

Untersuchung von GEM-Verstärkungsstrukturen für den ALICE TPC Upgrade

Bachelorarbeit

vorgelegt von

Michael Jung

05. August 2015

Institut für Kernphysik Frankfurt

Erstgutachter: Prof. Dr. Harald Appelshäuser
Zweitgutachter: Prof. Dr. Christoph Blume

Inhaltsverzeichnis

1	Physikalische Grundlagen	1
1.1	Standardmodell der Elementarteilchenphysik	1
1.2	Quark-Gluon-Plasma	3
2	Das ALICE Experiment	5
2.1	Beschleunigeranlagen am CERN	5
2.2	Schwerionenkollisionen bei ALICE	6
2.3	Spurendriftkammer	7
2.4	Upgrade der TPC	8
3	Messaufbau und Datenerfassung	10
3.1	GEMs	10
3.2	GEM-Teststand	11
3.3	Standardabweichung des Eisenpeaks	13
4	Alignment	15
5	Elektronenextraktionseffizienz	18
6	GEM-Konfigurationen	20
6.1	Korrekturen der gemessenen Werte	20
6.2	MP-LP-LP-S-Konfiguration	21
6.2.1	$E_{T1}-E_{T2}$ -Scan	21
6.2.2	$E_{T2}-E_{T3}$ -Scan	23
6.2.3	$\Delta U_{GEM1}-\Delta U_{GEM2}$ -Scan	26
6.3	MP-S-LP-S-Konfiguration	29
6.3.1	$E_{T1}-E_{T2}$ -Scan	29
6.3.2	$E_{T2}-E_{T3}$ -Scan	31
6.3.3	$\Delta U_{GEM1}-\Delta U_{GEM2}$ -Scan	33
6.4	MP-S-LP-SP-Konfiguration	35
6.4.1	$E_{T2}-E_{T3}$ -Scan	35
6.4.2	$\Delta U_{GEM1}-\Delta U_{GEM2}$ -Scan	37
7	Druckabhängigkeit der Gasverstärkung	40
8	Zusammenfassung und Fazit	42
	Literaturverzeichnis	44
	Abbildungsverzeichnis	45
	Abkürzungsverzeichnis	46
	Danksagung	47
	Eigenständigkeitserklärung	48

1 Physikalische Grundlagen

1.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beinhaltet die Beschreibung aller bekannten Elementarteilchen sowie drei der vier bekannten Wechselwirkungen, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache und die starke Wechselwirkung.

In Abbildung 1 ist eine Übersicht über die Elementarteilchen dargestellt. Diese werden zunächst in zwei Gruppen geteilt, in Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin, und Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin. Alle elementaren Fermionen, das sind Quarks und Leptonen, sind Teilchen mit Spin $1/2$. Die elementaren Bosonen, d.h. die Eichbosonen, sind Teilchen mit Spin 1. Der Spin stellt den Eigendrehimpuls der Teilchen dar und wird in Einheiten des reduzierten Planckschen Wirkungsquantum \hbar angegeben. Weiterhin werden die Fermionen nach ihrer Masse in drei Generationen, oder auch Familien, aufgeteilt. In unserem heutigen bekannten Universum gibt es nur noch Teilchen der ersten Generation, da alle anderen Fermionen früher oder später in energetisch günstigere Zustände, also leichtere Teilchen zerfallen.

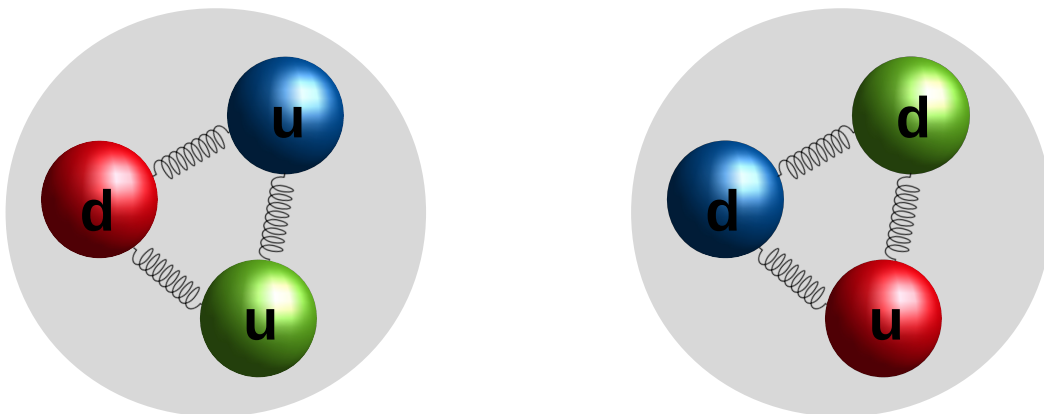
Drei Generationen der Materie (Fermionen)					
	I	II	III		
Masse	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,9 GeV
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name	u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$	95 MeV $-\frac{1}{3}$	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$	0	
	d down	s strange	b bottom	g Gluon	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
Leptonen	<2 eV 0	<0,19 MeV 0	<18,2 MeV 0	91,2 GeV 0	
	ν_e Elektron-Neutrino	ν_μ Myon-Neutrino	ν_τ Tau-Neutrino	Z^0 Z Boson	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	0,511 MeV -1	105,7 MeV -1	1,777 GeV -1	80,4 GeV ± 1	
	e Elektron	μ Myon	τ Tau	W^\pm W Boson	Eichbosonen
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	

Abbildung 1: Elementarteilchen des Standardmodells [Wik15d].

Die Wechselwirkung der Teilchen untereinander wird in den Theorien des Standardmodells durch Eichbosonen beschrieben. Diese werden auch Austauschpartikel genannt und koppeln nur an eine für jede Wechselwirkung spezifische Ladung. Im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung ist dies das Photon (γ), welches an elektrische Ladungen koppelt. Bei der schwachen Wechselwirkung sind das Z- und die W-Bosonen (Z^0, W^+, W^-) die Austauschpartikel und koppeln an die sogenannte schwache Ladung. Das Eichboson der starken Wechselwirkung ist das Gluon (g), welches an die drei Farbladungen rot, blau und grün koppelt. Zusätzlich zu den in Abbildung 1 dargestellten Fermionen gibt es zu jedem Fermion auch noch ein Antiteilchen mit gleichen Eigenschaften, aber entgegengesetzten Ladungen. Diese Antiteilchen werden unter dem Begriff Antimaterie zusammengefasst.

Weiterhin gibt es im Standardmodell noch das Higgs-Boson, welches das Austauschboson des Higgs-Feldes darstellt. Durch die für jedes Teilchen unterschiedlich starke Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld entsteht die für die Teilchen spezifische Ruhemasse. Am CERN wurde ein Teilchen gefunden, was bis jetzt in allen gefundenen Eigenschaften mit denen eines Higgs-Bosons übereinstimmt und eine Masse von ca. $125,3 \text{ GeV}/c^2$ hat [PRS⁺14]. Für die Zusammensetzung der Materie spielt die so genannte Farbneutralität eine entscheidende Rolle. Sie besagt, dass gebundene Systeme der starken Wechselwirkung nach außen hin „farbneutral“ sein müssen. Dies ist bei Mesonen der Fall, welche aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, da sich die Farbe des Quark mit der Antifarbe des Antiquarks aufhebt. Außerdem ist Farbneutralität auch bei Baryonen gegeben. Diese bestehen aus drei Quarks oder aus drei Antiquarks, welche alle eine unterschiedliche Farbe, bzw. Antifarbe tragen. Durch entsprechende Kombination der drei Farben rot, blau und grün, sowie der drei Antifarben antirot, antiblau und antigrün ergeben sich farbneutrale Baryonen, d.h. die drei Farben addieren sich wie in der additiven Farbmischung zu weiß.

Den schematischen Aufbau zweier Baryonen sieht man in Abbildung 2. Dort sind das Proton (a) und das Neutron (b) dargestellt. Beide bestehen aus drei Quarks, welche alle eine unterschiedliche Farbe tragen, sodass das Nukleon insgesamt wieder farbneutral ist.



(a) Zusammensetzung eines Protons.

(b) Zusammensetzung eines Neutrons.

Abbildung 2: Schematischer Aufbau der Nukleonen aus Quarks.

Das Proton und das Neutron setzen sich nicht nur hinsichtlich der Farbneutralität aus ihren Konstituenten zusammen, sondern hinsichtlich aller Quantenzahlen und Eigenschaften. So ist die elektrische Ladung des Protons ($+1 e$) beispielsweise die Summe der elektrischen Ladungen der Quarks ($2/3 e + 2/3 e - 1/3 e = +1 e$).

Die starke Wechselwirkung ist im Gegensatz zu den anderen Grundkräften, die einzige Kraft deren Potential mit zunehmendem Abstand r der Ladungsträger nicht gegen null geht. Da das Potential der starken Wechselwirkung für $r \rightarrow \infty$ selbst auch gegen unendlich geht, müsste man unendlich viel Arbeit gegen dieses Potential verrichten, um Quarks aus einem Nukleon herauszutrennen. Der Energieanstieg des Potentials führt allerdings zur Erzeugung eines neuen Quark-Antiquark-Paares, wodurch dann wieder ein gebundener Zustand entstehen kann. Diese Eigenschaft der starken Wechselwirkung, dass Quarks nur in gebundenen Zuständen vorliegen können, nennt man Farbeinschluss oder auch Confinement.

Wechselwirkung	Potential	Potential für $r \rightarrow \infty$
elektromagnetische Wechselwirkung [Nol11]	$V(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r}$	$V(r) \rightarrow 0$
starke Wechselwirkung [PRS ⁺ 14]	$V(r) = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s(r) \cdot \hbar \cdot c}{r} + k \cdot r$	$V(r) \rightarrow \infty$
schwache Wechselwirkung [PRS ⁺ 14]	Gebundene Zustände aufgrund der schwachen Wechselwirkung sind nicht bekannt	

Tabelle 1: Die Potentiale der Wechselwirkungen und ihr Verhalten für $r \rightarrow \infty$.

Wenn jedoch $r \rightarrow 0$ geht, dann geht das Potential gegen $\alpha_s(r)/r$. Da die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung vom Abstand der Quarks abhängig ist und für $r \rightarrow 0$ sehr klein wird, kann man Quarks bei kleinen Abständen als quasifreie Teilchen beschreiben, was man asymptotische Freiheit nennt [PRS⁺14].

1.2 Quark-Gluon-Plasma

Laut dem Standardmodell der Kosmologie entstand das Universum vor ca. 14 Milliarden Jahren aus einer Singularität [PRS⁺14]. Auf dieses Urknall genannte Phänomen folgten verschiedene sehr kurzlebige Phasen, die das Universum durchlaufen hat. Eine dieser Phasen ist wahrscheinlich das sogenannte Quark-Gluon-Plasma, in welchem die Quarks in asymptotischer Freiheit vorgelegen haben [Dem10].

In Abbildung 3 ist das Phasendiagramm der Kernmaterie abgebildet. Es ist die Temperatur der Materie in MeV gegen die auf die Dichte normaler Kernmaterie normierte Kernmateriedichte aufgetragen. Man kann sehen, dass sich das Quark-Gluon-Plasma des frühen Universums an einem Punkt extrem hoher Temperatur befunden hat. Beim Abküh-

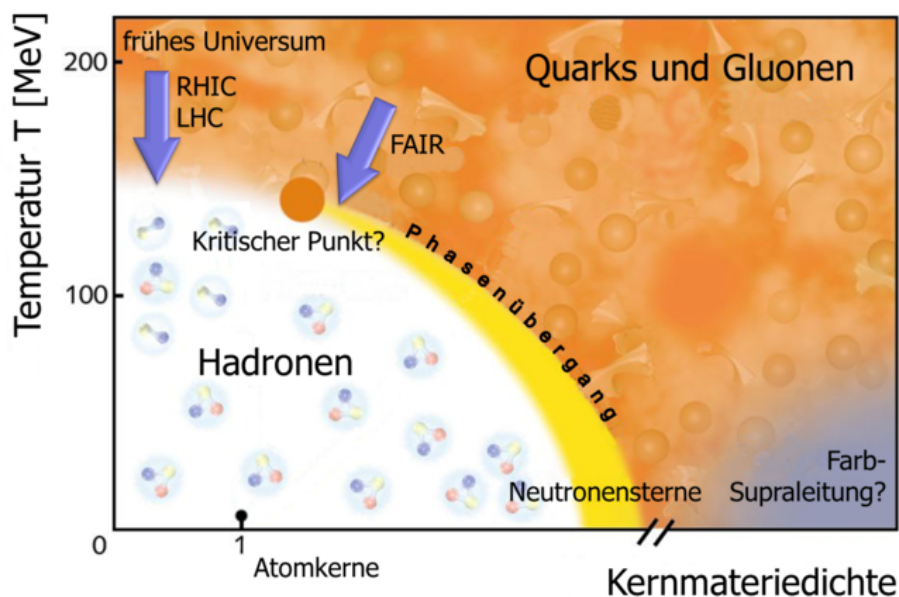


Abbildung 3: Phasendiagramm der Kernmaterie [Wel15].

len bilden die Quarks Hadronen aus, was auch als Hadronisierung bezeichnet wird. Dabei stellen sich viele Fragen bezüglich der Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas und des Übergangs zur hadronischen Materie, wie z.B. [ALI12; SSS10]:

- Gibt es einen thermodynamischen Phasenübergang zwischen hadronischer Materie und Quark-Gluon-Plasma ?
- Wenn es diesen gibt, welcher Ordnung ist der Phasenübergang ?
- Gibt es einen kritischen Punkt und wo im Phasendiagramm befindet er sich ?
- Wo genau liegt die kritische Temperatur des Quark-Gluon-Plasmas ?
- Wie lautet die Zustandsgleichung des Quark-Gluon-Plasmas ?

Durch Beantwortung dieser Fragen lassen sich Indizien für fundamentalere Fragen ableiten, die die Brechung, bzw. Wiederherstellung der chiralen Symmetrie und das Deconfinement im Quark-Gluon-Plasma betreffen [ALI12].

2 Das ALICE Experiment

Das ALICE Experiment befindet sich am europäischen Kernforschungszentrum CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) nahe Genf und betreibt dort physikalische Grundlagenforschung mithilfe von Beschleunigern. Der Aufbau der Materie und die fundamentalen Wechselwirkungen werden dabei mit Teilchenkollisionen untersucht. Zu den Forschungsfeldern zählen unter anderem das Higgs-Boson, supersymmetrische Teilchen, CP-Verletzung und das Quark-Gluon-Plasma [CER09].

2.1 Beschleunigeranlagen am CERN

Die verschiedenen Beschleunigeranlagen und Experimente sind in Abbildung 4 dargestellt. Am CERN werden sowohl Wasserstoffkerne (H^{1+}), d.h. Protonen, als auch Bleikerne (Pb^{82+}) beschleunigt. Diese werden in linearen Vorbeschleunigern zu Paketen gebündelt (bunches) und anschließend in kleinen Ringbeschleunigern weiter beschleunigt. Danach durchlaufen sie das Proton Synchrotron (PS) und das Super Proton Synchrotron (SPS) und werden dann von dort aus schließlich in den Large Hadron Collider (LHC) eingespeist. An vier Stellen des LHC sind große Detektoren, bzw. Experimente aufgebaut. Diese Experimente, ALICE, ATLAS, LHCb und CMS arbeiten unabhängig voneinander und sind auf verschiedene Fragestellungen optimiert.

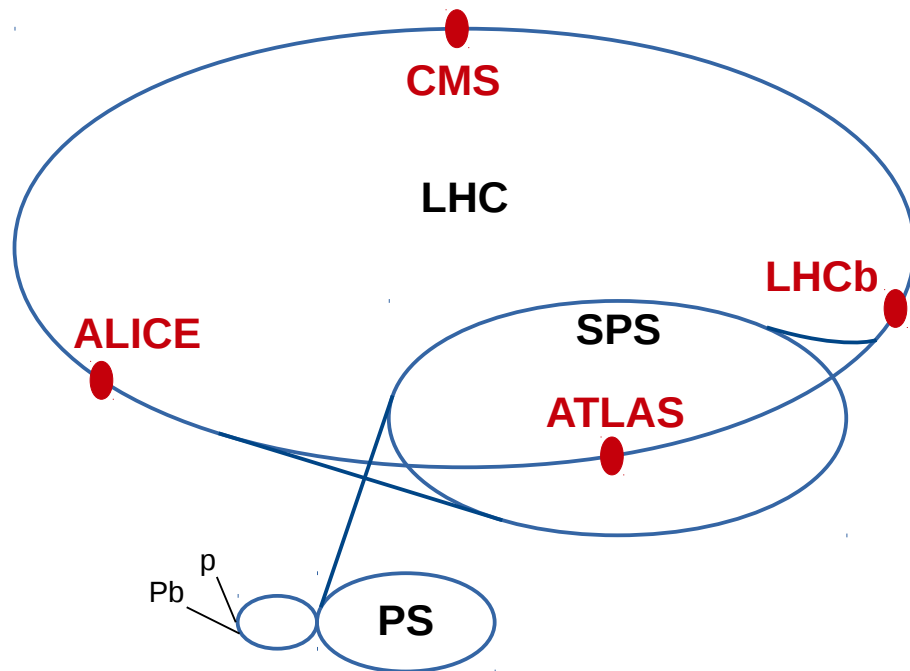


Abbildung 4: Beschleunigeranlagen am CERN.

2.2 Schwerionenkollisionen bei ALICE

ALICE ist das Akronym für „A Large Ion Collider Experiment“ und ist der Name des Experiments, welches mittels Schwerionenkollisionen das Quark-Gluon-Plasma bzw. den Phasenübergang vom Quark-Gluon-Plasma zu hadronischer Materie und damit die Entwicklung des frühen Universums sowie fundamentale Fragen der Quantenchromodynamik untersucht. Dies geschieht mit Hilfe des LHC, welcher Bleikerne auf eine Energie von bis zu 574 TeV beschleunigen kann [BRT12]. Beim Zusammenstoß zweier entgegengesetzt beschleunigter Bleiionen ($\sqrt{s} = 2 \cdot 574 \text{ TeV} = 1148 \text{ TeV}$) tritt eine solch hohe Temperatur auf, dass ein Quark-Gluon-Plasma entstehen kann. Man kann nun Endzustandsverteilungen von Teilchen aus diesen Pb-Pb-Kollisionen mit denen aus pp-Kollisionen vergleichen, bei denen kein Quark-Gluon-Plasma entsteht. Dadurch lassen sich Effekte, die aufgrund der Kollisionen zweier Teilchen entstanden sind, von Effekten, die ihre Ursache im Quark-Gluon-Plasma haben, unterscheiden. Beispielsweise wird erwartet, dass Teilchen beim Durchqueren des Quark-Gluon-Plasmas Gluon-Bremsstrahlung erzeugen und somit Energie verlieren. Da dies bei pp-Kollisionen nicht geschieht, kann man aus einem Vergleich Rückschlüsse auf die Materialeigenschaften, beispielsweise auf die Gluondichte des Quark-Gluon-Plasmas, ziehen [BRT12].

