

**Präzisionsmessungen
an Myondriftkammern
für den CMS-Detektor
und die
Bedeutung des Myonsystems
für die Higgs-Suche
am LHC**

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Sven Hermann
aus Geilenkirchen

Berichter: Universitätsprofessor Dr. A. Böhm
Universitätsprofessor Dr. T. Hebbeker

Tag der mündlichen Prüfung: 5. März 2004

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der
Hochschulbibliothek online verfügbar.

Abstract

This thesis deals with preparations for the experiment CMS (Compact Muon Solenoid) of the LHC (Large Hadron Collider) planned at CERN in Geneva (Switzerland). The construction of the muon system, especially of the drift chambers in the barrel detector constructed with participation of the Aachen group, is explained. In the first part of the thesis the results from a Monte-Carlo-study for a decay channel interesting for the search for the Higgs boson at CMS is presented. In this channel the Higgs finally decays into four muons. The second part describes the running production of the drift chambers as well as results of tests developed and implemented for purposes of quality control.

The LHC will accelerate protons to a center of mass energy of 14 TeV, aspiring to a luminosity of $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, allowing for the production of a sufficient number of such processes as rare as the production of Higgs bosons, which were predicted, but not yet proven. The Higgs bosons, created mainly by gluon gluon fusion in proton proton collisions at the LHC, favor moving into the forward direction of the detector, because the center of mass system of the gluons moves into this direction. By means of a fully simulated detector study based on Monte-Carlo calculations of the channel $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ the consequences for the final state muons are analyzed. Furthermore, a more detailed analysis of the angular dependent efficiencies of detecting the muons shows that both parts of the muon system, forward and barrel detectors, are of equally great importance. On the one hand, at least one of the four muons moves into the barrel region of the detector for 95 % of the events. On the other hand 84 % of the events show at least one muon in the endcaps¹. Furthermore, the mass resolution within reach for the Higgs is discussed.

Drift chambers are used to detect muons in the barrel region. In collaboration with three other institutes 250 drift chambers are constructed, where 70 of them are made and tested in Aachen. Each drift chamber is 2,5 m wide, up to 4 m long and 0,3 m high and consists of 12 layers being composed of single drift cells. A crossing muon creates electron-ion-pairs by ionization in the gas volume of a drift cell. Consequently, the electrons accelerated by high voltage drift towards the anode wire at the center of the cell. Due to an approximately constant drift velocity, it is possible to achieve a precise reconstruction of the muon track from the measurement of the drift time and the knowledge of the wire position. The complete process of producing the muon drift chambers is described in the fifth chapter, whereby a focal point lies on the crimping machine developed in Aachen and modified during this study.

In order to detect the muons with certainty and sufficient accuracy, a necessary central detector parameter is the spatial resolution to be reached in the measurement of muon tracks. A spatial resolution of 100 μm of the muon drift chambers constitutes an adequate

¹In case, the muons are equally distributed over the entire angular range one would expect 99 % of the events with at least one muon in the barrel detector and 81 % with at least one muon in the end caps.

value. Consequently, with a preset number of measuring points on a track segment a spatial resolution of $250\ \mu\text{m}$ arises for the single drift cell, thereby constituting a great challenge for the drift tube production. All single components of a drift cell have to be positioned and constructed with an accuracy of a few hundredth millimeters. The precision of the 70 drift chambers being produced in Aachen is to be guaranteed by inspection with comprehensive measurements. For the spatial resolution of a drift cell, the anode wire situated in the middle of the cell is the decisive component. Its exact spatial position in each single cell constitutes the foundation for ensuing accuracy in the measurement of muon tracks.

By applying a tension of 3 N to the anode wires of a given length with almost maximal force at the edge of the elastic range, and by measuring the wire tension after the installation into the drift cells, it is possible to ensure a minimal sag of the wire. A new type of wire tension meter has been developed to the state of serial production in cooperation with the University of Purdue, whose special characteristic is a contact-less and simultaneous measurement of up to 64 wires in a process of about five minutes duration. Measurements and further developments concerning the functional ability and accuracy (0,6 %) of the wire tension meter have been carried out within the scope of this thesis. Today, the device is used daily for purposes of quality control at all institutes involved in the drift chamber production with success. Every drift chamber produced in Aachen so far conforms to the demands for accuracy of the mechanical wire tension of $\pm 10\ \%$.

The position of the anode wire in the drift cell is primarily defined through the position of the wire ends. In order to determine the latter with an accuracy of a few hundredth of a millimeter, a special measuring system based upon computer-aided, optical measurements has been developed in Aachen. The further development of this system into a functioning instrument for the position measurement in the CMS reference system is part of this thesis. Thanks to a comprehensive calibration process for the entire system it was possible to reach a sufficient accuracy of about $50\ \mu\text{m}$ for both axes of the system. This is sufficient to control the desired position accuracy of the wires of $\pm 100\ \mu\text{m}$. Within the measuring accuracy no deviation with respect to precise wire positions worth mentioning was found. Production mistakes could be found and consistently removed by means of the reached measuring accuracy in the daily wire position measurements thereby significantly improving the total mechanical positioning and gluing procedure.

