auswirkung des Filterns besprochen werden.

Die Darstellung des Ladungsspektrums, wie etwa in Abbildung 70, wird um die Dimension der geometrischen *cluster*-Fläche erweitert, um die Ereignisselektion durch beide vorgestellten Filterkriterien zu visualisieren. Die folgenden vier Abbildungen zeigen für den 2x2-Chip das Spektrum der ^{55}Fe -Quelle bei einer GEM-Spannung von $\Delta V_{\text{GEM}} = 380\text{ V}$, wobei in der oberen Reihe der Datensatz vor der Selektion mit dem gefilterten verglichen wird und in der unteren diejenigen Ereignisse aufgeführt werden, welche gemäß dem jeweiligen Schnittparameter entfallen. An dieser Stelle, nicht eingehend auf das Flächen-Ladungsverhältnis, ist deutlich zu erkennen, wie Mehrfach-*cluster* effektiv entfernt werden. Diese können durch eine abweichend große Fläche oder Ladung identifiziert werden. Ebenfalls evident wird durch die zweidimensionale Darstellung, dass am Rand deponierte Ladung inkorrekt abgebildet wird, sodass diese *cluster* dem gesuchten Spektrum nicht zuzuordnen sind. Es kann zwischen den physikalisch relevanten Anhäufungen des Hauptzerfalls und des zugehörigen *Escape-Peaks* und dem Bereich von Ereignissen mit Ladungs- und/oder Flächendefekt unterschieden werden.

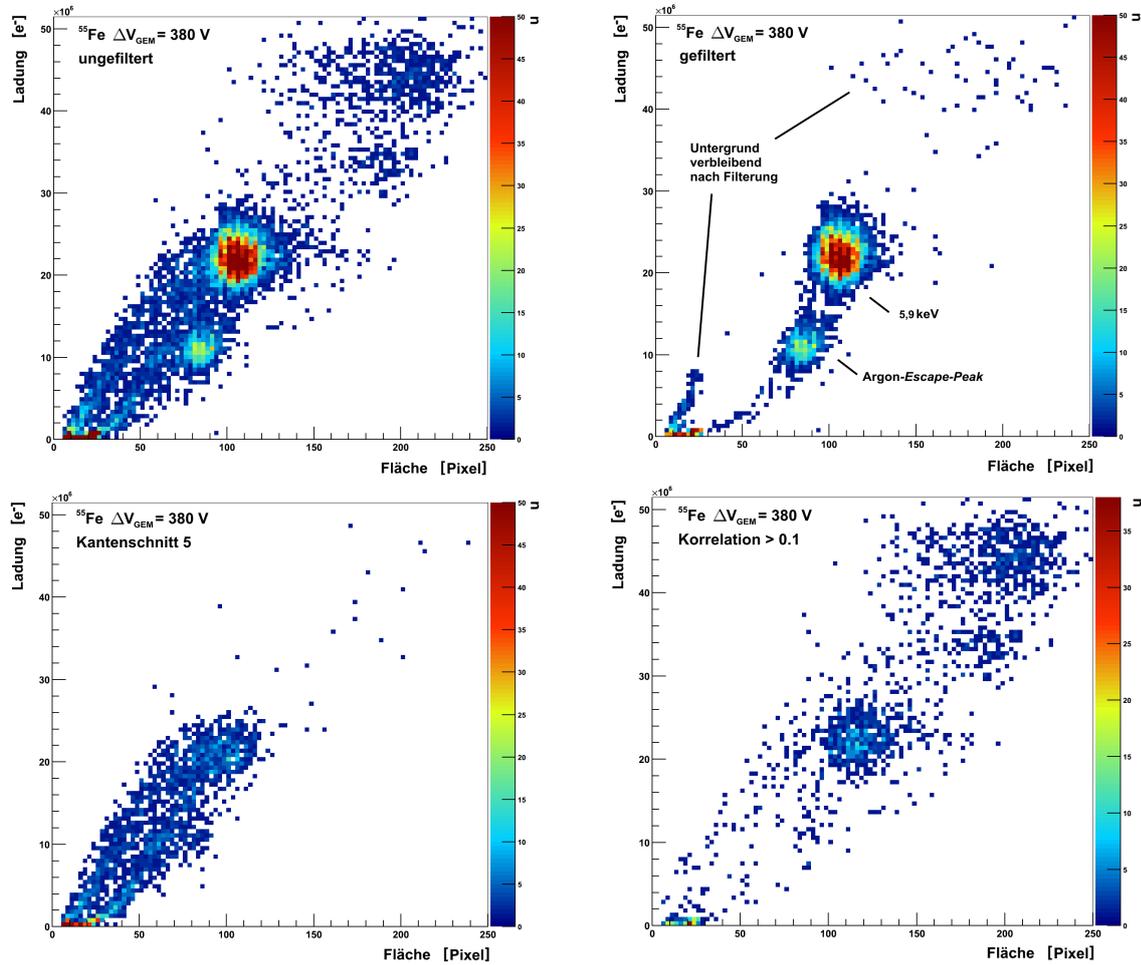


Abbildung 72: 2x2 ^{55}Fe -Spektrum bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 380\text{ V}$ in zweidimensionaler Darstellung von Ladung und Fläche. Ungefiltertes Spektrum (l.o.) im Vergleich zu dem gefilterten (r.o.) mit Übersicht über die entfallenen Ereignisse bei Anwendung eines Kantenschnittes von 5 (l.u.) und anschließend der Trennung nach einer Korrelation $\rho > 0,1$ (l.u.)

6.5.4 Addendum: Modifikationen für HeCO₂

Cluster in der Helium-Gasmischung besitzen, im Gegensatz zur bisherigen Diskussion für Argon, keine symmetrisch runde Form durch die größere Reichweite von δ -Elektronen. Exemplarisch zeigt Abbildung 73 eine beliebige Aufnahme für eine Spannung von $\Delta V_{\text{GEM}} = 409 \text{ V}$. Es treten folglich X-Y-Achsen-Korrelationen, wie Abbildung 74 (r.u.) zeigt, in einem sehr breiten Spektrum auf. Daher ist der Schnittparameter der Korrelation keine geeignete Trenngröße und wurde auf den Wert $\rho = 0,6$ gesetzt. Untere Grafiken zeigen in einer Übersicht analog zu Abschnitt 6.5.3 die Performanz der Filterung, sowie die Verteilung der Korrelation in Abhängigkeit der Ladung des *clusters* (vgl. Abbildung 69). Während der Schnitt auf den Abstand zum Rand des Chips eine gute Unterdrückung des Untergrundes vornimmt, kann die Anzahl von Mehrfach-*clusters* kaum reduziert werden.

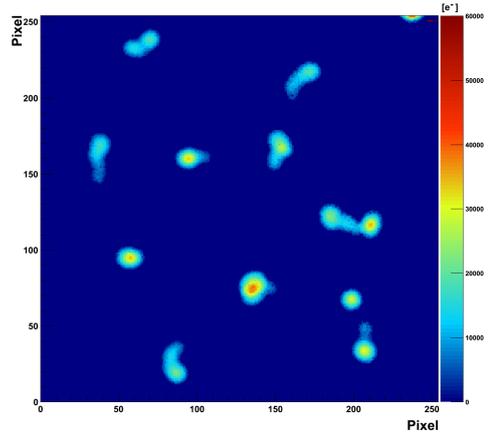


Abbildung 73: $1 \times 1_C$, ^{55}Fe -cluster bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 375 \text{ V}$

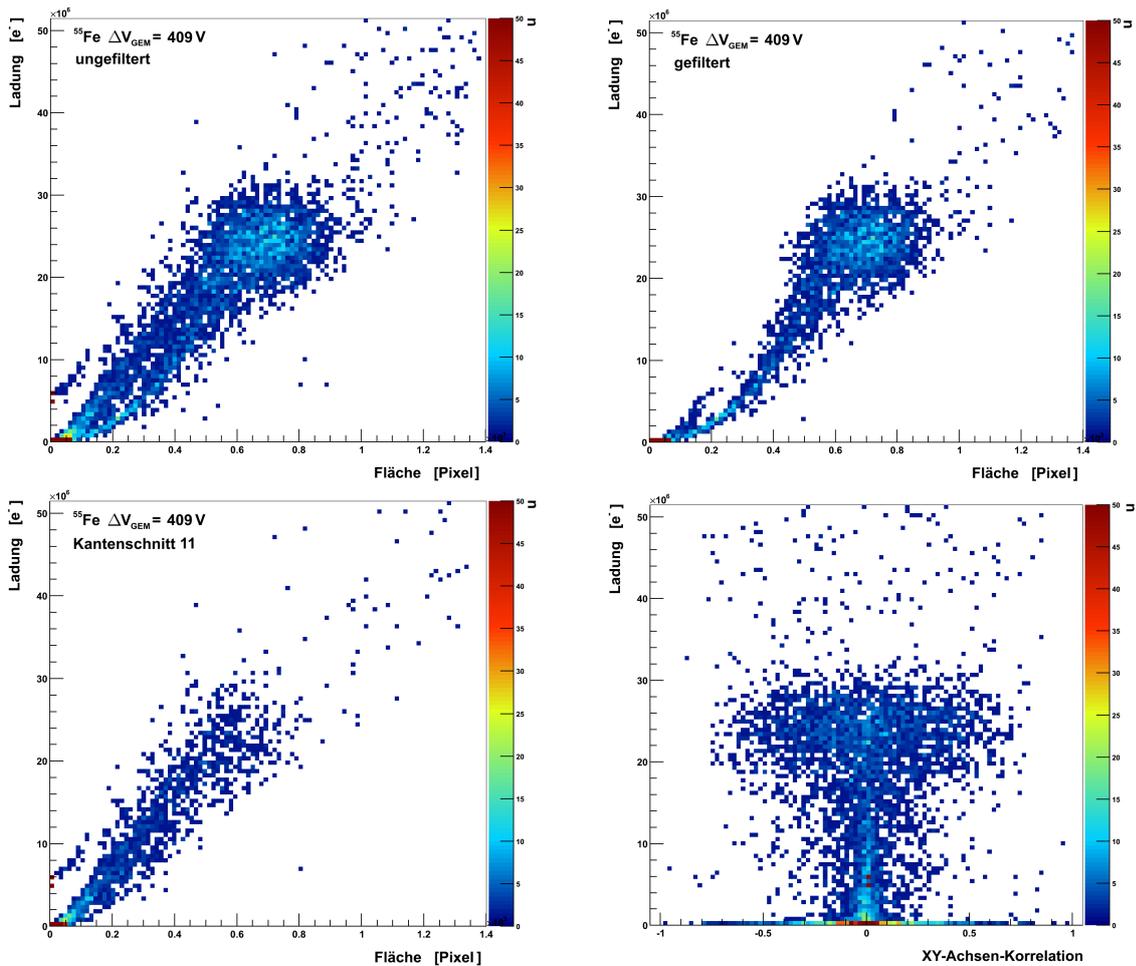


Abbildung 74: $1 \times 1_C$ ^{55}Fe -Spektrum bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 409 \text{ V}$ in zweidimensionaler Darstellung von Ladung und Fläche: Ungefiltertes Spektrum (l.o.) im Vergleich zu dem gefilterten (r.o.) mit Übersicht über die entfallenen Ereignisse bei Anwendung eines Kantenschnittes von 11 (l.u.). Verteilung der Achsenkorrelation in Abhängigkeit der deponierten Ladung (r.u.)

6.6 Charakterisierung durch Spektren

Kombinationen aus GEM und postprozessierten TimePix-Chips wurden bereits hinsichtlich der Ortsauflösung untersucht [40]. In dieser Arbeit wird zur Charakterisierung des vorliegenden Detektorsystems die Energieauflösung untersucht. Die bereits in Abschnitt 6.3 vorgestellte radioaktive Eisenquelle dient als Grundlage.

Nach Durchführung der Datenselektion, besprochen in den Kapiteln 6.5 ff., werden die der Energie-deposition des 5,9 keV-Zerfalls entsprechenden Ereignisse durch eine Anpassung einer Gaußfunktion $f(q)$ nach Gleichung (6.4) charakterisiert.

$$f(q) = p_0 \cdot \exp\left(-0,5 \left(\frac{q - p_1}{p_2}\right)^2\right) \quad (6.4)$$

Die Parameter definieren Erwartungswert ($\mu = p_1$), Standardabweichung ($\sigma = p_2$) und nicht normierte Amplitude (p_0) der Normalverteilung.

Eine Separabilität der einzelnen energetisch nahe beieinander liegenden Zerfälle, wie Abbildung 63 zu entnehmen, ist aufgrund mangelnder Auflösung nicht gegeben, woraus folgt, dass zur Beschreibung der 5,9 keV-Linie die Näherung durch eine einzige Gaußfunktion zu verwenden ist.

Da die linke Flanke bei schlechter Trennbarkeit des Spektrums oder schwacher Performanz des Datenfilters einen verzerrten Abfall vorweist, wird ein Bereich der Funktionsanpassung von

$$MW - 1,1\sigma \quad \text{bis} \quad MW + 3\sigma$$

gewählt, wobei MW und σ Mittelwert und Standardabweichung einer Prüffunktion der Form (6.4) entsprechen, welche dem Spektrum zuvor einbeschrieben wird, um finale Parameter und Intervall der Funktionsanpassung durch Gleichung (6.4) abzuschätzen.

Aus den erhaltenen Größen der Gaußkurve lässt sich die **Energieauflösung** $E\%$ berechnen, deren Maß das Verhältnis von voller Halbwertsbreite (FWHM⁸⁸) zu Mittelwert einer (symmetrischen) Verteilung darstellt:

$$E\% = 2\sqrt{2 \ln(2)} \frac{\sigma}{\mu} \quad \text{mit einem Fehler von} \quad s_{E\%} = E\% \sqrt{\left(\frac{s_\mu}{\mu}\right)^2 + \left(\frac{s_\sigma}{\sigma}\right)^2 + 2 \frac{\text{COV}(\sigma, \mu)}{\sigma \mu}} \quad (6.5)$$

Für eine Normalverteilung mit Standardabweichung σ gilt: $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma$ [41].

Der Arbeitsbereich des Chips wird in dieser Arbeit definiert als Intervall zwischen dem Maximum an Potentialdifferenz, welches an dem Stapel pro GEM-Lage im Langzeitbetrieb⁸⁹ angelegt werden kann, und der minimalen Potentialdifferenz, die eine Energieauflösung von mindestens 50 % FWHM ergibt. Gemäß dieser Definition wird die Obergrenze durch das System der Ladungsvervielfachung festgesetzt, die untere dagegen durch die Sensitivität der Auslese.

Es werden im folgenden Abschnitt die aufgenommenen Spektren, getrennt nach Postprozessierungstyp, vorgestellt. Jeweils vier charakteristische Datensätze werden herangezogen, welche die deponierte Ladung für große und mittlere Gasverstärkungen darstellen. Außerdem wird für geringe GEM-Spannungen der Übergang von einem identifizierbaren *Escape-Peak* zu einem mangels Auflösungsfähigkeit nicht erfassbaren illustriert. Es wird weiterhin die Energieauflösung diskutiert und die deponierte Ladung für eine Energie von 5,9 keV über die untersuchten GEM-Spannungen hinweg vorgestellt. Eine Gesamtübersicht stellt Kapitel 6.8 vor.

⁸⁸engl. *full width at half maximum*

⁸⁹Anm.: Betrieb eines Stapels von GEM-Lagen ohne Überschlüge oder Fehlerstrom $I_F > 100 \text{ nA}$. Im experimentellen Betrieb hängt die Stabilitätsgrenze von Gasqualität und -fluss ab, sowie von der Rate der Primärionisation, da durch die Gasverstärkung feldverzerrende Ionen erzeugt werden und durch die begrenzte Sammlungseffizienz eine Teilmenge der Ladung auf der GEM auftritt und von dort abfließen muss.

6.6.1 Originaler TimePix

Der unprozessierte TimePix dient als Ausgangspunkt der nachfolgenden Diskussion. Die Spektren vier verschiedener Gasverstärkungen unter Verwendung der ^{55}Fe -Quelle zeigt Abbildung 75.

Alle Spektren weisen eine sehr breite Verteilung der deponierten Ladung des Hauptzerfalls auf. Zusätzlich befinden sich im Vergleich zu den postprozessierten Chips im gefilterten Spektrum noch wesentlich mehr unerwünschte Ereignisse, welche durch die Schnitte mangels Trennbarkeit nicht entfernt werden konnten (siehe auch Anhang 9.1.3). Durch die geringe Ladungssammlungseffizienz wird der definierte Arbeitsbereich verwendbarer GEM-Potentialdifferenzen auf etwa 30 V eingeschränkt.

Mit steigender Gasverstärkung nehmen die relativen Breiten der Linien im Spektrum ab; es konnte jedoch, wie Abbildung 76 zeigt, keine Energieauflösung unter 30 %FWHM erreicht werden, da bei der Maximalspannung von $\Delta V_{\text{GEM}} = 389 \text{ V}$ diese bei $(30,8 \pm 0,9) \% \text{FWHM}$ liegt.

Siehe ebenfalls die Diskussion im folgenden Abschnitt 6.6.2.

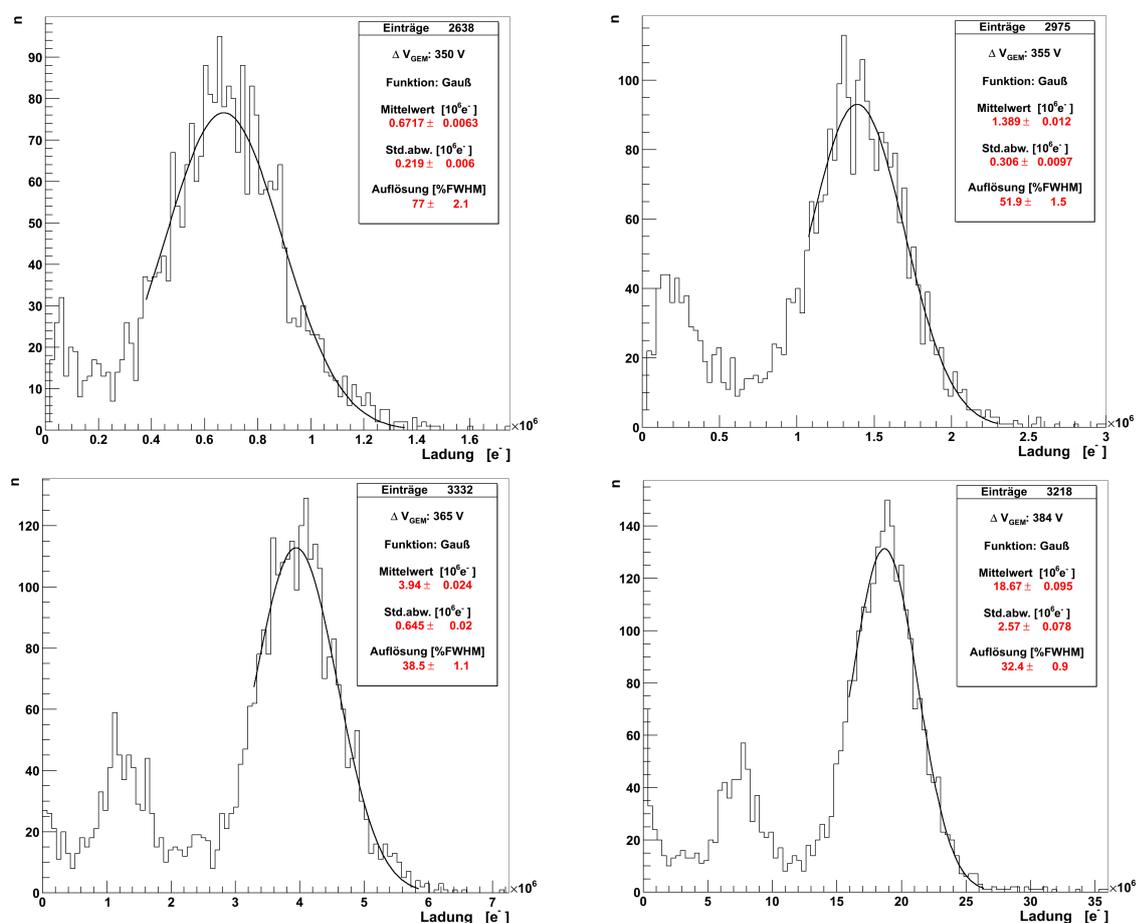


Abbildung 75: originaler TimePix: ^{55}Fe -Spektren mit einbeschriebener Gaußfunktion bei GEM-Spannungen ΔV_{GEM} von 350 V (l.o.), 355 V (r.o.), 365 V (l.u.) und 384 V (r.u.)

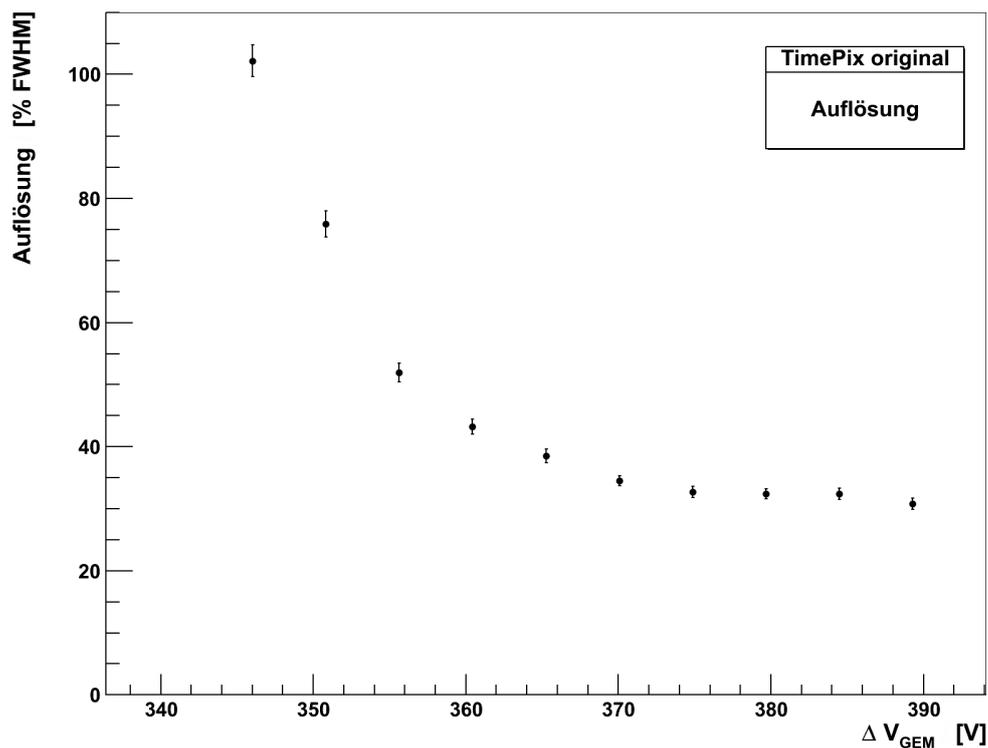


Abbildung 76: Originaler TimePix: Energieauflösung nach (6.5) des ^{55}Fe 5,9keV-Zerfalls über ΔV_{GEM} : [336 – 389] V.

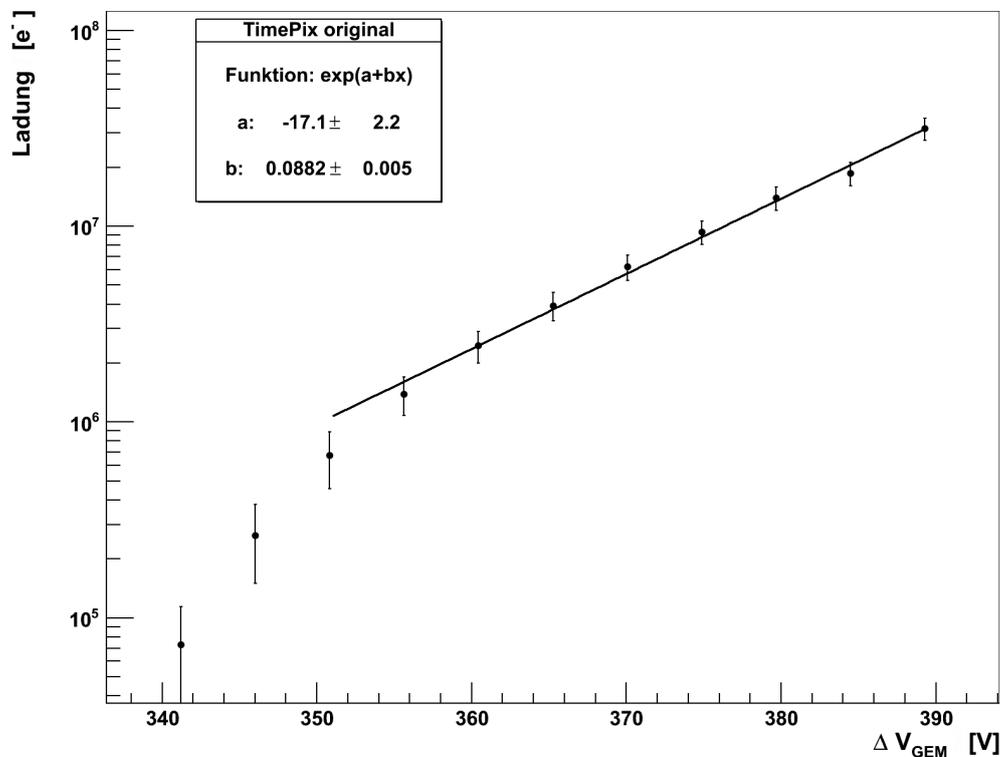


Abbildung 77: Originaler TimePix: Mittlere deponierte Ladung und Standardabweichung, anhand der Parameter aus (6.4), des ^{55}Fe 5,9keV-Zerfalls über ΔV_{GEM} : [336 – 389] V und Funktionsanpassung der Form $\exp(a + bx)$ im Bereich exponentieller Gasverstärkung.

6.6.2 TimePix 1x1

Es soll für den postprozessierten TimePix insbesondere die Fähigkeit zur Ladungssammlung mit dem originalen Chip verglichen werden. Trotz der hohen Zahl defekter Pixel (72 Stück) ergibt sich eine gute Separierbarkeit des Spektrums.

Unterschiede sind deutlich zu beobachten. So lässt sich, wie auch in den Abbildungen 75 und 78 gezeigt, für geringe Gasverstärkungen gegenüberstellen:

$$\text{(TimePix)} \quad \Delta V_{\text{GEM}} = 355 \text{ V} : \text{Ladung } \bar{Q} = (1,4 \pm 0,3) \cdot 10^6 e^- \quad \text{Auflösung } E\% = (51,9 \pm 1,5) \% \text{FWHM}$$

$$\text{(1x1)} \quad \Delta V_{\text{GEM}} = 350 \text{ V} : \text{Ladung } \bar{Q} = (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^6 e^- \quad \text{Auflösung } E\% = (42,7 \pm 1,2) \% \text{FWHM}$$

und am oberen Ende des Arbeitsbereiches:

$$\text{(TimePix)} \quad \Delta V_{\text{GEM}} = 384 \text{ V} : \text{Ladung } \bar{Q} = (18,7 \pm 2,6) \cdot 10^6 e^- \quad \text{Auflösung } E\% = (32,4 \pm 0,9) \% \text{FWHM}$$

$$\text{(1x1)} \quad \Delta V_{\text{GEM}} = 384 \text{ V} : \text{Ladung } \bar{Q} = (29 \pm 3) \cdot 10^6 e^- \quad \text{Auflösung } E\% = (25,4 \pm 0,8) \% \text{FWHM}$$

Bei gleicher Ladungsvervielfachung zeigt der 1x1-Chip eine deutlich höhere erfasste mittlere Ladung je *cluster*. Insbesondere damit einhergehend liegt die Energieauflösung bei hohen Spannungen signifikant unter der des unprozessierten Chips (Abbildungen 79 und 76). Diese Feststellung gilt für alle untersuchten Spannungen. Der deutlichste Unterschied lässt sich bei Beginn der Ausprägung des Spektrums ersehen. Der originale TimePix kann für eine Spannung ΔV_{GEM} von 355 V keine bessere Energieauflösung als der 1x1-Chip mit einer 5 V geringeren Spannung pro GEM-Lage erzielen.

Es ist zu folgern: Die Postprozessierung des Metallisierens der Fläche eines Pixels allein zeigt schon signifikante Verbesserungen des TimePix zur Detektion von Ladung.