Zum Nachweis der produzierten Teilchen dient der ALICE-Detektor, bzw. die vielen verschiedenen Detektoren, welche zusammen den ALICE-Detektor bilden und in Abbildung 5 dargestellt sind. Der Solenoidmagnet (L3) erzeugt im ganzen zentralen Teil (cen-

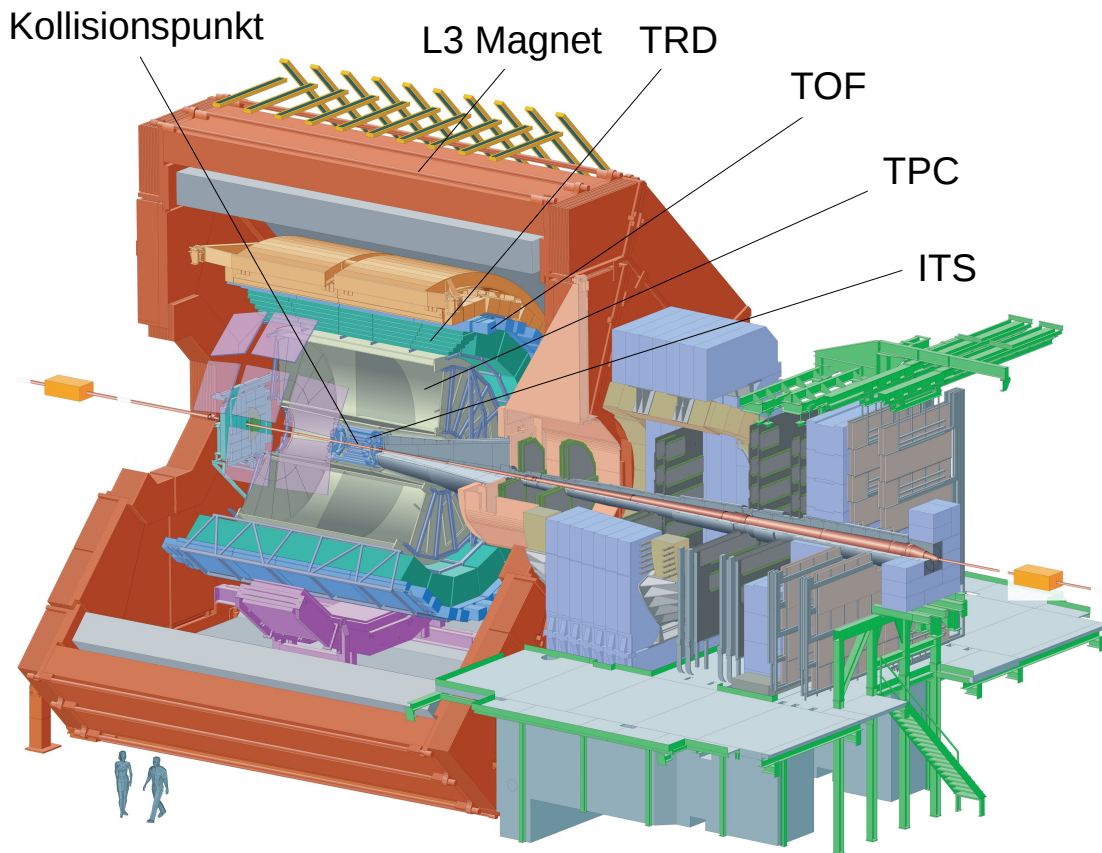


Abbildung 5: Der ALICE Detektor, nach [Ali15].

tral barrel) ein Magnetfeld von 0,5 T. Innerhalb dieses zentralen Teils befinden sich die wichtigsten Detektoren: inneres Spurfindungssystem (Inner Tracking System, ITS), Spurendriftkammer (Time Projection Chamber, TPC), Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Detektor, TRD) und Flugzeitmessung (Time of Flight, TOF). Diese haben eine volle azimuthale Akzeptanz, was bedeutet, dass sie über 360° senkrecht zur Strahlachse Teilchen nachweisen können. Sie können zusammen mittels Spurrekonstruktion Hadronen, Elektronen und Photonen nachweisen, dienen also zur Teilchenidentifikation. Daneben gibt es noch zahlreiche weitere Detektoren im central barrel, welche unter anderem zum Triggern anderer Detektoren genutzt werden. Außerhalb des central barrel befindet sich noch ein Myonarm, welcher Myonen unter Vorwärtswinkeln registrieren soll.

2.3 Spurendriftkammer

Der Aufbau der TPC von ALICE ist in Abbildung 6 zu sehen. Man kann erkennen, dass die vom Kollisionspunkt ausgehenden Teilchen das Gasvolumen im Driftraum der TPC durchqueren müssen, wobei geladene Teilchen eine Ionisationsspur im Gas hinterlassen. Die dadurch gebildeten Elektron-Ion-Paare werden einem homogenen elektrischen Driftfeld ($E_D = 400 \text{ V/cm}$) ausgesetzt, wodurch die Elektronen auf die beiden Stirnseiten der TPC, die Ionen auf die zentrale Hochspannungselektrode in der Mitte driften [ALI14]. Auf den Stirnseiten der TPC befindet sich die Ausleseelektronik, mit welcher die ankommenden Elektronen detektiert werden. Damit aber ein elektronisch verwertbares Signal entsteht, müssen die ankommenden Elektronen zuvor verstärkt werden, was mittels Gasverstärkung geschieht. Unter Gasverstärkung versteht man eine Beschleunigung der Elektronen, sodass diese soviel kinetische Energie haben, dass das Detektorgas ionisiert wird. Dadurch entstehen weitere Elektronen, die wiederum beschleunigt und verstärkt werden können, sodass eine Elektronenlawine entsteht. Die dadurch erzeugten Ionen induzieren eine Spiegelladung auf der Ausleseebene. Das so entstandene Signal wird dann an die elektronische Auswertung weitergegeben.

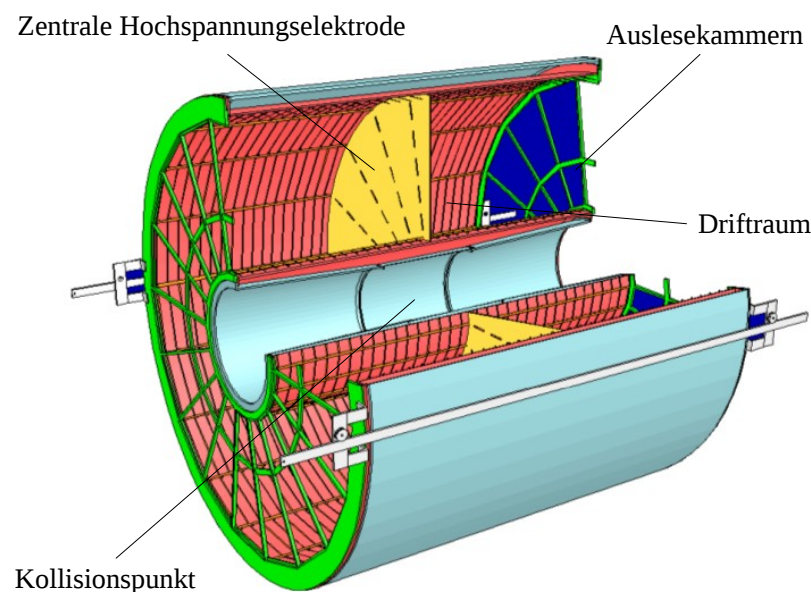


Abbildung 6: Spurendriftkammer von ALICE, nach [GSI].

Mithilfe einer TPC lassen sich verschiedene Informationen über die zu detektierenden Teilchen gewinnen. Die Anzahl der produzierten Elektron-Ion-Paare hängt vom spezifischen Energieverlust $\langle dE/dx \rangle$ des Teilchens ab, dieser wiederum ist in erster Näherung nach der Bethe-Bloch-Formel umgekehrt proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit des Teilchens. Da die Gasverstärkung vor der Ausleselektronik proportional zur Zahl der Primärelektronen ist, kann man durch die Anzahl der detektierten Ladungsträger auf die Zahl der Elektron-Ion-Paare schließen.

Zusätzlich lässt sich die dritte Komponente der zweidimensionalen Trajektorie bestimmen, in dem man den Zeitpunkt der Kollision und den Zeitpunkt des Verlassens des Teilchens aus der TPC kennt. Damit und mit Kenntnis der Driftgeschwindigkeit der Primärelektronen im Detektorgas, lässt sich die dreidimensionale Trajektorie des Teilchens reproduzieren. Weiterhin kann man durch das Anlegen eines Magnetfeldes und der durch die Lorentzkraft hervorgerufenen Krümmungen der Trajektorie auf den Impuls, sowie auf das Vorzeichen der elektrischen Ladung des Teilchens schließen. In Kombination mit dem spezifischen Energieverlust kann man die Identität, d.h. die Masse der Teilchen feststellen.

2.4 Upgrade der TPC

Ein großer Nachteil der Gasverstärkung ist der dadurch entstehende Ionenrückfluss, bzw. ion backflow (IBF). Durch die Elektronenlawine entstehen nicht nur neue Elektronen, sondern auch genauso viele Ionen, die im angelegten elektrischen Feld in entgegengesetzter Richtung zu den Elektronen driften. Dadurch entstehen im 90 m^3 großen Driftvolumen¹ der TPC positive Raumladungen, die die Trajektorien der Primärelektronen verzerren. Um den Einfluss des Ionenrückflusses einschätzen zu können, wird der Quotient aus dem durch die Ionen auf der Kathode hervorgerufenen Strom I_K durch den Strom der verstärkten Elektronen auf der Anode I_A gebildet:

$$\text{IBF} = \frac{I_K}{I_A}. \quad (1)$$

Im gegenwärtigen Zustand der TPC und damit während Run 2 (2015 - 2018) des LHC geschieht die Gasverstärkung durch Vieldrahtproportionalkammern, bzw. multiwire proportional chambers (MWPC). Um den Ionenrückfluss bei MWPCs zu unterdrücken braucht man ein sogenanntes Schaltgitter oder Gating Grid. Dabei handelt es sich um eine Drahtebene, die vor die Kathodendrähte gespannt ist und auf verschiedene Potentiale gelegt werden kann. Wenn man diese auf ein Potential, das dem Verlauf der Feldlinien des Driftfeldes an dieser Stelle entspricht ($\sim 100 \text{ V}$), setzt, können die Elektronen zur Verstärkungsstruktur gelangen. Allerdings können die Ionen dann auch zurück ins Driftvolumen gelangen. Wenn das Gating Grid hingegen alternierend auf $\pm 90 \text{ V}$ gelegt wird, dann sammeln sich alle Ionen auf dem Gating Grid und gelangen nicht zurück in den Driftraum. Allerdings kann in dieser Zeit auch keine Elektronenverstärkung stattfinden, da die Elektronen auch absorbiert werden. Um sicherzustellen, dass alle Ionen am Draht absorbiert worden sind, muss man ihre Driftzeit zu dem Gating Grid abwarten, sodass eine Totzeit des Detektors entsteht. Da die Primärelektronen maximal 250 cm driften können und bei einem elektrischen Driftfeld von 400 V/cm in $\text{Ne-CO}_2\text{-N}_2$ eine durchschnittliche Driftgeschwindigkeit von $v_D(e) = 2,58 \text{ cm}/\mu\text{s}$ haben, brauchen diese maximal ca. $100 \mu\text{s}$ von der zentralen Hochspannungselektrode zu den Ausleseammern. Deswegen wird das Gating Grid für ca. $100 \mu\text{s}$ nach einer Kollision geöffnet und danach wieder geschlossen. Da die bei der

¹ Alle folgenden Detektoreigenschaften und -größen sind aus [ALI14] entnommen.

Elektronenlawine produzierten Ionen eine durchschnittliche Driftgeschwindigkeit von etwa $v_D(I) = 1,5 \text{ cm/ms}$ haben und die Driftstrecke zwischen Kathodendraht und Gating Grid ca. 3 mm beträgt, benötigen die Ionen ca. 200 μs , was die Totzeit des Detektors darstellt. Das bedeutet auch, dass der Detektor etwa alle 300 μs wieder auslesen kann, was eine Ausleserate von $f = 1/300 \mu\text{s} \approx 3,3 \text{ kHz}$ ergibt. Deswegen kann nur ein Teil der Kollisionen untersucht werden, welche mit einer Rate von 8 kHz stattfinden. Da nach dem Upgrade des LHC während des Long Shutdown 2 im Jahr 2018 die Pb-Pb-Reaktionsrate auf ca. 50 kHz gesteigert wird, steigt auch die sogenannte integrierte Luminosität von Pb-Pb-Kollisionen auf ca. $\mathcal{L}_{int} = 10 \text{ nb}^{-1}$. Die Luminosität \mathcal{L} gibt die Anzahl der Teilchenkollisionen pro Zeit und Fläche an. Wenn man diese über die Zeit integriert erhält man die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} , welche beschreibt, wieviele Teilchenkollisionen es tatsächlich gegeben hat. Damit die höhere integrierte Luminosität des upgegradeten LHC auch genutzt werden kann, muss eine neue Technik der Gasverstärkung eingebaut werden, die ohne Gating Grid auskommt und somit nicht mehr auf wenige kHz beschränkt ist. Dies ist mit Gas Electron Multipliern (GEMs) möglich, die im nächsten Kapitel vorgestellt werden.

3 Messaufbau und Datenerfassung

3.1 GEMs

Möglichkeiten der kontinuierlichen Gasverstärkung bei gleichzeitigem niedrigen Ionenrückfluss bieten mehrlagige GEM-Verstärkungsstrukturen, welche als Ersatz für die MWPCs im Long Shutdown 2 (LS2) ab 2018 in die TPC eingebaut werden sollen. Diese GEM-Folien bestehen aus einer isolierenden $50\ \mu\text{m}$ dicken Kaptonschiicht, sowie zwei $5\ \mu\text{m}$ dicken Kupferelektroden, die „Top“ und „Bottom“ genannt werden und welche auf beiden Seiten der Kaptonschiicht aufgebracht sind. In die GEM-Folien sind in hexagonaler Anordnung doppelkonische Löcher geätzt, welche in den Kupferelektroden einen Durchmesser von ca. $70\ \mu\text{m}$ und in den Kaptonschiichten einen Durchmesser von ca. $50\ \mu\text{m}$ haben [ALI14].

Wird nun an die beiden Kupferelektroden eine Potentialdifferenz ΔU_{GEM} angelegt, entsteht in den Löchern ein sehr hohes elektrisches Feld. Elektronen, die in ein solches Loch gelangen, werden so stark beschleunigt, dass sie das Detektorgas ionisieren. Die dadurch entstandenen Elektronen werden ebenfalls beschleunigt und ionisieren wieder das Gas, sodass eine Elektronenlawine entsteht. Durch ein elektrisches Transferfeld E_T hinter der GEM, werden die Elektronen aus den Löchern herausgezogen, sodass sie in den dahinterliegenden Driftraum gelangen können.

In Abbildung 7 ist die Simulation der Gasverstärkung hervorgerufen durch zwei Elektronen innerhalb eines GEM-Loches zu sehen. Die grünen Punkte stellen die Ionisationspunkte dar, die gelben Linien die Driftbewegung der Elektronen und die braunen Linien die Ionenbewegung. Man kann sehen, dass die Elektronen sehr viele Stöße ausführen und es sich um eine „Zitterbewegung“ handelt, wohingegen die Ionen genauer den Feldlinien folgen.

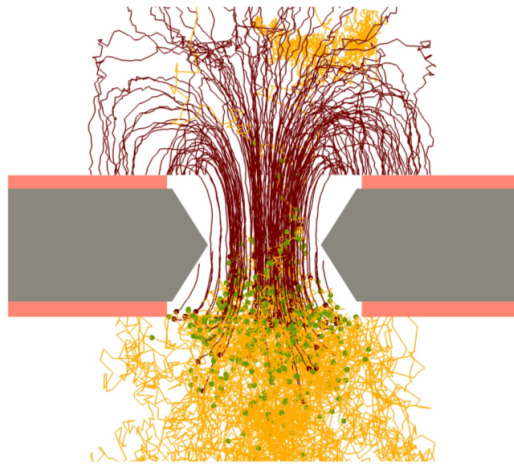


Abbildung 7: Simulation der Verstärkung zweier Elektronen in einem GEM-Loch [ALI14].

Da eine einzige GEM-Folie zu einem IBF von ca. 20 % führen würde und um die Verstärkung pro GEM möglichst gering zu halten, setzt man mehrere GEM-Folien hintereinander [Ren15]. Dies hat den Vorteil, dass in den hinteren GEM-Lagen Elektronenverstärkung stattfinden kann, ohne dass die dabei produzierten Ionen zurück ins Driftvolumen gelangen, da sie zuvor weitgehend auf eine der GEM-Top-Seiten, oder GEM-Bottom-Seiten gelangen. Die ALICE TPC Upgrade Gruppe hat sich auf eine vierlagige GEM-Verstärkungsstruktur geeinigt, für die gelten muss: $\text{IBF} < 1\%$, weil dadurch die Verzerrungen des elektrischen Feldes als mit hinreichender Genauigkeit als korrigierbar erachtet werden [ALI14].

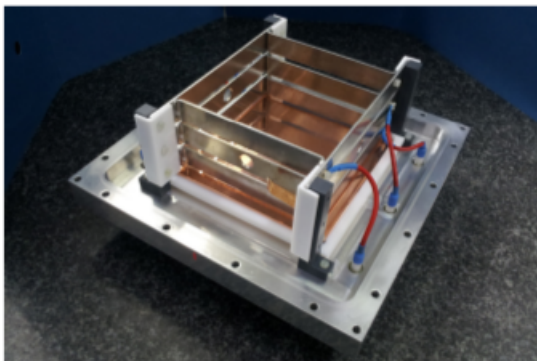
3.2 GEM-Teststand

Im Rahmen dieser Arbeit soll eine systematische Untersuchung des Ionenrückflusses und der Energieauflösung verschiedener 4 GEM-Systeme, sowie allgemeine Untersuchungen, die Funktion von GEMs betreffend, durchgeführt werden. In Abbildung 8 kann man den schematischen Aufbau einer vierlagigen GEM-Verstärkungsstruktur sehen, welche für die Messungen zur Verfügung stand. Hierbei handelt es sich um 10 cm mal 10 cm große Folien, die in einer Testkammer eingebaut sind. Oberhalb der ersten GEM befindet sich in dem Teststand ein 6 cm tiefes Driftvolumen mit einer Feldstärke $E_D = 400$ V/cm (siehe Abbildung 9 (a)), welches mit der Kathode ganz oben abgeschlossen wird. Darunter befinden sich in einem Abstand von jeweils 2 mm die vier GEMs, dazwischen die Transferfelder 1 bis 4 und ganz unten die Anode.

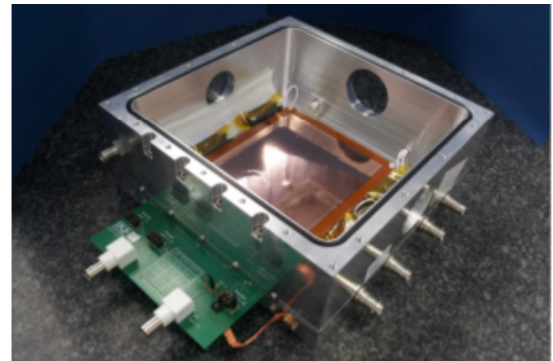


Abbildung 8: Schema des GEM-Teststandes.

Oberhalb der Kathode wird die Testkammer mit einer radioaktiven ^{55}Fe -Quelle bestrahlt, welche Photonen mit $E_\gamma = 5,9$ keV aussendet, die Elektron-Ion-Paare im Driftvolumen erzeugen.



(a) Deckel der Testkammer mit Kathode und Feldkäfig.



(b) Boden und Mittelteil der Testkammer mit GEMs und Platine.

Abbildung 9: Feldkäfig (a) und Testkammer (b) [Bar14].

Der gesamte Testaufbau befindet sich in einer gasdichten Aluminiumkammer (siehe Abbildung 9 (b)), sodass dieser mit Gas durchflutet werden konnte. Alle Messungen wurden mit dem Gasgemisch Ne-CO₂-N₂ in einem Verhältnis von 90-10-5 durchgeführt, da dies auch das Gas ist, welches in der TPC verwendet wird [ALI14]. Das bedeutet, dass die Elemente Ne und CO₂ im Verhältnis 90 zu 10 gemischt wurden sind und dazu dann noch 5 Standard Liter pro Minute (SLM) N₂ hinzugegeben worden sind. Das Gasgemisch wurde manchmal im Institut selber zusammen gemischt, manchmal aber auch eine schon vorgemischte Gasflasche benutzt. Der Gasfluss durch den Versuchsaufbau betrug 0,05 SLM, sodass der Sauerstoff- und Wassergehalt während den Messungen durchschnittlich bei ca. 50 ppm bzw. 120 ppm lag.

In Abbildung 10 sieht man das Blockschaltbild des Gassystems. Das Gas aus der Gasflasche wurde durch den Gasmischer geleitet, indem sowohl die Gaszusammensetzung, als auch der Gasfluss eingestellt wurden. Nach der Testkammer wurde das Gas dann auf Sauerstoff- und Wassergehalt² untersucht und dann durch ein Ölbad (Bubbler) in die Atmosphäre entlassen.