Thanks to the engagement of all persons concerned, the desired production speed of two muon chambers per month could be reached. Till the end of last year 36 chambers have really been glued, so today more than half of all muon chambers were already constructed and tested. Consequently, they are being constructed according to schedule. Due to the impressive achieved progress, the CMS-project is expected to become a successful experiment.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit Vorbereitungen des Experimentes CMS (Compact Muon Solenoid) des am CERN in Genf geplanten LHC (Large Hadron Collider). Der Aufbau des Myonsystems, insbesondere der Driftkammern des Zentralbereichs, die unter Aachener Beteiligung entstehen, wird erklärt. Im ersten Teil der Arbeit werden die Ergebnisse einer Monte-Carlo-Studie für einen bei der Suche nach dem Higgs-Boson bei CMS interessanten Zerfallskanal vorgestellt, bei dem dieses Teilchen am Ende der Zerfallskette in vier Myonen zerfällt. Der zweite Teil beschreibt die laufende Produktion der Driftkammern und Ergebnisse der Tests, die zur Qualitätssicherung entwickelt und durchgeführt wurden.

Der LHC wird zunächst Protonen auf eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV beschleunigen, wobei eine Luminosität von $L = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ angestrebt wird, die es ermöglicht, auch so seltene Prozesse wie die Produktion des vorhergesagten, aber noch nicht nachgewiesenen Higgs-Bosons in ausreichender Anzahl zu erzeugen. Die bei der Proton-Proton-Kollision am LHC vor allem aus Gluon-Fusion entstehenden Higgs-Bosonen bewegen sich bevorzugt in die Vorwärtsrichtung des Detektors, da sich das Schwerpunktsystem der Gluonen in diese Richtung bewegt. Anhand einer vollständigen, auf Monte-Carlo-Berechnungen basierenden Detektorsimulation für den Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ werden die Konsequenzen für die Myonen des Endzustands untersucht. Eine detaillierte Bestimmung der winkelabhängigen Effizienzen beim Nachweis der Myonen zeigt, dass die Myondetektoren in den Endkappen und die des Zentraldetektors gleichermaßen von großer Bedeutung sind. Einerseits bewegt sich bei 95 % aller Ereignisse mindestens eins der vier Myonen in den Zentralbereich des Detektors, andererseits weisen 84 % aller Ereignisse mindestens ein Myon im Bereich der Endkappen auf². Außerdem wird die erreichbare Auflösung bei der Bestimmung der Higgs-Masse diskutiert.

Zum Nachweis der Myonen im Zentralbereich werden Driftkammern eingesetzt. In Zusammenarbeit mit drei weiteren Instituten werden insgesamt 250 Driftkammern gebaut, wovon 70 in Aachen entstehen und getestet werden. Jede Kammer ist etwa 2,5 m breit, bis zu 4 m lang und 0,3 m hoch und besteht aus 12 Lagen, die wiederum aus einzelnen Driftzellen aufgebaut sind. Ein durchquerendes Myon erzeugt im Gasvolumen einer Driftzelle durch Ionisation Elektron-Ion-Paare, wobei die Elektronen durch Hochspannung beschleunigt zum Anodendraht in der Mitte der Zelle driften. Aufgrund der etwa konstant gehaltenen Driftgeschwindigkeit ist es möglich, aus der Messung der Driftzeit und der Kenntnis der Drahtposition eine genaue Rekonstruktion der Myonspur zu erzielen. Im fünften Kapitel wird der vollständige Prozess der Produktion der Myondriftkammern beschrieben, wobei ein Schwerpunkt auf der in Aachen entwickelten und im Rahmen dieser

²Bei einer Gleichverteilung der Myonen über den gesamten Winkelbereich würde man bei 99 % der Ereignisse mindestens ein Myon im Zentralbereich und bei 81 % mindestens ein Myon in den Endkappen erwarten.

Arbeit modifizierten Krimpmaschine (engl. *to crimp* - klemmen) liegt.

Um die Myonen sicher und mit ausreichender Genauigkeit detektieren und vermessen zu können, ist als zentraler Detektorparameter bei der Messung von Myonspuren eine zu erreichende Ortsauflösung von $100\ \mu\text{m}$ pro Driftkammer notwendig. Daraus ergibt sich bei vorgegebener Anzahl von Messpunkten eines Spursegments für die einzelne Driftzelle eine Ortsauflösung von $250\ \mu\text{m}$, was eine große Herausforderung für die Produktion der Driftkammern darstellt. Alle Einzelkomponenten einer Driftzelle müssen mit Genauigkeiten von wenigen hundertstel Millimetern positioniert und verarbeitet werden. Um diese Genauigkeit zu überprüfen, werden Präzisionsmessungen an den insgesamt 42000 in Aachen zu produzierenden Driftzellen durchgeführt. Für die Ortsauflösung einer Driftzelle ist der in der Mitte der Zelle befindliche Anodendraht die entscheidende Komponente. Seine genaue räumliche Lage in jeder einzelnen Zelle legt den Grundstein für die spätere Genauigkeit bei der Vermessung von Myonspuren.

Indem die Anodendrähte mit nahezu maximaler Kraft von $3\ \text{N}$ am Rande des elastischen Bereichs bei vorgegebener Länge vorgespannt werden, und die mechanische Drahtspannung nach dem Einbau in die Driftzellen überprüft wird, garantiert man einen minimalen Durchhang. In Zusammenarbeit mit der Universität Purdue ist ein neuartiges Drahtspannungsmessgerät bis zur Serienreife entwickelt worden, dessen Besonderheit eine berührungslose und gleichzeitige Messung von bis zu 64 Drähten in einem etwa fünfminütigen Messschritt darstellt. Messungen und Weiterentwicklungen zur Funktionstüchtigkeit und Messgenauigkeit ($0,6\ \%$) des Drahtspannungsmessgerätes wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Heute wird das Gerät täglich bei allen an der Myonkammerproduktion beteiligten Instituten mit Erfolg zur Qualitätssicherung eingesetzt. Alle bisher in Aachen produzierten Myonkammern erfüllen die geforderte Genauigkeit der mechanischen Drahtspannung von $\pm 10\ \%$.