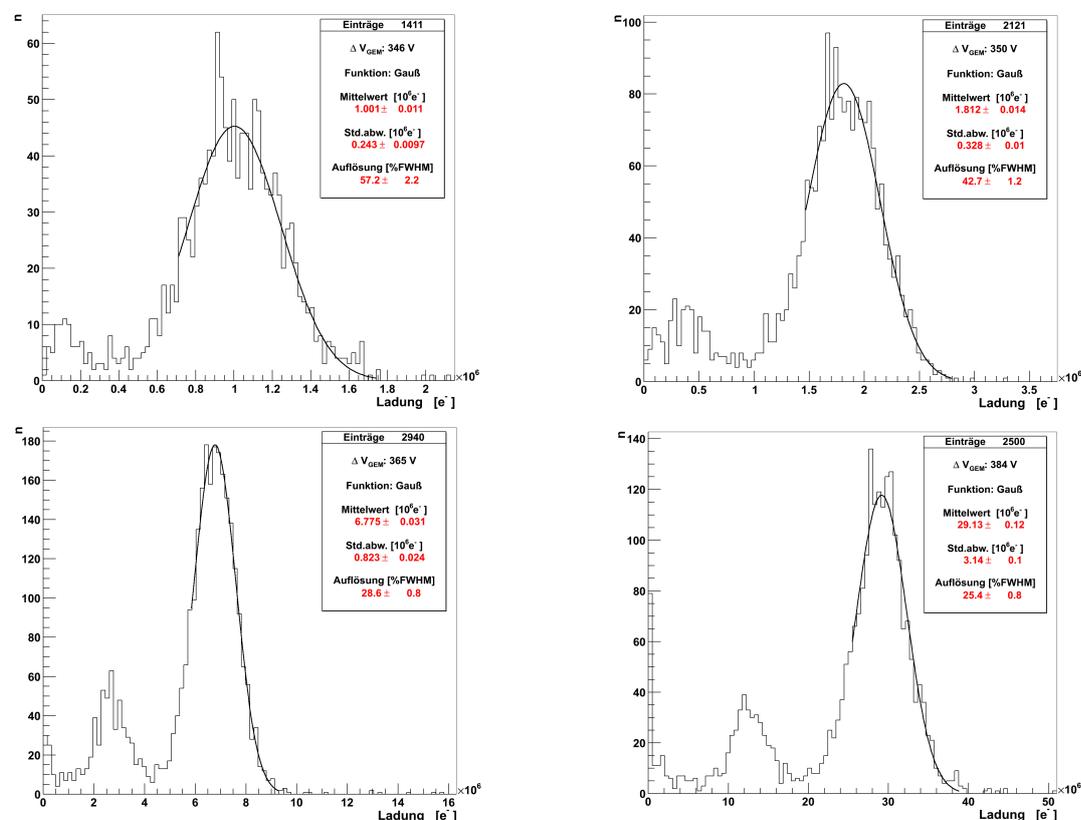


Abbildung 78: TimePix 1x1: ^{55}Fe -Spektren mit einbeschriebener Gaußfunktion bei GEM-Spannungen ΔV_{GEM} von 346 V (l.o.), 350 V (r.o.), 365 V (l.u.) und 384 V (r.u.)

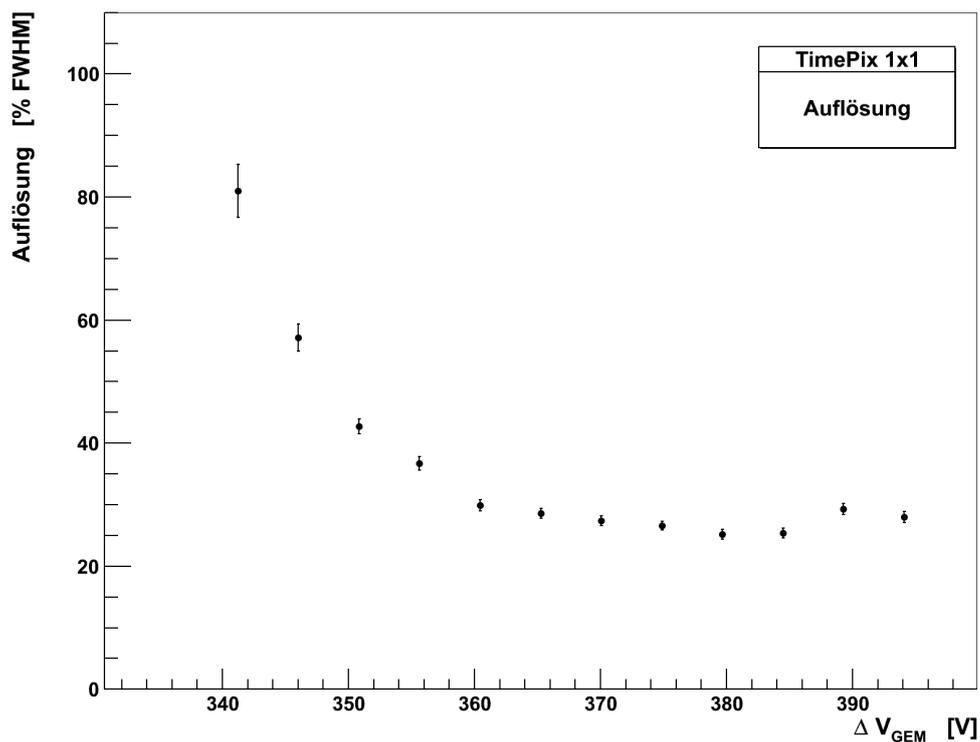


Abbildung 79: TimePix 1x1: Energieauflösung nach (6.5) des ^{55}Fe 5,9 keV-Zerfalls über ΔV_{GEM} : [336 – 394] V.

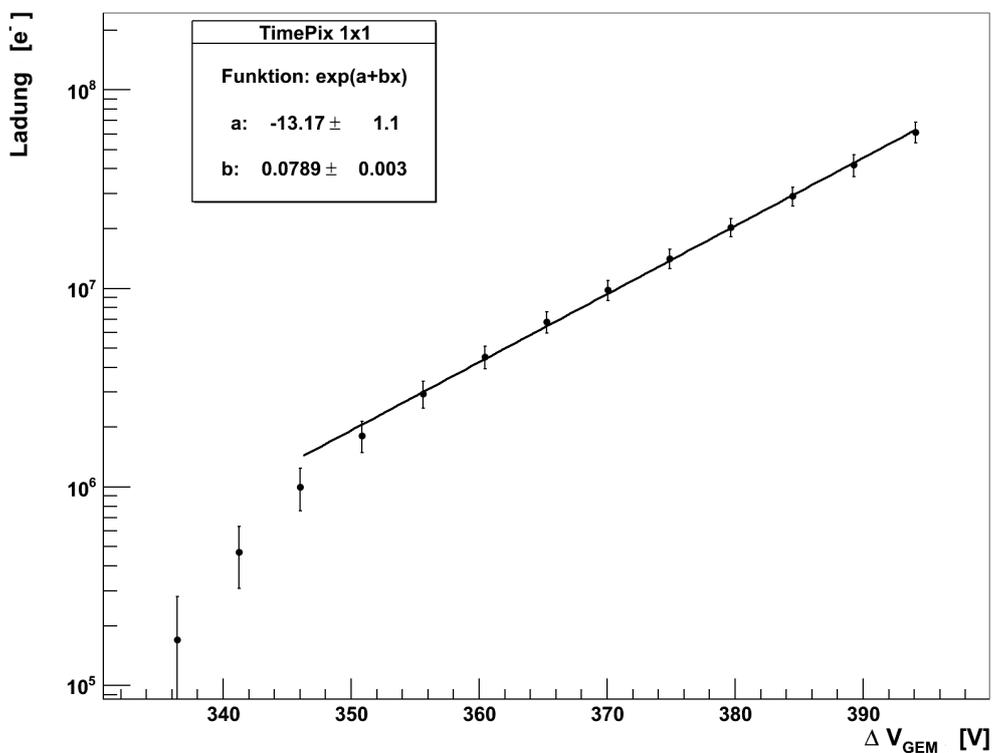


Abbildung 80: TimePix 1x1: Mittlere deponierte Ladung und Standardabweichung, anhand der Parameter aus (6.4), des ^{55}Fe 5,9 keV-Zerfalls über ΔV_{GEM} : [336 – 394] V und Funktionsanpassung der Form $\exp(a + bx)$ im Bereich exponentieller Gasverstärkung.

6.6.3 TimePix 2x2

Der postprozessierte TimePix mit einer vierfach größeren Fläche als der originale zeigt deutlich bessere Detektionseigenschaften. Eine Übersicht verschiedener Spektren zeigt Abbildung 81. Die Energieauflösung von $\approx 40\%$ FWHM wird bei einem unbearbeiteten TimePix bei einer GEM-Potentialdifferenz von 365 V erreicht, bei einem 1x1-Chip mit etwa 350 V. Der 2x2-Chip besitzt diese bereits bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 336$ V (siehe auch Abbildung 82), obwohl die gesammelte mittlere Ladung bei dieser Spannung mit $\bar{Q} = (0,64 \pm 0,11) \cdot 10^6 e^-$ nur etwa ein Drittel der für den 1x1-Chip erfassten bei genanntem Vergleichswert entspricht. Der Arbeitsbereich beginnt durch die gute Ladungssammlungseffizienz bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 331$ V. Es ist daher zu folgern, dass die mangelnde Auflösungsfähigkeit der (Standard-)TimePix-Chips auf die beschränkte Elektronensammlungseffizienz zurückzuführen ist: Ein bedeutender Teil der erzeugten Ladung wird nicht gemessen. Das Vergrößern der Fläche erhöht die Ladung pro Pixel und reduziert somit den Defektanteil.

Die maximale Energieauflösung liegt bei etwa 25 % für Potentialdifferenzen pro GEM von circa 380 V. Zu höheren Gasverstärkungen hin verbreitert sich das Spektrum und somit verschlechtert sich die Auflösung. In Abschnitt 6.7 wird auf dieses Phänomen eingegangen.

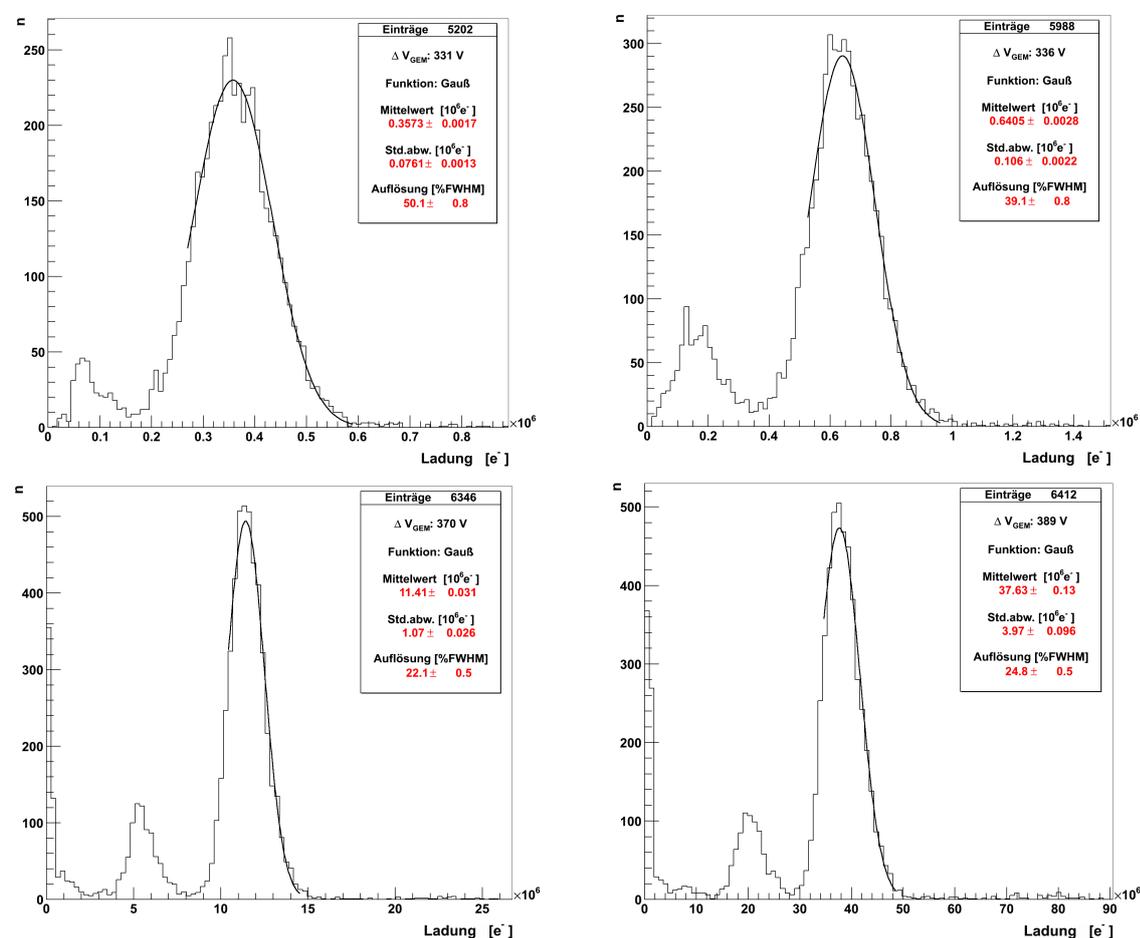


Abbildung 81: TimePix 2x2: ⁵⁵Fe-Spektren mit einbeschriebener Gaußfunktion bei GEM-Spannungen ΔV_{GEM} von 331 V (l.o.), 336 V (r.o.), 370 V (l.u.) und 389 V (r.u.)

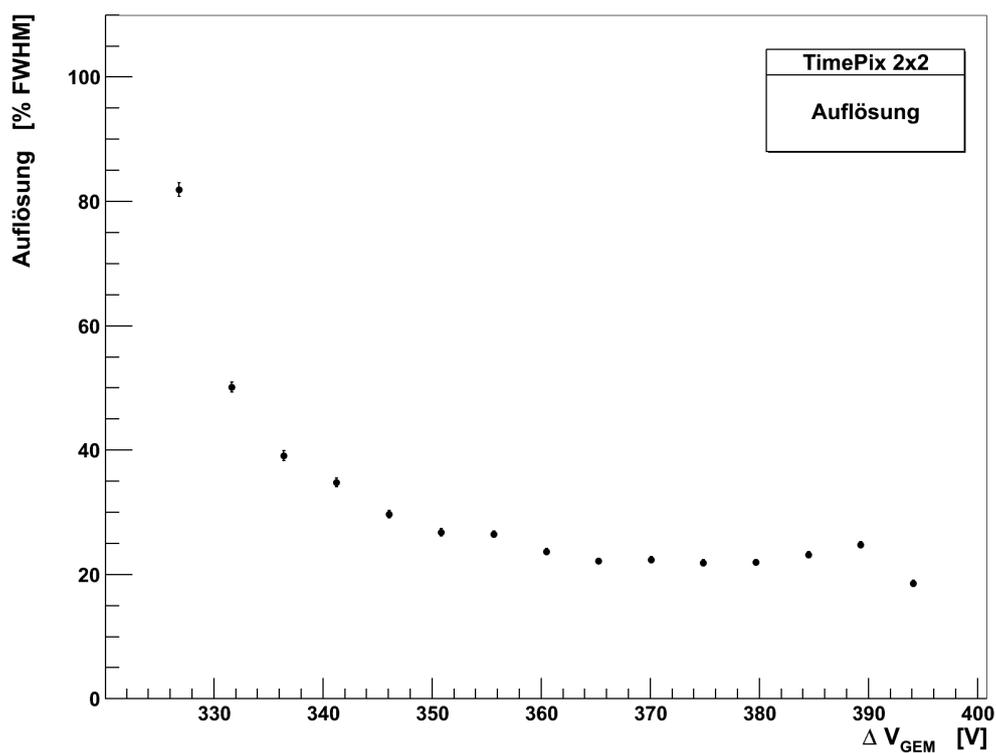


Abbildung 82: TimePix 2x2: Energieauflösung nach (6.5) des ^{55}Fe 5,9 keV-Zerfalls über ΔV_{GEM} : [327 – 394] V.

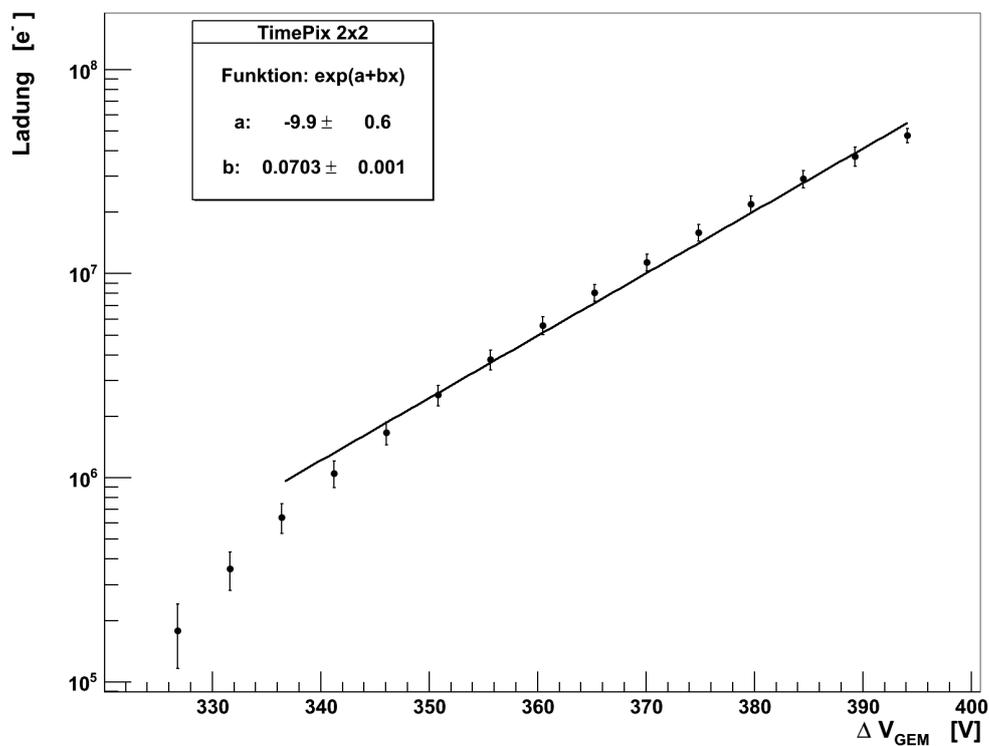


Abbildung 83: TimePix 2x2: Mittlere deponierte Ladung und Standardabweichung, anhand der Parameter aus (6.4), des ^{55}Fe 5,9 keV-Zerfalls über ΔV_{GEM} : [327 – 394] V und Funktionsanpassung der Form $\exp(a + bx)$ im Bereich exponentieller Gasverstärkung.

6.6.4 TimePix 3x3

Die Untersuchungen des 2x2-Chips lassen sich auf den 3x3-Chip nur bedingt in Fortführung der Argumentation anwenden. Folgende Vergleiche sind zu ziehen, exemplarisch anhand der Spektren durch Abbildung 84 illustriert:

Für den Beginn des Arbeitsbereiches des 2x2-Chips von ΔV_{GEM} von 336 V wurden bei dem 3x3-Chip Spektren schlechterer Qualität erfasst. Da nur wenige Pixel getroffen werden, liegt eine Begründung in der mangelnden Selektionseffizienz der Filteralgorithmen, welche nicht für diese Bedingungen optimiert wurden. Der Korrelationsschnitt entfernt so zu viele Ereignisse des Signals, da für kleine *cluster* zufällige Schwankungen in der Form große Änderungen der Korrelation nach sich ziehen.

Bei hohen Gasverstärkungen wird bei neunfacher Fläche etwa die gleiche Gesamtladung erfasst wie bei der 2x2-Prozessierung:

$$(2x2) \Delta V_{\text{GEM}} = 370 \text{ V} : \text{Ladung } \bar{Q} = (11,4 \pm 1,1) \cdot 10^6 \text{ e}^- \quad \text{Auflösung } E\% = (22,1 \pm 0,5) \% \text{FWHM}$$

$$(3x3) \Delta V_{\text{GEM}} = 370 \text{ V} : \text{Ladung } \bar{Q} = (11,0 \pm 1,0) \cdot 10^6 \text{ e}^- \quad \text{Auflösung } E\% = (20,9 \pm 0,5) \% \text{FWHM}$$

Für große Ladungsdepositionen ergeben sich Differenzen zu ungunsten des 3x3-Chips, welche sich aber ebenfalls in Beziehung zu dem in Abschnitt 6.7 erläuterten Verlust an Ladungsinformation setzen lassen.

Die Energieauflösung, im Gesamten in Abbildung 85, lässt sich bis zu $(17,5 \pm 0,5) \% \text{FWHM}$ bei $\Delta V_{\text{GEM}} > 385 \text{ V}$ steigern.

Aus diesen Beobachtungen wird gefolgert, dass die Menge undetektierter Ladung bei den Postprozessierungsarten 2x2 und 3x3 nur marginale Ausmaße annimmt und fast die gesamte erzeugte Ladung detektiert wird.

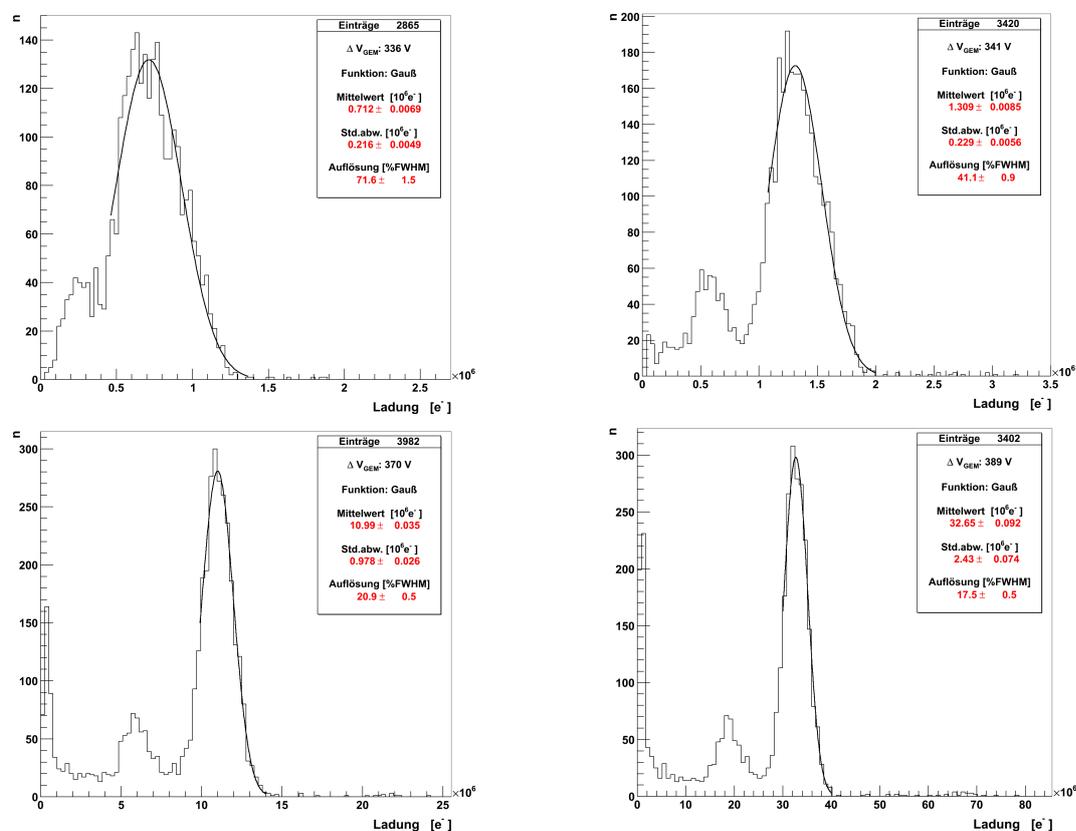


Abbildung 84: TimePix 3x3: ^{55}Fe -Spektren mit einbeschriebener Gaußfunktion bei GEM-Spannungen ΔV_{GEM} von 336 V (l.o.), 341 V (r.o.), 370 V (l.u.) und 389 V (r.u.)

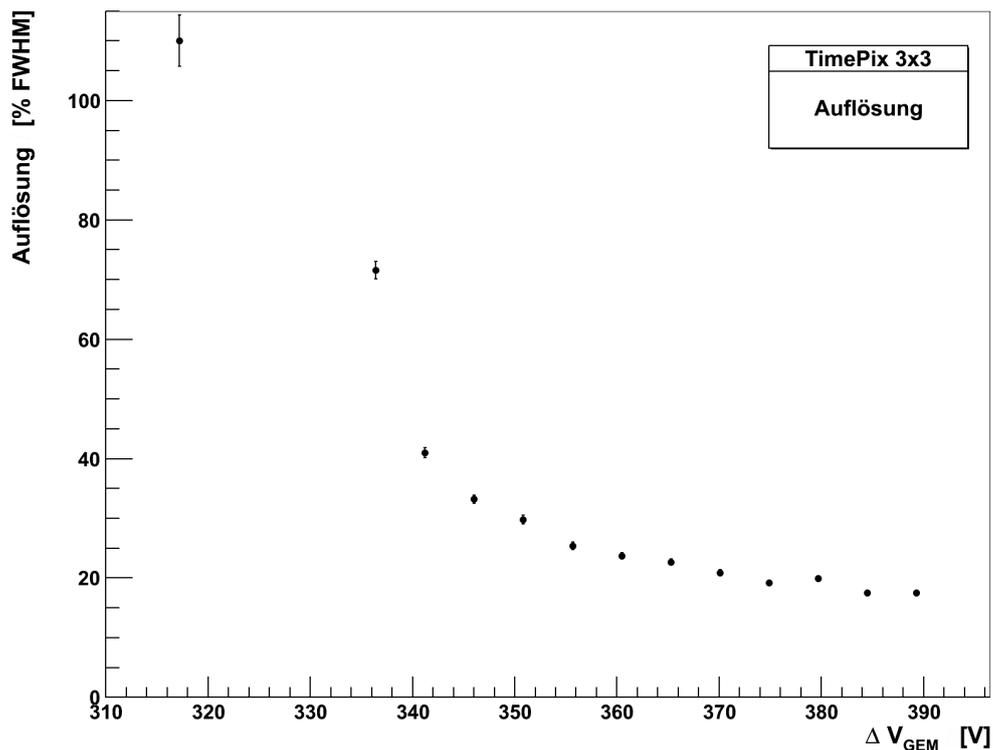


Abbildung 85: TimePix 3x3: Energieauflösung nach (6.5) des ^{55}Fe 5,9 keV-Zerfalls über ΔV_{GEM} : [317 – 389] V.

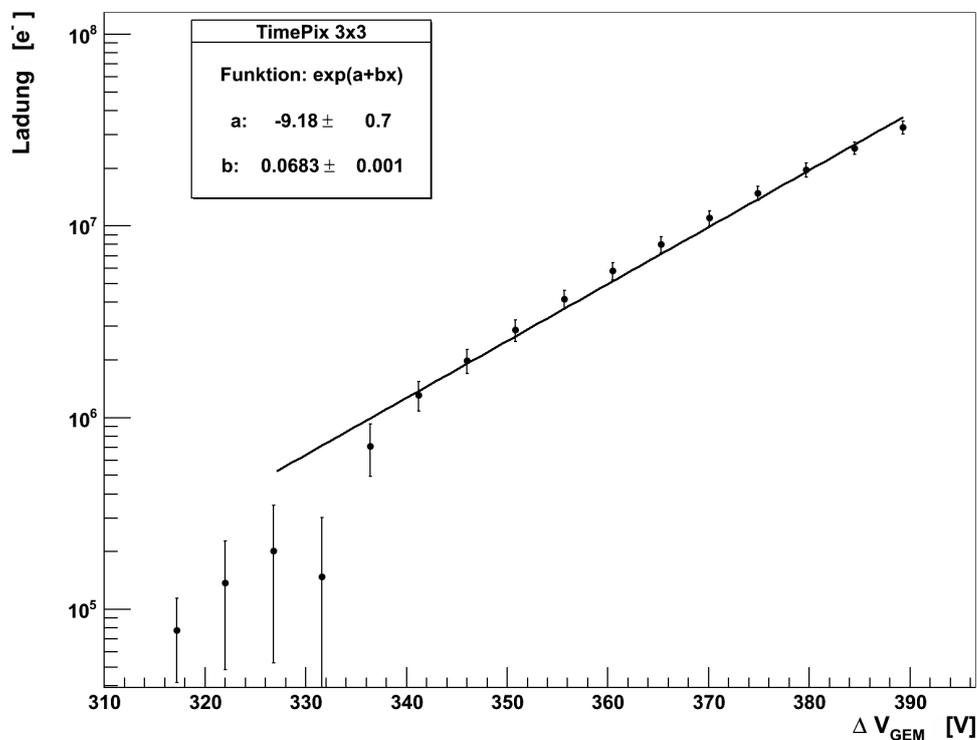


Abbildung 86: TimePix 3x3: Mittlere deponierte Ladung und Standardabweichung, anhand der Parameter aus (6.4), des ^{55}Fe 5,9 keV-Zerfalls über ΔV_{GEM} : [317 – 389] V und Funktionsanpassung der Form $\exp(a + bx)$ im Bereich exponentieller Gasverstärkung.