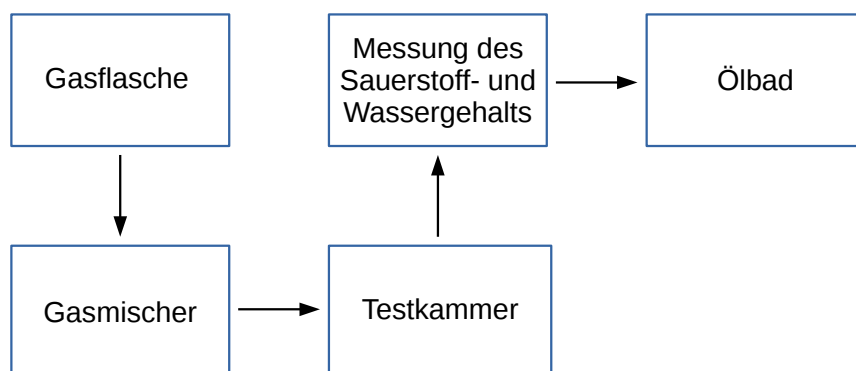


Abbildung 10: Blockschaltbild des Gassystems.

Da es sich hier um eine vierlagige GEM-Verstärkungsstruktur handelt, gibt es 4 Transferfeldparameter und 4 GEM-Spannungsparameter, die man verändern kann. Zusätzlich kann man die Löcher der GEM-Folien in verschiedenen Größen und Abständen zueinander anfertigen lassen.

Die Untersuchung von GEM-Strukturen durch verschiedene Gruppen und der RD51 Kollaboration am CERN haben gezeigt, dass Folien mit einem Lochdurchmesser von 50 μm einen guten Kompromiss bzgl. Stabilität und Herstellbarkeit darstellen [Ren15]. Ein freier Parameter, der je nach Anwendung frei gewählt werden kann, ist aber der Lochabstand (pitch). In Tabelle 2 sieht man eine Übersicht über die GEM-Typen, welche während der Arbeit zur Verfügung standen:

² Cambridge Sensotec Limited, Modell Rapidox 3100

Folienbezeichnung	Abkürzung	Lochabstand
Small Pitch	SP	90 μm
Standard	S	140 μm
Medium Pitch	MP	200 μm
Large Pitch	LP	280 μm

Tabelle 2: Übersicht der verschiedenen GEM-Typen.

3.3 Standardabweichung des Eisenpeaks

Die bei der Gasverstärkung erzeugten Elektronen werden auf der Anode gesammelt. Diese ist in 15 Pads unterteilt, von denen 14 Pads zusammengeschaltet sind und von einem Keithley³ ausgelesen werden und damit den Anodenstrom bilden. Ein Pad wird, wie im Blockschaltbild in Abbildung 11 gezeigt, separat ausgelesen und zur Bestimmung der Auflösung des Eisenpeaks verwendet.

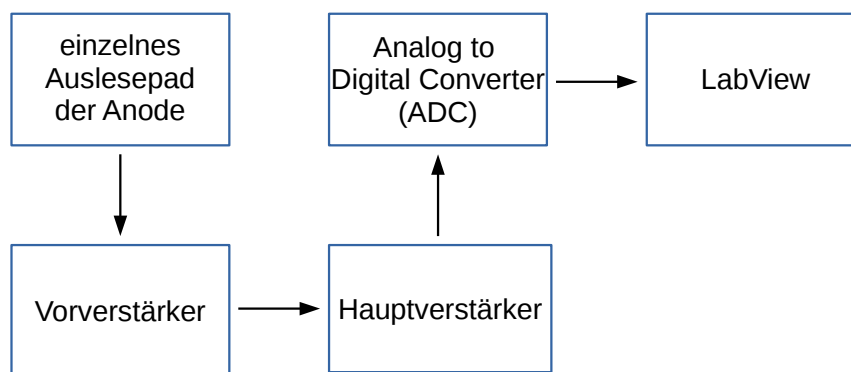


Abbildung 11: Blockschaltbild der Ausleseelektronik.

Die von den Photonen der Eisenquelle freigesetzten und von den GEMs vervielfachten Elektronen werden auf dem Pad gesammelt und in einem am Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF) gebauten ladungsempfindlichen Vorverstärker integriert. Danach wird das Signal in einem Hauptverstärker⁴ verstärkt und in eine quasi-gaußförmige Pulsform gebracht. Damit das Signal digital ausgewertet werden kann, muss es noch digitalisiert werden. Dies geschieht mittels eines ADCs⁵. Danach wird das Signal mittels dem Programm LabView am PC ausgewertet.

Die Auswertung am PC erfolgt mittels Auftragen der Daten in ein Histogramm, wie es in Abbildung 12 zu sehen ist. Dabei wird die Häufigkeit N der detektierten Ereignisse gegen die Amplitude in ADC Kanälen aufgetragen. Letzterer setzt sich aus der Anzahl der Primärelektronen mal Gasverstärkung zusammen. Da allerdings die Gasverstärkung Schwankungen ausgesetzt ist, erhält man kein Signal, das einer δ -Distribution ähnelt, sondern eine gaußförmige Verteilung. Durch unvollständige Ladungssammlung an den Padrändern sieht man eine Überhöhung zu kleinen Signalen hin. Zur Auswertung des Peaks wird dieser mittels einer Gaußfunktion rechtsseitig gefittet, weil durch das rechtsseitige Fitten die unvollständige Ladungssammlung auf den Padrändern unterdrückt wird.

³ Keithley Modell 6517B

⁴ Canberra Modell 2011 mit einer Shaping Time von 500ns

⁵ Ortec (AMTEK) Modell Easy-MCA-8k-CH peak sensing ADC

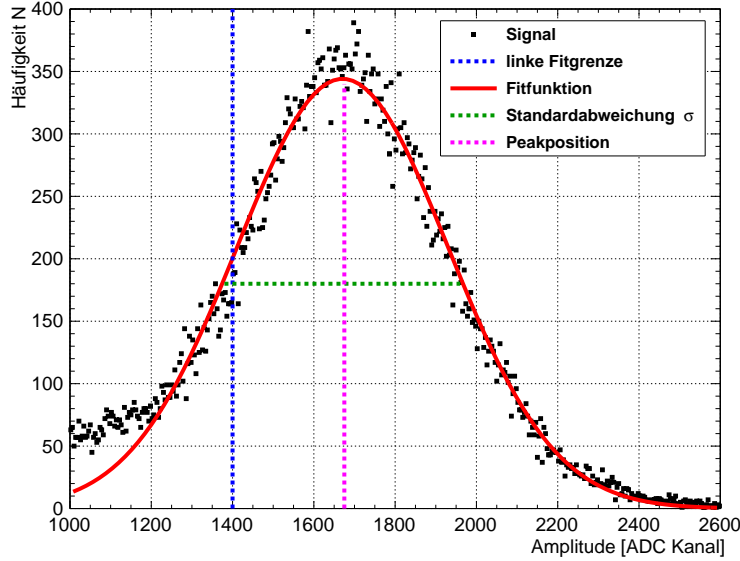


Abbildung 12: Analyse des Peaks der ^{55}Fe -Quelle.

Die Energieauflösung eines Detektors ist der kleinste Abstand zweier Signale, bei denen man beide Peaks noch getrennt auswerten kann. Je schmaler die beiden Peaks sind, desto näher können beide aneinander liegen. Daher kann die Energieauflösung als Peakbreite, genauer gesagt als Standardabweichung σ , angegeben werden.

Diese absolute Standardabweichung erhält man aus dem Gaußfit des Histogramms. Da diese allerdings linear von der Peakposition, d.h. von der Verstärkung abhängig ist, teilt man durch die Peakposition, damit man die relative Standardabweichung σ_{rel} erhält:

$$\sigma_{\text{rel}} = \frac{\sigma \cdot 100}{\text{Peakposition}} \quad (2)$$

Dieses σ_{rel} ist in nullter Näherung unabhängig von der Gasverstärkung und stellt damit eine vergleichbare Größe dar. Allerdings wird im allgemeinen Sprachgebrauch der Zusatz „rel“ weggelassen und nur σ geschrieben. Trotzdem ist immer die relative Standardabweichung gemeint. Dies wird auch in dieser Arbeit so gehandhabt.

Da die Peakbreite σ von der Zahl der Primärelektronen und damit von der Energie der γ -Strahlung des radioaktiven Isotops der Quelle abhängt, wird die Auflösung des Eisenpeaks immer in Abhängigkeit des Isotops der Quelle angegeben. Da es sich hier um eine ^{55}Fe -Quelle mit einer Photonenenergie $E_\gamma = 5,9 \text{ keV}$ handelt, schreibt man daher immer $\sigma(^{55}\text{Fe})$.

Die ALICE TPC Upgrade Gruppe hat sich als Ziel gesetzt, eine relative Standardabweichung von $\sigma(^{55}\text{Fe}) \leq 12 \%$ bei 5,9 keV zu erreichen, da Simulationen gezeigt haben, dass dabei die mit den Drahtkammern gegenwärtig erreichte Auflösung des spezifischen Energieverlustes $\langle dE/dx \rangle$ erhalten bleibt [ALI14].

4 Alignment

Teil dieser Arbeit war die Untersuchung des Alignmenteffektes. Dieser wurde entdeckt, weil Messungen von gleichen GEM-Konfigurationen nicht die gleichen Ergebnisse lieferten. In diesem Kapitel wird gezeigt, warum die Ausrichtung der GEMs wichtig für die Reproduzierbarkeit von Messergebnissen ist und wie man die Reproduzierbarkeit von diesen sicherstellen kann.

Da die Löcher in den GEMs in einer hexagonalen Anordnung in die Folie geätzt werden, kann eine gleichmäßige Verteilung der Löcher über die Folie garantiert werden, welche damit eine 60° Symmetrie besitzen [ALI14].

Wenn man nun zwei Folien mit gleichen, oder ganzzahligen Vielfachen des Lochabstandes parallel oder antiparallel hintereinander montiert, kann es sein, dass alle Löcher exakt hintereinander liegen. Ebenso ist es möglich, dass die Folien um den halben Lochdurchmesser verschoben sind. Da die Lochabstände auf einer Mikrometerskala sind, kann man dies in diesem Testaufbau nicht kontrollieren. Die beiden Möglichkeiten sind in Abbildung 13 schematisch dargestellt.

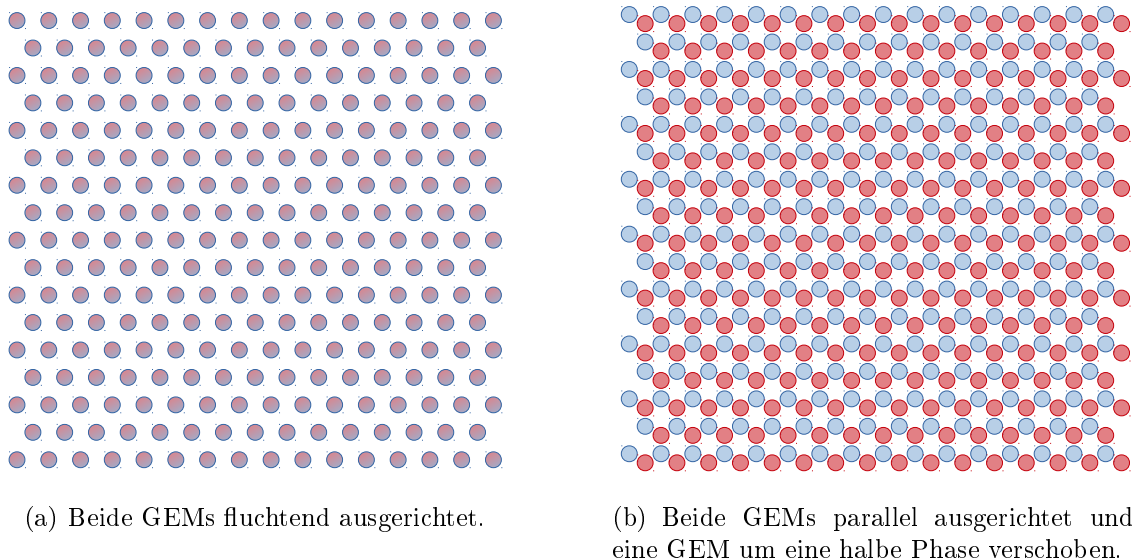


Abbildung 13: Schema zweier übereinanderliegender S-GEMs (0° Drehung).

In Abbildung 13 (a) befinden sich beide GEMs so übereinander, dass alle Löcher exakt hintereinander liegen. Die beiden GEMs sind somit vollständig „aligned“. Das Problem, das dabei auftritt, ist, dass die zurückfließenden Ionen der zweiten GEM, die erste GEM praktisch ungehindert passieren können. Dies geschieht, weil die Diffusion der Ionen nur sehr gering ist (vgl. Abbildung 7) und diese somit sehr einfach in ein Loch der ersten GEM gelangen können.

Anders ist es hingegen bei Abbildung 13 (b). Dort befinden sich die beiden GEMs ebenfalls parallel, sind allerdings um eine halbe Phase zueinander verschoben und sind somit vollständig „mis-aligned“. Hierbei ist die geringe Diffusion der Ionen von Nutzen, da sie mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit nicht in ein Loch der ersten GEM gelangen.

Das Problem, das sich nun ergibt ist, dass man diesen Effekt nicht kontrollieren kann. Da sich der Effekt auf der Mikrometerskala abspielt, hat man keinen Einfluss darauf, welcher der beiden oben genannten Fälle eintritt. Baut man die GEM-Konfiguration einmal

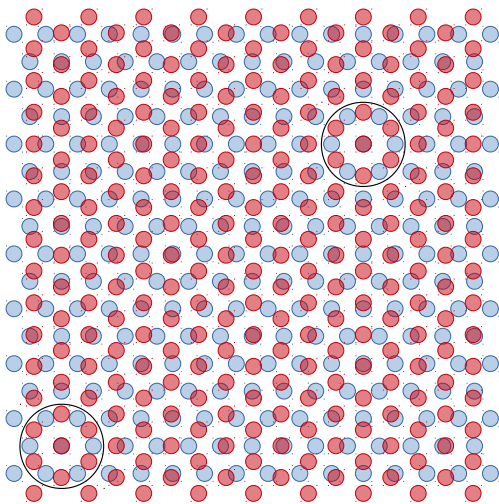
aus und wieder ein, hat man einen anderen prozentualen Überlapp der beiden GEMs. Man kann also nur eine untere und obere Grenze für den Effekt angeben. Diese Grenzen sind in Tabelle 3 für jeweils zwei gleiche, parallel ausgerichtete GEMs aufgelistet. Mit Ausnahme von SP-SP, ist bei allen GEM-Typen ein Alignment von 0 % bis 100 % möglich, da dort beide in Abbildung 13 dargestellten Fälle eintreten können. Da im Falle von SP der Lochabstand kleiner ist als der zweifache Lochdurchmesser, tritt immer ein endlicher Überlapp auf.

Folientypen	Alignment
SP-SP	x % - 100 %
S-S	0 % - 100 %
MP-MP	0 % - 100 %
LP-LP	0 % - 100 %

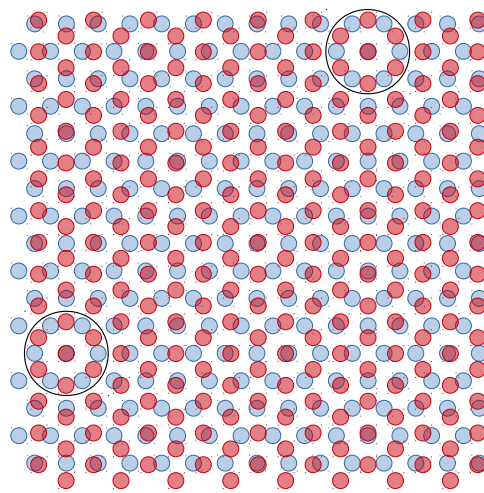
Tabelle 3: Alignment zweier GEMs bei 0° oder 180° Drehung.

Um dennoch Messungen mit dem Testaufbau machen zu können und diese auch mit vorherigen Messungen vergleichen zu können, baut man die GEMs immer in einem 90° Winkel zueinander ein. Das bedeutet, dass die erste zur zweiten GEM um 90° gedreht ist, die zweite zur dritten GEM ebenfalls und die dritte zur vierten GEM genauso.

In Abbildung 14 (a) sieht man einen Ausschnitt des Schemas zweier übereinanderliegender S-GEMs bei denen eine der beiden GEMs um 90° gedreht ist. Zu erkennen ist deutlich, wie sich ein Muster ausbildet, welches sich über die gesamte Breite und Höhe erstreckt und wiederholt. Daneben in Abbildung 14 (b) ist wieder ein Ausschnitt zweier übereinanderliegender S-GEMs gezeigt, allerdings ist hierbei die eine GEMs um 90° gedreht und gleichzeitig um 70 μm in x -Richtung und 121 μm in y -Richtung verschoben. Die beiden GEMs sind also im Vergleich zu Abbildung 14 (a) um eine halbe Phase, d.h. den halben Lochabstand in x - und y -Richtung, verschoben.



(a) Eine GEM um 90° gedreht.



(b) Eine GEM um 90° gedreht und um halbe Phase in x - und y -Richtung verschoben.

Abbildung 14: Schema zweier übereinanderliegender S-GEMs (90° Drehung).

Interessanterweise sieht man, dass sich das gleiche Muster ausbildet, welches sich ebenfalls

in wiederholenden Perioden über die ganze Breite und Höhe wiederholt. Zur leichteren Vergleichbarkeit wurde ein Muster, bei dem sich zwei Löcher exakt übereinander befinden in beiden Abbildungen mit einem schwarzen Kreis markiert. Daraus kann man zwei Folgerungen ableiten. Zum Einen ist deutlich sichtbar, dass ein Alignment von 100 % nie erreicht wird, auch nicht bei den Einstellungen in denen bei paralleler Ausrichtung das minimale Alignment, bzw. das maximale Alignment auftritt. D.h. durch die Drehung der beiden GEMs um 90° kann man eine obere Grenze des Alignmenteffekts festlegen. Weiterhin ist wie schon erklärt sichtbar, dass sich das Muster und damit der prozentuale Überlapp der Löcher der beiden GEMs, bei Verschiebung der GEMs gegeneinander nicht ändert. Somit hat man nach Drehung einer GEM keine obere und untere Grenze eines möglichen Alignment, sondern einen mittleren Wert, der sich bei Verschiebung der GEMs gegeneinander nicht ändert.

Somit ist es zwar nicht möglich den Effekt des Alignments auszunutzen, um einen besseren IBF zu erhalten, aber er lässt sich bei Drehung zweier hintereinanderliegender GEMs um 90° zumindest konstant halten. Man hat bei mehrfachen Messungen also einen konstanten Beitrag durch das Alignment, wodurch letztendlich die Reproduzierbarkeit der Messungen verbessert wird. Aus diesem Grund wurden alle Messungen in dieser Arbeit mit um 90° zueinander gedrehten GEMs durchgeführt.

5 Elektronenextraktionseffizienz

Wenn ein Elektron in einem GEM-Loch eine Elektronenlawine auslöst, gelangen nicht alle produzierten Elektronen aus der GEM in den dahinterliegenden Driftraum, sondern enden auf der Unterseite der GEM. Das Verhältnis aus extrahierten zu produzierten Elektronen nennt man Elektronenextraktionseffizienz ε . Diese hängt von der angelegten GEM-Spannungsdifferenz, von der Stärke des dahinterliegenden Transferfeldes sowie von dem Lochabstand der Löcher der GEM-Folie ab.