Die räumliche Lage des Anodendrahtes in der Driftzelle ist primär durch die Position der Drahtenden gegeben. Zur Bestimmung dieser Position mit wenigen hundertstel Millimetern Genauigkeit wurde in Aachen ein eigenes Messsystem entwickelt, das auf computergestützter, optischer Vermessung beruht. Die Weiterentwicklung dieses Systems zu einem funktionierenden Instrument der Positionsbestimmung im CMS-Bezugssystem war Teil dieser Arbeit. Dank einer umfassenden Kalibration des Messsystems gelang es für beide Achsen des Systems eine ausreichende Messgenauigkeit von etwa $50\ \mu\text{m}$ zu erreichen. Dies genügt, um die angestrebte Positionsgenauigkeit von $\pm 100\ \mu\text{m}$ der Drähte sicher zu überprüfen. Es wurde im Rahmen der Messgenauigkeit keine nennenswerte Abweichung von der geforderten Genauigkeit der Drahtpositionen festgestellt. Die erreichte Messgenauigkeit bei den täglichen Drahtpositionsmessungen trug dazu bei, Produktionsfehler festzustellen und konsequent zu beheben, wodurch der gesamte mechanische Positionierungs- und Klebeprozess deutlich verbessert werden konnte.

Mit Hilfe aller Beteiligten gelang es, die geforderte Produktionsgeschwindigkeit von zwei Myonkammern pro Monat zu erreichen. Bis Ende 2003 wurden mit 36 Kammern bereits mehr als die Hälfte aller Myonkammern vollständig gebaut und getestet. Damit kann sowohl der technische als auch der zeitliche Plan eingehalten werden. Aufgrund des erreichten, eindrucksvollen Fortschritts verspricht das CMS-Projekt ein erfolgreiches Experiment zu werden.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	i
Zusammenfassung	iii
1 Einleitung	1
2 Theorie	3
2.1 Eichtheorien	3
2.2 Das Standardmodell der Teilchenphysik	6
2.2.1 Die starke Kraft	8
2.2.2 Die elektroschwache Kraft	10
2.3 Der Higgs-Mechanismus	14
2.4 Higgs-Produktion beim LHC	19
2.5 Higgs-Zerfall	21
2.6 Einschränkungen des Massenbereichs für das Higgs-Boson	24
2.6.1 Theoretische Einschränkungen	25
2.6.2 Experimentelle Einschränkungen aus elektroschwachen Fits	28
3 Experiment	31
3.1 Der LHC	31
3.2 Der CMS-Detektor	34
3.3 Das Myonsystem	39
3.3.1 Allgemeine Anforderungen	39
3.3.2 Das Gesamtsystem im Überblick	40
3.3.3 Die Kathodenstreifenkammern	42
3.3.4 Die Driftkammern	44
3.3.5 Die Widerstandsplattenkammern	48
3.3.6 Der Myontrigger	51
3.3.7 Das Ausrichtungssystem der Myonkammern im Detektor	54
4 Simulation	57
4.1 Die Suche nach dem Higgs-Boson	57
4.1.1 Aktuelle Suche am Tevatron	59
4.1.2 Zukünftige Suche am LHC	61
4.2 Der Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$	65
4.2.1 Benutzte Software	65
4.2.2 Benutzte Datensätze	66

4.2.3	Eigenschaften des Detektors	67
4.2.4	Eigenschaften des Higgs-Bosons	70
4.2.5	Kinematik	73
4.2.6	Massenauflösung	76
4.3	Ergebnisse	79
5	Produktion	81
5.1	Die Produktionsanlage	81
5.2	Der Produktionsablauf	84
5.3	Die Krimpmaschine	89
6	Qualitätssicherung	93
6.1	Mechanische Drahtspannung	94
6.1.1	Zielsetzung	94
6.1.2	Messmöglichkeiten	95
6.1.3	Das WTM 64	96
6.1.4	Ergebnisse	109
6.2	Drahtposition	118
6.2.1	Zielsetzung	118
6.2.2	Messmöglichkeiten	119
6.2.3	Das Aachener Messsystem	120
6.2.4	Ergebnisse	149
6.3	Hochspannung	159
6.4	Gasdichtigkeit	159
6.5	Test mit kosmischer Strahlung	161
7	Ausblick	167
A	Software für die Krimpmaschine	169
B	Software für das WTM 64	170
B.1	Fehlerbits	170
B.2	Benutzeroberfläche	171
	Danksagung	173
	Lebenslauf	174

Kapitel 1

Einleitung

Die uns umgebende materielle Welt übt in ihrer Vielfalt an Farben, Gerüchen und Geschmäckern, Geräuschen, Formen und Strukturen seit je her eine ungeheure Faszination auf alle denkenden Wesen aus. Entsprechend früh ist die Frage entstanden, was Materie sei. Zur Beantwortung dieser Frage gibt es neben dem rein empirischen Weg die zwei grundsätzlichen Möglichkeiten, die Materie als Teil menschlichen Denkens aufzufassen, oder aber die Struktur der Materie zu erforschen, um der dahinter verborgenen Entität und Quiddität („Sein“ und „Was“) auf die Spur zu kommen.