6.7 Übersprechen auf unkontaktierten Pixeln

Es wird beobachtet, dass postprozessierte TimePix-Chips für hohe Gasverstärkungen das Verhalten aufweisen, dass passivierte und somit nicht kontaktierte Pixel dennoch ein Signal zeigen. Diese Tatsache wird hier in Anlehnung an das aus der Signalverarbeitungstechnik bekannte Phänomen als 'Übersprechen' bezeichnet. Für beide Typen der Postprozessierung illustriert Abbildung 87 jeweils ein Beispiel in der Form, als dass einerseits der *cluster* in normaler, der Gasverstärkung angepasster Skalierung des Farbcodes gezeigt wird und andererseits in einer gestauchten Skala zur Visualisierung kleiner Ladungswerte.

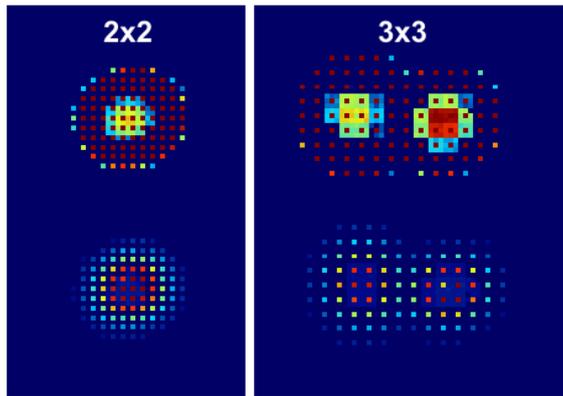


Abbildung 87:

Cluster mit Übersprechen bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 380 \text{ V}$ des 2x2 (l.) und 3x3 (r.) in zwei Skalierungen: unten entsprechend der deponierten Ladung mit einem Maximalwert von $(0,2/1,3) \cdot 10^6 e^-$ (2x2/3x3) (rot) und unten für eine maximale Ladung von $0,04 \cdot 10^6 e^-$

Der Effekt tritt nur in *cluster*-Mitte auf und impliziert somit eine Abhängigkeit von der oberhalb der Passivierung deponierten Ladung. Für eine 2x2-Geometrie lässt sich weniger gut erkennen als für eine 3x3-Strukturierung, dass die Signalverteilung passivierter Pixel der der Metallisierung⁹⁰ der NxN-Einheiten entspricht, sodass auch dadurch ein Zusammenhang zur Zahl an darüber befindlichen Elektronen hergestellt werden kann.

Durch die Passivierung werden die Eingänge nicht kontaktierter Pixel galvanisch von der Oberflächenmetallisierung getrennt, ein simples Abfließen von Ladung ist so nicht möglich. Es kann sich demnach nur um ein Influenzphänomen handeln.

Der Effekt hat direkte Konsequenzen:

- *Cluster*, deren passivierte Pixel von Null verschiedene Signale ausgeben, besitzen eine geringfügig niedrigere Gesamtladungssumme⁹¹.
- Mit einsetzendem Übersprechen verschlechtert sich die Energieauflösung des Spektrums zusehends (siehe dazu Abschnitt 6.8.3). Die relative Verbreiterung des Spektrums der gemessenen Ladungsdeposition trotz höherer Gasverstärkung bedeutet, dass in Zusammenhang mit diesem Phänomen effektiv Ladung undetektiert verloren geht. Dadurch hervorgerufene systematische Effekte können die Schwellenüberschreitungszeit beeinflussen.

Das Auftreten von Übersprechen bei *clustern* liegt bei beiden Chips unterschiedlicher Geometrie bei etwa $\Delta V_{\text{GEM}} = 365 \text{ V}$ (2x2), beziehungsweise $\Delta V_{\text{GEM}} = 360 \text{ V}$ (3x3) (siehe Abbildung 89), und hängt einerseits von der Gesamtspannung⁹² des GEM-Stapels ab, andererseits von der deponierten Ladung. Für den 2x2-Chip zeigen sich ab einer Grenze von $\approx 15 \cdot 10^6 e^-$ *cluster* übersprechende Pixel, für den 3x3 ab etwa $\approx 10 \cdot 10^6 e^-$. Zwei typische Spektren⁹³ des postprozessierten 3x3-Chips der Eisenquelle

⁹⁰Anm.: Durch einen fehlenden Potentialgradienten parallel zur Chipfläche und der hohen Leitfähigkeit kann die Ladungsverteilung auf einer zusammenhängenden Metallfläche als homogen angesehen werden.

⁹¹Anm.: In seltenen Fällen scheint sich eine signifikante Abflachung bis hin zur Senke in der Mitte des *clusters* zu ergeben. Diese Ausprägung wurde jedoch nicht mit Systematik untersucht.

⁹²Anm.: Gemeint sind sowohl ΔV_{GEM} als auch das Induktionsfeld, wobei jedoch eine explizite Abhängigkeit von letzterem nicht verifiziert werden konnte

⁹³Anm.: Ohne Selektion nach Korrelation und Kantenabstand, lediglich mit einer Abtrennung der unteren 4% der Skala des Spektrums, da die dort liegende große Menge sehr kleiner *cluster* die Zählung im relevanten Ladungsbereich (Umgebung des 5,9 keV-Zerfalls) verfälscht.

in ArCO₂ bei den Spannungen $\Delta V_{\text{GEM}} = 360 \text{ V}$ (links) und $\Delta V_{\text{GEM}} = 365 \text{ V}$ (rechts) zeigt Abbildung 88. Es wurde eine Aufteilung vorgenommen in *cluster* mit Signal auf nicht kontaktierten Pixeln (rot) und ohne (grau). Es zeigt sich, dass je größer die deponierte Ladung, umso wahrscheinlicher wird das Übersprechen von passivierten Pixeln⁹⁴.

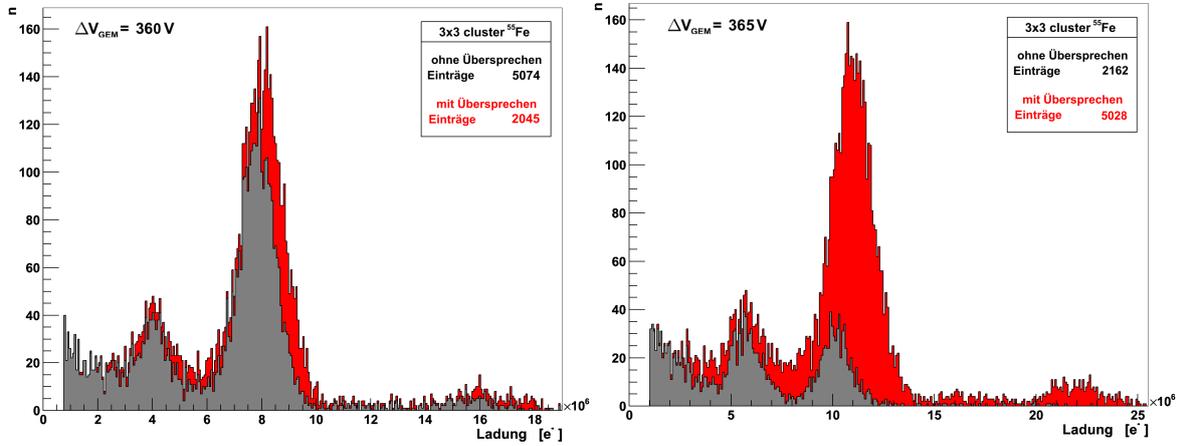


Abbildung 88: Übersprechen von *clustern* des 3x3, Spektrum der ⁵⁵Fe-Quelle bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 360 \text{ V}$ (l.) und $\Delta V_{\text{GEM}} = 365 \text{ V}$ (r.), Anteil nicht übersprechender *cluster* in grau, übersprechender in rot.

Zur numerischen Auswertung des Effektes des Übersprechens wurden die Anteile r von *clustern*, deren passivierte Pixel von Null verschiedene Signale zeigen, c_b an der Gesamtzahl G bestimmt. Für die jeweiligen Ergebnisse wurde ein Binomialfehler nach $s_r^2 = r(1-r)/G$ berechnet. Eine Übersicht über die relative Anzahl übersprechender *cluster* der Geometrien 2x2 und 3x3 zeigt Abbildung 89. Zusätzlich wurde die Extrapolation der mittleren erfassten Ladung des 5,9 keV-Photons zum Vergleich eingetragen.

Vom Einsetzen des Übersprechens bei den, in Relation zu den Chips ohne Flächenvergrößerung, geringen Spannungen von $\Delta V_{\text{GEM}} = 360 \text{ V}$, respektive $\Delta V_{\text{GEM}} = 365 \text{ V}$, sind es etwa 20 V an zusätzlicher Potentialdifferenz pro GEM bis zu der Gasverstärkung, bei welcher mehr als 90 % der *cluster* des Spektrums Ladung auf nicht kontaktierten Pixeln zeigen.

Das Übersprechen kann in Relation zu dem Effekt der Degradierung der Energieauflösung flächenvergrößerter Chips gesetzt werden. Mit zunehmender Gasverstärkung nimmt die relative Breite der Ladungsverteilung der (dem 5,9 keV-Zerfall zuzuordnenden) Ereignisse ab. Untersuchungen, zusammengefasst in Abschnitt 6.8.3, zeigten jedoch für hohe GEM-Potentialdifferenzen eine Verschlechterung der Energieauflösung. Da durch die in diesem Kapitel aufgeführte Problematik *cluster* deformiert werden und die Ladungsinformation⁹⁵ verfälscht wird, kann das Übersprechen als Begründung herangezogen werden.

Ergänzende Untersuchungen: TimePix $\overline{2 \times 2}$:

Der vollständig unkontaktierte TimePix-Chip soll verwendet werden, um die beobachteten Effekte des Übersprechens anhand der vorliegenden einfacheren Geometrie zu verifizieren. Daher wurde auch für diesen Typ eine Messreihe mit verschiedenen Gasverstärkungen durchgeführt und es zeigte sich, dass ab einer Spannung von $\Delta V_{\text{GEM}} = 361 \text{ V}$ Pixel Signale ausgaben.

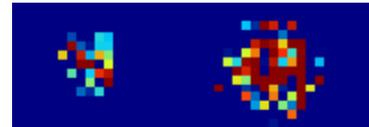


Abbildung 90: Zwei *cluster* der ⁵⁵Fe-Quelle bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 385 \text{ V}$, Farbcode: rot für $2,5 \cdot 10^3 \text{ e}^-$.

⁹⁴Anm.: Da die im nicht gefilterten Spektrum oberhalb des 5,9 keV-Zerfalls befindlichen Mehrfach-*cluster* nur dann eine höhere Ladungsdichte als einzelne *cluster* aufweisen, sofern deren Mittelpunktsabstand gering genug wird, erhöht sich für diese Ladungswolken die Wahrscheinlichkeit des Übersprechens nicht a priori im Vergleich zu den nicht zusammenhängenden Gebieten zweier Ereignisse.

⁹⁵Anm.: die passivierten, da unkontaktierten, Pixel werden nicht zur Signalinformation hinzugezählt, siehe Abschnitt 5.3.

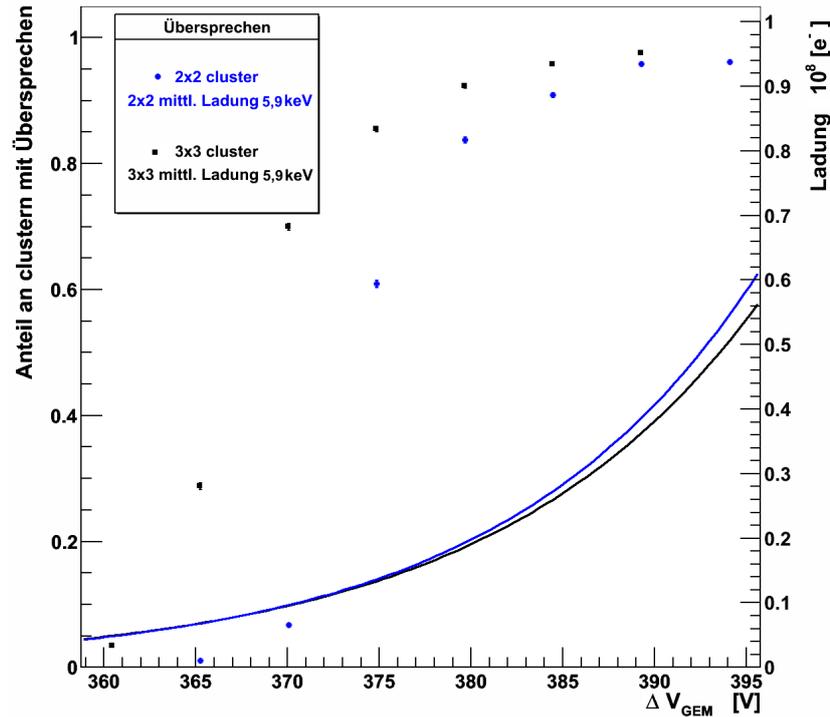


Abbildung 89: Anteil der *cluster* mit Übersprechen am Gesamtspektrum der ^{55}Fe -Quelle, 2x2 in blau, 3x3 in schwarz. Die Extrapolation (siehe auch Abschnitt 6.8.4) der mittleren deponierten Ladung des 5,9 keV-Zerfalls im selben Farbcode

Es waren jedoch Unterschiede des Übersprechens feststellbar. Zwei typische Ladungswolken bei einer GEM-Potentialdifferenz von $\Delta V_{GEM} = 385 \text{ V}$ werden in Abbildung 90 aufgeführt. Die erfassten *cluster* sind weniger mittenzentriert ausgebildet in der Ladungsverteilung als bei den postprozessierten 2x2- und 3x3-Geometrien beobachtet. Die ausgegebenen Ladungswerte⁹⁶ liegen ebenfalls deutlich unter denen nicht kontaktierter Pixel der Vergleichschips. Aus den *clustern*, dargestellt in Grafik 91, lässt sich erwartungsgemäß kein Spektrum rekonstruieren.

Mit Hilfe des vollständig nicht kontaktierten TimePix konnte der Effekt des Übersprechens verifiziert werden. Die Schichtdicke der Passivierung genügt folglich nicht, um den ladungssensitiven Eingang abzuschirmen.

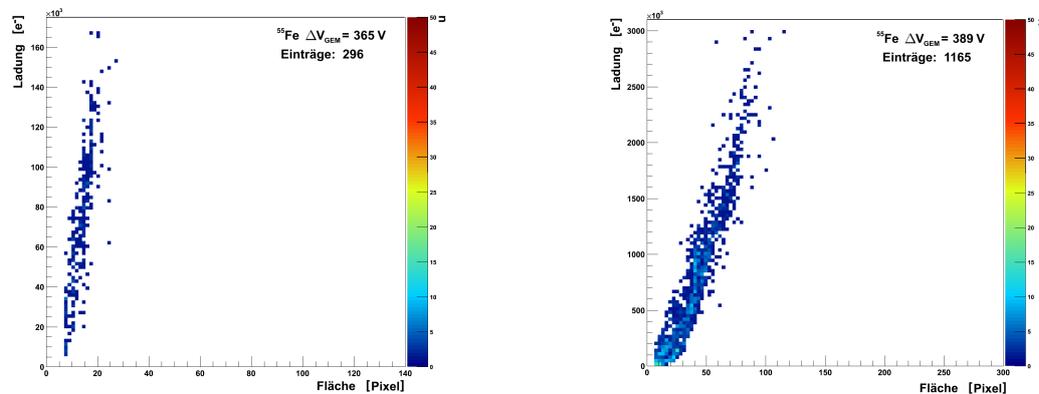


Abbildung 91: TimePix 2x2: ^{55}Fe -Spektren in Ladung und Fläche bei GEM-Spannungen ΔV_{GEM} von 365 V (l.) und 389 V (r.).

⁹⁶Anm.: Die sich hier durch die Eichung ergebende physikalische Größe der Ladung besitzt für passivierte Pixel rein theoretischen Charakter.

6.8 Gegenüberstellung der Resultate postprozessierter TimePix-Chips

Das vorliegende Kapitel soll die Ergebnisse der verschiedenen charakterisierten TimePix-Chips vorstellen. Zu Beginn werden einige Betrachtungen über die *cluster*-Geometrie ausgeführt. Die folgenden Teile stellen die Resultate der Energieauflösung und Gasverstärkung des Kapitels 6.6 zusammen. Es werden für die Analyse die Resultate aus den Kapiteln 6.4 bis 6.7 verwendet. Analog werden die den Spektren entstammenden Größen durch Mittelwert und Standardabweichung der zugrundeliegenden Verteilung als Fehler ausgedrückt.

6.8.1 Ladungsdeposition und Fläche

In Kapitel 6.6 wurden für jeden Chip die erfassten Spektren der Eisenquelle vorgestellt und das Prinzip der Bestimmung der nach der Gasverstärkung erfassten Ladung der 5,9 keV-Photonen erläutert. Wie in Anhang 9.1.5 gezeigt, lässt sich durch Projektion der zweidimensionalen Histogramme der *cluster*-Fläche und Elektronenzahl aus Abschnitt 6.5.3 nicht nur das Ladungsspektrum erzeugen, sondern gleichfalls dasjenige der Fläche. Analog ergibt sich durch Funktionsanpassung einer Gaußkurve die Fläche der Ladungswolke des 5,9 keV-Hauptzerfalls. Diese wird zur Untersuchung der *cluster*-Fläche herangezogen

Eine Übersicht wird in Abbildung 92 gezeigt. Diese fasst die Ergebnisse der Flächenanalyse zusammen, indem Mittelwert und Breite der Verteilung der *cluster*, resultierend aus der oben beschriebenen Funktionsanpassung, für die postprozessierten TimePix-Chips 1x1 (schwarz), 2x2 (blau), 3x3 (grün), sowie des originalen TimePix (rot) dargestellt werden. Abhängig von der GEM-Potentialdifferenz nimmt die

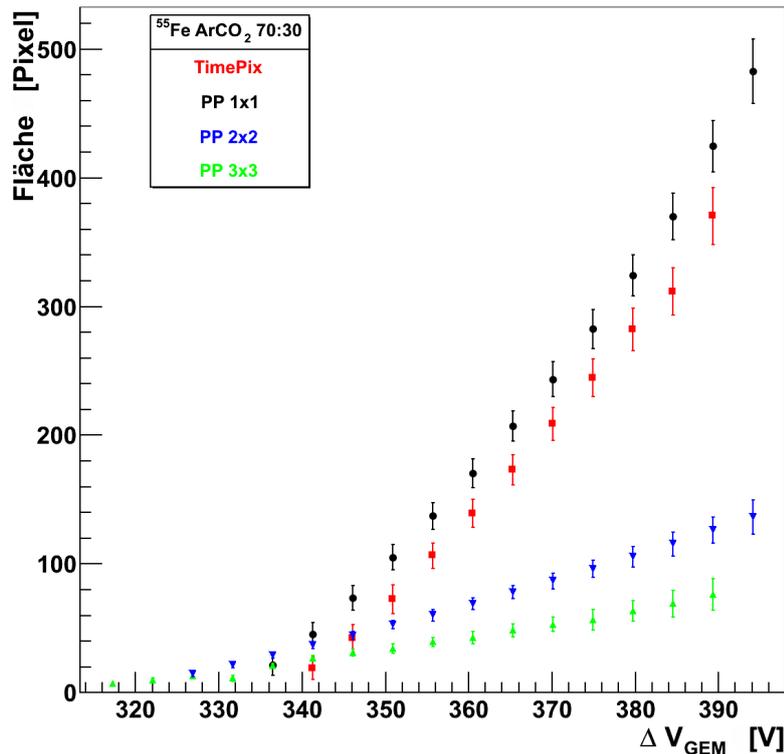


Abbildung 92: Mittlere Fläche und Breite des 5,9 keV ^{55}Fe -Zerfalls aus der Flächenverteilung der *cluster* für Spannungen ΔV_{GEM} von [317-394] V der postprozessierten Typen 1x1 (schwarz), 2x2 (blau), 3x3 (grün), sowie des originalen TimePix (rot).

Fläche einer Ladungswolke stetig zu. Sofern die Gasverstärkung hoch genug liegt, um den Großteil der vor Eintritt in den GEM-Stapel vorhandenen Ladungsdichte erfassbar abzubilden, sollte eine Sättigung in der Fläche der *cluster* eintreten. Im kommenden Abschnitt 6.8.2 werden zusätzliche Informationen herangezogen, um aus dieser Beobachtung Schlüsse zu ziehen.

Der postprozessierte 1x1 TimePix erfasst über alle Gasverstärkungen hinweg deutlich größere Flächen als der unprozessierte. Die Metallisierung erhöht somit insbesondere die Detektionsempfindlichkeit im Randbereich der Ladungswolke, in welchem der originale TimePix Ladungsinformation verliert.

In der Zählweise getroffener Pixel sind die *cluster* der Typen 2x2 und 3x3 kleiner. Es kann zwischen den genannten und dem 1x1-Chip jedoch kein Flächenskalierungsfaktor von 2^2 , respektive 3^2 , angewendet werden (siehe unten). In Relation sind die erfassten *cluster* flächenvergrößerter Chips aus dem Grund ausgedehnter, da deren Empfindlichkeit für geringe Elektronenzahlen höher als diejenige der Chips mit (256×256) Einheiten liegt⁹⁷ und zusätzlich die quadratische Rasterisierung runde geometrische Muster immer mit einer zu großen Fläche abbildet⁹⁸. Daher wurde auch als Einheit die unskalierte Fläche des Pixels beibehalten, da die intuitive Umsetzung zu Falschinformation führt.

Dividiert man die mittlere Ladung durch die mittlere Fläche erhält man eine effektive Pixelladung. Dies stellt das Maß an durchschnittlicher Zusatzladung pro Pixel durch die vergrößerte Fläche dar. Skaliert auf die Ladung pro Fläche des 1x1-Chips zeigt Abbildung 93 die relative Gegenüberstellung der postprozessierten Typen 1x1 (schwarz), 2x2 (blau), 3x3 (grün) und des originalen TimePix (rot). Das Verhältnis ist in erster Ordnung konstant, wobei die Verminderung des Flächenladungsverhältnisses für große Gasverstärkungen vermutlich unter anderem mit dem in Abschnitt 6.7 erörterten Übersprechen in Beziehung zu setzen ist (siehe hierzu Abschnitt 6.8.4). Rückgreifend untermauert Grafik 93 die Argumentation des vorigen Abschnittes. Würde auf der bei postprozessierten Chips größeren Fläche eine dementsprechende Mehr an Ladung erfasst werden, so betrüge dieses Verhältnis exakt $1:2^2$ oder $1:3^2$. Dies ist aber nicht der Fall und die größere Fläche pro *cluster* resultiert nicht aus einer gesteigerten Sensitivität, sondern vor allem aus einer größeren Leerfläche. Im Gegensatz zu diesem Vergleich sammelt der 1x1-Chip mehr Ladung auf einer größeren Ladungsfläche als der originale TimePix und besitzt aber dennoch ein wesentlich größeres Flächenladungsverhältnis. Die insgesamt höhere Ladung bei Vergleich der Spektren resultiert also nicht nur aus einer gesteigerten Sensitivität für geringe Elektronenzahlen, sondern es wird effektiv mehr Ladung pro Pixel gesammelt als bei der unprozessierten Geometrie.

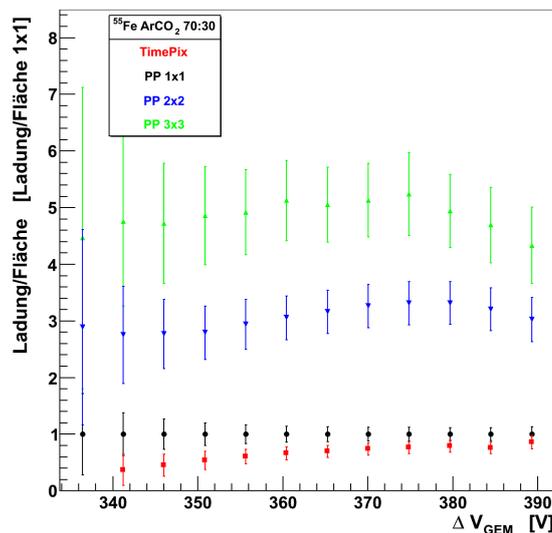


Abbildung 93: Mittlere Ladung pro Fläche des $5,9\text{ keV }^{55}\text{Fe}$ -Zerfalls aus der Ladungs- und Flächenverteilung der *cluster* für Spannungen ΔV_{GEM} von [3336-389] V der postprozessierten Typen 1x1 (schwarz), 2x2 (blau), 3x3 (grün), sowie des originalen TimePix (rot) in Normierung auf das Ladungs-zu-Flächen-Verhältnis des 1x1-Chips

⁹⁷siehe auch Abschnitt 6.8.4

⁹⁸Anm.: Da jeder nur teilweise getroffene Pixel als kompletter gezählt wird, rechnen sich somit alle Leerflächen innerhalb eines vergrößerten Pixels zum gesamten Gebiet hinzu.

6.8.2 Cluster-Analyse

Drift und Größe der *cluster*:

Die Driftstrecke erzeugter Ladung beträgt, wie im Aufbau des GEM-Stapels in Kapitel 4.5.9 ausgeführt, maximal 6 mm. Aus (1.16) folgt unter Verwendung der Simulation der transversalen Diffusionskonstanten, Abbildung 9 zu entnehmen, für den Driftraum eine mittlere Aufweitung von

$$\sigma_{D'} \approx 160 \frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}} \sqrt{0,6 \text{ cm}} = 124 \mu\text{m}.$$

Bei einem kleinsten Mittelabstand der Löcher der GEM von 140 μm kann die Ladungswolke aufgrund ihrer geringen Ausdehnung nur durch wenige Öffnungen treten.

Diskussion des vierten zentralen Momentes der Ladungsdichteverteilung der *cluster*:

Die zentralen Momente einer Verteilung geben Auskunft über deren Form und Verlauf. Während, wie auch aus der Symmetrie der Verteilung der X-Y-Achsen-Korrelation zu ersehen, eine Berechnung der Schiefe als drittes zentrales Moment innerhalb der Fehler ein mit Null verträgliches Resultat über alle Messreihen hinweg liefert, gilt dies nicht für die Überkurtosis. Sie stellt die Wölbung einer Kurve dar. Dies bedeutet hier eine Abweichung des Datensatzes von einer Gaußverteilung in der Breite in dem Sinne, dass mittenzentriertes Streuverhalten eine Überkurtosis kleiner Null ergibt, wohingegen Verteilungen weiter Ausdehnung weg vom Mittelwert eine positive Überkurtosis besitzen.

Für den Erwartungswert $E(X)$ einer Zufallsvariable X und deren Standardabweichung $\sigma(X)$ berechnet sich die Überkurtosis K , auch Exzess genannt, nach

$$K = \frac{E[(X - E(X))^4]}{\sigma(X)^4} - 3. \quad (6.6)$$

Aufgrund der (transversalen) Diffusion, beschrieben in Kapitel 1.4.2, werden normalverteilte Ladungswolken erwartet. Diese besitzen eine Überkurtosis von Null. Es ist jedoch für alle Chips und Gasverstärkungen ein negativer Exzess festzustellen, exemplarisch anhand von vier Histogrammen in Abbildung 94 vorgestellt. Diese führt am Beispiel des TimePix 1x1 und 3x3 die Verteilung der Überkurtosis der *cluster* auf. Da bei geringen Gasverstärkungen nicht ausreichend detektierbare Ladung erzeugt wird, sodass nur ein Teil des *clusters* erfasst werden kann, würde aus dem Beschnitt des Randbereiches geringer Ladung eine negative Überkurtosis resultieren. Für große Gasverstärkungen besitzen die *cluster* jedoch ebenfalls eine im Vergleich zur Gaußfunktion schmalere Form, deren mittlerer Exzess für alle Spannungen deutlich unter Null liegt.