Um sie zu bestimmen, legt man an eine GEM eine Potentialdifferenz an, misst den Strom auf der GEM-Bottom-Folie, sowie auf der GEM-Top-Folie der dahinterliegenden GEM, an welcher selber keine Potentialdifferenz anliegen darf. Da dadurch alle Feldlinien des Transferfeldes auf der GEM-Top-Folie der zweiten GEM enden, können sich die produzierten Elektronen ausschließlich auf der GEM-Bottom-Folie der ersten GEM, oder der dahinter liegenden GEM-Top-Folie der zweiten GEM ansammeln. Wenn man nun das zwischen den beiden GEM befindliche Transferfeld variiert, kann man in Abhängigkeit des Transferfeldes die beiden Ströme und somit die Elektronverteilung auf die beiden GEMs messen:

$$\varepsilon = 100 \cdot \frac{I_{\text{GEM2 Top}}}{I_{\text{GEM2 Top}} + I_{\text{GEM1 Bottom}}} \quad (3)$$

Dies wurde im Rahmen der Arbeit mit den Folientypen S, MP und LP durchgeführt. Da die Messung einer Folie mehrmals mit verschiedenen angelegten Potentialdifferenzen gemacht wurde, wurde zum Auftragen der Daten auf die x -Achse das Verhältnis von Feldstärke E_T des elektrischen Transferfeldes unterhalb der GEM zur elektrischen Feldstärke des Loches aufgetragen, da somit alle Messreihen miteinander verglichen werden können.

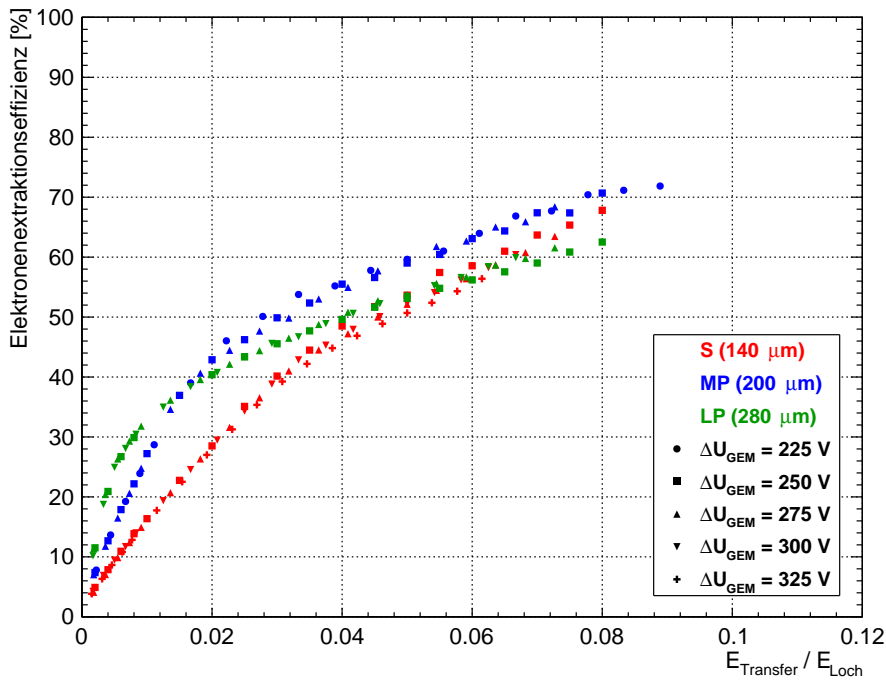


Abbildung 15: Elektronenextraktionseffizienz von S-, MP- und LP-GEMs als Funktion des Verhältnisses der Felder hinter (E_{Transfer}) und in der GEM (E_{Loch}).

Die Feldstärke in einem GEM-Loch lässt sich durch die angelegte Spannung und den Abstand der Elektroden abschätzen. Hier wurde immer $|\vec{E}| = \Delta U_{\text{GEM}}/60 \mu\text{m}$ verwendet. Dies stimmt allerdings nicht genau, da das Feld in dem Loch nicht homogen ist und sich somit nicht wie ein Plattenkondensator verhält.

Wenn man kein Feld hinter einer GEM anlegt, werden auch keine Elektronen extrahiert. Es ist also nachvollziehbar, dass die Extraktionskurven von allen GEM-Typen bei 0 V/cm mit 0 % beginnen. Sobald man ein Feld anlegt, beginnt man damit Elektronen zu extrahieren und dies um so mehr, je stärker das hinter der GEM gelegene Transferfeld ist. Somit ist auch der streng monotone Anstieg der Extraktionskurven verständlich. Eine weitere Gemeinsamkeit aller Kurven ist, dass die Steigung mit zunehmendem Transferfeld nachlässt. Alle Kurven können in einen Bereich hoher Steigung bei niedrigem Transferfeld und in einen Bereich geringerer Steigung bei hohem Transferfeld eingeteilt werden.

Es bleiben jedoch noch einige Punkte in dem Verhalten der Elektronenextraktionskurve in Abhängigkeit des Lochabstandes unverständlich:

1. Warum steigt die Elektronenextraktionseffizienz am Anfang für größeren Lochabstand schneller, als für kleinen Lochabstand ?
2. Warum schneidet die Kurve für eine LP-GEM die Kurven der anderen GEMs ?
3. Gibt es für alle GEMs ein gemeinsames oberes Limit der Elektronenextraktion, oder ist dieses von dem Lochabstand abhängig ?

6 GEM-Konfigurationen

Ausgehend von den Konfigurationen, die bisher die besten Ergebnisse lieferten (S-LP-LP-S, S-S-LP-S und S-S-LP-SP), sollte nun eine weitere Optimierung dieser Konfigurationen durch Austauschen der ersten GEM durch eine MP-GEM untersucht werden. Dadurch würde sich die Anzahl der Löcher in der ersten GEM verringern, was einen besseren Ionenrückfluss zur Folge haben sollte. Die Referenzwerte der bisherigen Untersuchungen sind ein Ionenrückfluss von 0,66 % und einem $\sigma(^{55}\text{Fe})$ von 11 % [ALI14].

Jede GEM-Konfiguration wurde in gleicher Weise untersucht. Es wurden sogenannte Transferfeldscans und anschließend ein $\Delta U_{\text{GEM1}} - \Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scan durchgeführt. Da die Daten am besten ausgewertet werden können, wenn man sie zweidimensional darstellt, wurden immer zwei Parameter verändert, während alle anderen konstant gehalten wurden.

Zuerst wurde ein $E_{\text{T1}} - E_{\text{T2}}$ -Scan gemacht. Das bedeutet, dass die beiden ersten Transferfelder variiert wurden und alle anderen Parameter auf einen Wert gestellt wurden, der sich bei anderen Konfigurationen bewährt hat. Im Anschluss daran wurde aus den gewonnenen Daten eine günstige Einstellung für das erste Transferfeld gesucht und diese eingestellt. Als nächstes wurde dann ein $E_{\text{T2}} - E_{\text{T3}}$ -Scan durchgeführt mit dem zuvor ermittelten E_{T1} Wert. Da für das letzte Transferfeld nur Überlegungen zu der Elektronenextraktion aus GEM4 eine Rolle spielen, wurde dieses Feld von Anfang an auf 4000 V/cm gestellt und dort auch gelassen, damit möglichst viele Elektronen aus der vierten GEM gezogen werden. Variationen des vierten Feldes zeigten auch, dass eine Reduzierung der Feldstärke nur eine Verschlechterung von $\sigma(^{55}\text{Fe})$ zur Folge hat.

Als letztes wurde nun die Spannungen von GEM1 und GEM2 variiert. Dabei wurden wieder die zuvor festgestellten optimalen Transferfeldwerte eingestellt.

Die GEM4-Spannung zeigt an wie hoch die höchste GEM-Spannung im gesamten Aufbau ist. Eine niedrige GEM4-Spannung sorgt dafür, dass es nicht so einfach zu Funkenüberschlag kommen kann. Gleichzeitig zeigt sie an, dass nicht so viel Nachverstärkung gemacht werden muss.

Bei einer vierstufigen GEM-Verstärkungsstruktur bietet es sich an, die letzten beiden GEMs zur Einstellung der richtigen Gasverstärkung zu nutzen. Das bedeutet, dass die zu untersuchenden Parameter die verschiedenen Lochabstände der GEMs selber, die zwei GEM-Spannungen der ersten beiden GEMs und die vier Transferfelder sind. Vorhergehende Untersuchungen haben gezeigt, dass die Spannungen der letzten beiden GEMs in einem Verhältnis von 0,8 liegen sollten um besonders gute Resultate zu liefern [Bar14]. Dies wurde bei den folgenden Messungen durchgehend gemacht.

Als Quelle wurde immer eine ^{55}Fe -Quelle mit einer Aktivität von $A = 2,94 \text{ GBq}$ benutzt. Da diese Aktivität für die Erstellung des Eisenpeaks zu hoch gewesen wäre, wurde die Quelle mit vier Lagen Aluminiumfolie abgeschwächt, sodass die Aktivität ca. um einen Faktor 10 reduziert wurde [Ren15]. Diese Quelle wurde für alle GEM-Konfigurationen genutzt.

6.1 Korrekturen der gemessenen Werte

Desweiteren wurden bei allen Scans mehrere Korrekturen angewandt. Da zur Berechnung von $\sigma(^{55}\text{Fe})$ ein Pad separat ausgelesen wird, ist der gemessene Anodenstrom um den Stromanteil des separat ausgelesenen Pads zu klein. Darum wird bei jeder Konfiguration mit sinnvollen Einstellungen (IBF $\sim 1 \%$ und $\sigma(^{55}\text{Fe}) \sim 12 \%$) der Anodenstrom einmal mit diesem Pad und einmal ohne jenes Pad gemessen. Aus den beiden gemessenen Strom-

werten wird nun ein Korrekturfaktor gebildet, welcher angibt, um wie viel Prozent der Anodenstrom zu klein ist, da ein Pad für die Analyse des Eisenpeaks verwendet wird. Der Korrekturfaktor k schwankt zwischen $1 \% \leq k \leq 2 \%$ und wird folgendermaßen angewendet:

$$I_{\text{korrigiert}} = I_{\text{gemessen}} + I_{\text{gemessen}} \cdot k. \quad (4)$$

Außerdem wird auch noch der Kathodenstrom korrigiert. Dieser ist zu groß, da einmal der Offset des Pikoamperemeters abgezogen werden muss und auf der Kathode Ionen gesammelt werden, die von dem Zwischenraum zwischen Quelle und Kathode kommen. Da dies Primärionen sind, zu denen es kein Primärelektron bei GEM1 gibt, verfälscht dieser den Strom. Die Korrektur wurde zu 17,5 pA bestimmt und wird einfach vom gemessenen Kathodenstrom abgezogen [Ren15].

Letztendlich wird auch noch $\sigma(^{55}\text{Fe})$ korrigiert, da durch elektronisches Rauschen der Verstärkerkette ein kleiner Beitrag zur Peakbreite hinzukommt. Dazu wird gleichzeitig zum Peak durch die Quelle ein weiteres Signal von einem Pulser vor dem Vorverstärker in die Auslekette eingekoppelt. Die Breite des Pulserpeaks ist unabhängig von der Einstellung der Pulseramplitude, d.h. es handelt sich um einen konstanten Beitrag, der sich mit Verschiebung der Peakposition des Pulserpeaks nicht ändert. Diese gemessene Pulserbreite ist direkt gleich dem Rauschbeitrag und wird quadratisch von der Breite des Eisenpeaks abgezogen. Die Breite wurde durch Messung zu 24 ADC-Kanälen bestimmt [Ren15]:

$$\sigma(^{55}\text{Fe})_{\text{korrigiert}} = \frac{100}{x_0} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma(^{55}\text{Fe})_{\text{gemessen}} \cdot x_0}{100}\right)^2 - 24^2}, \quad (5)$$

dabei ist x_0 die Peakposition in ADC Kanälen. Da es sich bei der Breite des Pulserpeaks um einen konstanten Beitrag handelt, muss dieser in absoluten Einheiten, d.h. in ADC Kanälen von der Standardabweichung abgezogen werden. Danach kann der korrigierte Wert für $\sigma(^{55}\text{Fe})$ wieder in die relative Breite umgerechnet werden.

6.2 MP-LP-LP-S-Konfiguration

6.2.1 E_{T1} - E_{T2} -Scan

Zu Beginn des Transferfeldscans wurde die Spannung der ersten GEM auf 275 V und die Spannung der zweiten GEM auf 240 V gesetzt. Dies sind Werte, die sich bei älteren Scans als sinnvoll herausgestellt haben und mit denen zu Beginn gearbeitet wurde. Diese GEM-Spannungen sind für die Transferfeldscans fest und werden erst bei dem abschließenden $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scan variiert.

In Abbildung 16 sieht man die IBF-Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans. Hierbei fällt direkt ins Auge, dass niedrige Feldeinstellungen einen hohen Ionenrückfluss zur Folge haben, wohingegen hohe Feldeinstellungen den Ionenrückfluss unterdrücken. Dies ist dadurch zu erklären, dass je kleiner das Transferfeld ist, desto größer ist der Einfluss der Felder in den GEM-Löchern auf den Driftraum. Somit ist der Anteil des Driftraums aus dem Elektronen in die Löcher gezogen werden ebenfalls größer. Daher steigt die Verstärkung einer GEM je geringer das davorbefindliche Transferfeld ist, was einen höheren Ionenrückfluss zur Folge hat.

Diese höhere Verstärkung der ersten beiden GEMs bei niedrigen Feldeinstellungen kann man auch in der $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix in Abbildung 17, sowie in der ΔU_{GEM4} -Matrix in Abbildung

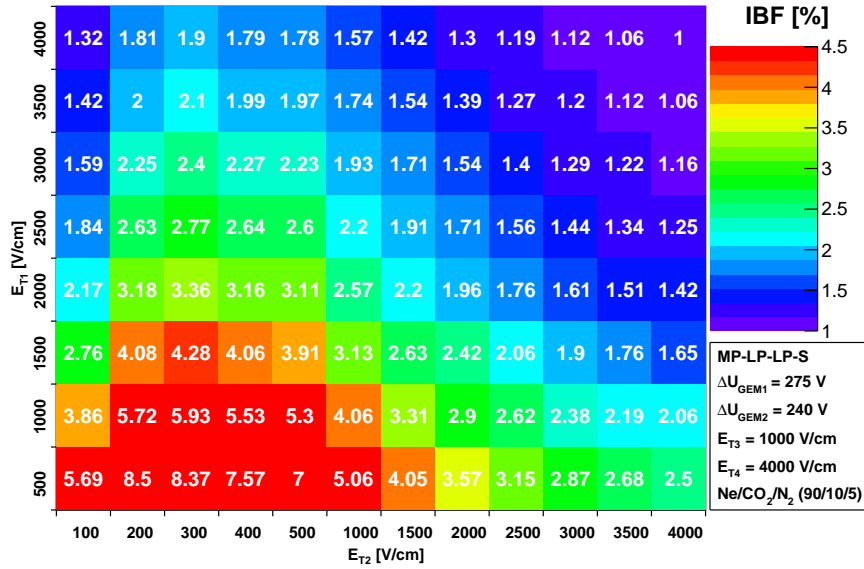


Abbildung 16: IBF-Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

18 erkennen. Eine hohe Verstärkung in den ersten beiden GEMs äußert sich immer in einem kleinen $\sigma(^{55}\text{Fe})$, da dabei eine besonders hohe Verstärkung der Primärelektronen gegeben ist. Dies ist, wie in Abbildung 17 zu erkennen, bei niedrigen Transferfeldern der Fall.

Wenn hingegen die Verstärkung der Primärelektronen schon zu Beginn der Verstärkungsstruktur zu gering ist, sind die Informationen über diese Primärelektronen für die weitere Verstärkungskette und damit auch für die Auslese verloren.

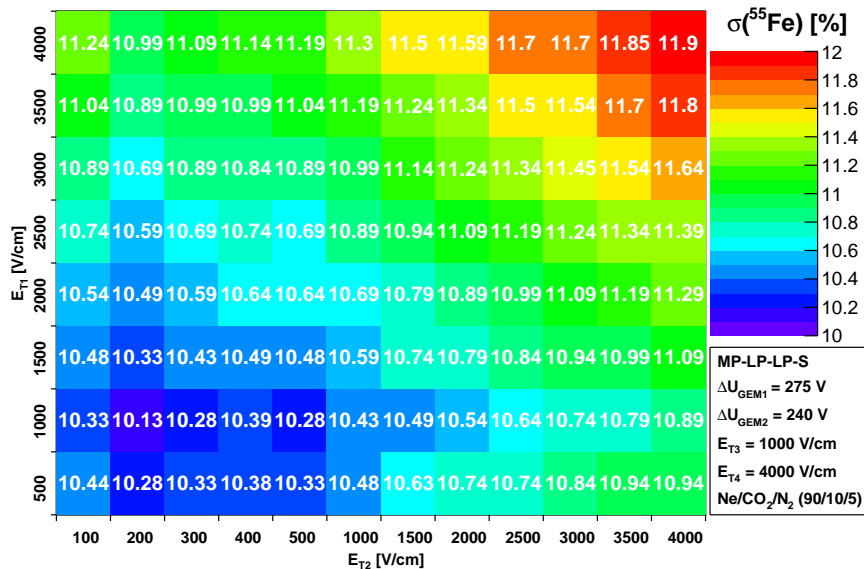


Abbildung 17: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

Desweiteren kann man den Einfluss einer hohen Verstärkung zu Beginn der GEM-Verstärkungsstruktur auch in den Spannungen der letzten beiden GEMs erkennen. Bei niedrigem ersten und zweiten Transferfeld ist die Spannung der vierten GEM äußerst gering. Da die Gesamtverstärkung aller GEMs zusammen immer konstant bei 2000 gehalten wird, sieht

man durch eine niedrige GEM4-Spannung, dass bereits ein größerer Teil der Verstärkung zu Beginn der GEM-Struktur stattgefunden hat, als dies im Vergleich zu hohen E_{T1} und E_{T2} Einstellungen geschehen ist. In dem Bereich der hohen Transferfelder ist aufgrund der geringeren Verstärkung in den ersten beiden GEMs eine höhere Nachverstärkung als in den letzten beiden GEMs notwendig.

Aus diesem Scan ist ersichtlich, dass für das erste Transferfeld eine hohe Feldstärke gut ist, da diese einen geringen IBF, bei akzeptablen $\sigma(^{55}\text{Fe})$ garantiert. Es ist besonders wichtig, im ersten Transferfeld eine hohe Feldstärke einzustellen, da dadurch eine hohe Elektronenextraktionsrate aus GEM1 garantiert ist. Aus diesem Grund wurde das erste Transferfeld auf 4000 V/cm für den nächsten Scan eingestellt.

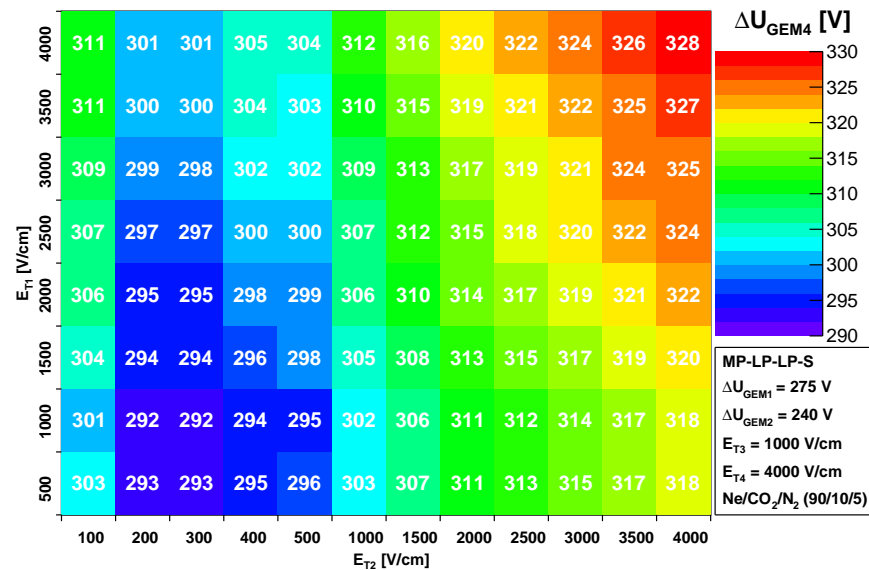


Abbildung 18: ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

6.2.2 E_{T2} - E_{T3} -Scan

Nach der Optimierung des ersten Transferfeldes wird nun in identischer Vorgehensweise ein E_{T2} - E_{T3} -Scan durchgeführt. Bei dieser Messreihe gab es einige nicht verstandene Probleme mit dem Teststand. Bei einem zu hohen Absolutpotential an der Kathode hat die Strombegrenzung des Hochspannungsgerätes wegen einer kleinen Entladung angesprochen und die Spannung heruntergefahren, sodass bei hohen Transferfeldern keine Messung möglich war. Das kommt unter anderem daher, dass in diesem Bereich alle vier Transferfelder eine Feldstärke von 4000 V/cm erreichen, was ein Potential von über 6000 V an der Kathode zur Folge hat.