Nach der rasanten und weit gefächerten Entwicklung der Teilchenphysik in den letzten 106 Jahren von der Entdeckung des Elektrons durch J.J. Thomson über viele andere Entdeckungen, wie die der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung 1965, der schwachen Eichbosonen 1983 oder zuletzt der Neutrinomasse, steht die Gemeinschaft der Teilchenphysiker mit der Suche nach dem Higgs-Boson vor dem letzten wichtigen Baustein des in weiten Teilen bestätigten *Standardmodells der Teilchenphysik*. Das Higgs-Boson wäre die experimentelle Bestätigung eines durch seine Geradlinigkeit überzeugenden Modells zur Erzeugung der Masse von Elementarteilchen innerhalb des Standardmodells. Doch auch viele andere Fragen nach der Beschaffenheit und dem Wesen des Mikro- sowie Makrokosmos warten noch auf eine Antwort. Beispiele sind die Fragen, warum es genau drei Teilchenfamilien gibt, welche Teilchen die beobachtete dunkle Materie im Kosmos bilden oder was die Ursache für die offensichtliche Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Universum darstellt. Kapitel 2 gibt einen Überblick über das Standardmodell und den darin eingebetteten Higgs-Mechanismus zur Erzeugung der Teilchenmassen.

Auch wenn die Möglichkeit besteht, dass in der Geschichte der Elementarteilchenphysik neue grundlegende Erkenntnisse oder die Entdeckung neuer Teilchen aufgrund eines unglücklichen Zufalls, fehlender innovativer Modelle oder auch mangelnder Sorgfalt verpasst wurden, ist es doch wahrscheinlich, dass die meisten fehlenden Bausteine eines vollständigen Modells zur Beschreibung des Mikrokosmos in den unerforschten Bereichen höherer Energien zu finden sind. Weiterhin muss an ein solches Modell der Anspruch gestellt werden, dass es über einen großen Energiebereich hinweg Gültigkeit besitzt, was experimentell überprüft werden muss. Schließlich ist es auch im Sinne der Vereinheitlichung der verbliebenen Theorien der elektroschwachen, der starken und der gravitativen Wechselwirkung zu einer TOE (*Theory Of Everything*) von Nutzen, zu höheren Energien vorzudringen, da damit die auflösbaren Strukturen der Materie kleiner werden. Kein Teilchenphysiker wird sich der Illusion der Sicherheit über die Unteilbarkeit eines heute als elementar aufgefassten Teilchens hingeben.

Die Zeit der überschaubaren Laborexperimente, die in kleinen Forschungsgruppen

durchgeführt werden konnten, ist seit den sechziger Jahren vorerst zu Ende und heute spielt sich die Forschung in der Elementarteilchenphysik fast ausschließlich in Forschungszentren mit Teilchenbeschleunigern und in Observatorien der Astrophysik ab. Es handelt sich dabei um internationale Projekte, an denen jeweils typischerweise 1000 Physiker arbeiten, und die von Laboren und Universitäten aus der ganzen Welt durchgeführt werden. Ein solches Projekt ist der Bau des LHC (*Large Hadron Collider*) am CERN bei Genf. Beispielsweise werden allein für das Myonsystem des im Rahmen dieses Projektes entwickelten CMS-Detektors (*Compact Muon Solenoid*) voraussichtlich etwa 43.000.000 Euro und 675 Mann-Jahre benötigt. Ein solcher Aufwand ist aber nicht nur mit der Bedeutung für die Erforschung des Mikrokosmos gerechtfertigt, denn durch derartige Forschungsgiganten gibt es für unzählige talentierte Physiker und Forscher die Möglichkeit, die Grenze des technisch möglichen zu erweitern und sich persönlich wie fachlich weiter zu entwickeln, wovon letztlich der wirtschaftliche wie gesellschaftliche Fortschritt der gesamten Gesellschaft profitiert. Folglich ist ein Projekt wie der LHC mit seinen vier international betriebenen Experimenten die logische Weiterentwicklung in der Teilchenphysik. Er wird mit dem Schwerpunkt auf der Beschreibung des für die Suche nach dem Higgs-Boson zentralen CMS-Detektors und seines in Aachen mit entwickelten Myonsystems in Kapitel 3 vorgestellt und beschrieben.

Kapitel 4 wird den aktuellen Stand bei der Suche nach dem Standardmodell-Higgs-Boson und eine vollständige Simulation des CMS-Detektors im Hinblick auf den Nachweis des Higgs-Bosons im Vier-Myon-Kanal behandeln. Hier stehen die kinematischen Eigenschaften des Higgs-Bosons im Mittelpunkt. Mit der Forderung nach höherer Energie ist wegen des damit verbundenen höheren Untergrundes an bereits bekannten Teilchenreaktionen und Ereignissen die Notwendigkeit größerer Statistik und klareren Nachweises physikalisch interessanter Signaturen verbunden. Deshalb wird es zur Messung der Myonspuren nötig sein, mit den 250 Driftkammern des Zentralbereichs des CMS-Myonsystems, die etwa 2,5 m breit, bis zu 4 m lang und 0,3 m hoch sind, eine Ortsauflösung pro Kammer von nur $100 \mu\text{m} = 0,0001 \text{ m}$ zu erreichen. Dies ist für eine einzelne der etwa 170000 Driftzellen gleichbedeutend mit einer Ortsauflösung von nur $250 \mu\text{m}$. Aspekte der Umsetzung dieses Ziels werden im Kapitel 5 und 6 näher beleuchtet. Die in Kapitel 6 beschriebenen Entwicklungen in der Qualitätssicherung sind wichtige Eckpunkte auf dem Weg zu einem funktionierenden, hochentwickelten Myonsystem als Teil eines zukünftigen, vielversprechenden Detektors. Der Ausblick (7) wird die Zukunft der Higgs-Suche aufgreifen und zeigt Perspektiven der Qualitätssicherung zur Verbesserung der Aachener Myonkammern auf.