Eine Übersicht der mittleren Überkurtosis für alle untersuchten TimePix-Prozessierungsarten in einem Bereich von ΔV_{GEM} von 336 V bis 389 V findet sich in Abbildung 95. Aus der Abhängigkeit des Exzess von der Gasverstärkung wird deutlich, dass der Verlust an Ladungsinformation im Randbereich des *clusters* bei geringen GEM-Spannungen für eine niedrige Überkurtosis sorgt und sich diese unabhängig von der Menge deponierter Elektronen für alle Messreihen einem konstanten Wert annähert. Es ist weiterhin festzustellen, dass, während *cluster* erfasst durch den 2x2- und 3x3-Chip etwa gleiche Werte des Exzesses von $K \approx -0,5$ annehmen, der originale TimePix und der postprozessierte 1x1-Chip gegen den geringeren Wert von $K \approx -0,7$ streben.

Aus diesen Resultaten ergeben sich mehrere Folgerungen. Da der Wert der Überkurtosis sensitiv auf die Form der zugrundeliegenden Verteilung in den Bereichen fern des Mittelwertes ist, folgt hieraus, dass TimePix-Chips ohne Flächenvergrößerung nicht die gesamte Menge an Ladung erfassen⁹⁹. Es werden zu geringen Teilen Elektronen am Rand der Ladungswolke nicht komplett erfasst. Aus dem marginalen Unterschied von 2x2- und 3x3-Geometrie in dieser Analyse folgt, dass diese Chips *cluster* in ihrer Gesamtheit in fast gleicher Treue wiedergeben.

⁹⁹Anm.: Das Gros der Ladung befindet sich im Zentralbereich eines *clusters*, auch nur kleine Änderungen der Ladung im Randbereich wirken sich signifikant auf die Überkurtosis aus.

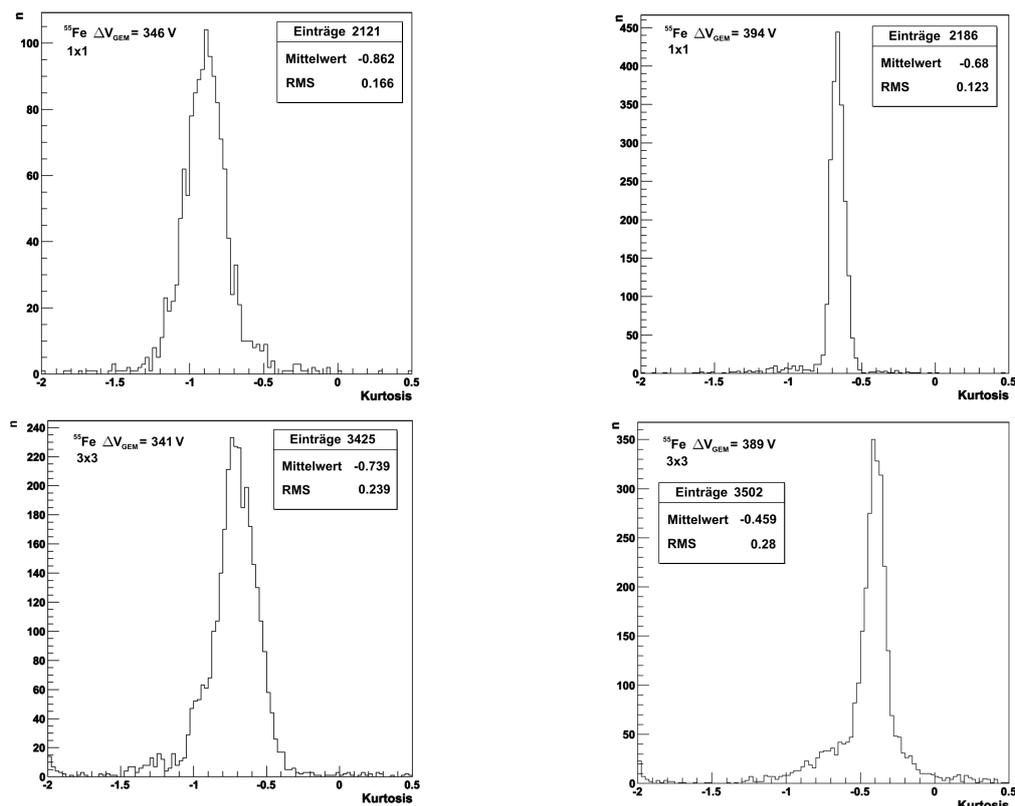


Abbildung 94: Kurtosis der *cluster* der ^{55}Fe -Quelle des TimePix 1x1 für $\Delta V_{\text{GEM}} = 346\text{ V}$ (l.o.) und 394 V (r.o.), sowie des TimePix 3x3 für $\Delta V_{\text{GEM}} = 341\text{ V}$ (l.u.) und 389 V (r.u.)

Außerdem ist aus

- der im Vergleich zum durchschnittlichen Lochabstand der obersten GEM geringen mittleren Aufweitung der Ladungswolke durch Diffusion,
- der Fähigkeit der postprozessierten Chips auch geringe Mengen an Primärladung zu detektieren (Abschnitt 6.4),
- der stetigen Flächenzunahme der *cluster* mit steigender Gasverstärkung (Abschnitt 6.8.1),
- dem Konvergieren der Überkurtosis für große Gasverstärkungen gegen einen Absolutwert und
- dem Konvergieren der Überkurtosis für zunehmende Erfassungsfläche gegen einen Absolutwert,

zu erschließen, dass einerseits *cluster* in der Projektion ihrer Ladungsdichte keiner Gaußfunktion folgen.

Da nicht Prozesse während der Drift hierfür verantwortlich sind¹⁰⁰, kann gefolgert werden, dass der Gasverstärkungsprozess innerhalb des GEM-Stapels für eine von einer Gaußfunktion abweichende Ladungsdichte sorgen. Daraus ergeben sich Ladungsverteilungen, welche mit steil abfallenden Flanken in der Mitte einen abgeflachten Bereich besitzen.

Andererseits werden *cluster* im gleichen Maße in der Fläche größer wie Ladung durch die zunehmende Gasverstärkung akkumuliert wird, siehe hierzu Abbildung 92. Aus dieser Tatsache wird erschlossen, dass die Flächenzunahme nicht dem immer besseren Abbilden der im Driftraum diffundierten Ladungswolke geschuldet ist, sondern dass die tatsächliche Größe des *clusters* auf Prozesse während der Verstärkung im GEM-Stapel zurückzuführen ist.

¹⁰⁰Anm.: Es konnte beispielsweise in der Arbeit [42] eine hinreichend gute Übereinstimmung der Ausdehnung der Ladungswolke nach (1.16) für große Driftstrecken festgestellt werden.

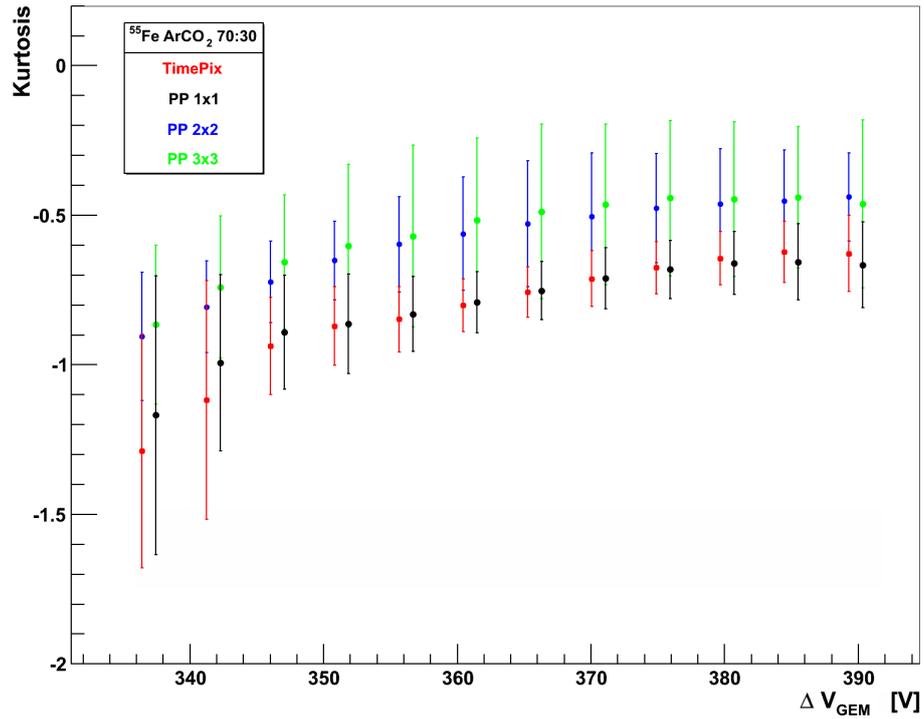


Abbildung 95: Mittlere Kurtosis und Breite der Verteilung der *cluster* der ⁵⁵Fe-Quelle in einem Bereich der Spannung ΔV_{GEM} von [336-389] V für den postprozessierten 2x2-Chip (blau) und originalen TimePix (rot), sowie um 1 V auf der Spannungsachse versetzt den 1x1-Chip (schwarz) und 3x3-Chip (grün).

6.8.3 Energieauflösung

Die bereits einzeln in Kapitel 6.6 berechneten Energieauflösungen werden an dieser Stelle in gemeinsamem Vergleich in Abbildung 96 zusammengeführt. Im Farbcode sind dargestellt: Der TimePix-Chip in originaler Ausführung (rot) und in den postprozessierten Varianten 1x1 (schwarz), 2x2 (blau) und 3x3 (grün). Die den Spektren entstammenden Halbwertsbreiten der 5,9 keV-Abregung schwanken je nach Selektionsqualität der Schnitte und Passgenauigkeit der Gaußfunktion.

Der originale TimePix zeigt die schlechteste Energieauflösung mit bestenfalls knapp 30 %FWHM, welche auch erst für hohe Gasverstärkungen jenseits von $\Delta V_{\text{GEM}} = 370$ V erreicht wird. Das Metallisieren der Fläche eines Pixels führt zu einer höheren erfassten Ladung (siehe 6.8.4) und zeigt in Gegenüberstellung des unprozessierten Chips eine um etwa 10 % niedrigere relative Halbwertsbreite.

Eine Vergrößerung der Fläche durch die Postprozessierung verbessert die Energieauflösung ebenfalls signifikant. Die Geometrien 2x2 und 3x3 ergeben im Bereich $\Delta V_{\text{GEM}} = (360 \pm 10)$ V etwa ähnlich schmale Halbwertsbreiten deutlich unter denen des 1x1-Chips. Insbesondere konnten durch den 3x3-Chip für hohe Gasverstärkungen im Vergleich zur 2x2-Postprozessierung bessere Resultate bis zu einer maximalen Auflösung von $(17,5 \pm 0,5)$ %FWHM bei $\Delta V_{\text{GEM}} > 385$ V erzielt werden.

Es ist aus den Resultaten der relativen Halbwertsbreiten in Abbildung 96 ebenso ersichtlich, dass durch die Postprozessierung eine vergleichsweise gute Auflösung schon für deutlich geringere Gasverstärkungen erreicht werden kann. So sind ab einer GEM-Potentialdifferenz von $\Delta V_{\text{GEM}} = 356$ V für 2x2- und 3x3-Chip Spektren guter Separabilität der Energiedeposition der 5,9 keV Photonen und des zugehörigen *Escape-Peaks* zu beobachten.

Das Postprozessieren von TimePix-Chips verbessert die Energieauflösung in hohem Maße, indem im Vergleich zum originalen Typus sowohl geringere relative Halbwertsbreiten erzielt werden, wie auch eine niedrigere Gasverstärkung notwendig ist, um vergleichbar gute Trennbarkeit zu erreichen. Das Vergrößern der Ladungssammlungsfläche und somit die Reduzierung der effektiven Pixelzahl zeigt eine in Bezug auf die 1x1-Geometrie ebenfalls deutlich bessere Energieauflösung.

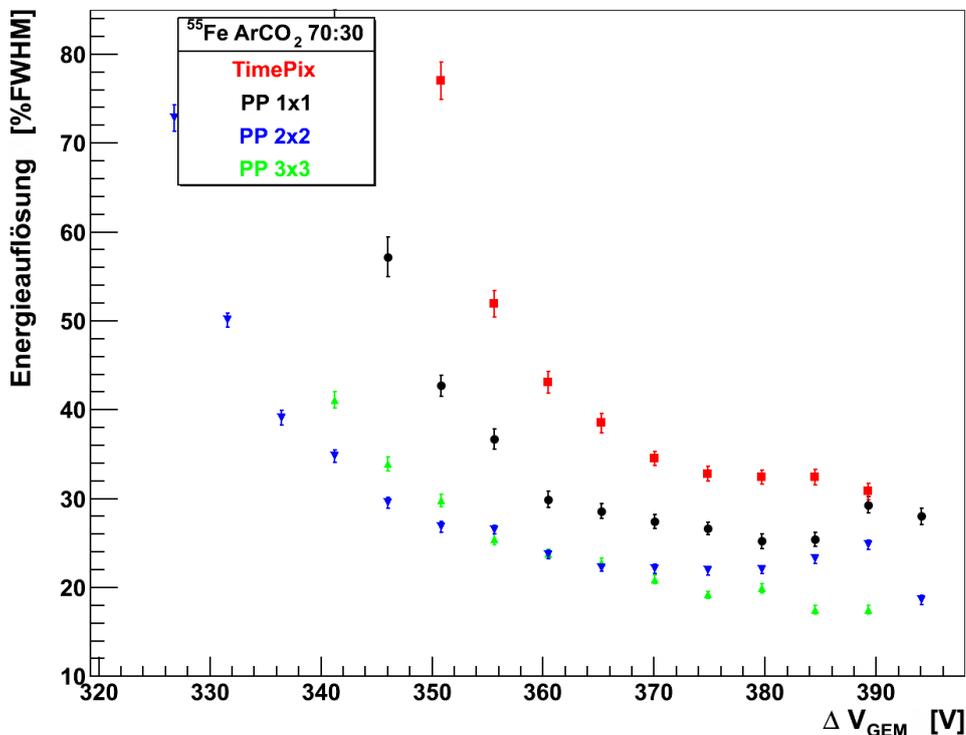


Abbildung 96: Energieauflösung des 5,9 keV-Zerfalls der ^{55}Fe -Quelle in einem Bereich der Spannung ΔV_{GEM} von [326-394] V der postprozessierten Typen 1x1 (schwarz), 2x2 (blau), 3x3 (grün), sowie des originalen TimePix (rot).

6.8.4 Gasverstärkung

Die erfasste Ladung des 5,9 keV Zerfalls der ^{55}Fe -Quelle wurde in Kapitel 6.6 für jeden Chip einzeln gezeigt. In einer Gesamtübersicht stellt Tabelle 3 numerisch und grafisch Abbildung 97 die postprozessierten Typen 1x1 (schwarz), 2x2 (blau), 3x3 (grün) und den originalen TimePix (rot) dar.

Neben der Ladung wird auch die aus selbiger hervorgehende effektive Gasverstärkung¹⁰¹ aufgetragen, indem die Elektronenzahl nach (1.11) durch die mittlere Zahl in der Primärisation freigesetzter Ladungsträger dividiert wird. Wie Abbildung 97 zusammenfasst, werden Gasverstärkungen von

$$(5 \pm 0,8) \cdot 10^2 \quad \text{bis} \quad (3 \pm 0,5) \cdot 10^5$$

im Bereich exponentieller Elektronenvervielfachung gemessen.

Auch in der Betrachtung der gesammelten Ladung zeigen sich durch die nachträgliche Metallisierung der Pixel signifikante Verbesserungen. So wird durch den 1x1-Chip eine im Schnitt doppelt so hohe Elektronenzahl erfasst als durch den originalen TimePix. Die Gründe liegen, wie bereits in den vorigen Kapiteln ausgeführt, in der besseren Ladungssammlung im Pixeleingang, welche sowohl zu einer höheren Ladung pro Pixel als auch zu einer höheren Sensitivität gegenüber geringen Elektronendichten im Randbereich der *cluster* führt.

Weiterführend zeigt sich, dass zwischen dem TimePix 1x1 und den flächenvergrößerten Chips hinsichtlich der durchschnittlichen Ladung pro Spannung eine geringe Abweichung besteht, wohingegen für Gasverstärkungen $\mathcal{O}(10^4)$ kein signifikanter Unterschied in der erfassten Elektronenzahl zwischen den Geometrien 2x2 und 3x3 feststellbar ist. Daraus ist die Folgerung zu ziehen, dass ab einer vierfach vergrößerten Fläche die gesamte deponierte Ladung des *clusters* erfasst wird und ferner eine zusätzliche Ausweitung der Pixelgröße in Hinblick dieses Aspektes nicht notwendig ist.

Für hohe Gasverstärkungen ist für die postprozessierten Typen 2x2 und 3x3 eine Abweichung vom exponentiellen Verlauf festzustellen. Es wird ebenfalls weniger Ladung gesammelt als der 1x1-Chip erfasst. Dieser Abfall ist auch in den Abschnitten 6.8.3, 6.8.2 und 6.8.1 in anderen Zusammenhängen aufgeführt worden. Als Ursache wird das in Kapitel 6.7 erläuterte Übersprechen herangezogen, welches für hohe Ladungen, respektive Spannungen des GEM-Stapels, ein Abnehmen der effektiv durch kontaktierte Pixel erfassten Ladung verursacht. In der Betrachtung der Einzelauswertungen aus Kapitel 6.6.3 und 6.6.4, welche jeweils die Elektronenzahl in Abhängigkeit der GEM-Potentialdifferenz mit einbeschriebener Exponentialfunktion zeigen, ist festzustellen, dass das Abweichen vom exponentiellen Verlauf mit dem Einsetzen ausgeprägten Übersprechens korreliert. Deshalb wird gefolgert, dass die flächenvergrößerten TimePix-Modelle nach dem in Kapitel 3.3 aufgeführten Schema für eine ladungstreue Abbildung nicht mit Gasverstärkungen betrieben werden sollten, für welche die passivierten Pixel Signale aufgrund des darüber befindlichen *clusters* ausgeben.

¹⁰¹Anm.: Die effektive Gasverstärkung bezeichnet den Verstärkungsfaktor des Gesamtsystems aus GEM und TimePix und hängt somit von der Auslesegüte der Chips ab.

TimePix-Chip	original	1x1	2x2	3x3
Parameter a	$-17,1 \pm 2,2$	$-13,2 \pm 1,1$	$-9,9 \pm 0,6$	$-9,2 \pm 0,7$
Parameter b	$0,0882 \pm 0,005$	$0,0789 \pm 0,003$	$0,0703 \pm 0,001$	$0,0683 \pm 0,001$

Tabelle 3: Zusammenfassung der Ladungsstatistik aus Kapitel 6.6. Angabe der Parameter der Funktionsanpassung einer Exponentialfunktion des Typus $\exp(a + bx)$ (x in ΔV_{GEM} , einheitenlos) für die TimePix-Chips 1x1, 2x2, 3x3, sowie der Variante ohne Postprozessierung.

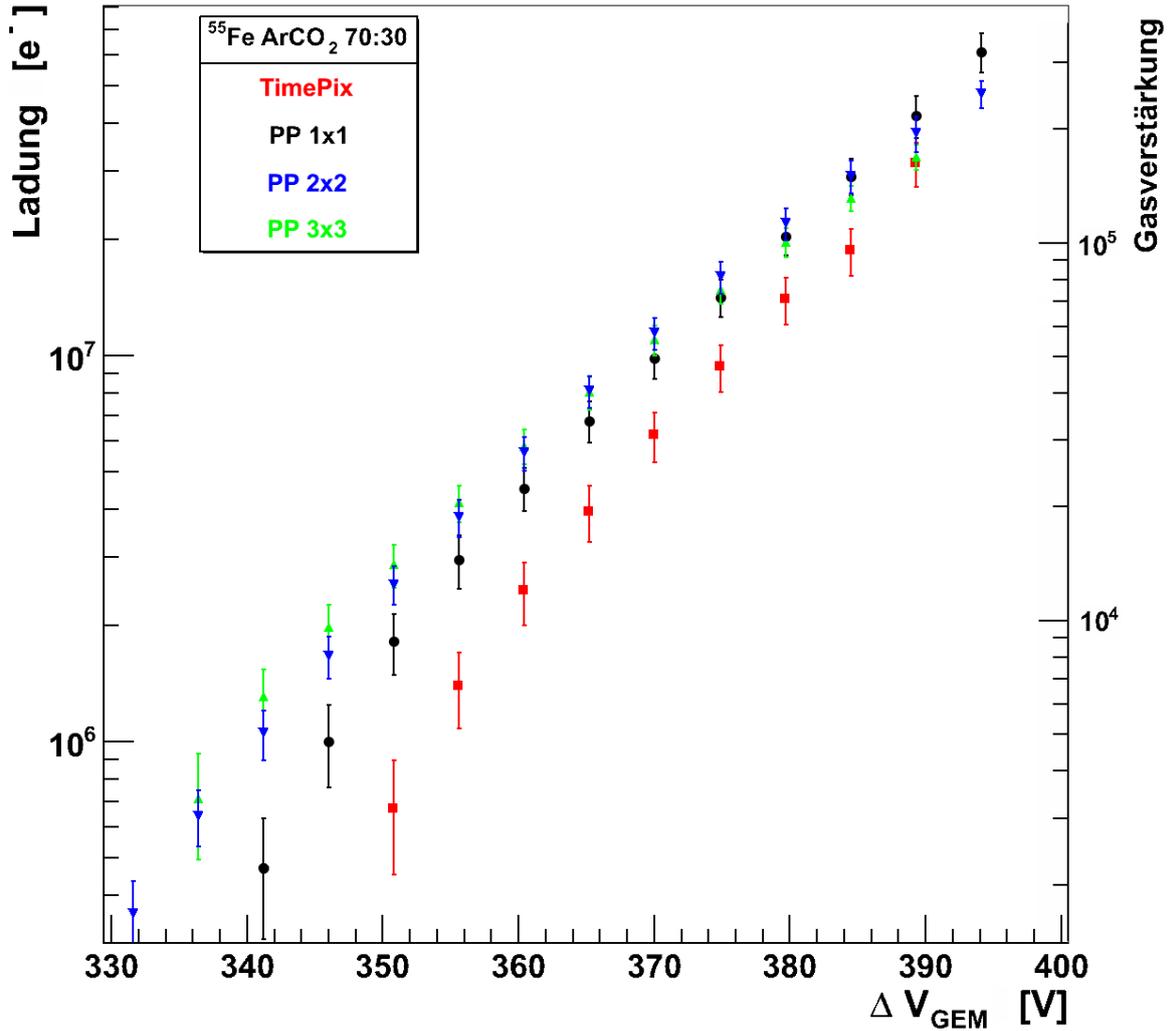


Abbildung 97: Deponierte Ladung des 5,9 keV-Zerfalls der ^{55}Fe -Quelle in einem Bereich der Spannung ΔV_{GEM} von [331-394] V der postprozessierten Typen 1x1 (schwarz), 2x2 (blau), 3x3 (grün), sowie des originalen TimePix (rot).

7 Zusammenfassung der Arbeit und Ausblick

Zusammenfassung der Entwicklung der Testkammer

Die vorliegende Diplomarbeit führte den Aufbau einer experimentellen Umgebung zur Erforschung der Eigenschaften eines neuartigen Gasdetektorsystems vor. Die Grundsteinlegung bestand in der Aufstellung des Lastenheftes und der anschließenden Konzeption der Testkammer, ausgehend von dem weißen Papier. Der erste Schritt bestand in der Erstellung eines Computermodells, mit welchem durch Simulationen der Gasfluss in seinem Inneren optimiert wurde. Nach Festlegung der grundsätzlichen Form der Kammer, bestand die folgende Herausforderung im Finden eines Designs, welches eine Lösung für alle gestellten Anforderungen darstellte. Neben der konkreten Ausrichtung auf das Experiment galt es, Fragen nach den zu verwendenden Materialien, sowie dem möglichst kostengünstigen Erwerb der Einzelteile zu beantworten. Die Testkammer wurde als Baukasten-System konzipiert, sodass einerseits durch die Verwendung von Standardbemaßungen ein problemloser Umbau zur Anpassung an neue Anforderungen gewährleistet und andererseits ein effizientes Experimentieren erlaubt ist, indem ein schneller und sicherer Austausch von Detektorcomponenten ermöglicht wird. So geschieht das Öffnen der zylindrischen Kammer und der Wechsel der Kernkomponenten über ein Klemmsystem. Das Verwenden einer runden Geometrie in Verbindung mit Klemmverschlüssen hat den entscheidenden Vorteil, dass alle Komponenten gegeneinander verdreht werden können, sodass eine beliebige Ausrichtung, beziehungsweise Anpassung an den Teststand, problemlos möglich ist. Zu der Konzeption zählt ebenfalls ein höhenverstellbarer Sockel, welcher zum Hauptkammervolumen hin durch eine passgenaue Platine arretiert wird. In die Halterung werden TimePix-Chips zentriert eingespannt und über eine Steckverbindung mit der Ausleseschnittstelle verbunden. An den Grundkörper lassen sich verschiedene Verschlüsse anbringen. Für die Auslegung an den geplanten Experimentierumfang wurden ein Halter für die radioaktive Eisenquelle und ein Fenster konstruiert, in welches sich entweder ein Quarzglas zur Einführung eines ultravioletten Lasers oder ein Aluminiumplättchen zum Betrieb in Teststrahlungsumgebungen einsetzen. Mit einer Mehrkanalhochspannungsquelle lassen sich über passende Steckverbindungen einzeln die Potentiale des Driftvolumens und der Gasverstärkungsstufe definieren.

Neben der Ausführung des Gehäuses der Kammer wurde die Sensorik mit zugehörigem Datennahmesystem installiert. Dieses besteht aus einem modularen Mehrzweckmessgerät, welches zur Erfassung von Druck und Temperatur in der Kammer dient. Sowohl Hochspannungsversorgung, wie auch Messstation, lassen sich über den Computer steuern und auslesen.

Vor Beginn der Auswertung musste vorbereitend ein Analyse-Code verfasst werden, welcher aus den durch die proprietäre Auslese-Software des TimePix ausgegebenen Rohdaten Datensätze reduzierter Größe und charakteristischer Identifikationsmerkmale generiert. Der Algorithmus besitzt die Fähigkeit Ereignisdaten nach Kalibration pixelgenau in Ladung umzusetzen, nach zusammenhängenden Gebieten zu durchsuchen, diese in verschiedenen Formaten abzulegen und Selektionen gemäß bestimmten Filterkriterien durchzuführen.

Zusammenfassung der Analyseergebnisse

Mit Hilfe der fertiggestellten Testumgebung konnten nachfolgend Experimente durchgeführt werden. Die Zielsetzung lag vor allem in der Untersuchung von Eigenschaften postprozessierter TimePix-Chips. Es standen die Geometrien 1x1, 2x2 und 3x3 und zum Vergleich ein unprozessierter TimePix zur Verfügung. Messungen wurden hauptsächlich unter Verwendung von Photonen der Energie 5,9 keV in einer Argon/CO₂ 70:30-Gasmischung in einer Konfiguration mit drei GEMs mit definiertem Potentialverhältnis durchgeführt.

In der Untersuchung der Ladungsabbildungseigenschaften des Aufbaus wurde festgestellt, dass die gemessene Dichte der Ladungsträger eines *cluster* nicht der erwarteten Gaußverteilung entspricht. Unabhängig von dem eingesetzten TimePix-Chip nähert sich die Überkurtosis für hohe Gasverstärkungen einem konstanten Wert an. Dieser nimmt für die flächenvergrößerten Chips den Wert von -0,5 an und repräsentiert somit Ladungsverteilungen in schmalere Ausprägung als die durch ein Modell der trans-

versalen Diffusion erwartete Gaußform mit einer Überkurtosis von 0. Es ergibt sich ebenfalls aus den aufgenommenen Daten, dass sich die Fläche der *cluster* bei gleichbleibendem Exzess stetig vergrößert. Hieraus wurde gefolgert, dass der Prozess der Ladungsvervielfachung innerhalb des GEM-Stapels eine Verformung der Dichte der Primärladungsträger verursacht.