Trotz der Unvollständigkeit der Messung, kann man in der IBF-Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans in Abbildung 19 Parallelen zur IBF-Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans in Abbildung 16 erkennen. Der Bereich eines schlechten Ionenrückfluss befindet sich wieder bei niedrigen Transferfeldern. Ein gravierender Unterschied zum E_{T1} - E_{T2} -Scan ist der Bereich in dem sich der Ionenrückfluss bei einem Scan bewegt. Bei Variation des zweiten und dritten Transferfeldes bewegt sich der Ionenrückfluss zwischen 0,84 % und 1,84 % wohingegen bei Variation des ersten und zweiten Transferfeldes der IBF sich zwischen 1 % und 8,5 % bewegt. Dies ist dadurch zu erklären, dass sowohl die ersten beiden GEMs, als auch die ersten

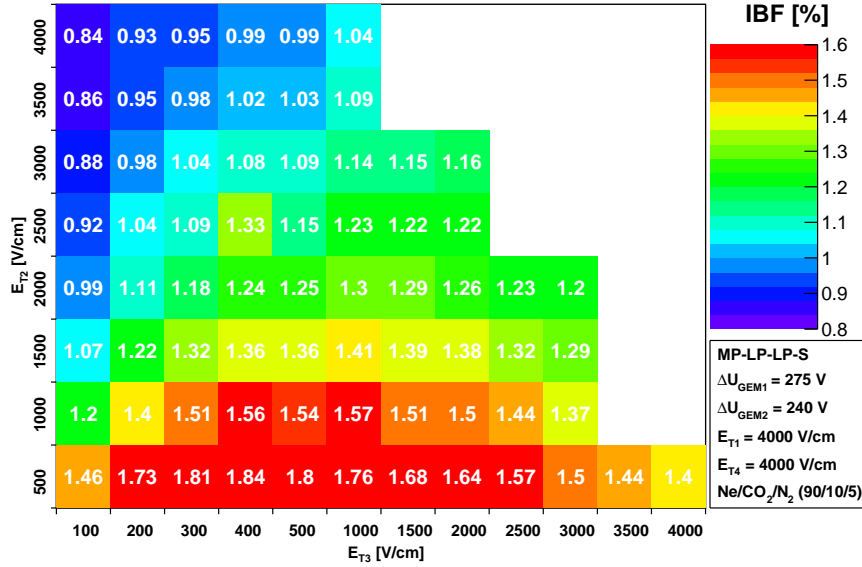


Abbildung 19: IBF-Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

beiden Transferfelder einen viel größeren Einfluss auf den Ionenrückfluss haben, da sie sich nahe am Driftvolumen befinden. Ionen, welche in den letzteren GEMs produziert werden, werden zu einem viel größeren Anteil durch die vorderen GEMs abgefangen. Daraus folgt, dass der Ionenrückfluss empfindlicher auf Veränderungen der ersten beiden Transferfelder reagiert, als auf Variation der letzten beiden Transferfelder.

In Abbildung 20 sieht man die $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans, in der wieder zu erkennen ist, dass niedrige Feldeinstellungen zu einem guten $\sigma(^{55}\text{Fe})$ führen. In diesem Scan ist die Abhängigkeit von $\sigma(^{55}\text{Fe})$ vom zweiten Transferfeld größer als vom dritten Feld, sodass analog zum E_{T1} - E_{T2} -Scan wieder das dem Driftraum am nächsten befindliche Transferfeld den größeren Einfluss auf das $\sigma(^{55}\text{Fe})$ hat. Man kann also sagen, dass sich die beiden Scans hinsichtlich der Eigenschaften von $\sigma(^{55}\text{Fe})$ identisch verhalten.

Alle Transferfeldeinstellungen erfüllen das Kriterium von $\sigma(^{55}\text{Fe}) \leq 12\%$, sodass prinzipiell alle Feldeinstellungen akzeptabel sind. Man versucht trotzdem den Arbeitspunkt bei einem so gut wie möglichen $\sigma(^{55}\text{Fe})$ anzusetzen.

In Abbildung 21 ist die ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans zu sehen. Man kann erkennen, dass im Gegensatz zur $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix hier die Abhängigkeit vom dritten Transferfeld gegenüber dem zweiten Transferfeld überwiegt. Außerdem ist deutlich zu sehen, dass die GEM-Spannung bei niedrigen Feldern viel höher ist als bei hohen Feldeinstellungen. Das bedeutet nichts anderes, als dass bei niedrigen Feldern weniger Elektronen in die letzte Verstärkungsstufe kommen, sodass diese eine größere Nachverstärkung erbringen muss, damit insgesamt wieder eine Verstärkung von 2000 erreicht wird.

Diese GEM4-Spannungen sind nicht kritisch, da die GEMs bis 400 V getestet wurden. Auch ein Dauerbetrieb bei der höchten GEM4-Spannung von 348 V stellt somit kein Problem dar.

Abschließend wurde das zweite Transferfeld auf 4000 V/cm eingestellt, da nur dort sowohl die Kriterien für den Ionenrückfluss, als auch für ein niedriges $\sigma(^{55}\text{Fe})$ erfüllt sind. Somit wird der nun folgedene ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM1} -Scan mit den Transferfeldern $E_{T1} = 4000$ V/cm und $E_{T2} = 4000$ V/cm durchgeführt. Das vierte Transferfeld wurde auf 4000 V/cm gelassen, da eine niedrigere Einstellung nur eine Verschlechterung der Wer-

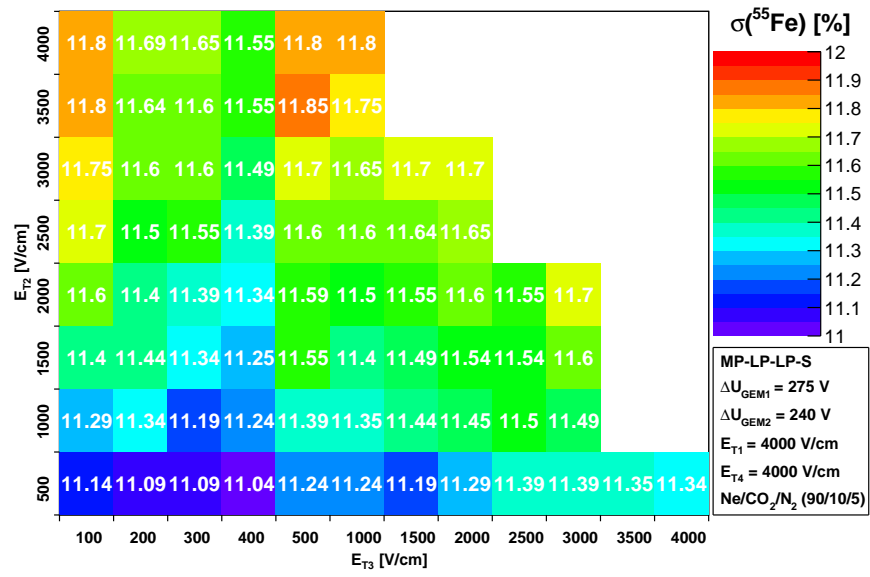


Abbildung 20: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

te zur Folge hat.

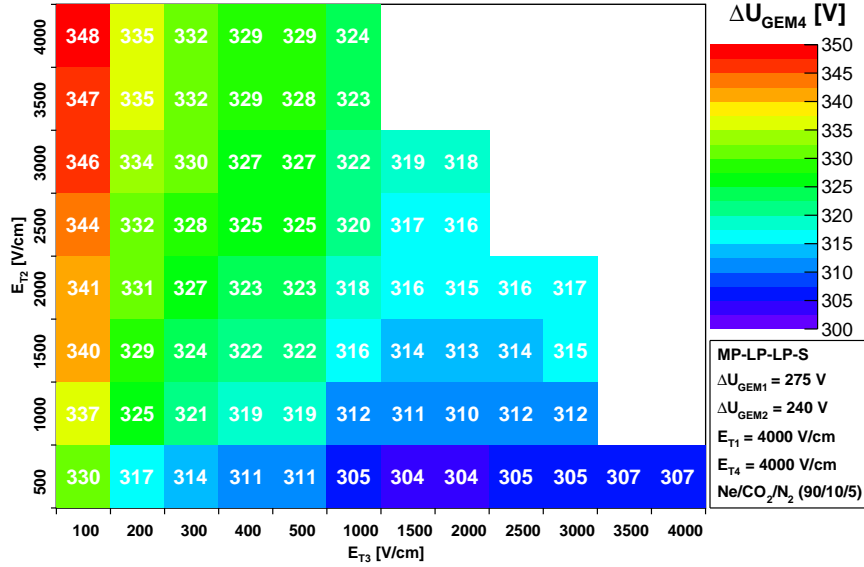


Abbildung 21: ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

6.2.3 ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scan

Nach der Optimierung der Transferfelder wird ein ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scan durchgeführt. Dabei werden passende Einstellungen für die ersten beiden GEM-Spannungen gesucht, indem die Spannungen der ersten beiden GEMs gegeneinander variiert werden. In Abbildung 22 sieht man die IBF-Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans. Man kann erkennen, dass der

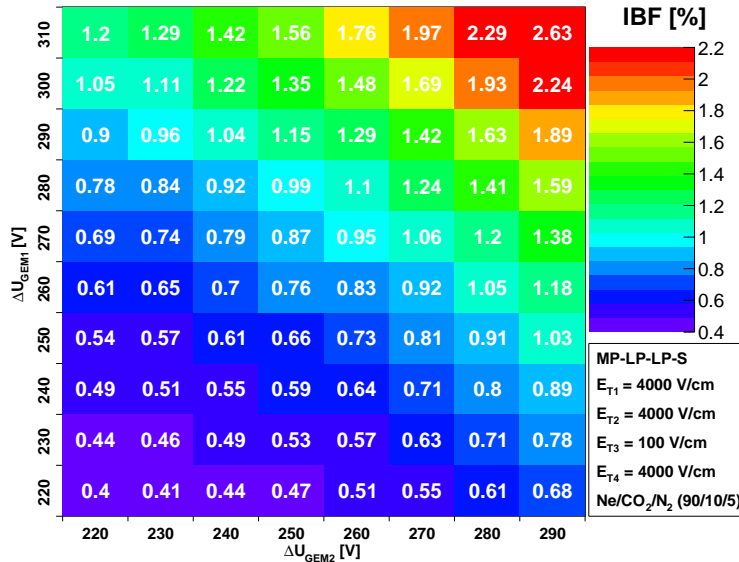


Abbildung 22: IBF-Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

Ionenrückfluss sehr stark von den Spannungen der ersten beiden GEMs abhängt. Dies ist verständlich, da die Ionen der ersten GEM ungehindert in den Driftraum zurückgelangen können und somit eine hohe GEM1-Spannung auch direkt einen hohen IBF zur Folge hat. Bei der zweiten GEM ist der Effekt nicht mehr so groß, da die Ionen zum Teil von der ersten

GEM gestoppt werden, allerdings gelangen trotzdem so viele Ionen von der zweiten GEM in den Driftraum, dass immer noch eine deutliche Abhängigkeit von der GEM2-Spannung besteht. Diesen Effekt kann man daran sehen, dass eine Variation der GEM1-Spannung von 220 V bis 290 V einen IBF von 0,4 % bis 0,9 % hervorbringt, die gleiche Spannungsänderung bei GEM2 nur einen IBF von 0,4 % bis 0,68 % produziert. Die Abhängigkeit des Ionenrückflusses von ΔU_{GEM1} ist also größer als von ΔU_{GEM2} . Der Bereich des akzeptablen Ionenrückflusses reicht von den niedrigsten ΔU_{GEM1} - und ΔU_{GEM2} -Einstellungen bis zu einer Summe der beiden GEM-Spannungen von 520 V bzw. 530 V.

In Abbildung 23 ist die $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des Scans zu sehen. Auch hier ist wieder eine sehr starke Abhängigkeit von den GEM-Spannungen zu erkennen, allerdings genau andersherum als bei der IBF-Matrix. Prinzipiell gilt, dass eine hohe GEM-Spannung auch eine hohe Verstärkung und damit ein gutes $\sigma(^{55}\text{Fe})$ zur Folge hat. Dies gilt vorallem bei den oberen GEMs, da es sehr wichtig ist hier möglichst viele Primärelektronen auch zu verstärken, da sonst Informationen über den Energieverlust verloren gehen. Auch hier gilt wieder, dass der Einfluss der ersten GEM größer ist, als der der zweiten GEM. Dies kann man in der Matrix erkennen, da es dort keine Diagonale gleicher Farbe von 290 V bis 290 V gibt. Messpunkte,

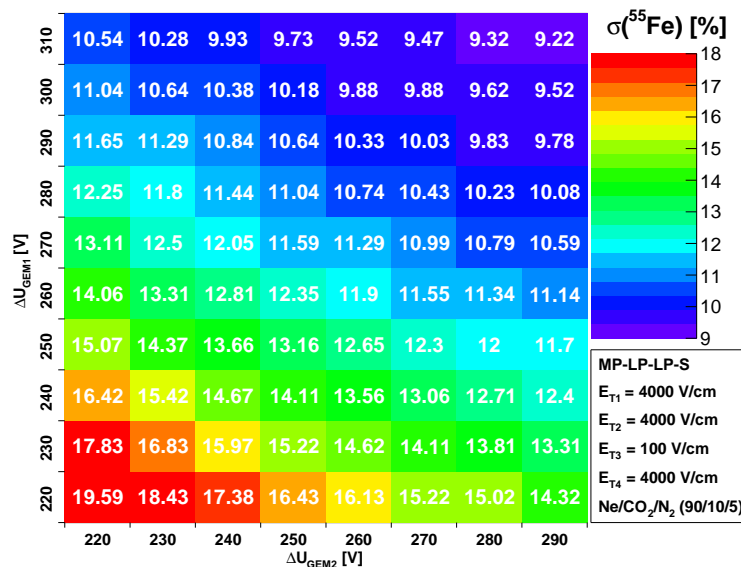


Abbildung 23: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

die das Kriterium von $\sigma(^{55}\text{Fe}) \leq 12 \%$ erfüllen, befinden sich in dem Bereich hoher GEM-Spannungen, d.h. genau dort, wo der Ionenrückfluss schlecht ist. Die Schwierigkeit besteht darin einen guten Kompromiss zwischen $\sigma(^{55}\text{Fe})$ und Ionenrückfluss zu finden.

In Abbildung 24 ist die ΔU_{GEM4} -Matrix des $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scans zu sehen. Hier gilt, dass niedrige Spannungen in den ersten GEMs eine hohe Spannung in den letzten GEMs zur Folge hat, da diese zur Einstellung der gewünschten Verstärkung dienen. Somit ist es verständlich, dass die hohen GEM4-Spannungen bei niedrigen GEM1- und GEM2-Spannungen zu finden sind und bei hohen GEM1- und GEM2-Spannungen keine hohe GEM4-Spannung notwendig ist. Da ΔU_{GEM3} um den Faktor 0,8 kleiner ist, als ΔU_{GEM4} , stellt die ΔU_{GEM4} -Matrix die höchsten GEM-Spannungen des gesamten Aufbaus dar.

Weiterhin muss man bedenken, dass je höher eine GEM-Spannung eingestellt ist, auch das Risiko eines Funkenüberschlags zunimmt. Somit sind niedrige GEM4-Spannungen nicht

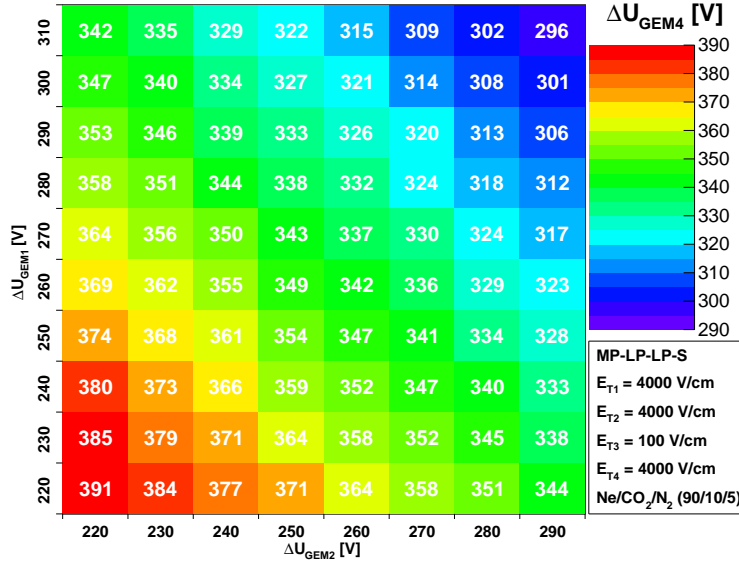


Abbildung 24: ΔU_{GEM4} -Matrix des $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

nur ein Indiz für eine gutes $\sigma(^{55}\text{Fe})$, sondern zeigen wie hoch das Risiko eines Funkenüberschlags ist.

Die GEMs wurden bei der Herstellung und auch vor dem Einbau getestet, ob sie eine bestimmte Spannung aushalten. Vor dem Einbau wurden sie an ein Hochspannungsmodul angeschlossen und bis auf eine Spannung von ca. 400 V aufgeladen. Auch wenn diese Spannung von den GEMs alle gehalten worden ist, bedeutet das nicht, dass eine GEM dauerhaft in einer solch hohen Spannung betrieben werden sollte. Als obere Grenze kann man hier 380 V ansetzen, wodurch der Bereich mit niedrigen GEM1- und GEM2-Spannung nicht zum Dauerbetrieb in Frage kommt.

Zusammenfassend kann man die Ergebnisse der MP-LP-LP-S-Konfiguration in einem $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -IBF-Plot, wie in Abbildung 25 darstellen. Dabei handelt es sich um eine Darstellung einiger Spalten der IBF und der $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix. Der Vorteil dieser Darstellung ist, dass man mit einem Blick feststellen kann, ob ein Punkt die beiden Kriterien von Ionenrückfluss und $\sigma(^{55}\text{Fe})$ erfüllt. Bei den festgelegten Grenzen von 1 % Ionenrückfluss und 12 % $\sigma(^{55}\text{Fe})$ wurde jeweils eine gestrichelte Linie gezogen, sodass ganz gut erkennbar ist, ob diese Konfiguration mit diesen Einstellungen den Kriterien genügt oder nicht. Bei diesem Plot sind verschiedene feste GEM2-Spannungen in unterschiedlichen Farben dargestellt, bei denen jeweils die GEM1-Spannung beginnend mit 220 V von links nach rechts in 10 V Schritten erhöht wurde. Man sieht gut, dass die vier Kurven ziemlich gut aufeinander liegen und durch Erhöhung der GEM2-Spannung weiter nach rechts rücken, da damit die Verstärkung zu einem größeren Teil in der zweiten GEM stattfindet, sodass mehr Ionen zurück in das Driftvolumen gelangen können.

Abschließend kann man sagen, dass die Konfiguration MP-LP-LP-S, trotz optimierter Transferfelder den gestellten Kriterien nicht gut genug entspricht. Es befinden sich zwar ein paar Messpunkte innerhalb der festgelegten Kriterien, allerdings erfüllen diese die Kriterien nur viel zu knapp. Außerdem kann man in Abbildung 25 gut erkennen, dass diese Konfiguration nicht an die Werte der S-LP-LP-S-Konfiguration mit einem Ionenrückfluss von 0,66 % und einem $\sigma(^{55}\text{Fe})$ von 11 % herankommt.