Kapitel 2

Theorie

Seit 1978 beschreibt das sogenannte *Standardmodell der Teilchenphysik* unser heutiges Wissen über die grundlegendsten Eigenschaften des Mikrokosmos. Die bekannten Elementarteilchen sind demnach 12 verschiedene Leptonen¹, 36 Quarks² und 12 Eichbosonen oder Austauscheteilchen³. Zwar ist das Standardmodell als Theorie aufgrund der exzellenten Übereinstimmung mit dem Experiment sehr erfolgreich, doch benötigt es zur Erklärung der Massen ein weiteres Teilchen, welches bisher nicht gefunden wurde: das Higgs-Boson. Seine Entdeckung oder sein Ausschluss sind von entscheidender Bedeutung für die Zukunft der Teilchenphysik. Die Suche nach dem „Higgs“ hat eine wichtige Rolle beim Design des CMS-Detektors gespielt [1].

2.1 Eichtheorien

Im Jahr 1905 bewies die Mathematikerin Emmy Noether das nach ihr benannte Theorem, wonach es für jede stetige Symmetrie der Gesetze der Physik ein Erhaltungsgesetz gibt und umgekehrt [2]. Streng genommen gilt dieses Theorem für jede Theorie, die sich durch eine Lagrangefunktion und den zugehörigen Mechanismus beschreiben lässt. So führen beispielsweise die Invarianz unter Translationen, Zeitverschiebungen und Rotationen zur Impuls-, Energie- und Drehimpulserhaltung. Eine bedeutende Klasse von Theorien, die von diesem Theorem profitieren, sind die Eichtheorien. Die zugrunde liegende Symmetrie ist hier die Invarianz unter sogenannten *lokalen Eichtransformationen*, z.B. für die Quantenelektrodynamik (QED) Transformationen mit Elementen der unitären, abelschen Gruppe $U(1)$. Die entsprechende Erhaltungsgröße im Fall der QED ist die elektrische Ladung.

Man geht heute davon aus, dass sich sämtliche fundamentalen Wechselwirkungen auf solche lokalen Eichsymmetrien zurückführen lassen. Geschichtlich wurde das Konzept der lokalen Eichinvarianz erstmals 1919 von Hermann Weyl [3] für die elektromagnetische Wechselwirkung eingeführt, analog zur allgemeinen Kovarianz in Einsteins Gravitationstheorie [4]. Yang und Mills [5] verallgemeinerten 1954 dieses Prinzip für andere Wechselwirkungen. Erst in den siebziger Jahren krönte G. 't Hooft [6] diese Entdeckungen durch die Erkenntnis der Bedeutung der lokalen Eichinvarianz für die Renormierbarkeit einer

¹6 verschiedene Leptonen und die zugehörigen Antiteilchen.

²6 Quarks in 3 Farben jeweils als Teilchen und Antiteilchen.

³8 Gluonen; 3 schwache Eichbosonen: W^\pm, Z_0 ; das Photon - das Graviton ist im Standardmodell nicht enthalten.

Theorie.

Hatte man früher eine Wechselwirkung durch das Prinzip einer Kraft ausgedrückt, so ist man in der modernen Teilchenphysik dazu übergegangen, Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen durch den Austausch von anderen Teilchen auszudrücken. Man beschreibt heute die Wechselwirkung von Fermionen, Teilchen mit Spin $1/2$, durch Austausch von Eichbosonen mit Spin 1 . Diese Wechselwirkung kann man nach der Yang-Mills-Theorie auf die Forderung nach lokaler Eichinvarianz zurückführen.

In einer Feldtheorie geht man von einem Teilchen, als lokalisierter Größe, zum Feld über, das einen Bereich im Raum besetzt. Hat man in der klassischen Mechanik mittels einer Lagrangefunktion $L(x, \dot{x})$ den Ort des Teilchens als Funktion der Zeit bestimmt, geht es nun in der Feldtheorie darum, Funktionen $\phi(x, t)$ von Ort und Zeit zu berechnen. Dazu geht man zur Lagrangedichte $\mathcal{L}(\phi_i(x, t), \partial_\mu \phi_i(x, t))$ über. Um nun die Wechselwirkung von Fermionen in der Quantenfeldtheorie zu beschreiben, führt man für die Fermionen vierkomponentige komplexe Spinoren $\psi(x)$ ein, die von den Raumzeitkoordinaten x abhängen. Auf diese Spinoren kann man nun lokale, also von der Raumzeit abhängige, Eichtransformationen anwenden [7, 8]:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x) \quad \text{mit} \quad U^\dagger \cdot U = \mathbf{1}. \quad (2.1)$$

Alle Eichtransformationen zusammen bilden eine halbeinfache, kompakte Lie-Gruppe und man kann sie nach

$$U(x) = \exp \left(i \sum_{j=1}^n \chi_j(x) T_j \right) \quad (2.2)$$

durch ihre n hermiteschen Generatoren T_j ausdrücken. Die $\chi_j(x)$ sind dabei vom Raumzeitpunkt abhängige, reelle Eichparameter und n ist die Dimension der Gruppe. Der Kommutator zweier T_i lässt sich auch im allgemeinen nicht-abelschen Fall⁴, wie man zeigen kann, als Linearkombination aller T 's darstellen:

$$[T_j, T_k] = i \sum_{\ell=1}^n f_{j k \ell} T_\ell$$

mit den reellen, antisymmetrischen Konstanten $f_{j k \ell}$. Die $f_{j k \ell}$ bezeichnet man als *Strukturkonstanten* der Gruppe. Sie verschwinden im Fall der abelschen Gruppe.