Für alle Chips wurde eine Ladungseichung individuell für jeden Pixel durchgeführt. Es wurde ein Funktionsgenerator zur Erzeugung von zur Kalibration notwendigen Testpulsen eingesetzt und anschließend zur Modellierung des linearen Bereiches der Ladungsverstärkung eine Geradenanpassung durchgeführt. Hier wurde festgestellt, dass lokale Unterschiede in der Eichcharakteristik einzelner Pixel existieren, vor allem betreffend der Steigung der Ladungsantwort. Da der Fehler der Funktionsanpassung in Größenordnung der örtlichen Streuung lag, wurde die fehlerkorrigierte Steigungsvariation zu etwa 2,5% abgeschätzt. Im Rahmen der experimentellen Methoden dieser Arbeit stellt dies den etwaigen Wert dar, um welchen die Ladungseichung verbessert werden kann, falls diese individuell für jeden Pixel durchgeführt.

Für TimePix-Chips des Typs 2x2 und 3x3 wurde festgestellt, dass kontaktierte Pixel eine konstant tiefer liegende Eichgerade aufweisen als unkontaktierte, wobei die Achsenabschnitte ersterer umso tiefer liegen, je größer die mit ihnen verbundene Fläche. Eine Kalibration, welche getrennt für beide Pixelgruppen durchgeführt wird, ist daher unablässig.

Die Postprozessierung verändert die für den Einsatz als Auslese in Gasdetektoren charakteristischen Eigenschaften der TimePix-Chips in wesentlichen Aspekten. Alleine durch Vergrößerung der ladungssammelnden Fläche des 1x1 TimePix-Chips auf $(50 \times 50) \mu\text{m}^2$ pro Pixel kommt es zu einer signifikanten Verbesserung der Ladungssammlung und somit zu einer höheren Zahl erfasster Elektronen. Die im Vergleich dazu geringere sensitive Fläche von $\approx (20 \times 20) \mu\text{m}^2$ des nicht postprozessierten TimePix führt zu einem Beginnen des Arbeitspunktes bei signifikant höheren GEM-Spannungen. Chips in den Geometrien 2x2 und 3x3 zeigen für geringe GEM-Potentialdifferenzen eine ebenfalls höhere gemessene Ladung. Der Unterschied in der Sammlungseffizienz zugunsten von Chips größerer metallisierter Pixelfläche wird geringer für hohe Gasverstärkungen, sodass alle postprozessierten Typen eine ähnlich große Menge an Ladung pro *cluster* erfassen.

Für hohe GEM-Spannungen wurde das Phänomen beobachtet, dass nicht kontaktierte Pixel flächenvergrößerter Chips abhängig von der Ladung des oberhalb der Passivierung befindlichen *clusters* Signale ausgaben. Dies bedeutet, dass die Isolation nicht ausreichend dimensioniert ist, vor hohen Ladung abzuschirmen.

Im Bereich hoher Gasverstärkung zeigten die Chips der Typen 2x2 und 3x3 eine Abweichung vom exponentiellen Anwachsen der erfassten Elektronenzahl mit zunehmender GEM-Spannung, wogegen dieses Verhalten bei dem postprozessierten 1x1 nicht zu beobachten war.

Während mit dem TimePix ohne Postprozessierung für Photonen einer Energie von 5,9 keV keine Energieauflösung unter 30%FWHM erreicht werden konnte, liegt diejenige des TimePix 1x1 etwa um 10% darunter. Mit flächenvergrößerten Chips konnten noch geringere relative Halbwertsbreiten bis zu einem Minimum von $(17,5 \pm 05) \%FWHM$ des 3x3-Chips bei $\Delta V_{\text{GEM}} > 385 \text{ V}$ erzielt werden.

In den Messungen wurden effektive Gasverstärkungen von bis zu $(3 \pm 0,5) \cdot 10^5$ für den 1x1-Chip bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 394 \text{ V}$ erreicht.

8 Ergänzungen zu Materialien

8.1 Bezeichnungssystem für Stähle

Das Bezeichnungssystem durch Nummern nach DIN EN 10 027-2 führt zuvorderst die Werkstoffgruppennummer, hier 1 für Stahl, eine zweistellige Stahlgruppennummer, und eine zweistellige Zählnummer zur weiteren Untergruppierung.

$$\underbrace{1}_{\text{Werkstoffgruppe}} \cdot \underbrace{xx}_{\text{Stahlgruppe}} \quad \underbrace{xx}_{\text{Zählnummer}}$$

Die Stahlgruppennummern 40...45 bezeichnen allsamt legierte, nichtrostende Stähle.

8.2 Verwendete Werkstoffe

Alle verwendeten Stähle sind Edelstähle austenitischer Gitterstruktur. Als Austenit bezeichnet man eine kubisch flächenzentrierte Form der Eisen-Kohlenstoff-Mischkristalle mit einem Maximalgehalt von 2,06 % Kohlenstoff, welche keine ferromagnetischen Eigenschaften zeigt [43]. Des weiteren liegt der Kohlenstoffanteil aller schweißbaren Edelstähle unter 0,5 %. Über dieser Grenze neigt das Material beim Unterkühlen, dem Abkühlen in höherer als einer vorgegebenen Grenzgeschwindigkeit, nach starker Erhitzung zur Ausbildung von Martensitstrukturen. Das fcc-Gitter des Austenits geht zu Teilen in ein tetragonal verzerrtes raumzentriertes Gitter über, welches zwar zu höherer Härte, aber gleichzeitig zu einer unerwünschten Sprödigkeit führt.

Die folgende Auflistung beinhaltet die verwendeten Stähle, angegeben werden nur die Hauptlegierungsbestandteile, die darüber hinaus geforderten Grenzwerte für Verunreinigungen durch andere Elemente (etwa maximal 2 % Mangan und 1 % Silizium) werden nicht gelistet:

Edelstahl 1.4301:

Kohlenstoffanteil 0,07 %, Hauptlegierungselemente: Chrom ($18,5 \pm 1$ %), Nickel (9 ± 1 %),

Edelstahl 1.4306:

Kohlenstoffanteil 0,03 % Hauptlegierungselemente: Chrom (19 ± 1 %), Nickel (11 ± 1 %)

Edelstahl 1.4401:

Kohlenstoffanteil 0,07 % entspricht im weiteren 1.4404, mit etwa 1 % niedrigerem Nickelgehalt

Edelstahl 1.4404:

Kohlenstoffanteil 0,03 %, Hauptlegierungselemente: Chrom ($17,5 \pm 1$ %), Nickel (12 ± 1 %), Molybdän ($2,5 \pm 0,5$ %)

Edelstahl 1.4571:

Kohlenstoffanteil 0,08 %, entspricht im weiteren 1.4404 mit einem zusätzlichen Mindestgehalt von 0,4 % Titan

Aluminiumlegierung AlCuPbMgMn:

Anteile: Si 0,8 %, Fe 0,8 %, Cu ($4 \pm 0,6$ %), Mn ($0,75 \pm 0,25$ %), Mg ($1,1 \pm 0,7$ %), Cr 0,1 %, Ni 0,2 %, Zn 0,8 %, Ti 0,2 %

Literaturverzeichnis

- [1] BERGER, M. ; HUBBELL, J. ; SELTZER, S. ; COURSEY, J. ; ZUCKER, M. ; CHANG, J. ; SUKUMAR, R.: *NIST XCOM: Photon Cross Sections Database*. Website, 2010. – http://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom3_1; (13.10.2010)
- [2] GRUPEN, C. ; SCHWARTZ, B.: *Particle Detectors*. 2. Auflage. Cambridge : Cambridge University Press, 2008
- [3] BERGER, M. ; COURSEY, J. ; ZUCKER, M. ; CHANG, J.: *NIST XCOM: Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*. Website, 2010. – <http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm>; (13.10.2010)
- [4] ROSSI, B.: *High Energy Particles*. New York : Prentice Hall, 1952
- [5] NAKAMURA, K. et a.: *(Particle Data Group) Atomic and Nuclear Properties of Materials*. Website, 2010. – <http://pdg.lbl.gov/2005/reviews/atomicrpp.pdf>; (13.10.2010)
- [6] HAUSCHILD, M.: *MediPix Simulations, gas properties and GEMs*. Website, 2006. – <http://hausch.home.cern.ch/hausch/MediPix.html>; (13.10.2010)
- [7] SAULI, F.: *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*. Genf : CERN, 1977. – Lectures Given in the Academic Training Programme of CERN 1976-1977
- [8] LEO, W.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Berlin : Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1987
- [9] DOKE, T. ; ISHIDA, N. ; KASE, M.: Fano factors in rare gases and their mixtures. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 63 (1992), Nr. 4, 373 - 376. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X\(92\)95207-8](http://dx.doi.org/10.1016/0168-583X(92)95207-8). – DOI 10.1016/0168-583X(92)95207-8. – ISSN 0168-583X
- [10] SAULI, F. ; SHARMA, A.: Micropattern Gaseous Detectors. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 49 (1999)
- [11] OED, A.: Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 263 (1988), Nr. 2-3, 351 - 359. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90970-9](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(88)90970-9). – DOI 10.1016/0168-9002(88)90970-9. – ISSN 0168-9002
- [12] SAULI, F.: GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 386 (1997), Nr. 2-3, 531 - 534. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)01172-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01172-2). – DOI 10.1016/S0168-9002(96)01172-2. – ISSN 0168-9002
- [13] GIOMATARIS, I. ; REBOURGEARD, P. ; ROBERT, J. ; CHARPAK, G.: Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. (1996). <http://preprints.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=preprint&categ=scan&id=SCAN-9603270>
- [14] CERN, Gas Detectors D.: *Single-GEM detector; Pulse height spectrum for 55Fe 5,9 keV X-rays*. Website, 2010. – <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>; (10.11.2010).
- [15] RICHTER, C. ; BRESKIN, A. ; CHECHIK, R. ; MÖRMANN, D. ; GARTY, G. ; SHARMA, A.: On the efficient electron transfer through GEM. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 478 (2002), Nr. 3, 538 - 558. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00896-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00896-8). – DOI 10.1016/S0168-9002(01)00896-8. – ISSN 0168-9002

- [16] SCHWARZ, C. ; CAMPBELL, M. ; GOEPPERT, R. ; LUDWIG, J. ; MIKULEC, B. ; RUNGE, K. ; SMITH, K. M. ; SNOEYS, W.: Measurements with Si and GaAs pixel detectors bonded to photon counting readout chips. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 466 (2001), Nr. 1, 87 - 94. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00829-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00829-4). – DOI 10.1016/S0168-9002(01)00829-4. – ISSN 0168-9002
- [17] JAKUBEK, J. ; GRANJA, C. ; HOLY, T. ; LEHMANN, E. ; LINHART, V. ; POSPISIL, S. ; RYPAR, V. ; UHER, J. ; VACIK, J. ; VAVRIK, D. ; VYKYDAL, Z. ; CEVALLOS, M.: Neutron imaging and tomography with Medipix2 and dental micro-roentgenography. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 569 (2006), Nr. 2, 205 - 209. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.08.043>. – DOI 10.1016/j.nima.2006.08.043. – ISSN 0168-9002. – Proceedings of the 3rd International Conference on Imaging Technologies in Biomedical Sciences - Innovation in Nuclear and Radiological Imaging: from Basic Research to Clinical Application
- [18] LLOPART, X. ; BALLABRIGA, R. ; CAMPBELL, M. ; TLUSTOS, L. ; WONG, W.: Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 581 (2007), Nr. 1-2, 485 - 494. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.08.079>. – DOI 10.1016/j.nima.2007.08.079. – ISSN 0168-9002. – VCI 2007 - Proceedings of the 11th International Vienna Conference on Instrumentation
- [19] LLOPART, X.: *TimePix Manual v1.0*. 1. Auflage. CERN: MediPix2 Collaboration, August 2006
- [20] KRUMMENACHER, F.: Pixel detectors with local intelligence: an IC designer point of view. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 305 (1991), Nr. 3, 527 - 532. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90152-G](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(91)90152-G). – DOI 10.1016/0168-9002(91)90152-G. – ISSN 0168-9002
- [21] LLOPART, X.: *MPIX2MXR20 Manual v2.3*. CERN: MediPix2 Collaboration, Februar 2006
- [22] UMMENHOFER, M.: *Inbetriebnahme einer Zeitprojektionskammer mit Pixel-Auslese*. Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität Bonn, Diplomarbeit, Juli 2008
- [23] BLANCO CARBALLO, V.M. ; BILEVYCH, Y. ; CHEFDEVILLE, M. ; FRANSEN, M. ; VAN DER GRAAF, H. ; SALM, C. ; SCHMITZ, J. ; TIMMERMANS, J.: GEMGrid: a wafer post-processed GEM-like radiation detector. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 608 (2009), Nr. 1, 86 - 91. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.06.023>. – DOI 10.1016/j.nima.2009.06.023. – ISSN 0168-9002
- [24] MELAI, J. ; BRESKIN, A. ; CORTESI, M. ; BILEVYCH, Y. ; FRANSEN, M. ; VAN DER GRAAF, H. ; VISSCHERS, J. ; BLANCO CARBALLO, V.M. ; SALM, C. ; SCHMITZ, J.: A UV Sensitive Integrated Micromegas with Timepix Readout. In: *ArXiv e-prints* (2010), März
- [25] KAMINSKI, J.: *Wafermap*. 2009. – private Kommunikation
- [26] FRITZSCH, J.: *Prozessflow: MediPix Large Pads*. 2010. – private Kommunikation
- [27] VYKYDAL, Z.: *USB1.0 Interface for Medipix*. Website, 2010. – http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/Others/USB_interface/USB_Interface.html; (13.10.2010).
- [28] HOLY, T. ; JAKUBEK, J. ; POSPISIL, S. ; UHER, J. ; VAVRIK, D. ; VYKYDAL, Z.: Data acquisition and processing software package for Medipix2. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 563 (2006), Nr. 1, 254 - 258. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.01.122>. – DOI

- 10.1016/j.nima.2006.01.122. – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 7th International Workshop on Radiation Imaging Detectors - IWORLD 2005
- [29] VYKYDAL, Z. ; HOLÝ, T.: *Pixelman Manual*. Website, 2010. – http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/Pixelman_manual.html; (13.10.2010).
- [30] BAMBERGER, A. ; DESCH, K. ; RENZ, U. ; TITOV, M. ; VLASOV, N. ; WIENEMANN, P. ; ZWERGER, A.: Readout of GEM detectors using the Medipix2 CMOS pixel chip. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 573 (2007), Nr. 3, 361 - 370. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.12.049>. – DOI 10.1016/j.nima.2006.12.049. – ISSN 0168–9002
- [31] SOLIDWORKS: *SolidWorks Flow Simulation 2010 Technical Reference*. 2009
- [32] ROMANIOUK, A.: Choice of materials for the construction of the TRT / Moscow Engineering and Physics Institute. 1998. – Forschungsbericht. – ATLAS Internal Note
- [33] HABERICHTER, W. ; SPINKA, H.: Wire chamber degradation at the Argonne ZGS / Argonne National Lab. 1986. – Forschungsbericht. – Proceedings of the Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers
- [34] BAMBERGER, A. ; DESCH, K. ; RENZ, U. ; TITOV, M. ; VLASOV, N. ; WIENEMANN, P. ; ZIMMERMANN, S. ; ZWERGER, A.: Resolution Studies of GEM/Timepix Detector with 5 GeV electrons. In: *ArXiv e-prints* (2007), September
- [35] LUPBERGER, M.: *Lawinenstatistik und Einzelelektronenzählung mit einem TimePix-Ingrid Detektor*. Physikalisches Institut, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Diplomarbeit, September 2010
- [36] BAMBERGER, A. ; BLANK, H. ; BREZINA, C. ; DESCH, K. ; KILLENBERG, M. ; KRAUTSCHEID, T. ; OCKENFELS, W. ; RENZ, U. ; SCHUMACHER, M. ; TITOV, M. ; UMMENHOFER, N. M. a. M. and Vlasov ; WIENEMANN, P. ; ZIMMERMANN, P. ; ZWERGER, A.: *EUDET Memo: Si-TPC with GEMs*. Dezember 2008
- [37] JAKUBEK, J.: Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (2010). <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.183>. – DOI 10.1016/j.nima.2010.06.183. – ISSN 0168–9002
- [38] ANTICHEVA, I. ; COUET, O.: *The ROOT User's Guide 5.21*. Dezember 2008
- [39] MAGIL, J. ; PFENNIG, G. ; GALY, J.: Karlsruher Nuklidkarte. 2006. – Forschungsbericht. – Institute for Transuranium Elements (ITU), <http://www.nucleonica.net>; (10.11.2010).
- [40] KAMINSKI, J.: *A TPC for the Linear Collider*. Website, 2010. – 3. Detector Workshop of the Helmholtz-Alliance, <http://lhc-ilc.physik.uni-bonn.de/talks/LCTPCKaminski.pdf>; (10.11.2010)
- [41] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie*. 5. Auflage. Berlin : Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2007
- [42] KLÖCKNER, F.: *Teststrahlungsmessung einer GEM-basierten TPC mit simultaner Datenauslese von acht Timepix-Chips*. Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität Bonn, Diplomarbeit, Mai 2010
- [43] BARGEL, H. ; SCHULZE, G.: *Werkstoffkunde*. 6. Auflage. Düsseldorf : VDI Verlag, 1994
- [44] DESY: *ILC Soft*. Website, 2010. – <http://ilcsoft.desy.de/portal/>; (13.10.2010)
- [45] BÉ, M. ; CHISTÉ, V. ; DULIEU, C. ; BROWNE, E. ; BAGLIN, C. ; CHECHEV, V. ; KUZMENKO, N. ; HELMER, R. ; KONDEV, F. ; MACMAHON, D. ; LEE, K.: *Table of Radionuclides Vol. 3-A*. Sevrés : Bureau International Des Poids Et Mesures, 2006

LITERATURVERZEICHNIS

- [46] PAPP, T. ; MAXWELL, J. A. ; PAPP, A. ; NEJEDLY, Z. ; CAMPBELL, J.: On the role of the signal processing electronics in X-ray analytical measurements. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 219 (2004), Juni, S. 503–507. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2004.01.111>. – DOI 10.1016/j.nimb.2004.01.111
- [47] AGILENT TECHNOLOGIES, INC. (Hrsg.): *Agilent 34970A Data Acquisition/Switch Unit User's Guide*. 3. Auflage. Loveland, Colorado: Agilent Technologies, Inc., Februar 2003
- [48] TEMMING, K.: *Eagle exportierte Grafik: Miniboard, Maxiboard*. 2010. – private Kommunikation

9 Anhang

9.1 Kategorie: TimePix

9.1.1 Beobachtungen unterschiedlichen Ansprechverhaltens einzelner Pixel

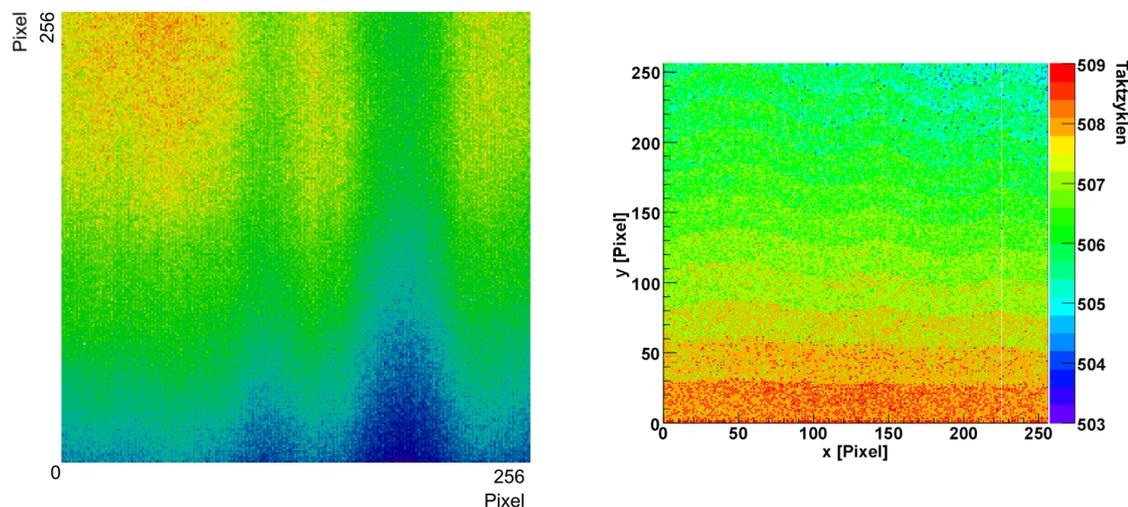


Abbildung 98: Links: Relative Verteilung der Einstellungen des DACs THS, modifiziert aus [19], und rechts: Relative Ankunftszeit der Signale im 'Time'-Modus, modifiziert aus [22]

Dieser Abschnitt stellt die unter Kapitel 5.1 referenzierten Messungen dar. Für den genaueren Zusammenhang sei auf die entsprechenden Literaturangaben hingewiesen.

9.1.2 2x2: Effekt des Übersprechens

Zur ergänzenden Betrachtung werden an dieser Stelle beispielhaft zwei Spektren der Eisenquelle in ArCO_2 des postprozessierten 2x2-Chips in Abbildung 99 aufgeführt. Die beiden Spannungen $\Delta V_{\text{GEM}} = 370 \text{ V}$ (links) und $\Delta V_{\text{GEM}} = 380 \text{ V}$ (rechts) zeigen die beiden Gasverstärkungen, für welche sich jeweils die Verhältnisse von übersprechenden und nicht übersprechenden *clustern* umkehren. Analog zur Diskussion in Abschnitt 6.7 können die selben qualitativen Feststellungen für den 2x2-Chip erbracht werden.

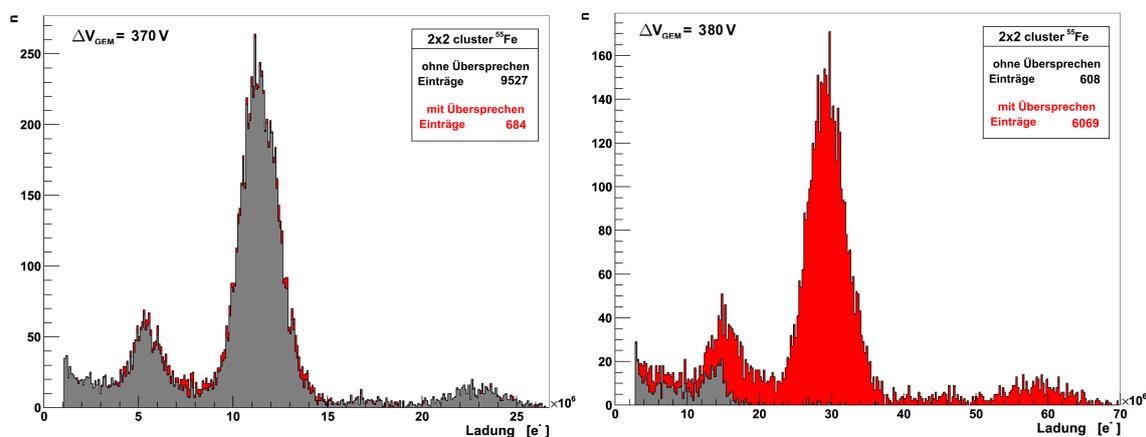


Abbildung 99: Übersprechen von *clustern* des 2x2, Spektrum der ^{55}Fe -Quelle bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 370 \text{ V}$ (l.) und $\Delta V_{\text{GEM}} = 380 \text{ V}$ (r.), Anteil nicht übersprechender *cluster* in grau, übersprechender in rot.

9.1.3 Abtastung der Filterparameter für den originalen TimePix

Unter Kapitel 6.5 wurde anhand des postprozessierten 2x2-Chips die Effizienz unter Variation der Filterparameter gezeigt. Dieser Abschnitt zeigt die Auswertung analog auf Basis der Daten des originalen TimePix. Da der Chip die geringste aller beobachteten Energieauflösungen besitzt, ergeben sich entsprechend geringe Effizienzen in der Trennung. Die folgenden Abbildungen sind in der zugrundeliegenden Vorgehensweise analog zu Kapitel 6.5 zu interpretieren.

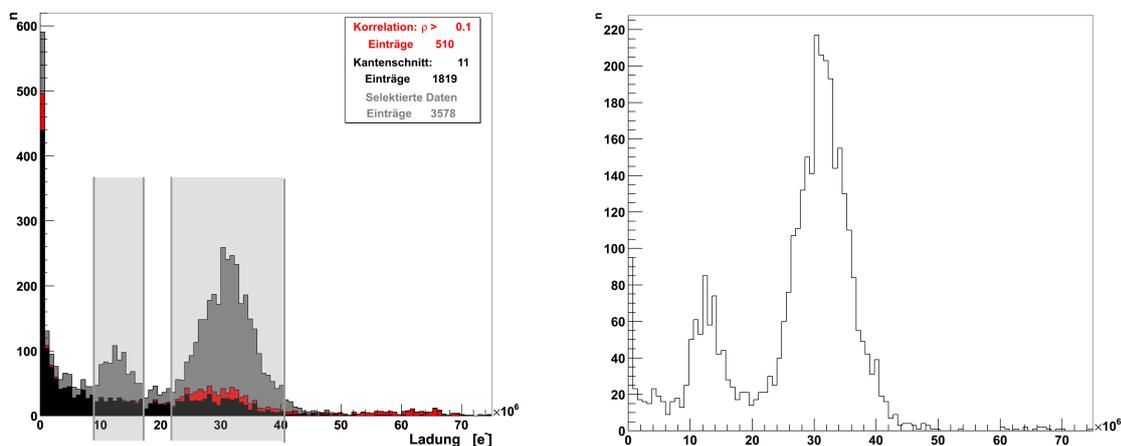


Abbildung 100: originaler TimePix: ^{55}Fe -Spektrum vor (l.) und nach (r.) Anwendung des Filters. Ereignisse ausgeschlossen aufgrund ihres näher als 12 Pixel am Rand liegenden Schwerpunktes in schwarz, Ereignisse mit einer Korrelation $\rho > 0,1$ in rot und die Restereignisse in grau dargestellt.

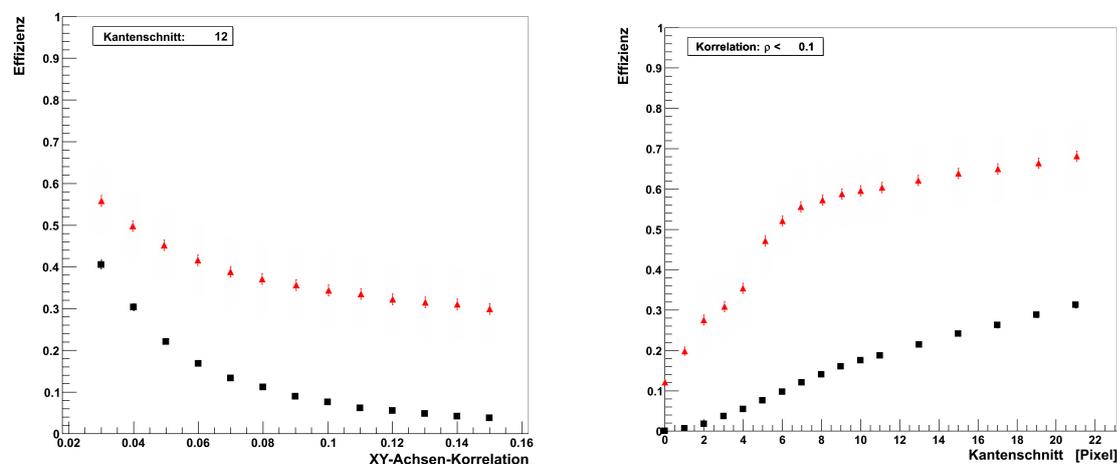


Abbildung 101: originaler TimePix: Effizienz der gewollten Untergrundfilterung (rot) und ungewollten Signalunterdrückung (schwarz), links für den Filterparameter der X-Y-Achsenkorrelation, rechts für den Kantenschnitt

9.1.4 Qualitative Auswirkung der Selektion am Beispiel des TimePix 1x1

Es sollen zusätzlich analog zu Abschnitt 6.5.3 die Selektionseffizienzen qualitativ anhand des TimePix 1x1 dargestellt werden. Bei geringerer Gasverstärkung und kleinerer aktiver Fläche liegt in diesem Exempel die Energieauflösung unter der des im Haupttext vorgestellten. Durch kleinere Pixel grenzen Gebiete weniger häufig aneinander. Abhängig von dieser Tatsache und den geringeren Radien der Ladungswolken sind weniger Mehrfach-*cluster* vorhanden. Dennoch ist die gute Trennbarkeit der verschiedenen Untergründe im Spektrum gegeben.