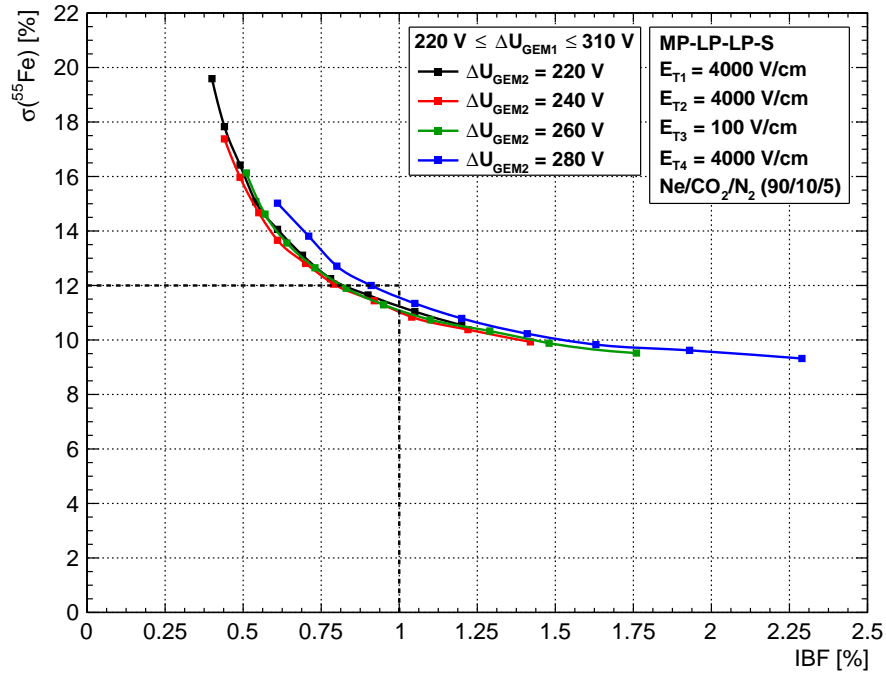


Abbildung 25: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -IBF-Plot des $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration.

6.3 MP-S-LP-S-Konfiguration

6.3.1 $E_{\text{T1}}-E_{\text{T2}}$ -Scan

In Abbildung 26 sieht man die IBF-Matrix des $E_{\text{T1}}-E_{\text{T2}}$ -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration. Man erkennt wieder, dass der Bereich des hohen Ionenrückflusses bei niedrigen Transferfeldern zu finden ist. Der niedrigste Ionenrückfluss, wenn auch noch deutlich oberhalb der 1 % Grenze, liegt bei sehr hohem ersten Transferfeld. Die Auswertung der IBF-Matrix legt also ein hohes erstes Transferfeld nahe.

Im Vergleich zur IBF-Matrix des $E_{\text{T1}}-E_{\text{T2}}$ -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration in Abbildung 16 sieht man, dass bei gleichen Randbedingungen, d.h. gleichen GEM1- und GEM2-Spannungen, sowie gleichen Transferfeldern, es einen durchweg schlechteren Ionenrückfluss gibt. Dies ist dadurch zu erklären, dass durch den Wechsel der zweiten GEM von LP zu S der Lochabstand halbiert und damit die Anzahl der Löcher vervierfacht wurde. Je mehr Löcher, desto mehr Elektronen gelangen in die GEM, werden verstärkt und produzieren dementsprechend mehr Ionen. Es ist also verständlich, dass der Ionenrückfluss prinzipiell schlechter geworden ist. Die Verschlechterung geschieht jedoch nicht mit einem konstanten Faktor, sondern ist für verschiedene Feldeinstellungen unterschiedlich stark ausgeprägt.

Sehr herausstechend ist vor allem die $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des Scans, wie sie in Abbildung 27 zu sehen ist. Es ist auf den ersten Blick kein nennenswerter Zusammenhang zwischen den Einstellungen der Transferfelder und $\sigma(^{55}\text{Fe})$ zu erkennen. Die einzige Ausnahme bildet das erste Transferfeld bei einer Feldstärke von 500 V/cm. Dies ist dadurch zu erklären, dass bereits so viele Elektronen durch die verschiedenen Verstärkungsstufen kommen, dass eine Änderung der Transferfelder keinen Einfluss auf das $\sigma(^{55}\text{Fe})$ hat. Mit anderen Worten, auch wenn man die Felder niedrig einstellt und somit nur wenig Elektronen aus einer GEM extrahiert, gelangen dennoch genug Elektronen zur Anode, sodass dies keine Verschlech-

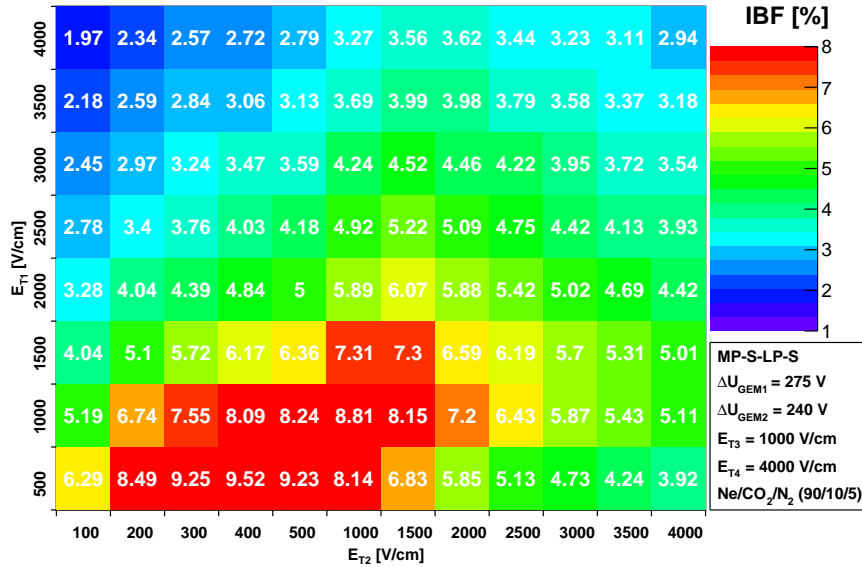


Abbildung 26: IBF-Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

terung des $\sigma(^{55}\text{Fe})$ zur Folge hat. Die einzige Einschränkung ist beim niedrigen ersten Transferfeld zu machen, allerdings ist auch dies nachvollziehbar, da die Elektronen an der Position nur ein einziges mal verstärkt wurden. Bereits in der zweiten Verstärkungsstufe ist das dahinterliegende Transferfeld egal, da sowieso genug Elektronen produziert und sogar auch extrahiert werden.

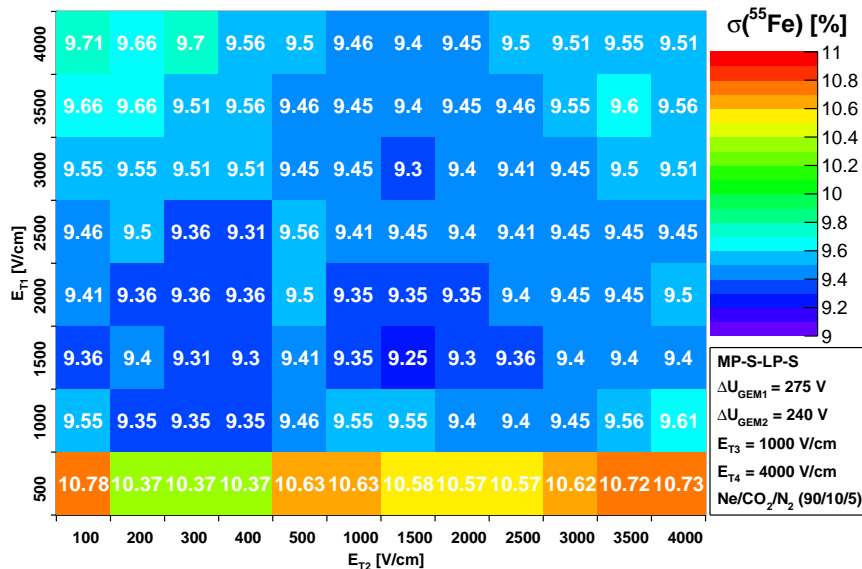


Abbildung 27: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

Wenn man sich die Matrix ganz genau anschaut, sieht man doch eine ganz kleine Abhängigkeit zwischen $\sigma(^{55}\text{Fe})$ und den Transferfeldeinstellungen. Tendenziell ergeben auch bei diesem Scan niedrige Feldeinstellungen ein gutes $\sigma(^{55}\text{Fe})$. Dadurch dass der Einfluss der Feldeinstellungen auf $\sigma(^{55}\text{Fe})$ so niedrig ist, lässt sich aber nicht der Schluss ziehen, dass es eine untere Grenze für $\sigma(^{55}\text{Fe})$ bei $\sim 9,3$ % gäbe. Noch niedrigere Werte für $\sigma(^{55}\text{Fe})$ sind

durch Manipulation der Transferfelder nicht mehr möglich, aber durchaus durch Variation der GEM-Spannungen.

Die ΔU_{GEM4} -Matrix ist, wie in Abbildung 28 ersichtlich, keinen sehr großen Schwankungen unterworfen. Sämtliche GEM4-Spannungen sind in einem akzeptablen Bereich bei denen GEMs ohne Gefahr von Funkenschlag aufgrund zu hoher Spannungen arbeiten können.

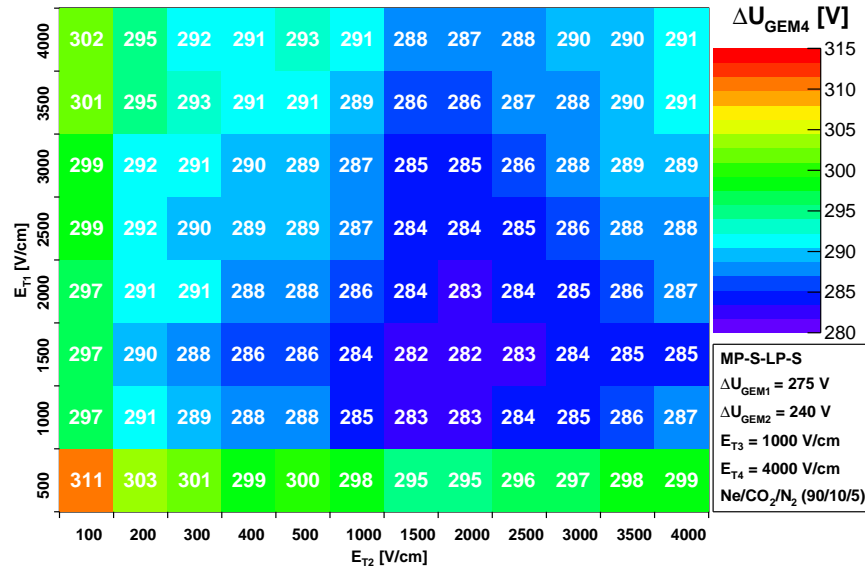


Abbildung 28: ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

Da bei diesem Transferfeldscan nahezu alle Feldeinstellungen ein gutes $\sigma(^{55}\text{Fe})$ hervorbringen, habe ich mich in der Auswahl für eine Einstellung des ersten Transferfeldes nur nach dem Ionenrückfluss gerichtet. Den besten IBF findet man bei sehr hohem ersten Transferfeld, sodass dieses bei den nächsten Scans auf 4000 V/cm eingestellt wurde.

6.3.2 E_{T2} - E_{T3} -Scan

Bei dem E_{T2} - E_{T3} -Scan wurde wieder die obere rechte Ecke beim Scannen ausgespart, weil dort wieder ein Bereich von sehr hohem Potential auf der Kathode gewesen wäre, sodass dieses weit über 6000 V gelegen hätte.

Man erkennt in Abbildung 29 wieder, dass sich eine „Insel“ mit schlechtem IBF herausgestellt hat. Diese liegt allerdings nicht mehr bei sehr niedrigen Feldern, sondern im Gegensatz zur IBF-Matrix der MP-LP-LP-S-Konfiguration in Abbildung 19 bei mittleren Feldeinstellungen.

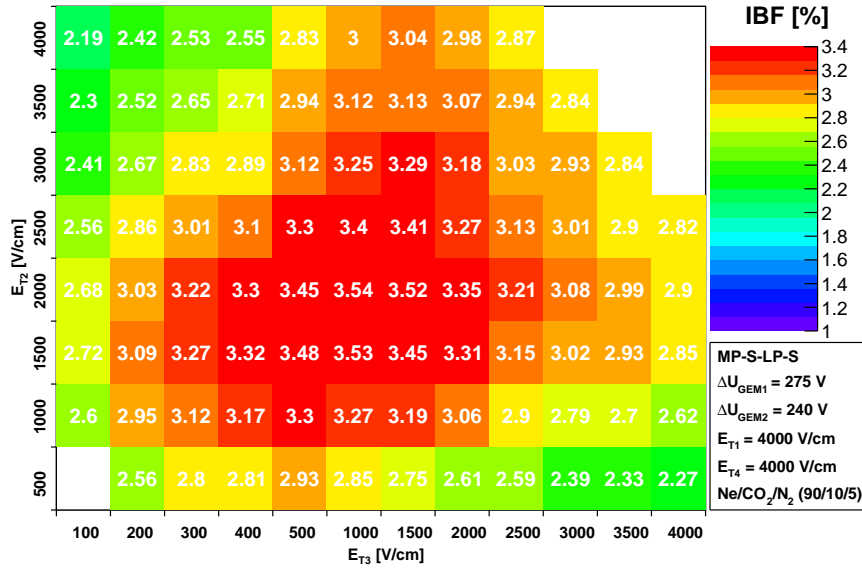


Abbildung 29: IBF-Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

Die $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix in Abbildung 30 des E_{T2} - E_{T3} -Scans sieht exakt gleich aus wie die $\sigma(^{55}\text{Fe})$ des E_{T2} - E_{T3} -Scans in Abbildung 27. Auch die Werte bleiben bei ca. 9,5 %. Der einzige Unterschied ist, dass in diesem Scan auch ein sehr niedriges drittes Transferfeld keine Verschlechterung des $\sigma(^{55}\text{Fe})$ zur Folge hat. Die ΔU_{GEM4} -Matrix in Abbildung 31 ist

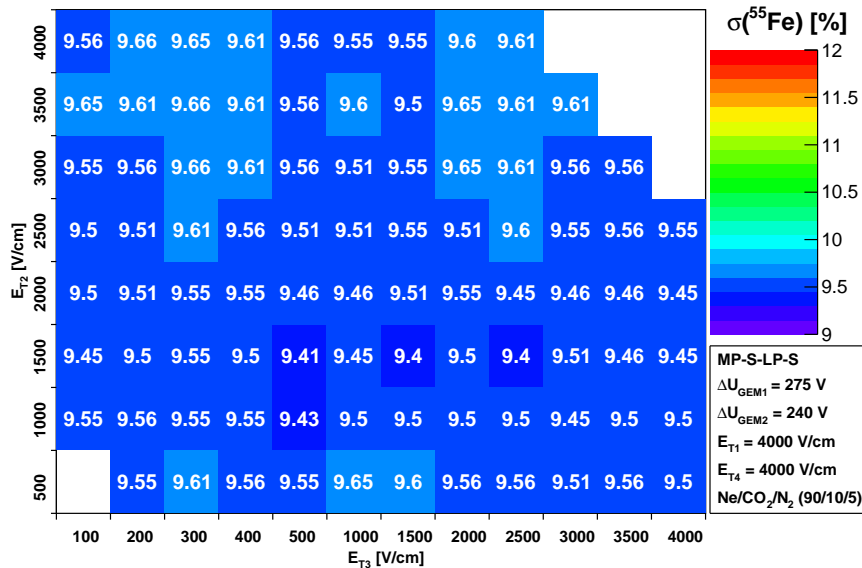


Abbildung 30: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

farblich gesehen komplementär zu der IBF-Matrix. Das bedeutet, dass die Feldeinstellungen in denen es einen hohen Ionenrückfluss gibt, keine große Nachverstärkung durch die letzte GEM benötigen. Besonders ist dies bei $E_{T3} = 100$ V/cm zu erkennen, da dort der Ionenrückfluss am niedrigsten ist und deswegen eine höhere Nachverstärkung durch GEM4 notwendig ist. Für den weiteren Scan wurde E_{T2} auf 100 V/cm und E_{T3} auf 4000 V/cm gestellt.

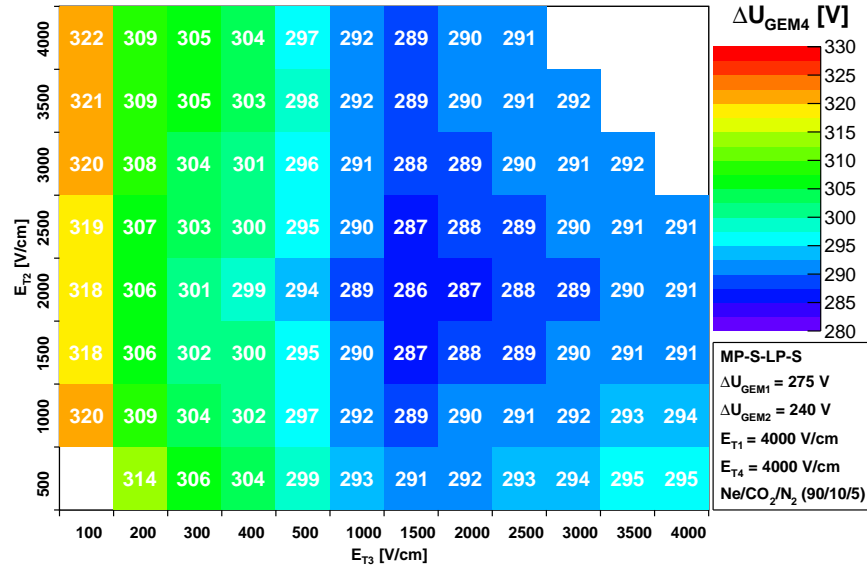


Abbildung 31: ΔU_{GEM4} -Matrix des $E_{\text{T2}}-E_{\text{T3}}$ -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

6.3.3 $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scan

In Abbildung 32 sieht man die IBF-Matrix des $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scans. Wie zu erwarten ist die Abhängigkeit des Ionenrückflusses von den beiden GEM-Spannungen sehr groß. Es zeigt sich wieder, dass die Abhängigkeit von der ersten GEM größer ist, als von der zweiten GEM, da sich der Ionenrückfluss bei einer Erhöhung der zweiten GEM-Spannung von 220 V bis 290 V weniger ändert, als bei der gleichen Spannungsänderung bei GEM1.

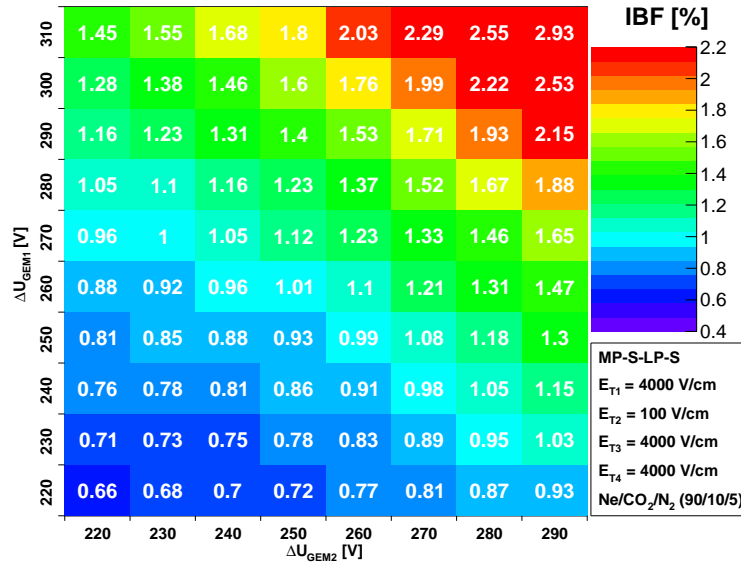


Abbildung 32: IBF-Matrix des $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

Bemerkenswert ist, dass im Vergleich zum $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scan der MP-LP-LP-S-Konfiguration auch bei niedrigen GEM-Spannungen nur ein Ionenrückfluss von 0,66 % erreicht wird, anstatt 0,4 %. Dies kann man dadurch erklären, dass durch den Austausch der zwei-

ten GEM durch eine S-GEM sich die Anzahl der Löcher vervierfacht hat, sodass auch eine höhere Verstärkung in der zweiten GEM stattfindet.