Die (lokale) Eichinvarianz besagt nun, dass unter anderem auch die Bewegungsgleichungen für die Fermionfelder $\psi(x)$ nach der Transformation ihre Form behalten müssen. Da aber neben den Feldern in diesen Gleichungen auch ihre partiellen Ableitungen $\partial_\mu \psi(x) = \frac{\partial \psi(x)}{\partial x^\mu}$ vorkommen, führt die x -Abhängigkeit der Transformation zu zusätzlichen Termen, welche zunächst die Form der Gleichungen ändern. Eine einfache Möglichkeit, die Invarianz der Theorie wiederherzustellen, ist, zusätzliche Felder einzuführen. Für jeden der n Eichparameter $\chi_j(x)$ gibt es nun ein Vektorfeld $A_\mu^j(x)$ mit Spin 1 . Indem man die Ableitungen ∂_μ in den Bewegungsgleichungen zu den sogenannten *kovarianten Ableitungen* \mathcal{D}_μ erweitert, bleibt die Form der Bewegungsgleichungen unter lokalen Eichtransformationen erhalten. Jedes \mathcal{D}_μ enthält dabei die entsprechenden A_μ^j ($j = 1, 2, 3, \dots, n$)

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig \sum_{j=1}^n T_j A_\mu^j(x).$$

⁴Im abelschen Fall ist die Beziehung trivial: die Kommutatoren verschwinden und sämtliche Strukturkonstanten sind null.

Man spricht von den n Feldern $A_\mu^j(x)$ als *Eichfeldern* und nach Konstruktion transformieren sie sich bei Eichtransformationen wie folgt:

$$A_\mu^j(x) \rightarrow A_\mu^{j'}(x) = A_\mu^j(x) - \frac{1}{g} \partial_\mu \chi_j(x) - \sum_{k=1}^n \sum_{\ell=1}^n f_{jk\ell} \chi_k(x) A_\mu^\ell(x). \quad (2.3)$$

Hier ist g ein freier Parameter der Theorie, der die Kopplungsstärke zwischen Fermionen und Eichfeldern sowie zwischen den Eichfeldern untereinander angibt. Der genaue Zahlenwert für g muss experimentell bestimmt werden. Die Feldstärke der Eichfelder $A_\mu^j(x)$ ist gegeben durch die Tensoren $F_{\mu\nu}^j$. Damit auch die kinetische Energie unter 2.3 invariant bleibt, muss für die Feldstärketensoren gelten:

$$F_{\mu\nu}^j(x) = \partial_\mu A_\nu^j(x) - \partial_\nu A_\mu^j(x) - g \sum_{k=1}^n \sum_{\ell=1}^n f_{jk\ell} A_\mu^k(x) A_\nu^\ell(x). \quad (2.4)$$

Betrachtet man als Beispiel für eine Eichtheorie die Quantenelektrodynamik (QED), die Quantentheorie des Elektromagnetismus, so vereinfachen sich die dargestellten Zusammenhänge. Daher ist die QED eine vergleichsweise gut verstandene Theorie. Neben der Lagrange-Dichte für die Dirac-Gleichung

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$$

geht man von der Invarianz der Fermionfelder ψ unter lokalen Phasentransformationen aus. Der zugehörige Generator und gleichzeitig die Kopplungskonstante ist hier die elektrische Ladung e der Fermionen, wodurch aus 2.2

$$U(x) = \exp(ie\chi(x))$$

wird, mit der zugehörigen Gruppe $U(1)$. Die kovarianten Ableitungen \mathcal{D}_μ nehmen die Form

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \quad (2.5)$$

an. Man identifiziert nun das entstandene Eichfeld A_μ mit dem physikalischen Photonfeld. Aus der kovarianten Ableitung 2.5 ergeben sich die Kopplungen der elektrisch geladenen Fermionen an das Photon. Da die $U(1)$ trivialerweise abelsch ist⁵, verschwindet die Strukturkonstante, und der Feldstärketensor 2.4 vereinfacht sich im Fall der QED zu

$$F_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x).$$

Der Wegfall des letzten Terms bedeutet, dass Photonen nicht mit sich selbst wechselwirken können⁶. Fügt man jetzt also noch einen entsprechenden Term mit dem Feldstärketensor für die kinetische Energie des Photons zur Lagrange-Dichte hinzu, so erhält man

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m)\psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (2.6)$$

Die geforderte Eichinvarianz verbietet es, einen zusätzlichen Massenterm für das Photon in der Form $\frac{1}{2} m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ in der Lagrange-Dichte zu ergänzen. Es gilt sogar allgemein, dass Eichtheorien aufgrund der Eichinvarianz frei von Eichboson-Massentermen in der Lagrange-Dichte sein müssen.

⁵Sie hat die Ordnung 1, hat also nur ein erzeugendes Element, das natürlich mit sich selbst kommutiert.

⁶... was nicht zuletzt auch im Hinblick auf das optische Erscheinungsbild unserer Welt von Vorteil ist.