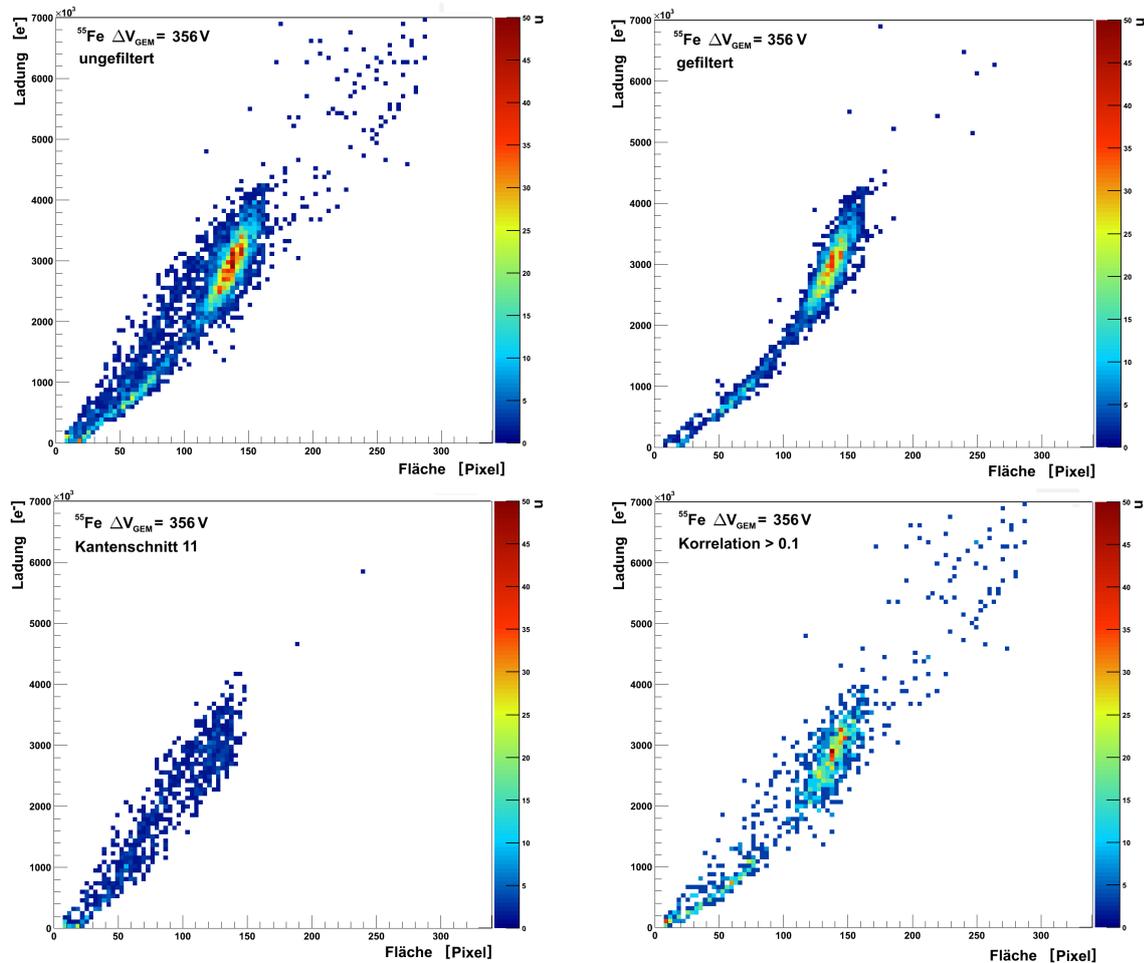


Abbildung 102: 1x1 ^{55}Fe -Spektrum bei $\Delta V_{\text{GEM}} = 356\text{ V}$ in zweidimensionaler Darstellung von Ladung und Fläche. Ungefiltertes Spektrum (l.o.) im Vergleich zu dem gefilterten (r.o.) mit Übersicht über die entfallenen Ereignisse bei Anwendung eines Kantenschnittes von 5 (l.u.) und anschließend der Trennung nach einer Korrelation $\rho > 0,1$ (l.u.)

9.1.5 Flächenspektren in Argon und Helium

In Abschnitt 6.5 wurden verschiedene auf die Daten anzuwendende Filterkriterien besprochen. Bezüglich der Zahl getroffener Pixel pro *cluster* werden zum Vergleich der Größe der durch die ^{55}Fe -Quelle erzeugten *cluster* in Abbildung 103 beide verwendeten Gase bei beliebigen Gasverstärkungen aufgeführt. Die unbereinigten Spektren der Flächen der Ladungswolken, in HeCO_2 des $1 \times 1_C$ und in ArCO_2 des 1×1 , unterscheiden sich deutlich. Die Photonen des 5,9 keV-Zerfalls erzeugen durch sekundäre Prozesse in Helium im Gegensatz zu Argon eine große Menge kleinerer *cluster* (ebenfalls geringerer Ladung). Deren Anzahl nimmt für höhere Gasverstärkungen über das in Abbildung 103 vorzufindende Maß hinaus zu. In der Analyse wurde deren Zahl durch das Verlangen einer Mindestzahl getroffener Pixel reduziert, sodass die Funktionsanpassung der Gaußfunktion (6.4) korrekt konvergiert. Dies ist notwendig, da deren Startparameter durch Mittelwert und Breite des Ladungshistogramms initiiert werden, in welchem nach Anwenden des Korrelations- und Kantenschnittes (siehe 6.5.4) nicht ausreichend Untergrund unterdrückt wird.

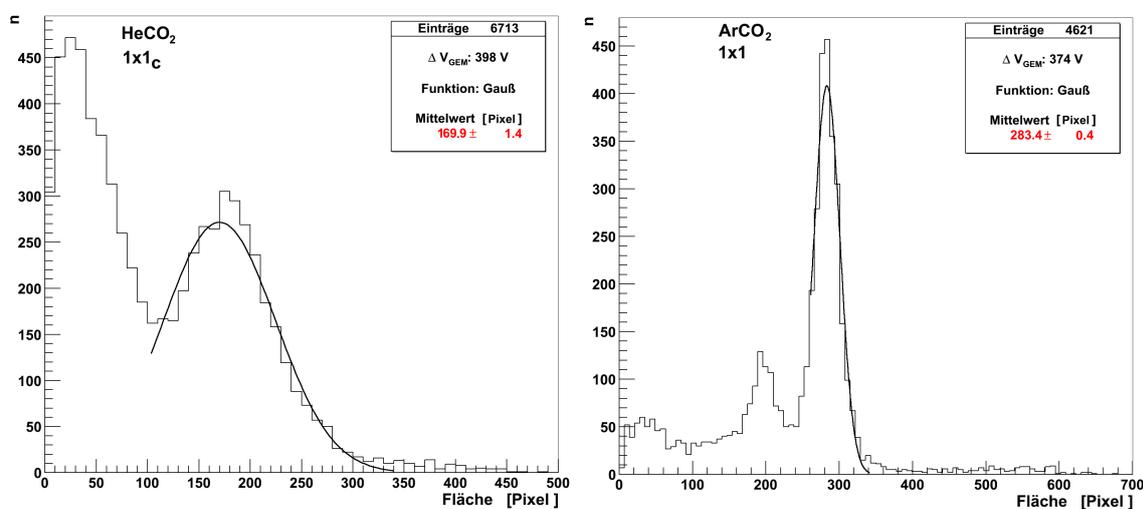


Abbildung 103: Ungefilterte Spektren: Vergleich der Größen der *cluster* der ^{55}Fe -Quelle in Helium (l.) und Argon (r.) zweier beliebiger Gasverstärkungen - in Helium treten deutlich häufiger kleine *cluster* auf.

9.2 Kategorie: Software

9.2.1 Über die verwendete Analyse-Software

Im Rahmen der Arbeitsgruppe ILCsoft [44] wird das Software-Paket MARLIN¹⁰² entwickelt, welches grundsätzliche Funktionen zur Datenanalyse bereitstellt. Für die Anwendung zur Arbeit mit Zeitprojektionskammern existiert das Projekt MARLINTPC. Es wurde eine Implementierung der Software in dieses System bestrebt. Die nicht geforderte Ausrichtung auf Spurrekonstruktion in einer vollständigen TPC einerseits und das weitgehende Fehlen von in dieser Arbeit erforderlichen Funktionalitäten, führte dazu, dass ein eigener Analyse-Code verfasst werden musste.

Als Basis dessen dient die Programmiersprache C++ unter zusätzlicher Verwendung der Bibliotheken des am CERN entwickelten *frameworks* ROOT (Version 5.26).

9.2.2 Numerische Auswerteverfahren in SolidWorks FloWorks

Grundlage der Kalkulationen (siehe [31]) sind die **Navier-Stokes-Gleichungen**. Diese modellieren Newtonsche Flüssigkeiten unter Berücksichtigung von Teilchenzahl-, Energie- und Impulserhaltung, sowie weiterer Wechselwirkungsparameter in Ensembles wie beispielsweise Wärmeleitung und Viskosität. Diese Gleichungen sind ein System von partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung und werden auf dem Gitter des Modells punktweise berechnet.

Die Kontinuitätsgleichung eines kompressiblen Fluides der Dichte ρ und der Impulsdichte $\vec{m} = \rho \cdot \vec{v}$ mit Geschwindigkeit \vec{v} fordert

$$\frac{\delta}{\delta t} \rho + \nabla \cdot \vec{m} = 0 \quad (9.1)$$

Impulserhaltung komponentenweise in \vec{x}_i -Richtung ist bei Druck p und dem Einwirken von äußeren Kräften¹⁰³, repräsentiert durch S_i , definiert durch

$$\frac{\delta}{\delta t} m_i + \frac{\delta}{\delta x_j} m_i v_j + \frac{\delta}{\delta x_i} p = \frac{\delta}{\delta x_j} (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i \quad (9.2)$$

wobei eine Scherung des Systems repräsentiert wird durch den viskosen Spannungstensor τ_{ij}

$$\tau_{ij} = \eta \left(\frac{\delta}{\delta x_j} v_i + \frac{\delta}{\delta x_i} v_j - \frac{2}{3} \delta_{ij} \sum_{k=1}^3 \frac{\delta}{\delta x_k} v_k \right) \quad (9.3)$$

und den Reynolds-Spannungstensor τ_{ij}^R , welcher nach der Boussinesq-Approximation die dichte- und temperaturunabhängige Fluidynamik modelliert,

$$\tau_{ij}^R = \eta_t \left(\frac{\delta}{\delta x_j} v_i + \frac{\delta}{\delta x_i} v_j - \frac{2}{3} \delta_{ij} \sum_{k=1}^3 \frac{\delta}{\delta x_k} v_k \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho E_t \quad (9.4)$$

mit der Viskosität η und der turbulenten Viskosität η_t , welche im laminaren Fall Null ergibt und im turbulenten die Energiedissipation ϵ durch die turbulente kinetische Energie E_t angibt. Hierzu existieren Einschränkungen in Form von Transportgleichungen, welche den Strom sowohl durch externe Randbedingungen, als auch durch empirische Größen, modellieren.

Die Energieerhaltung schließlich ergibt unter Berücksichtigung einer Wärmequelle oder eines Wärmeabsorbers Q bzw. dem Wärmefluss q_i

$$\frac{\delta}{\delta t} \rho H + \frac{\delta}{\delta x_i} H m_i = \frac{\delta}{\delta x_i} (v_j (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \frac{\delta}{\delta t} p - \tau_{ij}^R \frac{\delta}{\delta x_j} v_i + \rho \epsilon + S_i v_i + Q \quad (9.5)$$

wobei H für die Enthalpie pro Einheitsmasse steht und sich schreiben lässt als $H = \epsilon + 1/2 v^2 + h|\vec{g}| + p/\rho$, ergo als Summe von innerer Energie, kinetischer und potentieller Energie.

¹⁰²Modular Analysis and Reconstruction for the Linear Collider

¹⁰³Gravitationskraft oder Coriolis-Kraft in einem rotierenden Bezugssystem

9.3 Anmerkungen zum experimentellen Aufbau

9.3.1 Spektrum einer Eisen-55-Quelle in hoher Auflösung

Für die in dieser Arbeit eingesetzte radioaktive Eisenquelle werden zur Charakterisierung Photonen der Abregungsenergie 5,9 keV verwendet. In Kapitel 6.3 wurde bereits in Abbildung 63 das Spektrum der Quelle unter Verwendung einer GEM zur Gasverstärkung aufgeführt. An dieser Stelle zeigt Grafik 104 das ^{55}Fe -Spektrum aufgenommen durch einen Silizium-Driftdetektor. Bei diesem lassen sich die Abregungen 5,9 keV (K^α) und 6,5 keV (Mangan K^β), welche mangels Auflösungsfähigkeit der Detektoranordnung aus GEM und TimePix nicht separiert werden können.

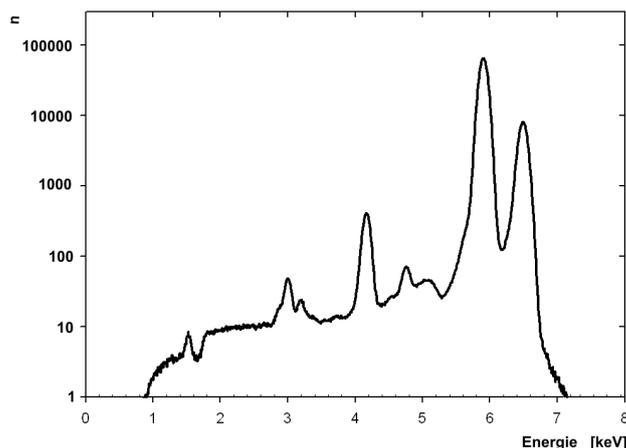


Abbildung 104: ^{55}Fe Zerfallsspektrum [45] mit den Linien 5,9 keV (Mangan K^α), 6,5 keV (Mangan K^β) und 5,19 keV (Auger-Elektron). Bei einer Energie von 4,2 keV liegt der Silizium-*Escape-Peak*, modifiziert aus [46]

9.3.2 Agilent 34901A

Die für die Datennahme während des Messbetriebes wichtigen Spezifikationen werden im Folgenden aufgelistet.

- maximal 60 Kanäle pro Sekunde erfassbar
- manuelle oder digitale Konfiguration mit einem Computer
- Auslese und Steuerung über den seriellen Port (RS-232¹⁰⁴) oder IEEE¹⁰⁵-488 / GPIB¹⁰⁶ und Speicherung der Daten in einem ASCII¹⁰⁷-Format
- Konfiguration vermittels Messprofil (i.e. Kanalkonfiguration)
- Erweiterbarkeit durch maximal drei AGILENT-Module

Die für den Versuch notwendigen Langzeitfehlertoleranzen (1 Jahr, % Messwert + % Messbereich) bei Raumtemperatur betragen:

- Gleichspannung: 0,004 % + 0,0007 % bis 300 V
- Gleichstrom: 0,05 % + 0,005 % bis 1 A
- Widerstand: 0,01 % + 0,001 %, bis 100 M Ω , 2- und 4-Draht-Messung möglich
- Thermoelemente (B, E, J, K, N, R, S, T): 1,2 C bis 1,8 C

¹⁰⁴aktuelle Bezeichnung ANSI/EIA/TIA-232-F-1997

¹⁰⁵Standardisierungbenennung nach dem INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS

¹⁰⁶General Purpose Interface Bus, ursprünglich HEWLETT-PACKARD INTERFACE BUS

¹⁰⁷AMERICAN STANDARD CODE FOR INFORMATION INTERCHANGE

9.3.3 Temperatursensorik

Zur elektronischen Temperaturmessung existieren verschiedene Möglichkeiten, welche sich in Kosten und Präzision der Bauteile unterscheiden. Die wichtigsten Klassen von Sensoren sind Thermoelemente, Heißleiter und Kaltleiter.

Im Bereich der Kaltleiter (PTC - *positive temperature coefficient*) werden zumeist **Platinwiderstände** benutzt, welche sich einfach und präzise prozessieren lassen, widerstandsfähig gegen äußere Einwirkung sind und eine kontrollierbare Schwankung des temperaturabhängigen Widerstandes aufweisen.

Zur Beschreibung des Widerstandes dient das Modell des freien Elektronengases. Ladungsträger finden sich in konstanter Dichte einem sehr breiten Leitungsband, sodass der Bandstruktur keine Betrachtung zufällt. Störungen der Beweglichkeit treten auf durch Defekte in der Struktur des Materials und durch phononische Wechselwirkung - das Anregen von Gitterschwingungen und dem damit verbundenen Energieverlust. Die Geschwindigkeit der Ladungsträger nimmt invers zur Temperatur ab, sodass der Widerstand, der in antiproportionalem Zusammenhang zum Strom und somit der Geschwindigkeit steht, mit steigender Temperatur zunimmt.

Im Bereich -200 °C bis 0 °C approximiert ein Polynom dritten Grades in hinreichender¹⁰⁸ Genauigkeit den temperaturabhängigen Widerstand $R(T)$.

$$R(T) = R_0(1 + aT + bT^2 + c[T - 100\text{ C}]T^3) \quad (9.6)$$

Für 0 °C bis etwa 850 °C genügt ein Polynom zweiten Grades

$$R(T) = R_0(1 + aT + bT^2) \quad (9.7)$$

mit den genormten Konstanten a,b,c und einem Referenzwiderstand von $100\ \Omega$ (PT100) oder $1000\ \Omega$ (PT1000) bei einer Temperatur von 0 °C .

Für Umgebungskonditionen in Größenordnung der Raumtemperatur ist die Bildung einer Umkehrfunktion möglich:

$$T = \frac{-aR_0 + \sqrt{(aR_0)^2 - 4bR_0(R_0 - R)}}{2bR_0} \quad (9.8)$$

Es existieren mehrere Toleranzklassen:

1. *Klasse A:*

$$\sigma_T = 0,15\text{ K} + 0,002 \cdot \Delta T$$

2. *Klasse B:*

$$\sigma_T = 0,3\text{ K} + 0,005 \cdot \Delta T$$

3. *Klasse 1/3 B:*

$$\sigma_T = 0,1\text{ K} + 0,0017 \cdot \Delta T \text{ mit einem auf } [-70\text{ °C}, 250\text{ °C}] \text{ eingeschränkten Funktionsbereich.}$$

ΔT steht erneut für die Temperaturdifferenz zur Referenztemperatur $T_0 = 0\text{ C}$

¹⁰⁸ Abweichung entsprechend definierter Toleranzklassen

9.3.4 Vier-Draht-Messung

Einerseits steigt der spezifische Widerstand von Platin nur langsam mit der Temperatur (ca. $4\Omega/C$), andererseits ist auch der Grundwiderstand von 1000Ω nicht ausreichend um den Einfluss des Widerstandes der Zuleitung zu eliminieren.

Statt Spannungsabfall oder Widerstand des Materials über zwei Adern zu messen, werden vier Leitungen benutzt. Dies eliminiert sowohl die Temperaturabhängigkeit des Drahtes, als auch dessen zusätzlichen Widerstand.

Eine Stromquelle (Source) ist auf zwei der Leitungen angeschlossen und hält einen konstanten Stromfluss durch den zu messenden Widerstand R . Mit dem (hochohmigen) Voltmeter wird der Spannungsabfall gemessen. Da aber durch die Verbindung zum Spannungsmesser fast kein Strom fließt, denn dessen Innenwiderstand liegt um Größenordnungen über dem des zu messenden Systems, existiert auch kein Potentialgefälle entlang des Drahtes zum Voltmeter. Dadurch wird nur die Spannung gemessen, welche am Widerstand tatsächlich abfällt und der Einfluss der Zuleitung ist eliminiert.

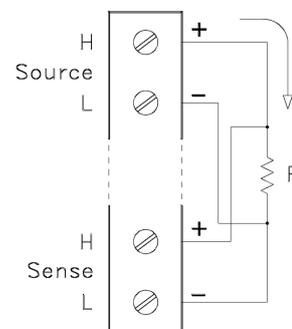


Abbildung 105: Schema einer 4-Draht-Messung, [47]

Ebenfalls existiert das Prinzip der störungsbereinigten Widerstandsmessung als sogenannte Drei-Leiter-Technik, welche hier aber mangels Unterstützung durch das Messgerät¹⁰⁹ nicht angewendet werden kann.

9.3.5 Verwendete DAC-Einstellungen

Neben den variierenden DAC-Einstellungen für THS und THL, wurden folgende Werte global für alle Messungen verwendet:

DAC	IKrum	Disc	Preamp	BuffAnalogA	BuffAnalogB	Hist
Wert	5	127	255	127	127	0

DAC	THLCoarse	Vcas	FBK	GND	BiasLVDS	RefLVDS
Wert	7	130	128	80	128	128

¹⁰⁹ Agilent 34970A Data Acquisition Unit mit 34901A 20-Kanal Multiplexer

9.3.6 Leitungsführungssystem der verwendeten Platinen

Die zugrundeliegende Konzeption der Leitungsführung besteht darin, eine möglichst gasdichte einlagige Platine zu gestalten. So werden Bahnen nicht direkt in Durchbohrungen unterhalb des Steckers auf die Gegenseite geführt, sondern durch vergossene *vias*. Dadurch, dass diese einen größeren Platzbedarf aufweisen als bei der Durchsteckmontage üblich, müssen die Leitungen von den daher notwendigen SMD-Bauteilen weggeführt werden, um diese dann über die freie Platinenfläche auf die andere Seite zu bringen. Das als Grafik aus der verwendeten Software EAGLE¹¹⁰ exportierte Bahnsystem zeigt Abbildung 106. Die Durchführungsplatine muss sowohl die Kanäle der Sensorik wie auch die des TimePix in zwei getrennten Systemen überleiten. Aus Platzgründen befinden sich die Stecker im 0,1 Zoll Raster in der Mitte, sodass die Bahnen des TimePix quer über die Platinenfläche geführt werden müssen. Die Adapterplatine dient lediglich der Änderung des Steckers, da Verbinder des für die TimePix-Platine verwendeten Typs DF17 nur als Platine-zu-Platine-Version erhältlich sind und somit ein Wannenstecker zum Übergang auf ein Flachbandkabel gewählt wurde.

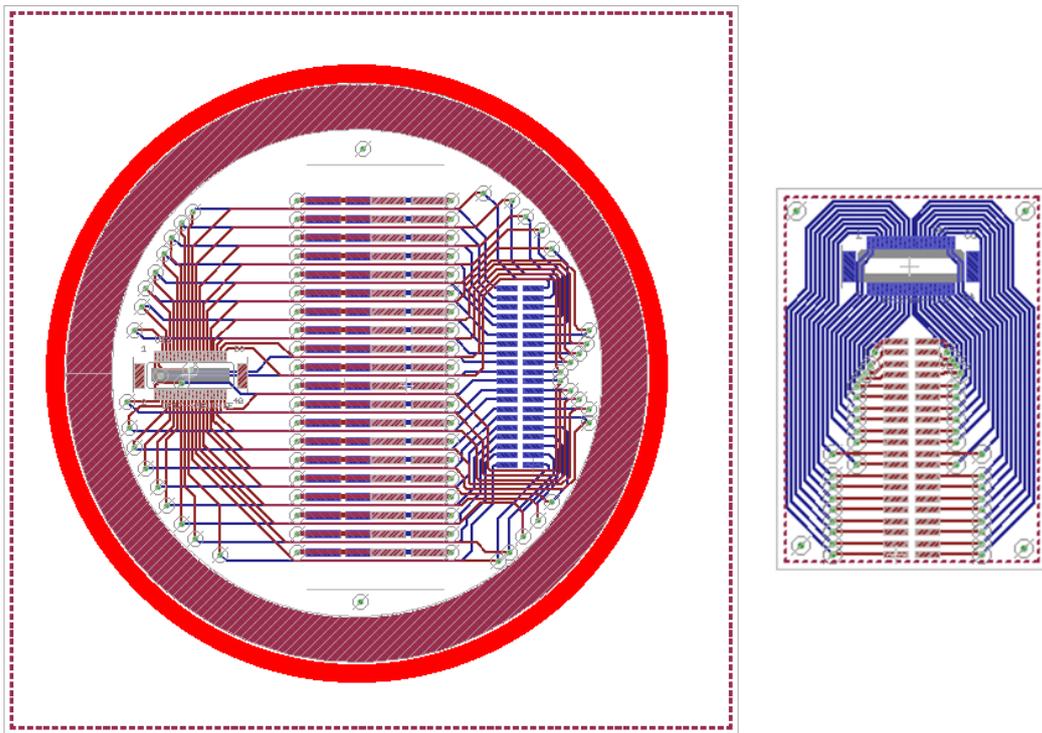


Abbildung 106: Leitungsbahnen der Durchführungsplatine (links) und der TimePix-Adapterplatine (rechts), der Farbcode differenziert Vorderseite (blau) von Rückseite (rot) und durchgehenden Elementen (grün), modifiziert aus [48]

¹¹⁰Schaltplaneditor des Herstellers CADSOFT COMPUTER GMBH

9.3.7 Ergänzende Darstellungen der Kammer



Abbildung 107: Kammer nach dem Reinigen

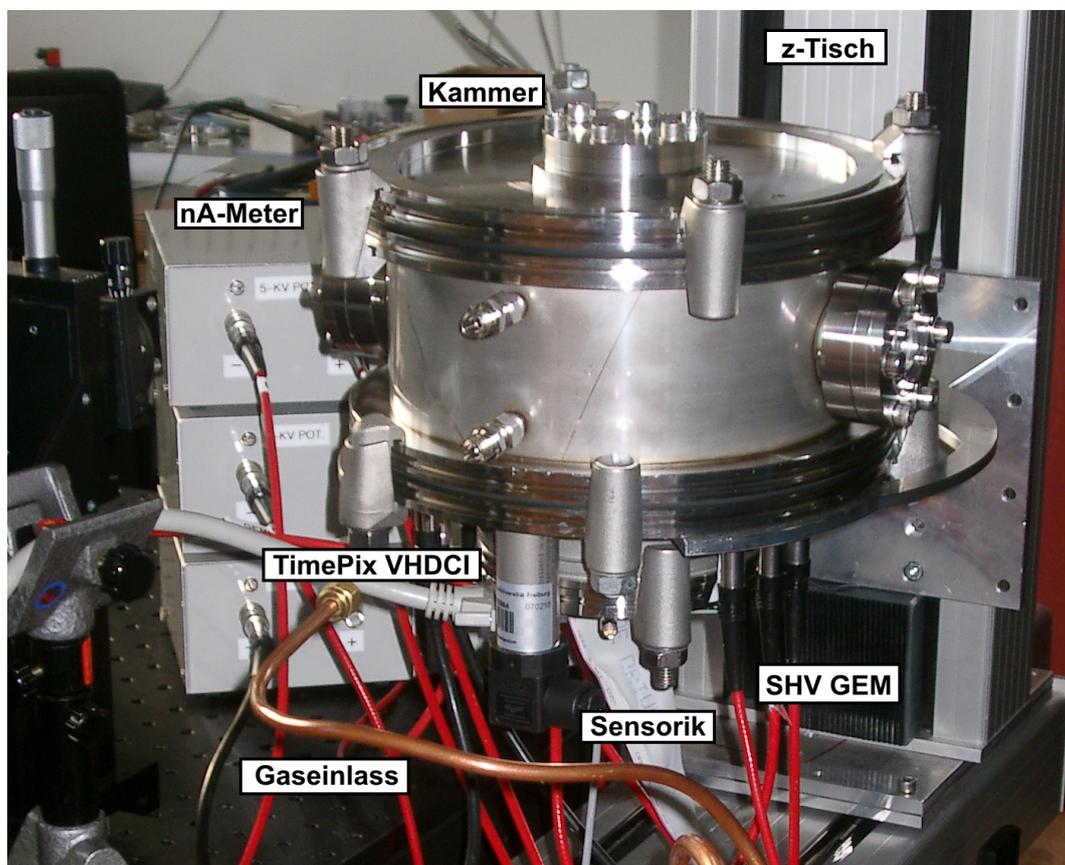


Abbildung 108: Aufbau der Kammer im Labor

10 Danksagung

FROM THE DRAWING TABLE TO THE CRATE

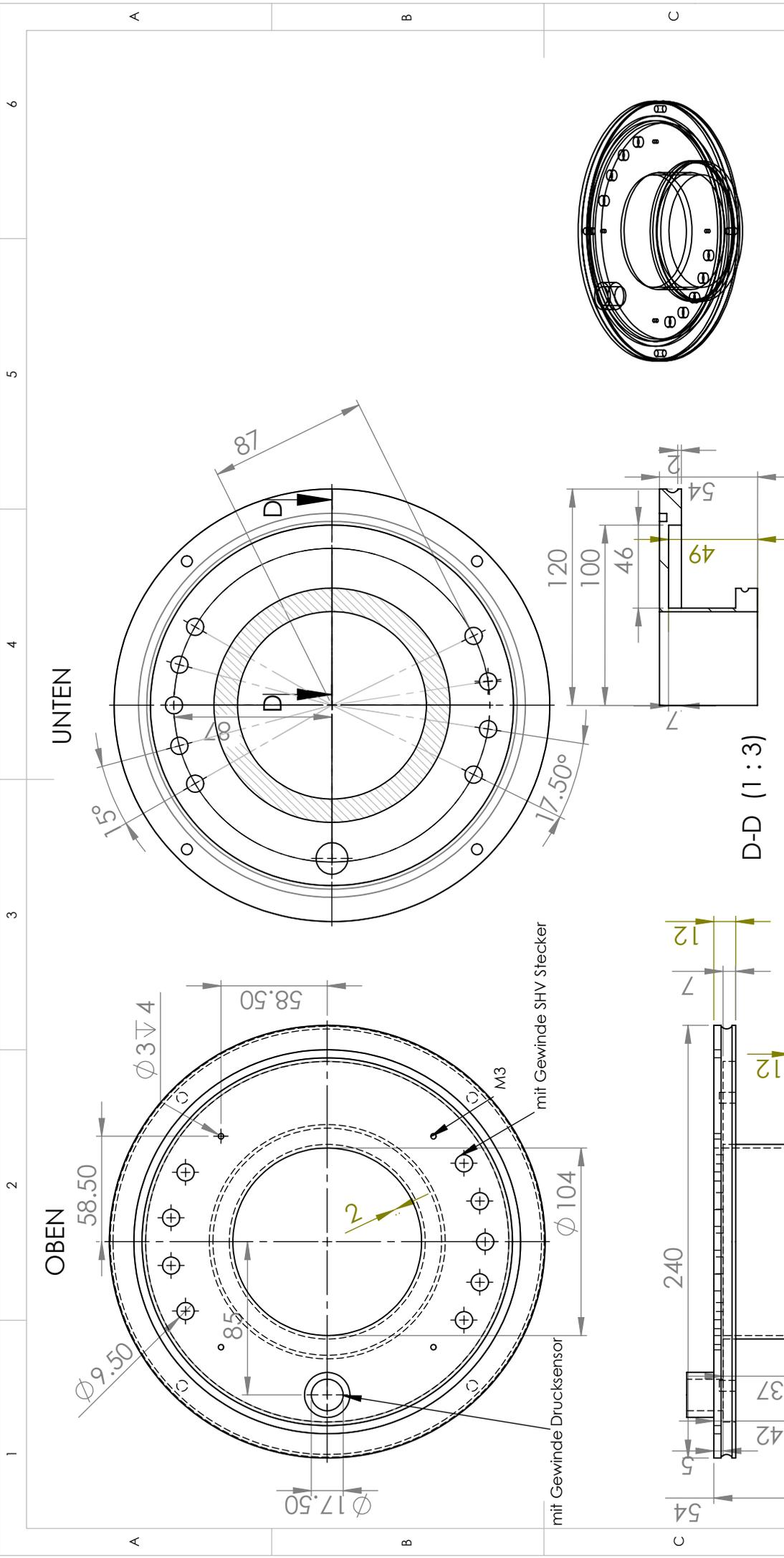
Mein Dank gilt allen voran Herrn Professor Markus Schumacher, der es mir ermöglicht hat, diese Diplomarbeit anzufertigen. Es war wohl die beste Wahl, die ich hätte treffen können. Mit diesem übergreifenden Thema ist der Traum in Erfüllung gegangen, den kreativen Schaffensprozess eines Experimentes von Beginn bis zum Ende zu gestalten. Die Vorstellung von dem, was das eines Physikers ist.