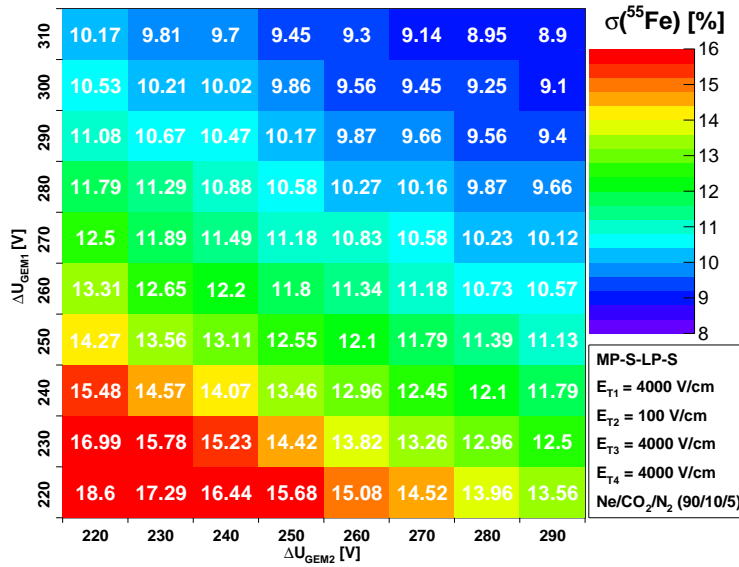


Abbildung 33: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

In Abbildung 33 sieht man die $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des Scans. Auch hier erkennt man die höhere Verstärkung der zweiten GEM im Vergleich zur MP-LP-LP-S-Konfiguration, da der niedrigste Wert der MP-S-LP-S-Konfiguration 8,9 % im Gegensatz zu 9,22 % ist. Diese höhere Verstärkung der zweiten GEM ist ebenfalls in der ΔU_{GEM4} -Matrix in Abbildung 34 zu erkennen. Die Spannung der vierten GEM ist bei den höchsten gemessenen GEM1- und GEM2-Spannungen um 13 V niedriger als bei der MP-LP-LP-S-Konfiguration. Das bedeutet, dass eine größere Verstärkung in den oberen Lagen der GEM-Struktur stattgefunden haben muss.

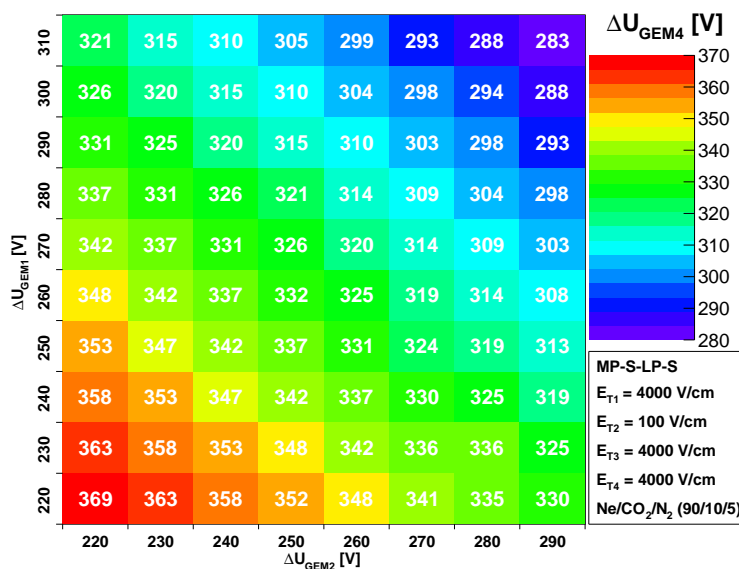


Abbildung 34: ΔU_{GEM4} -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

Nach Abschluss sämtlicher Scans wurden die Ergebnisse dieser Konfiguration wieder in einem $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -IBF-Plot zusammengefasst, siehe Abbildung 35. Somit kann man auf einen

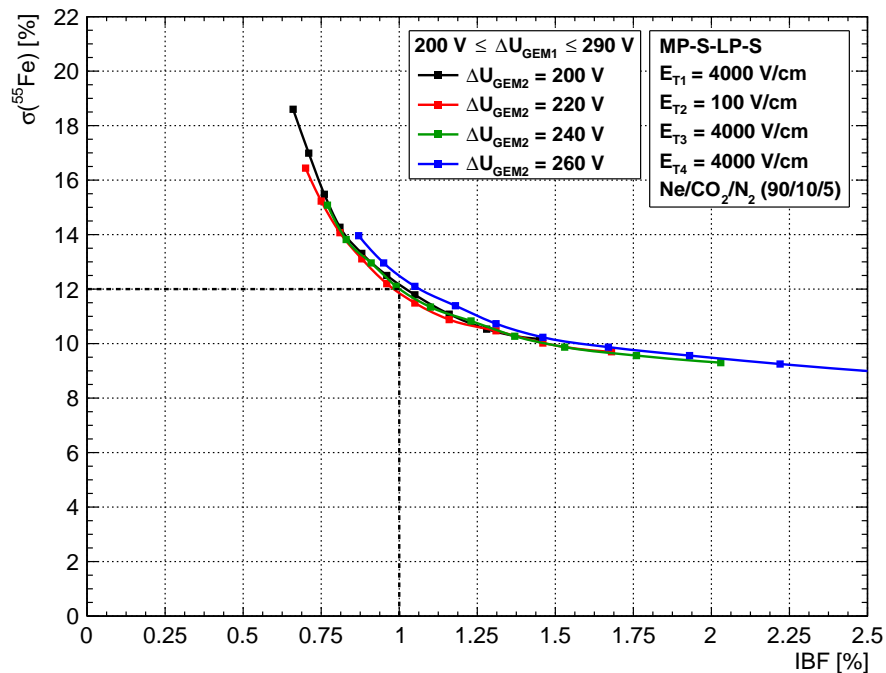


Abbildung 35: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -IBF-Plot des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration.

Blick das Verhalten der Konfiguration in Abhängigkeit der ersten beiden GEM-Spannungen bei optimierten Transferfeldern erkennen. Auch hier wurden wieder verschiedene GEM2-Spannungen farblich unterschiedlich dargestellt und gleichzeitig die GEM1-Spannung in 10 V Schritten beginnend von links von 200 V bis 290 V erhöht. Man kann erkennen, dass eine höhere GEM2-Spannung lediglich die Graphen nach rechts wandern lässt.

Im Vergleich zur MP-LP-LP-S-Konfiguration hat der Austausch der zweiten GEM mit einer S-GEM keinerlei Vorteile erbracht. Im Gegenteil kann man erkennen, dass eine Verschlechterung des Ionenrückflusses stattgefunden hat, was durch die Verdopplung der Anzahl der Löcher zu erklären ist. Eine gleichzeitige Verbesserung von $\sigma(^{55}\text{Fe})$ ist zwar zu erkennen, allerdings ist diese erstens nur sehr schwach ausgeprägt und zweitens durch die Verschlechterung des IBFs nicht weiter nennenswert.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Konfiguration MP-S-LP-S nicht für weitere Untersuchungen geeignet ist und im Vergleich zu MP-LP-LP-S eine Verschlechterung darstellt.

6.4 MP-S-LP-SP-Konfiguration

Als nächstes soll der Einfluss einer Small Pitch Folie auf der vierten Position untersucht werden. Versuche mit S-S-LP-SP hatten gezeigt, dass eine SP an letzter Stelle weitere Untersuchungen rechtfertigen würden. Da sich der Aufbau in den ersten drei GEMs zu der Konfiguration MP-S-LP-S nicht geändert hat, wurde auf ein E_{T1} - E_{T2} -Scan verzichtet. Die Idee ist die, dass sich an den E_{T1} Einstellungen bzw. Charakteristika nichts ändert, wenn

man nur die letzte GEM austauscht. Aus diesem Grund wurde das erste Transferfeld wie auch bei MP-S-LP-S auf 4000 V/cm gestellt und dann ein E_{T2} - E_{T3} -Scan durchgeführt.

6.4.1 E_{T2} - E_{T3} -Scan

In Abbildung 36 sieht man die IBF-Matrix des Scans. Da der Scan mit den alten GEM-Spannungen einen extrem hohen IBF hervorgebracht hätte, wurde die GEM1-Spannung im Vergleich zur MP-S-LP-S-Konfiguration um 55 V auf 220 V reduziert. Der Ionenrückfluss befindet sich bei allen Feldeinstellungen in einem sehr schlechten Bereich und das obwohl die GEM1-Spannung im Vergleich zum E_{T2} - E_{T3} -Scan der MP-S-LP-S-Konfiguration um 55 V geringer ist.

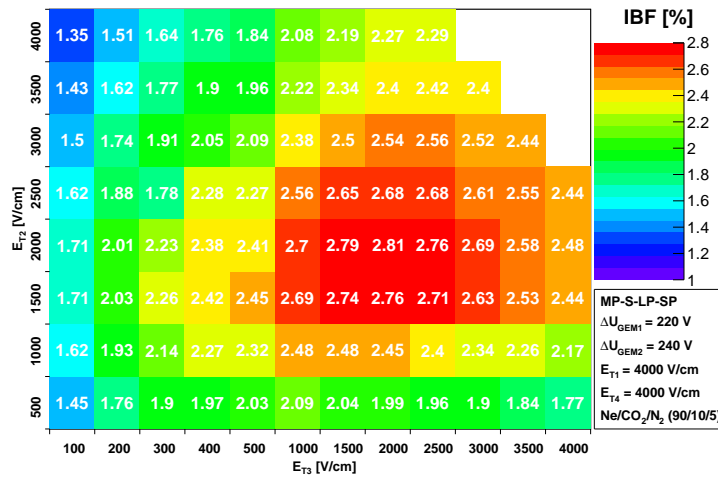


Abbildung 36: IBF-Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration.

Es ist wieder zu erkennen, dass niedrige Feldeinstellungen zu einem besseren Ionenrückfluss führen als hohe Felder. Im Vergleich zu der IBF-Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scan der MP-S-LP-S-Konfiguration, ist der Ionenrückfluss hier in einem niedrigeren Bereich angesiedelt, da ja auch die GEM1-Spannung reduziert wurde. Abgesehen davon sind beide Scans ähnlich, da die Abhängigkeit des Ionenrückflusses von den Transferfeldern gleich ist.

Die $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix ist ebenfalls sehr gut vergleichbar mit der $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix von MP-S-LP-S. Wie in Abbildung 34 zu erkennen, ist wieder keine Abhängigkeit von $\sigma(^{55}\text{Fe})$ mit den Feldeinstellungen zu erkennen. Auffallend ist nur, dass sehr niedrige Feldeinstellungen hier zu einem klein wenig schlechteren $\sigma(^{55}\text{Fe})$ führen. Dies ist in dem E_{T2} - E_{T3} -Scan von MP-S-LP-S nicht zu erkennen. Ein weiterer Unterschied ist das schlechtere $\sigma(^{55}\text{Fe})$, was aber dadurch zu erklären ist, dass die GEM1-Spannung um 55 V reduziert wurden ist. Dadurch konnte einer weiteren Verschlechterung des IBFs vorgebeugt werden, allerdings hatte dies auch gleichzeitig eine Verschlechterung des $\sigma(^{55}\text{Fe})$ zur Folge.

Die ΔU_{GEM4} -Matrix ist in Abbildung 38 dargestellt. Wie zu erwarten, befinden sich die Einstellungen mit niedriger GEM4-Spannung an den Positionen, wo der Ionenrückfluss schlecht ist. Da bereits in den ersten Lagen viele Elektronen verstärkt worden sind und die daraufhin entstandenen Ionen in das Driftvolumen gelangen konnten, muss in den unteren beiden GEMs nur noch wenig nachverstärkt werden, um eine Verstärkung von 2000 zu erreichen.

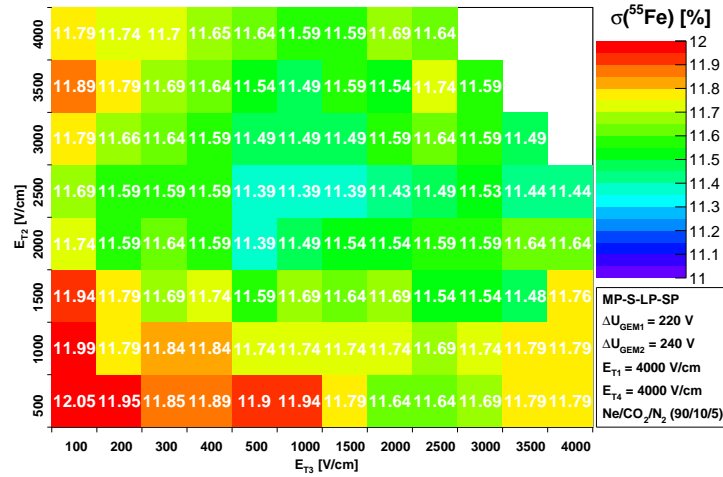


Abbildung 37: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration.

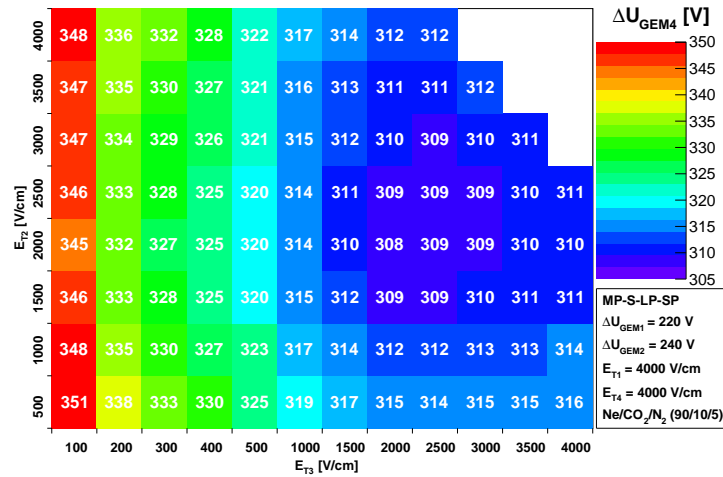


Abbildung 38: ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration.

6.4.2 $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scan

Beim $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scan in Abbildung 39 ist wieder die charakteristische Spannungsabhängigkeit von IBF und $\sigma(^{55}\text{Fe})$ zu erkennen. Im Vergleich mit MP-S-LP-S (siehe Abbildung 32) zeigt sich jedoch, dass der Ionenrückfluss durch das Einbringen einer SP-GEM an vierter Stelle bei hohen GEM-Spannungen schlechter geworden ist. In der MP-S-LP-SP-Konfiguration variiert der IBF zwischen 0,69 % und 3,32 %, wohingegen bei der MP-S-LP-S-Konfiguration der Ionenrückfluss nur zwischen 0,66 % und 2,93 % schwankt.

Zwar wurde durch den Einbau der SP-GEM die Anzahl der Löcher in der letzten GEM erhöht, aber gleichzeitig wurde dessen Spannung im Vergleich zu MP-S-LP-S reduziert. Somit ist es ziemlich erstaunlich, dass die letzte GEM bei hohen GEM1- und GEM2-Spannungen immer noch einen so großen Einfluss hat, dass der Ionenrückfluss merklich vom Lochabstand der letzten GEM abhängt.

Die $\sigma(^{55}\text{Fe})$ Abhängigkeit von den Spannungseinstellungen ist ebenfalls typisch, wie man in Abbildung 40 erkennen kann. Die hohen Spannungseinstellungen führen zu einer hohen Verstärkung schon in den ersten GEM-Lagen, sodass sehr viele von den Primärelektronen

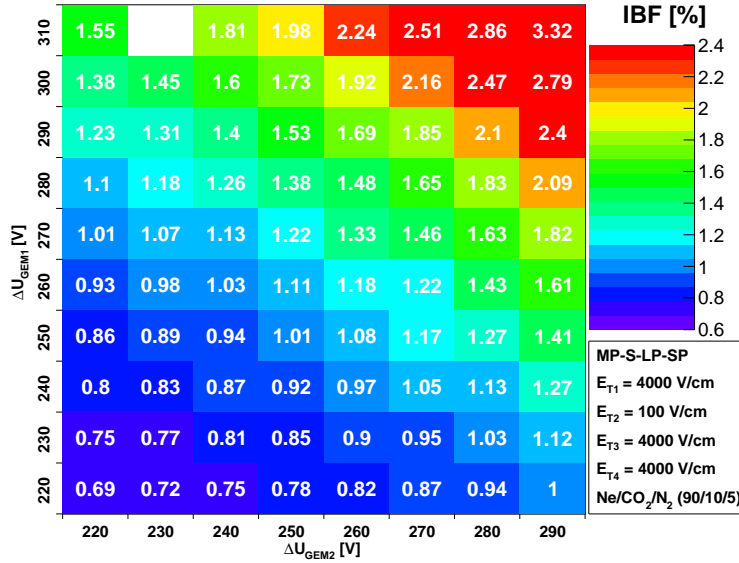


Abbildung 39: IBF-Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration.

verstärkt werden. So ist sogar ein $\sigma(^{55}\text{Fe})$ von 8,74 % zu erreichen. Umgekehrt führt eine sehr geringe Verstärkung, also niedrige Spannungseinstellungen zu einem sehr schlechten $\sigma(^{55}\text{Fe})$.

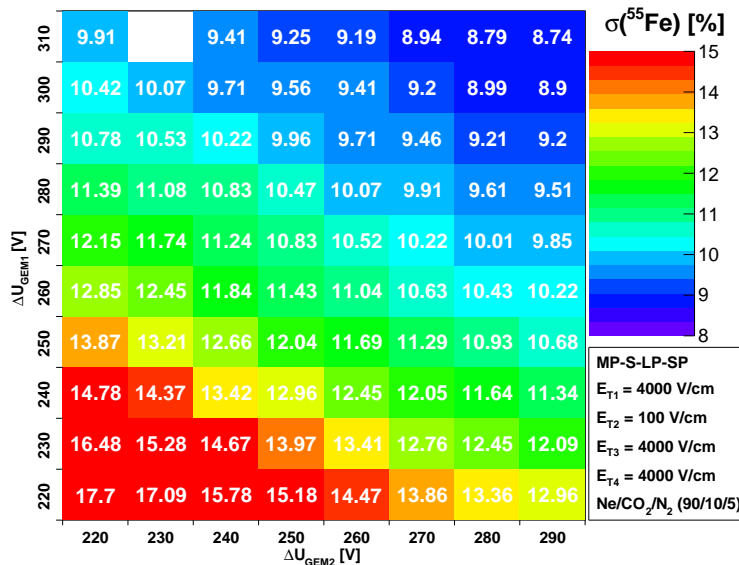


Abbildung 40: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration.

In Abbildung 41 ist noch die ΔU_{GEM4} -Matrix des Scans dargestellt. Im Vergleich mit der ΔU_{GEM4} -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration sieht man, dass die GEM4-Spannung bei diesem Scan über die gesamte Matrix ein klein wenig niedriger sind. Dies ist nachvollziehbar, da die Anzahl der Löcher höher ist, als bei einer S-GEM und somit nicht eine so hohe Spannung an der letzten GEM anliegen muss, um die gleiche Verstärkung zu erreichen.

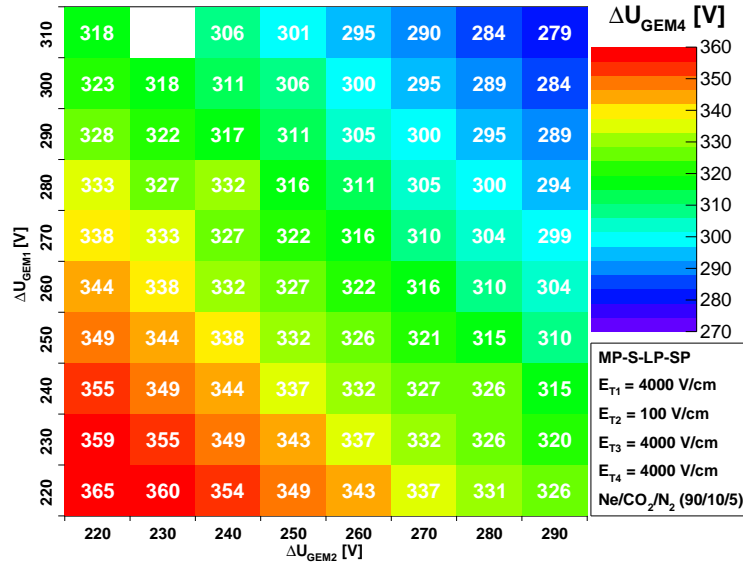


Abbildung 41: ΔU_{GEM4} -Matrix des $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration.