Leptonen			Quarks		
Flavor	Masse [MeV]	Ladung [e]	Flavor	Masse [MeV]	Ladung [e]
ν_e	$< 0.225 \cdot 10^{-3}$	0	Up u	1.5 – 4.5	+2/3
Elektron e	0.511	-1	Down d	5 – 8.5	-1/3
ν_μ	< 0.19	0	Charm c	1000 – 1400	+2/3
Myon μ	105.7	-1	Strange s	80 – 155	-1/3
ν_τ	< 18.2	0	Top t	169200 – 179400	+2/3
Tau τ	1777	-1	Bottom b	4000 – 4500	-1/3

Tabelle 2.1: Aufgeführt sind alle bis heute bekannten, fundamentalen Fermionen mit ihrer elektrischen Ladung und Masse [9]. Hierbei sind die genannten Quarkmassen Abschätzungen für ihre Strommassen. Deren genaue Bestimmung ist nicht möglich, da Quarks aufgrund des *confinements* (Vgl. Abschnitt 2.2.1) nicht als freie Teilchen beobachtbar sind.

2.2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Im heutigen Verständnis der Welt geht man davon aus, dass alles, also Materie, Strahlung, Gravitationsfelder und Ähnliches, aus Elementarteilchen aufgebaut ist. Die Eigenschaften dieser Elementarteilchen zu untersuchen, ist das Gebiet der Teilchenphysik. Im sogenannten Standardmodell ist unser heutiger Wissensstand zusammengefasst. Den bisher entdeckten Teilchenzoo kann man zunächst in die fundamentalen Bausteine der Materie, genannt Fermionen, und die Austauschteilchen, welche nach unserem Verständnis für die Kräfte zwischen den Fermionen verantwortlich sind, die Eichbosonen, einteilen. Neben Energie und Impuls übertragen die Austauschteilchen auch andere charakteristische Eigenschaften, genauer: Quantenzahlen. Hierbei muss man zunächst die Gravitation als schwächste der bekannten Wechselwirkungen außen vor lassen, da alle bisherigen Versuche, eine mathematisch konsistente Quantenfeldtheorie der Gravitation zu formulieren, gescheitert sind.

Die Fermionen lassen sich ihrerseits in zwei Familien unterteilen, nämlich in Leptonen und Quarks (Vgl. Tabelle 2.1). Jede Familie enthält sechs Teilchen. Während die Leptonen nur an der elektrischen, schwachen und gravitativen Wechselwirkung teilnehmen, wird das Verhalten der Quarks zusätzlich von der starken Wechselwirkung bestimmt. Die Eigenschaften der Elementarteilchen werden vor allem durch ihre Quantenzahlen und ihrer Masse bestimmt. So kann man die beiden Familien nochmals in 3 Generationen unterteilen, wobei die zweite und dritte Generation bis auf die Masse eine exakte Kopie der ersten Generation ist. Beispielsweise lässt sich das Myon als der etwas schwergewichtige Verwandte des Elektrons auffassen. Diese Verwandtschaft spiegelt sich in den sehr ähnlichen Eigenschaften wieder, wie sie durch die Quantenzahlen beschrieben werden. Jede Generation besteht aus vier Teilchen, zwei Leptonen und zwei Quarks, die sich jeweils beide um genau eine Elementarladung unterscheiden. Zusätzlich zu dem beschriebenen Teilchenzoo gibt es zu jedem Teilchen ein entsprechendes Antiteilchen mit genau entgegengesetzter Ladung.

In den letzten Jahren wurde entdeckt, dass Neutrinos nicht, wie bis dahin angenom-

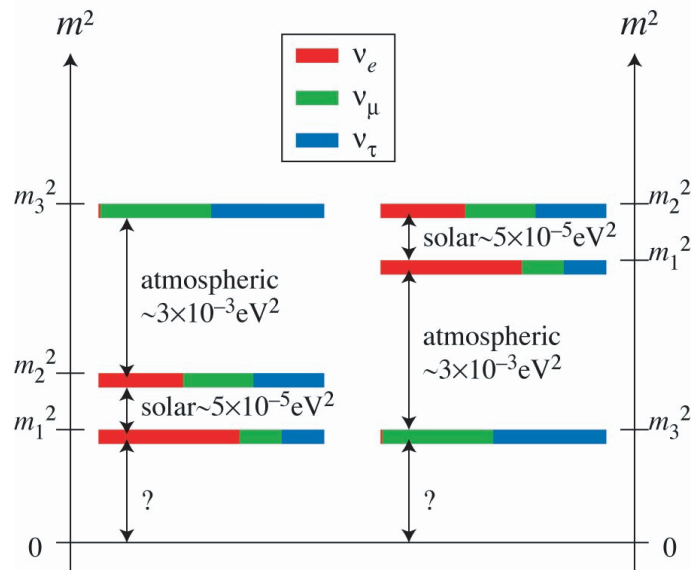


Abbildung 2.1: Durch Experimente an solaren und atmosphärischen Neutrinos wurden Massendifferenzen zwischen den Masse-Eigenzuständen m_1 , m_2 und m_3 der drei Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ entdeckt und gemessen [10].

men, masselos sind, sondern dass sich prinzipiell eine untere Schranke für ihre Masse angeben lässt. Es wurden aus Experimenten mit solaren [11, 12] und atmosphärischen [13] Neutrinos zwei Massendifferenzen Δm^2 zwischen je zwei Masse-Eigenzuständen der Neutrino-Familien gemessen, die in Abbildung 2.1 dargestellt sind. Zur Zeit kann man noch nicht zwischen den beiden möglichen Szenarien unterscheiden, da zum einen die dritte Massendifferenz noch nicht bestimmt wurde, und zum anderen noch keine absoluten Werte für die Massen gemessen werden konnten.