Ich danke auch meinen Bürokollegen Michael Lupberger, Holger von Radziewski und Uwe Renz für das angenehme Arbeitsklima und die Hilfsbereitschaft. Insbesondere Uwe Renz für seine Unterstützung bei der 09/09-Statistik.

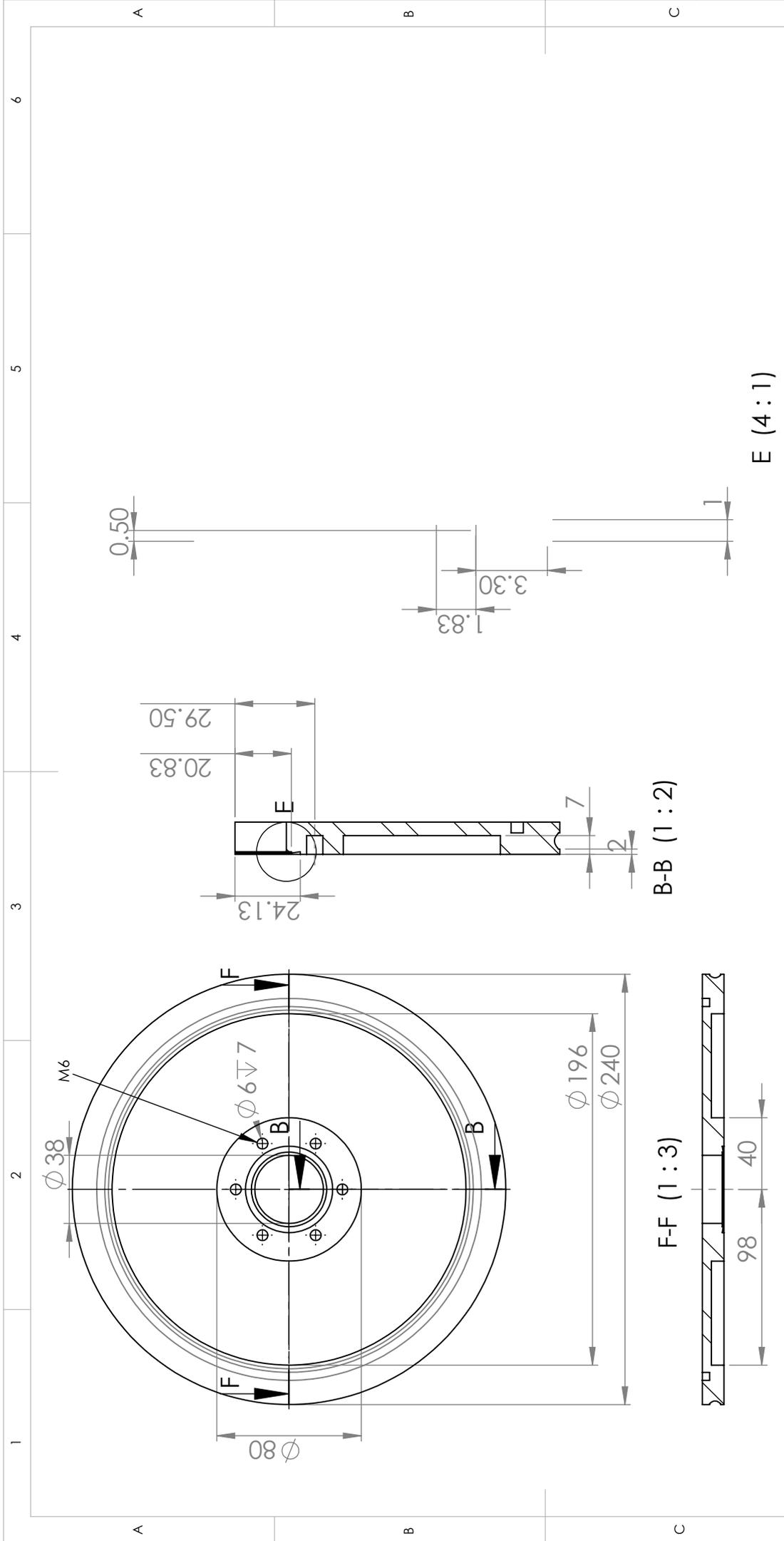
Für das Lektorat danke ich den bereits genannten, Uwe Renz und Holger von Radziewski und meinen Kommilitonen Michael Breindl, Juliane Klatt und Vera Stalter.

Auch möchte ich Dank den Studenten meiner Übungsgruppen zukommen lassen - für die allwöchentlichen Herausforderungen und die gute und abwechslungsreiche Zusammenarbeit.

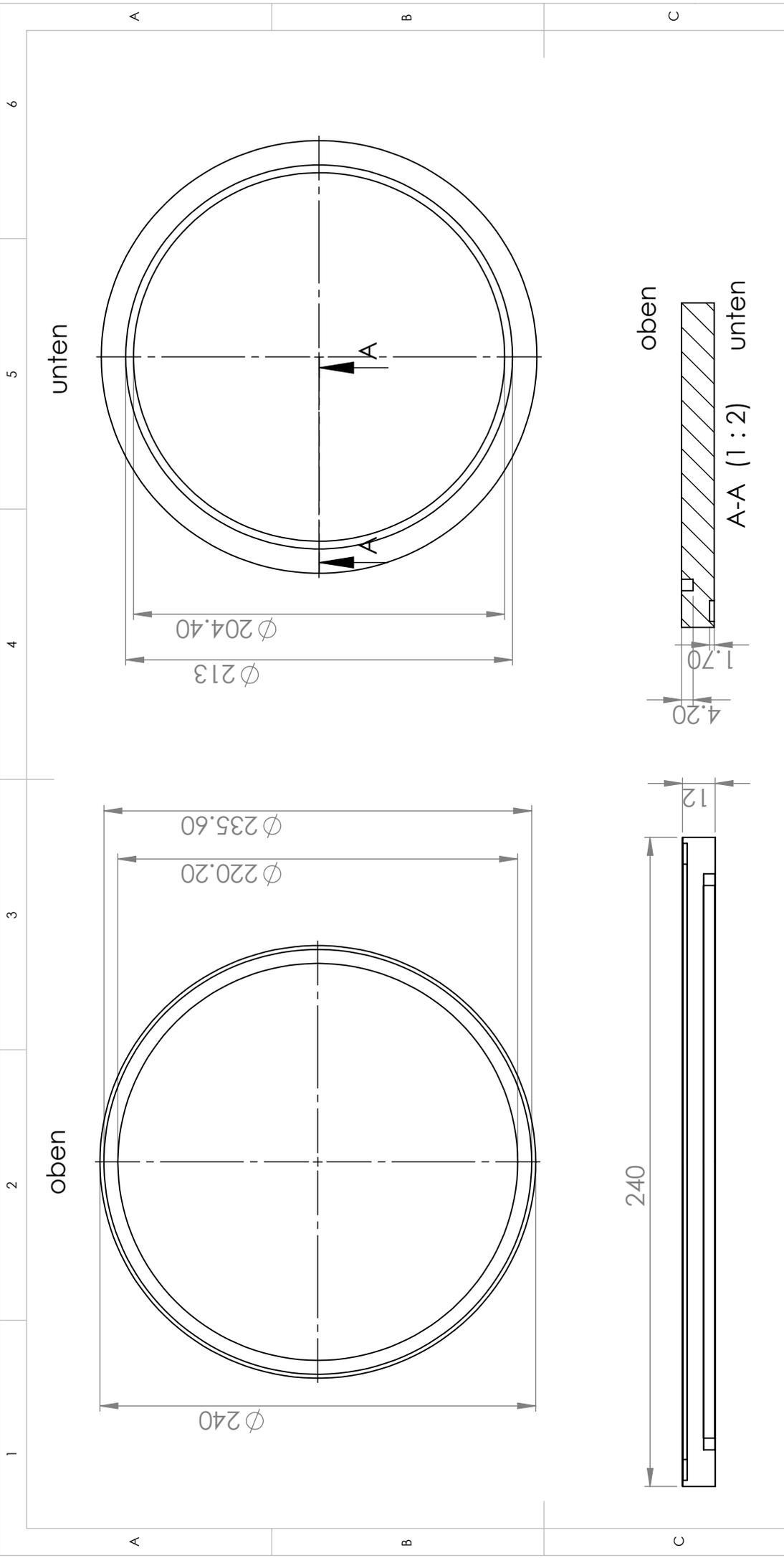
Und abschließend möchte ich all denjenigen für die Unterstützung danken, welche hier nicht namentlich aufgeführt werden und diesen Dank nicht weniger, vor allem nicht weniger, verdienen.



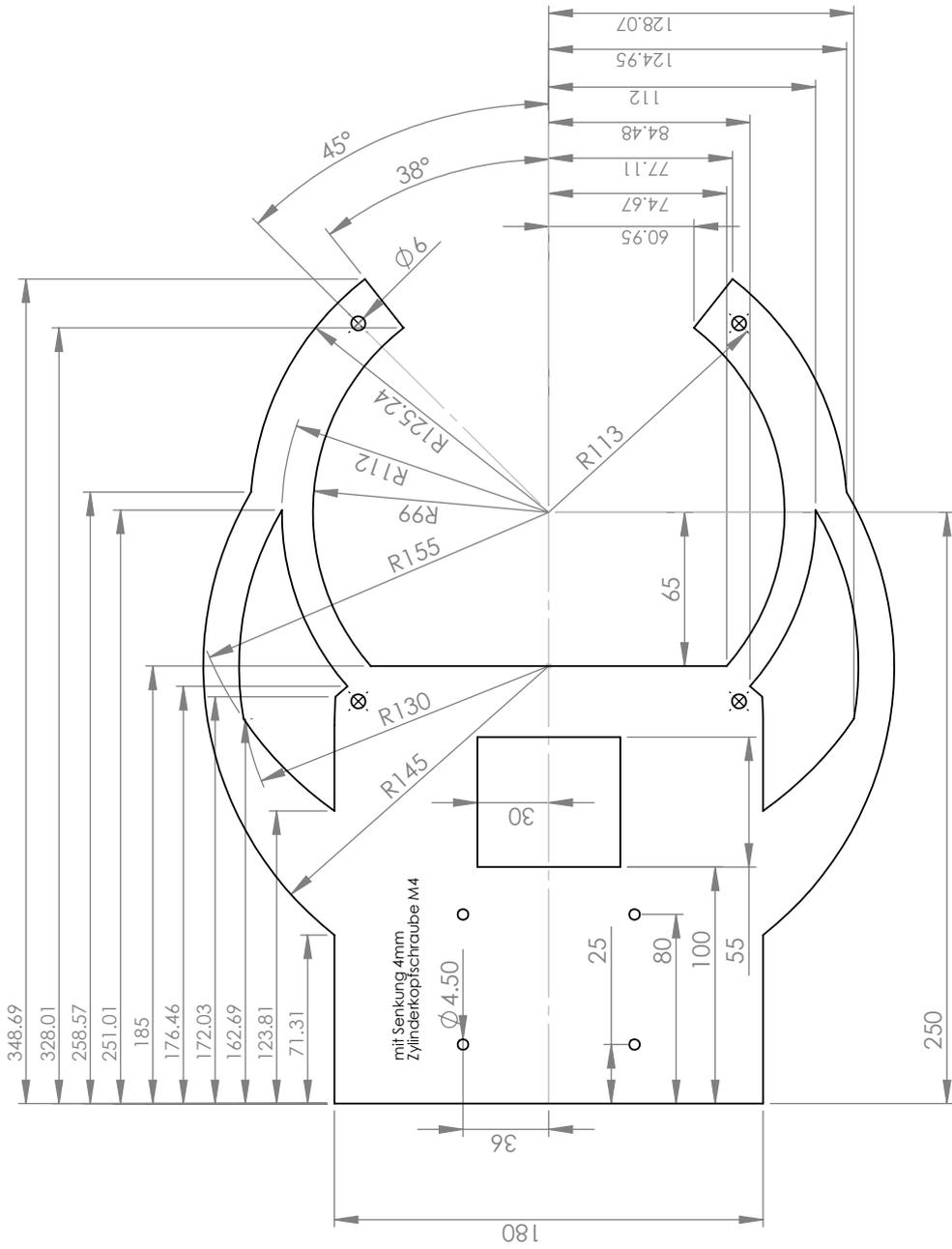
UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS		FINISH: SURFACE FINISH: TOLERANCES: LINEAR: ANGULAR:		DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING		REVISION	
DRAWN	NAME	SIGNATURE	DATE	TITLE:		DWG NO.		A4	
CHKD	Markus Köhler							Boden	
APPVD								SCALE:1:5	
MFG								SHEET 1 OF 1	
Q.A								WEIGHT:	
								MATERIAL:	



UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS		FINISH:		DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING		REVISION	
SURFACE FINISH:		TOLERANCES:		LINEAR:		ANGULAR:		TITLE:	
DRAWN	NAME	SIGNATURE	DATE	MATERIAL:		DWG NO.		A4	
CHKD	Merkus Köhli							Deckel	
APPVD								SCALE: 1:5	
MFG								SHEET 1 OF 1	
Q.A								WEIGHT:	
								2	



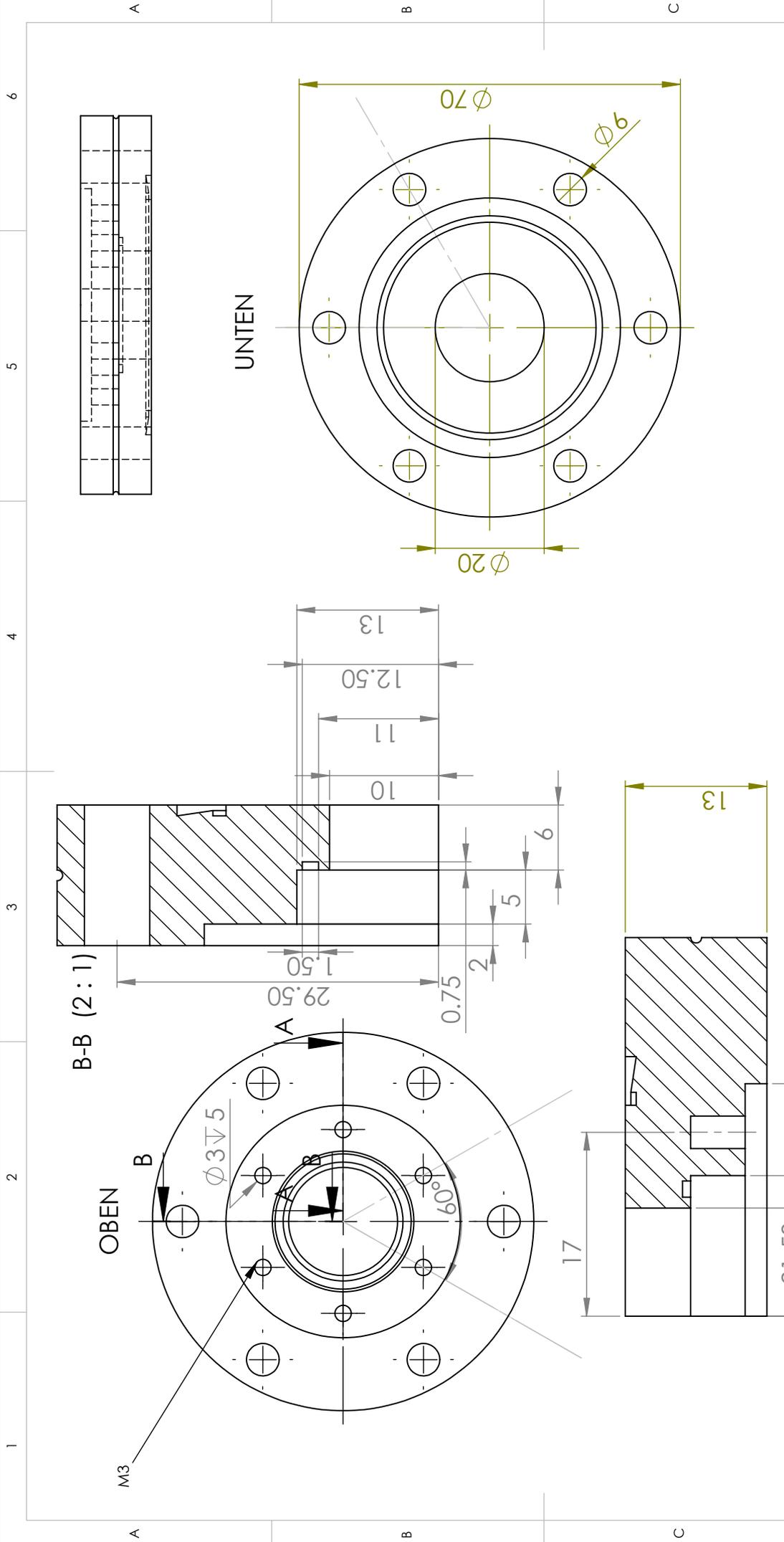
UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS		FINISH:		DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING		REVISION	
SURFACE FINISH:									
TOLERANCES:									
LINEAR:									
ANGULAR:									
DRAWN	NAME	SIGNATURE	DATE	TITLE:					
CHKD	Merkus Köhli								
APP'VD									
MFG									
Q.A				MATERIAL:					
								DWG NO. Plexiglasdeckel A4	
1			2					SCALE: 1:5	
								SHEET 1 OF 1	



Höhe: 6mm

TITLE:		DWG. NO.			SCALE: 1:10	
NAME	Markus Köhli	DATE	18.05.2010	COMMENTS:		
MATERIAL		FINISH		1	2	3
				4	5	

Halterung Kammer



UNLESS OTHERWISE SPECIFIED:
 DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS
 SURFACE FINISH:
 TOLERANCES:
 LINEAR:
 ANGULAR:

FINISH:
 DEBUR AND
 BREAK SHARP
 EDGES

DO NOT SCALE DRAWING

REVISION

TITLE:

NAME SIGNATURE DATE

DRAWN
 CHK'D
 APP'VD
 MFG
 Q.A

MATERIAL:

DWG NO.

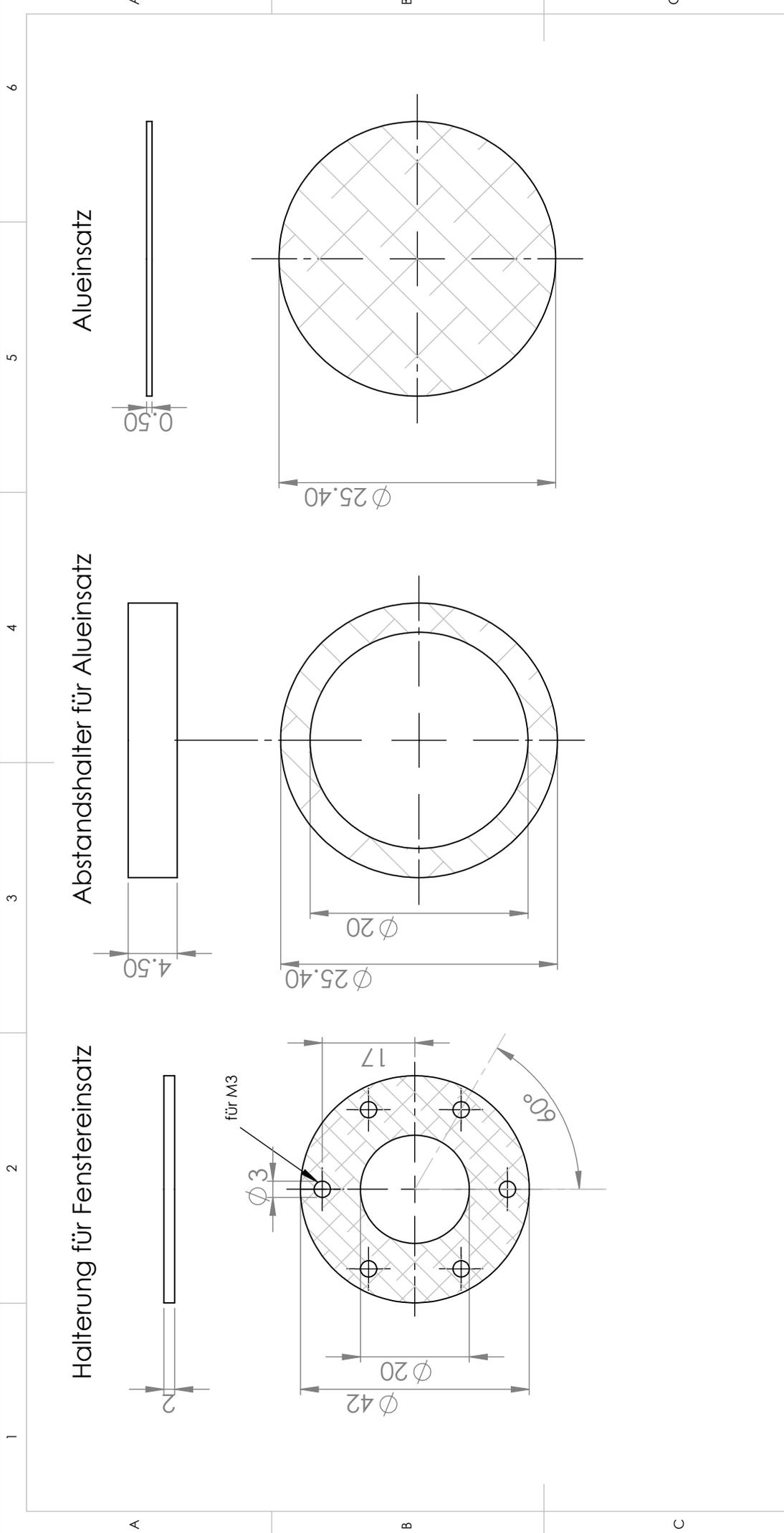
Fensterflansch

A4

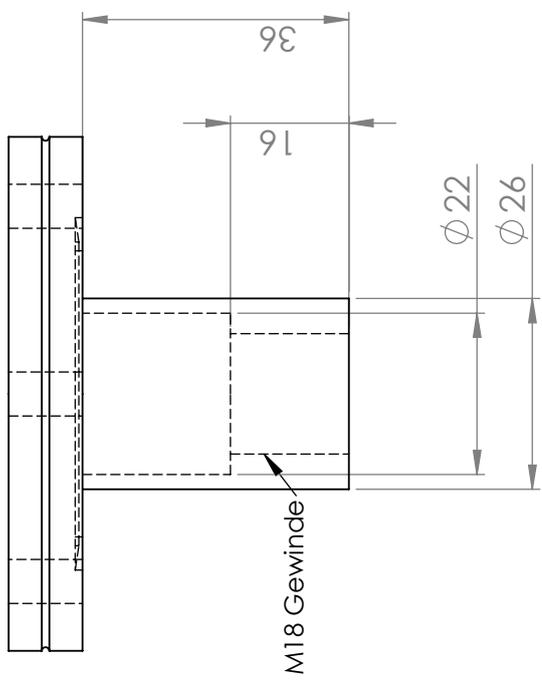
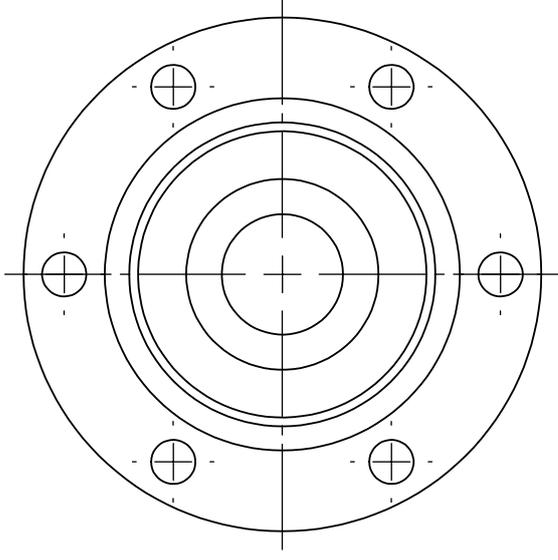
WEIGHT:

2

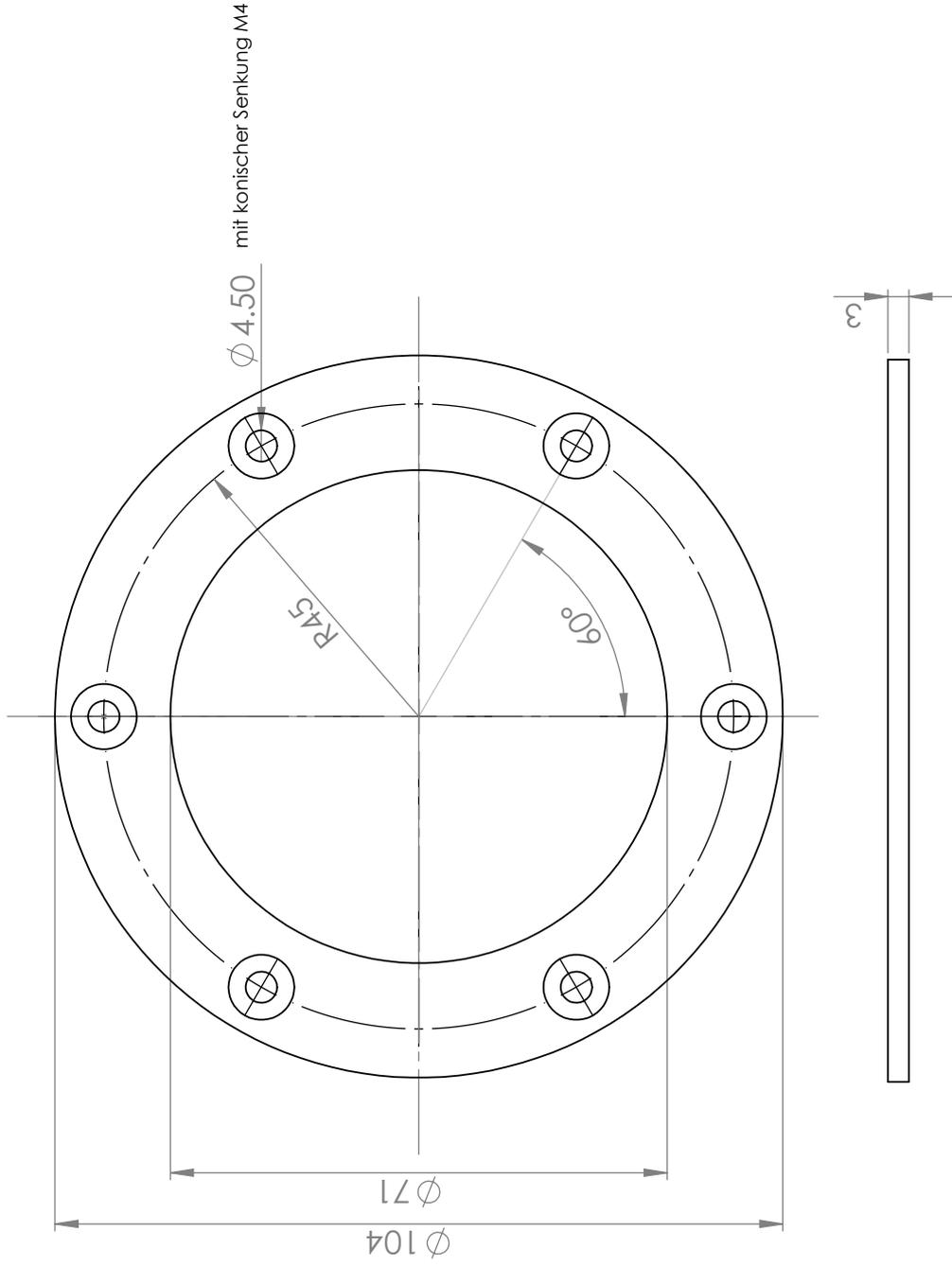
SHEET 1 OF 1



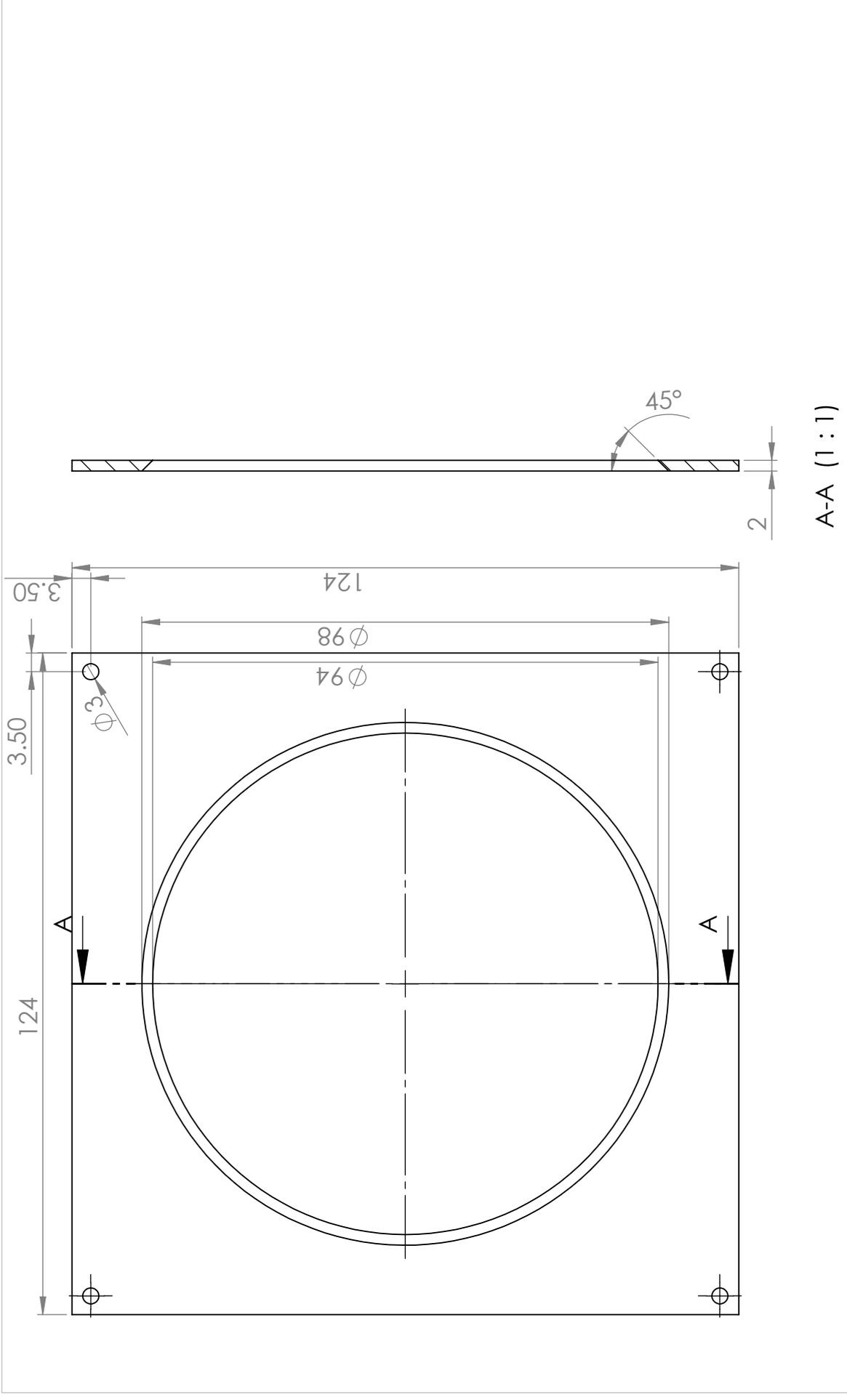
UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS SURFACE FINISH: TOLERANCES: LINEAR: ANGULAR:		FINISH:		DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING		REVISION	
DRAWN	NAME	SIGNATURE	DATE	TITLE:					
CHKD	Markus Köhler								
APPVD									
MFG									
Q.A				MATERIAL:					
				DWG NO. A4					
				SCALE:2:1				SHEET 1 OF 1	
				WEIGHT:					



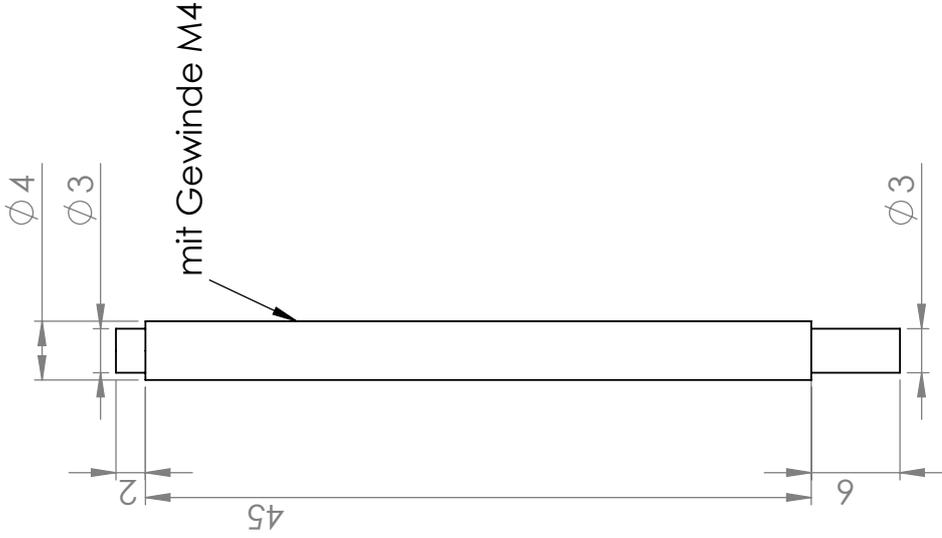
NAME Markus Köhli	TITLE:
DATE 29.07.2010	DWG. NO.
MATERIAL 316 (A4)	Quellenhalter
FINISH	
COMMENTS:	SCALE: 1:1



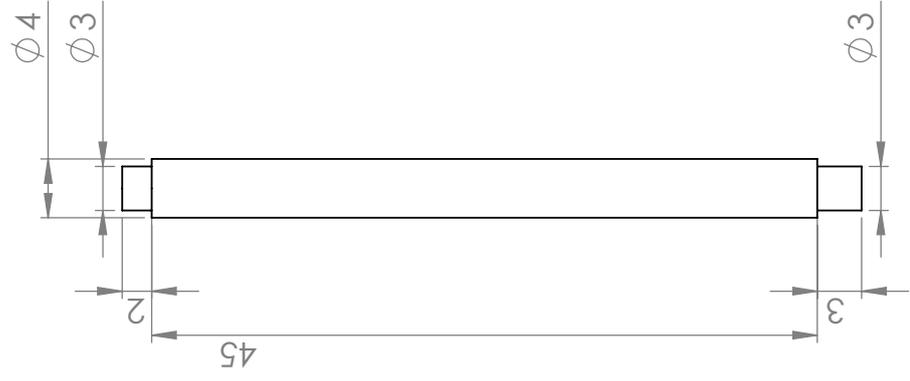
NAME	TITLE:		SCALE: 1:2
Markus Köhli	Platinenhalterung		1
DATE	DWG. NO.	COMMENTS:	2
18.05.2010			3
MATERIAL			4
FINISH			5



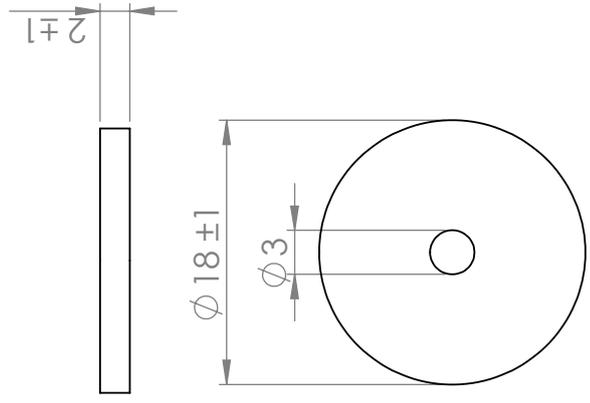
NAME Markus Köhli		TITLE:	
DATE 19.02.2009	DWG. NO.		
MATERIAL	GEM Alusocket		
FINISH			
COMMENTS:			SCALE: 1:1



Gewindestange (Mitte)



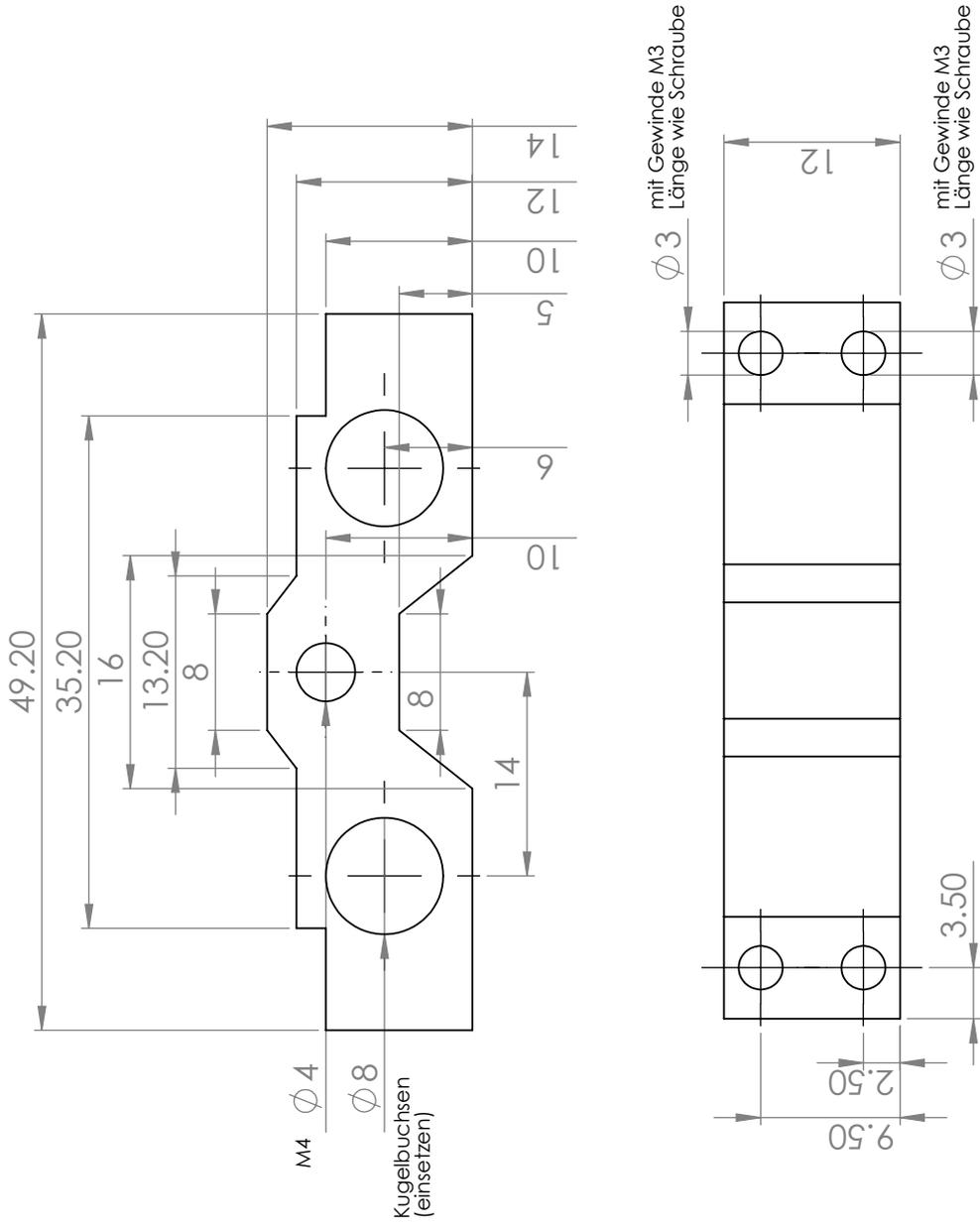
Welle (Seiten) 2x



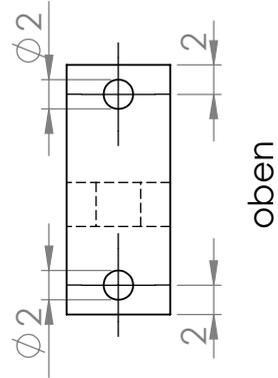
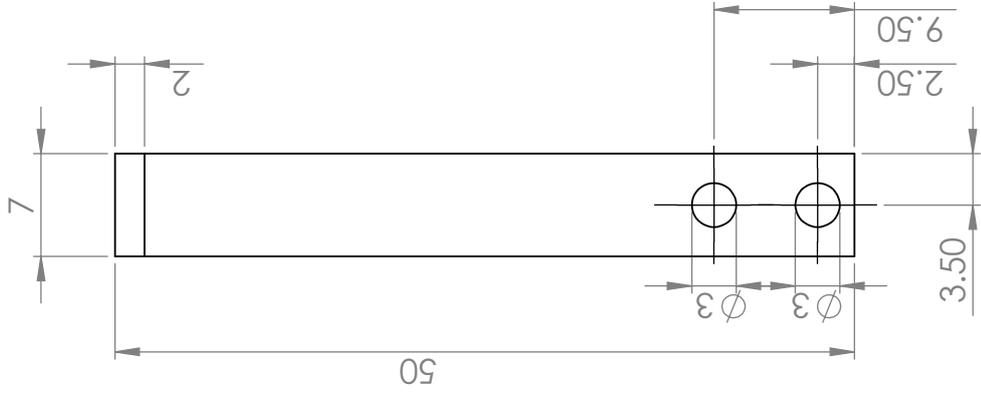
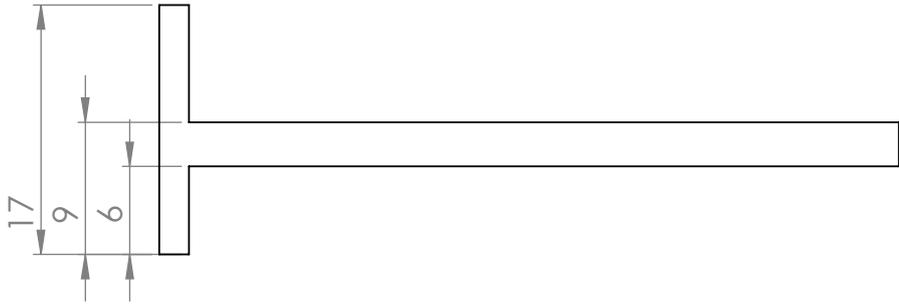
Drehrad

NAME	TITLE:		
Markus Köhli			
DATE	DWG. NO.		
29.01.2009			
MATERIAL			
FINISH			
COMMENTS:			SCALE: 2:1
			1
			2
			3
			4
			5

Gewindestangen



NAME	Markus Köhli		TITLE:	
DATE	29.01.2009	DWG. NO.	Lift	
MATERIAL				
FINISH				
COMMENTS:				SCALE: 2:1



NAME Markus Köhli		TITLE:	
DATE 29.01.2009	DWG. NO.		
MATERIAL	Hubarm		
FINISH	COMMENTS:		SCALE: 2:1

5

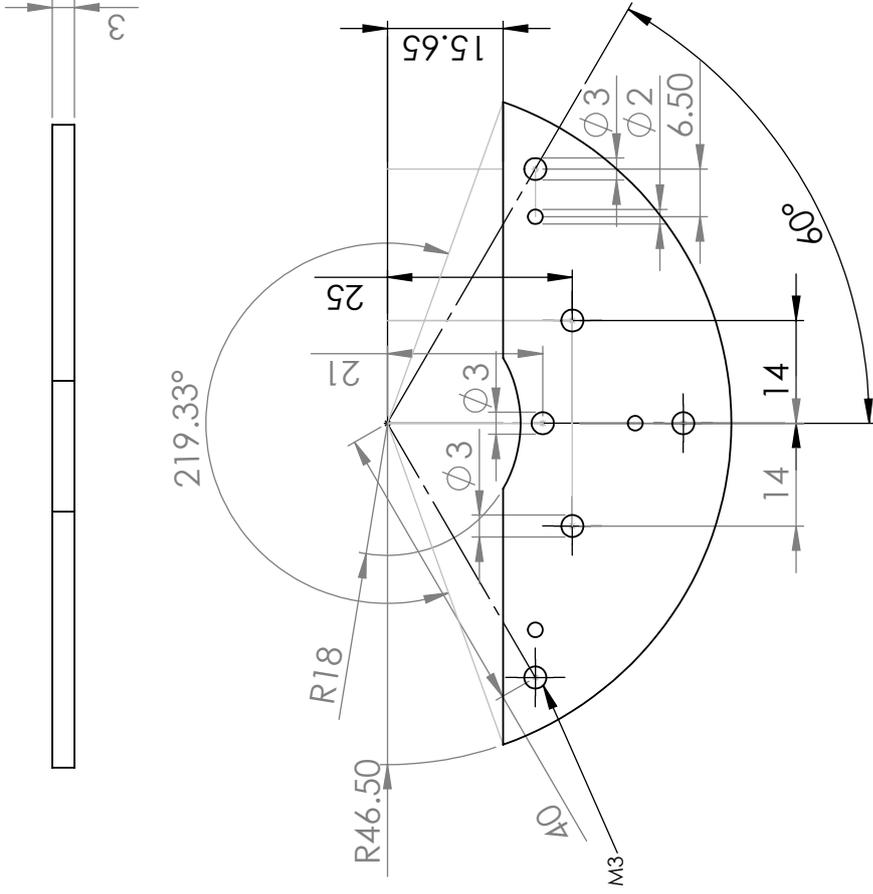
4

3

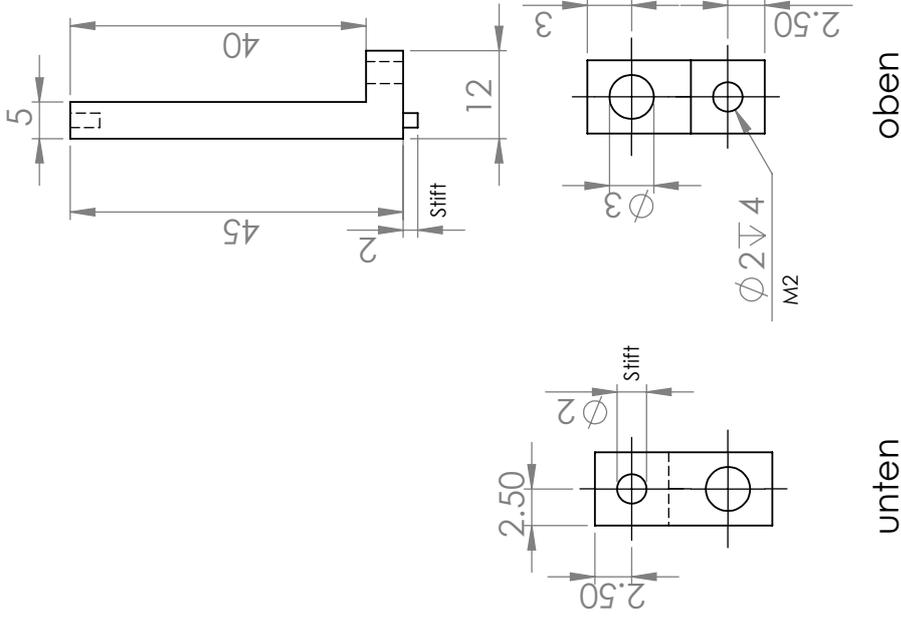
2

1

Sockel

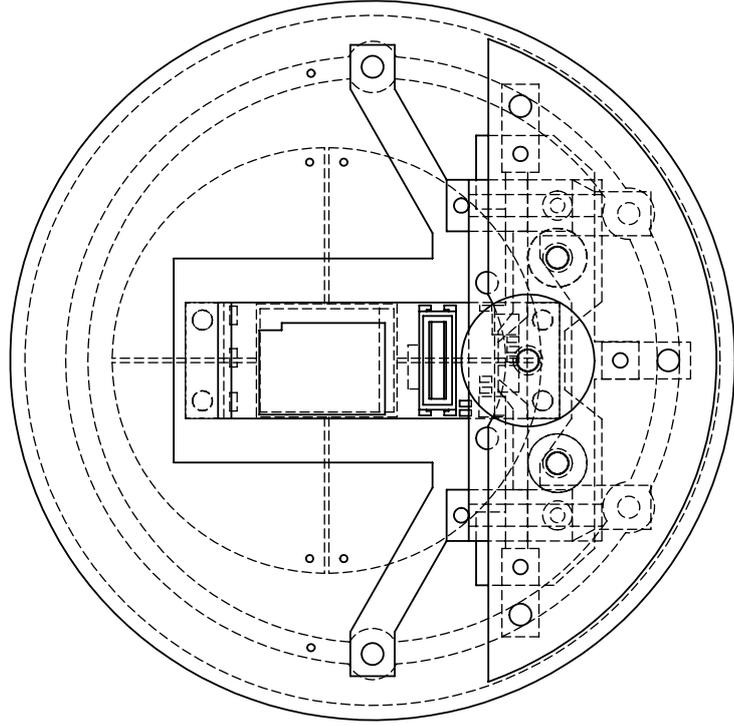
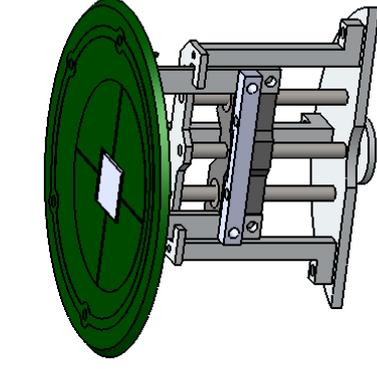
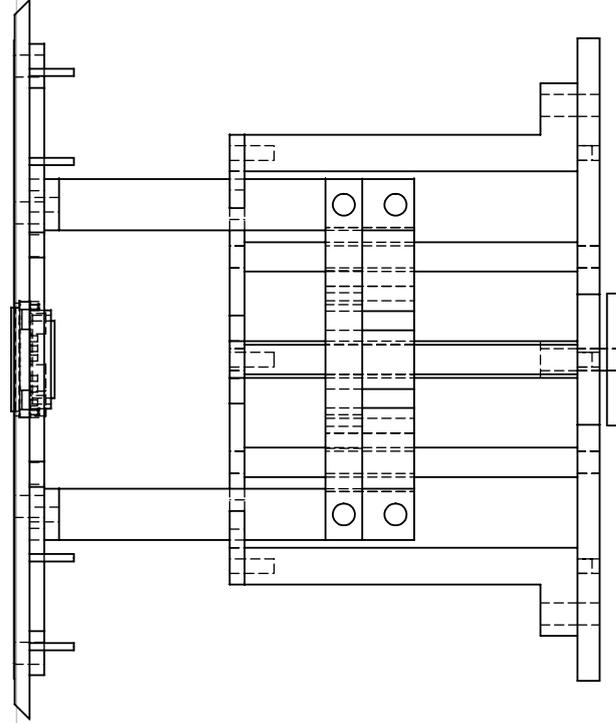
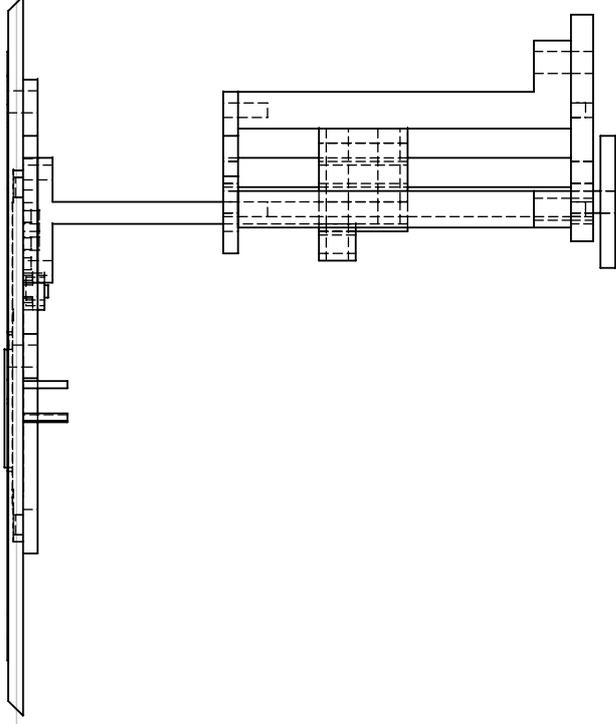


Stütze



NAME Markus Köhli		TITLE:		
DATE 29.01.2009	DWG. NO.		1	
MATERIAL			2	
FINISH			3	
COMMENTS:			4	
SCALE: 1:1			5	

Sockel & Stütze



NAME

Markus Köhli

DATE

29.01.2009

MATERIAL

FINISH

TITLE:

DWG. NO.

TimePix-Halterung

COMMENTS:

SCALE: 1:1

5

4

3

2

1

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Freiburg, den 22. November 2010

Markus Köhli