Abschließend wurden die Ergebnisse dieser Konfiguration wieder in einem $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -IBF-Plot dargestellt. Wieder wurden die Messreihen mit verschiedenen GEM2-Spannungen in unterschiedlichen Farben dargestellt und von links nach rechts die GEM1-Spannung in 10 V Schritten erhöht. Man kann in Abbildung 42 sehr gut erkennen, dass die untersuchten GEM-Einstellungen trotz optimierter Feldeinstellungen nicht den Kriterien von Ionenrückfluss und $\sigma(^{55}\text{Fe})$ entsprechen.

Im Vergleich zu den beiden anderen getesteten Konfigurationen stellt diese die Schlechteste dar, da sich der Ionenrückfluss im Vergleich zu MP-LP-LP-S dramatisch und im Vergleich mit MP-S-LP-S ein klein wenig verschlechtert. Das $\sigma(^{55}\text{Fe})$ hat sich dagegen ein klein wenig verbessert, da es bei einer GEM2-Spannung von 200 V nicht mehr als 18 % beträgt. Dies ist bei den beiden anderen untersuchten Konfigurationen nicht der Fall.

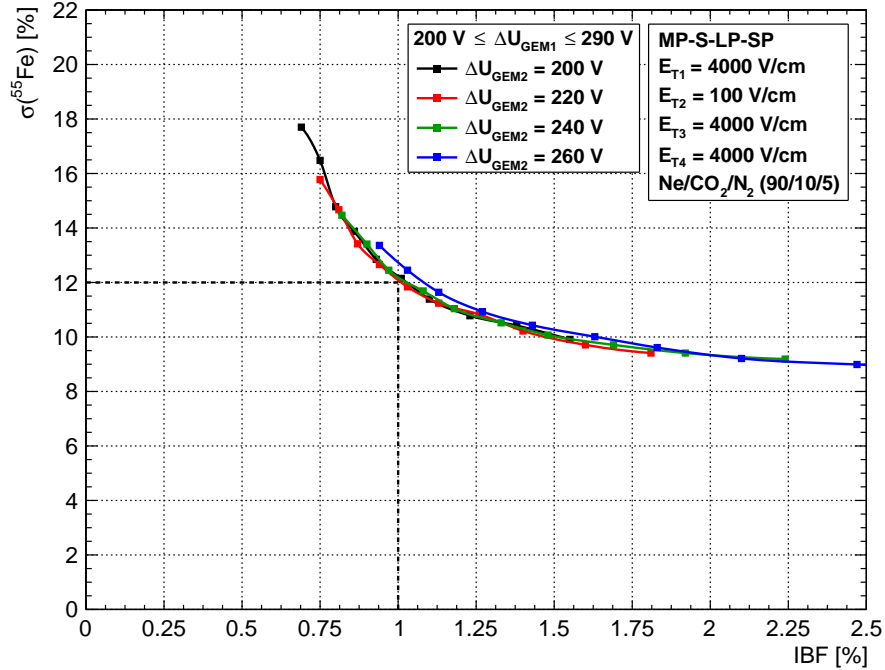


Abbildung 42: $\sigma(^{55}\text{Fe})$ -IBF-Plot des $\Delta U_{\text{GEM1}}-\Delta U_{\text{GEM2}}$ -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration.

7 Druckabhängigkeit der Gasverstärkung

Kenntnisse über die Druckabhängigkeit der Gasverstärkung sind wichtig, da sowohl die Testkammern von anderen Einrichtungen, wie z.B. von der Universität Yale oder Tübingen, als auch die TPC selber, das ausströmende Gas in die Atmosphäre entlassen. Das bedeutet, dass der Gasdruck in den Testkammern, bzw. in der TPC proportional zum lokalen Luftdruck ist. Eine Konsequenz davon ist, dass der Gasdruck Schwankungen durch die lokalen Hoch- und Tiefdruckgebiete unterworfen ist. Somit kann bei extremen Wetterumschwüngen die Verstärkung am selben Ort, sowie bei gleichen GEM-Spannungen und Transferfeldern sehr unterschiedlich ausfallen.

Eine weitere Konsequenz der Kopplung des Detektorgases an die Atmosphäre betrifft die Höhe der Standorte, an denen mit Testkammern gearbeitet wird. Da der Luftdruck mit zunehmender Höhe sinkt, ist dies ein weiterer Faktor, der unabhängig vom lokalen Wetter die Messungen beeinflussen kann.

Zur Abschätzung des Einflusses dieser Effekte, wurde zwischen Teststand und Messgerät für Sauerstoff und Wasser ein Barometer⁶ eingebaut, sodass der Einfluss des Drucks untersucht werden konnte. Dabei wurde der Schlauch zum Ölbad vor diesem abgedichtet, sodass der Teststand den Druck gehalten hat. Nun konnte durch auf und zu drehen des Gasflusses, der Druck in der Testkammer schrittweise erhöht werden. In Abbildung 43 kann man die Druckabhängigkeit der Gasverstärkung sehen. Die Daten wurden mit einem exponentiellen Fit geplottet.

Jedes Elektron braucht im Schnitt eine bestimmte Menge kinetischer Energie, bevor es das Detektorgas ionisieren kann. Da mit einer Erhöhung des Druckes auch die Teilchenzahl der Gasmoleküle steigt, verlieren viele Elektronen einen Teil ihrer Energie durch elastische

⁶ MKS Instruments Deutschland GmbH, Modell PR4000B F2V2

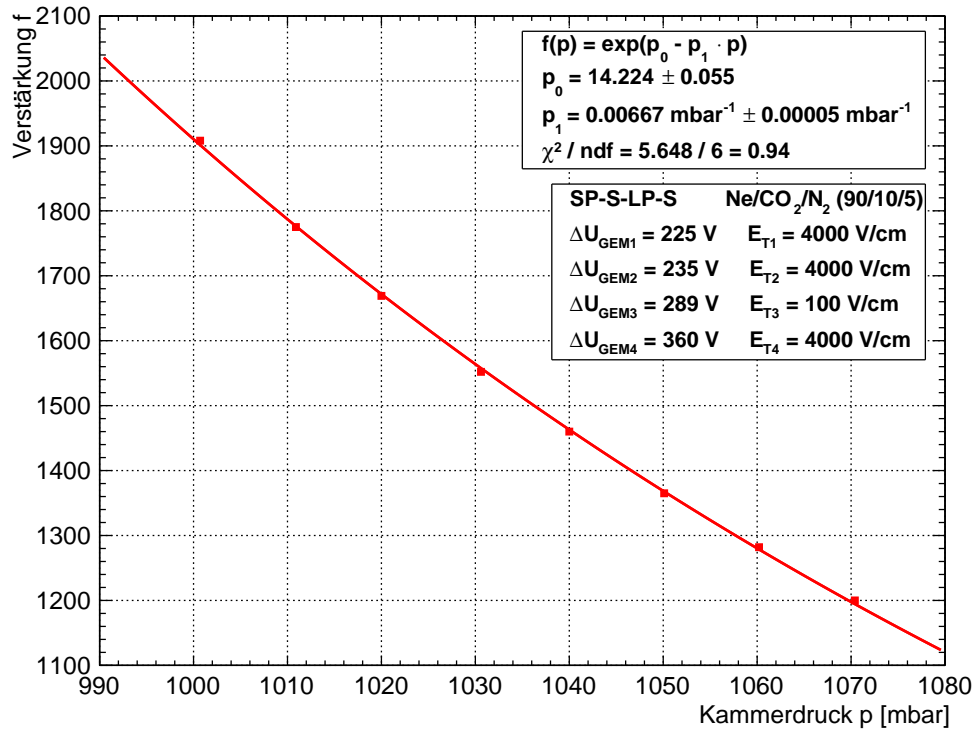


Abbildung 43: Druckabhängigkeit der Gasverstärkung.

Stöße mit dem Detektorgas, bevor sie die kritische Energieschwelle überschritten haben. Anders gesagt, je mehr Gasmoleküle im Detektorgas sind, desto schwerer ist es, die Elektronen zu beschleunigen und deswegen nimmt die Verstärkung mit zunehmenden Druck ab.

Mit dem Fit und mittels der barometrischen Höhenformel lässt sich nun der Einfluss des Luftdruckes auf die Gasverstärkung abschätzen [Dem08]:

$$p(h) = 1013 \text{ mbar} \cdot e^{-h/8330 \text{ m}}. \quad (6)$$

Mit Hilfe der Parameter aus dem Fit in Abbildung 43, lassen sich nun die Unterschiede in den Verstärkungen ausrechnen:

$$f(p) = e^{14,224 - 0,00667 \text{ mbar}^{-1} \cdot p}. \quad (7)$$

Dies wurde für ein paar Standorte von GEM-Testkammern gemacht und in Tabelle 4 zusammengefasst:

Man kann sehen, dass die Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Luftdruck einen großen Unterschied in der Gasverstärkung zur Folge haben kann. Diese starke Abhängigkeit ist noch überlagert von den lokalen Wetterereignissen, wie z.B. Hoch- und Tiefdruckgebieten. Somit ist für vergleichbare Messungen, unabhängig vom Ort an dem sie stattfinden, die Kenntnis über den Luftdruck, oder direkt über den Druck in der Kammer, notwendig.

⁸ Höhenangabe aus [Wik15c]

⁹ Höhenangabe aus [Wik15a] in m ü. NHN

¹⁰ Höhenangabe aus [Wik15e] in m ü. NHN

¹¹ Höhenangabe aus [Wik15b] in m ü. M. \approx m ü. NHN

Einrichtung	Ort	Höhe	Druck	Verstärkung
Meeresspiegel		0 m	1013 mbar	
Yale University	New Haven ⁷	18 m	1011 mbar	1773
Goethe Universität	Frankfurt a.M. (Riedberg) ⁸	148 m	995 mbar	1973
Eberhard Karls Universität	Tübingen ⁹	341 m	972 mbar	2300
CERN	Meyrin ¹⁰	435 m	962 mbar	2459

Tabelle 4: Änderung der Gasverstärkung in Abhängigkeit der Höhe.

Letztendlich ist die Vergleichbarkeit der Messungen bei unterschiedlichen Wetterbedingungen, egal ob am selben Standort mehrmals durchgeführt, oder an verschiedenen Einrichtungen gemessen, mit Kenntnis der Druckabhängigkeit der Gasverstärkung gestiegen.

8 Zusammenfassung und Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden grundlegende Eigenschaften von GEM-Verstärkungsstrukturen untersucht. Dies waren der Einfluss des Alignmenteffektes auf die Reproduzierbarkeit von Messungen, die Elektronenextraktionseffizienz von GEMs im allgemeinen und die Auswirkungen von Druckschwankungen auf die Gasverstärkung. Weiterhin wurden verschiedene vierlagige GEM-Verstärkungssysteme mit einer MP-GEM an erster Stelle in Hinblick auf Ionenrückfluss und Energieauflösung untersucht.

Der Alignmenteffekt ist noch nicht vollkommen verstanden und verlangt weitere Untersuchungen. Was aber definitiv gesagt werden kann ist, dass das Drehen der GEMs um 90° die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse sicherstellt.

Die unterschiedlichen Elektronenextraktionseffizienzen der verschiedenen GEM-Typen sind noch unverstanden. Auch wenn die grundsätzliche Zunahme der Extraktion mit zunehmenden Transferfeld verständlich ist, so bleibt vor allem das Verhalten einer LP-GEM in diesem Kontext bis jetzt unerklärlich.

Die Versuche mit einer MP-GEM an erster Stelle einer vierlagigen Verstärkungsstruktur haben sich als keine Verbesserung im Vergleich zu den S-Konfigurationen herausgestellt. Auch wenn manche gefundenen Einstellungen die Kriterien von einem IBF von weniger als 1 % und einem $\sigma(^{55}\text{Fe})$ von weniger als 12 % gleichzeitig erfüllen, liegen diese Messpunkte so knapp an den definierten Grenzen, dass sie nicht für den Betrieb in der Spurendriftkammer von ALICE geeignet sind. Eine Erkenntnis, die trotzdem gewonnen werden konnte, ist, dass sich das Verhalten von verschiedenen Konfigurationen verstehen lässt. So ist die beste untersuchte Konfiguration die MP-LP-LP-S-Konfiguration gewesen, danach folgte die MP-S-LP-S und als schlechteste hat die MP-S-LP-SP-Konfiguration abgeschnitten. Dies ist genau die gleiche Reihenfolge, wie sie auch bei den S-Konfigurationen auftritt: S-LP-LP-S, dann S-S-LP-S und danach S-S-LP-SP. Ein wichtiger Schritt in einem guten Kompromiss zwischen Ionenrückfluss und $\sigma(^{55}\text{Fe})$, scheinen zwei LP-GEMs an zweiter und dritter Stelle zu sein und weniger der Lochabstand der letzten GEM.

Die Druckabhängigkeit der Gasverstärkung hat einen großen Einfluss auf die Verstärkung und damit auf die Reproduzierbarkeit von Messungen. Bei einem Höhenunterschied von ca. 400 m ergibt sich eine Änderung der Verstärkung von ca. 35 %. Zusätzlich wird dieser Effekt von lokalen Wetterbedingungen überlagert. Der Einfluss des Luftdruckes kann jedoch mit dem Fit in Abbildung 43 berücksichtigt und damit herausgerechnet werden.

Literaturverzeichnis

- [ALI12] ALICE Collaboration. Upgrade of the ALICE Experiment - Letter of Intent. Technical report, CERN, 2012. CERN-LHCC-2012-012.
- [ALI14] ALICE Collaboration. Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber. Technical report, CERN, 2014. CERN-LHCC-2013-020.
- [Ali15] Aliceinfo. *ALICE-SetUp-NewSimple*. <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Objects/Chapter2/ALICE-SetUp-NewSimple.jpg>, Juli 2015.
- [Bar14] Esther Bartsch. *Charakterisierung einer GEM-basierten Auslese für die ALICE TPC*. Masterarbeit, Goethe Universität, 2014.
- [BRT12] C. Blume, K. Rabbertz, and S. Tapprogge. *Die starke Seite des LHC. Physik Journal*, 2012.
- [CER09] CERN Kommunikationsgruppe. *CERN faq - LHC ein Leitfaden*. Technical report, CERN, 2009. CERN-Brochure-2009-003-Ger.
- [Dem08] W. Demtröder. *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. 5. Auflage.
- [Dem10] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. 3. Auflage.
- [GSI] GSI. *ALICE TPC and TPC endcap sketch*. http://web-docs.gsi.de/~andronic/physics/gas/tpc_fig2.jpg.
- [Nol11] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 3 - Elektrodynamik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011. 9. Auflage.
- [PRS⁺14] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, and W. Rodejohann. *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2014. 9. Auflage.
- [Ren15] R. Renfordt. Private Kommunikation, 2015.
- [SSS10] S. Sarkar, H. Satz, and B. Sinha. *The Physics of the Quark-Gluon-Plasma*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [Wel15] Welt der Physik. *Kernmaterie unter extremen Bedingungen*. <http://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/hadronen-und-kernphysik/kernmaterie-unter-extremen-bedingungen>, Juli 2015.
- [Wik15a] Wikipedia. *Frankfurt-Riedberg*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Frankfurt-Riedberg>, Juli 2015.
- [Wik15b] Wikipedia. *Meyrin*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Meyrin>, Juli 2015.
- [Wik15c] Wikipedia. *New Haven (Connecticut)*. https://de.wikipedia.org/wiki/New_Haven_%28Connecticut%29, Juli 2015.

[Wik15d] Wikipedia. *Standardmodell*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>, Juli 2015.

[Wik15e] Wikipedia. *Tübingen*. <https://de.wikipedia.org/wiki/T%C3%BCbingen>, Juli 2015.

Abbildungsverzeichnis

1	Elementarteilchen des Standardmodells	1
2	Schematischer Aufbau der Nukleonen aus Quarks	2
3	Phasendiagramm der Kernmaterie	3
4	Beschleunigeranlagen am CERN	5
5	Der ALICE Detektor	6
6	Spurendriftkammer von ALICE	7
7	Simulation der Verstärkung zweier Elektronen in einem GEM-Loch	10
8	Schema des GEM-Teststandes	11
9	Feldkäfig und Testkammer	11
10	Blockschaltbild des Gassystems	12
11	Blockschaltbild der Ausselelektronik	13
12	Analyse des Peaks der ^{55}Fe -Quelle	14
13	Schema zweier übereinanderliegender S-GEMs (0° Drehung)	15
14	Schema zweier übereinanderliegender S-GEMs (90° Drehung)	16
15	Elektronenextraktionseffizienz von S-, MP- und LP-GEMs	18
16	IBF-Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	22
17	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	22
18	ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	23
19	IBF-Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	24
20	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	25
21	ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	25
22	IBF-Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	26
23	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	27
24	ΔU_{GEM4} -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	27
25	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -IBF-Plot des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-LP-LP-S-Konfiguration	28
26	IBF-Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	29
27	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	30
28	ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T1} - E_{T2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	31
29	IBF-Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	31
30	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	32
31	ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	32
32	IBF-Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	33
33	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	34
34	ΔU_{GEM4} -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	34
35	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -IBF-Plot des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-S-Konfiguration	35
36	IBF-Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration	36
37	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration	36
38	ΔU_{GEM4} -Matrix des E_{T2} - E_{T3} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration	37
39	IBF-Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration	37
40	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration	38
41	ΔU_{GEM4} -Matrix des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration	39
42	$\sigma(^{55}\text{Fe})$ -IBF-Plot des ΔU_{GEM1} - ΔU_{GEM2} -Scans der MP-S-LP-SP-Konfiguration	39
43	Druckabhängigkeit der Gasverstärkung	40

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog to Digital Converter
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS	A Toroidal Lhc ApparatuS
CBM	Compact Muon Solenoid
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
GEM	Gas Electron Multiplier
IBF	Ion Backflow
IKF	Institut für Kernphysik Frankfurt
ITS	Inner Tracking System
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	Large Hadron Collider Beauty
LP	Large Pitch ($280\mu\text{m}$)
MP	Medium Pitch ($200\mu\text{m}$)
MWPC	Multiwire Protortional Chamber
PS	Proton Synchroton
QGP	Quark-Gluon-Plasma
S	Standard ($140\mu\text{m}$)
SP	Small Pitch ($90\mu\text{m}$)
SPS	Super Proton Synchroton
TOF	Time of Flight
TPC	Time Projection Chamber
TRD	Transition Radiation Detector

Danksagung

Hiermit möchte ich allen meinen Dank aussprechen, die diese Arbeit ermöglicht und mich bei meiner Arbeit unterstützt haben:

- Als erstes möchte ich mich bei Prof. Dr. Harald Appelshäuser für die Möglichkeit bedanken, meine Arbeit hier im IKF schreiben zu können, sowie einen Einblick in das ALICE Experiment bekommen zu haben.
- Dr. Rainer Renfordt danke ich für die vielen Anregungen, Gespräche und Ideen, sowie für die Unterstützung bei dieser Arbeit.
- Esther Bartsch danke ich für die Hilfe bei allen Problemen, die im Zusammenhang mit GEMs aufgetreten sind.
- Bei Werner Amend möchte ich mich für die Unterstützung bei allen nur erdenklichen technischen Problemen bedanken.
- Dr. Simone Schuchmann danke ich für die vielen hilfreichen Ratschläge in Bezug auf ROOT, sowie für das Korrekturlesen meiner Arbeit.
- Vielen Dank an Prof. Dr. Christoph Blume, dass er sich als Zweitprüfer zur Verfügung gestellt hat.
- Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei Fabian Liebske. Die gemeinsamen Gespräche über die Arbeit im Labor, sowie die dahinterstehende Physik, waren sehr hilfreich und boten die Möglichkeit vielen Fragen gemeinsam auf den Grund zu gehen.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, den