Die im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Der Bogen zum ersten Abschnitt wird dadurch gespannt, dass jeder Teilchenwechselwirkung eine der angesprochenen Eichtheorien zugrunde liegt. Die Form der Kräfte ist durch die Raum-Zeit-Lokalität der Eichungen gegeben. Beispielsweise haben Quarks unterscheidbare Eigenschaften, aber ein(ig)e dieser Eigenschaften können nach bestimmten Konventionen umgeeeicht werden, ohne sonst etwas zu verändern. Dies wird gerade durch die Eichsymmetrie, wie im ersten Abschnitt erläutert, beschrieben.

Das Standardmodell enthält versteckte Symmetrien, die zwar der zugrunde liegenden mathematischen Form eigen sind, aber in unserer heutigen Natur nicht offensichtlich in Erscheinung treten. Dies ist beispielsweise bei der Symmetrie der Fall, die die elektromagnetische und die schwache Kraft vereint. Die Gemeinsamkeit ist wegen der stark unterschiedlichen Massen der schwachen Austauscheteilchen, W^\pm und Z^0 , und des elektromagnetischen Austauscheteilchens, des Photons γ , nicht sofort zu erkennen. Man spricht von der elektroschwachen Vereinheitlichung. Sie gibt Hoffnung, dass in näherer Zukunft die sogenannte „Große Vereinigung“, nämlich die Vereinigung der starken mit der elektroschwachen Wechselwirkung, gelingen wird. Dies ist Thema der GUT = **G**rand **U**nified **T**heories. Ein weitaus höheres Ziel wird dann sein, auch die Quantengravitation in eine sogenannte *Theory Of Everything*, kurz TOE, mit einzubeziehen. Zunächst ist man

aber auf separate mathematische Beschreibungen für die starke und die elektroschwache Wechselwirkung in Form von relativistischen Quantenfeldtheorien angewiesen.

2.2.1 Die starke Kraft

Die **starke Wechselwirkung** wird durch die **Quantenchromodynamik**, kurz: QCD beschrieben [7, 8]. Die zugehörige Symmetriegruppe ist die $SU(3)$. Verglichen mit dem Elektromagnetismus wird eine neue Quanteneigenschaft, die Farbe (griech.: chromos) eingeführt. Anstatt wie im elektrischen Fall eine gibt es aber drei (Farb-)Ladungen („rot“, „grün“ und „blau“). Vergleichbar mit dem elektrischen Fall, in dem es positive und negative Ladungen gibt, existieren zu den drei genannten Farben drei dazugehörige Antifarben („anti-rot“, „anti-grün“ und „anti-blau“). Doch die starke Farbkraft hat einen anderen Charakter als die elektrische Kraft. Dies kommt vor allem daher, dass das Austauschteilchen der starken Kraft, das *Gluon*, selbst Farbladung trägt. Genauer lässt sich das Gluon als Überlagerung von Farb- und Antifarbenzuständen auffassen. Es gäbe damit 3×3 verschiedene Gluonen. Acht dieser Zustände bilden ein *Farb-Oktett*, welches zur $SU(3)$ -Symmetrie passt. Der neunte Zustand, nämlich $r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g}$, entfällt also schon aus gruppentheoretischen Überlegungen⁷. Demnach gibt es acht Gluonen. Dadurch, dass das Austauschteilchen mit sich selbst wechselwirken kann, ergeben sich wichtige, phänomenale Konsequenzen.

Im mikroskopischen Bereich nimmt die elektrische Ladung mit zunehmendem Abstand aufgrund von Vakuumpolarisation ab. Anders bei der Farbladung. Neben der Entstehung von Quark-Antiquark-Paaren aufgrund der Vakuumpolarisation kommt es zusätzlich zur Bildung von Gluonschleifen, die zu einer Verstärkung der Farbladung (oder genauer: des Feldes) führen. Die entsprechenden Graphen sind zum Vergleich in Abbildung 2.2 dargestellt.

Durch die Verstärkung des Feldes bei größeren Abständen werden stark wechselwirkende Teilchen, z.B. die Quarks in einem Proton, gewissermaßen eingeschlossen. Deshalb spricht man mit dem englischen Begriff von *confinement*. Bei sehr kleinen Abständen spricht man von „*asymptotischer Freiheit*“, da die Quarks dann wegen der geringen Farb-anziehung gewissermaßen frei sind. Aufgrund des confinement aber gibt es keine isolierten Farbladungen und damit keine einzelnen Quarks. Alle uns bekannten und zugänglichen Objekte sind in Bezug auf die starke Kraft farbneutral. Die einfachsten Teilchen in der QCD sind die *Mesonen* (Quark + Antiquark, Farbe + Antifarbe = Weiß) und die *Baryonen* (drei Quarks bzw. drei Antiquarks, z.B. Rot + Grün + Blau = Weiß). Hier treffen wir die bekanntesten stark wechselwirkenden Teilchen wieder: Proton (uud) und Neutron (udd) sind Baryonen. Deshalb wird die starke Kraft auch als Kernkraft bezeichnet.

Am LHC-Beschleuniger, der für diese Arbeit eine zentrale Rolle spielt, werden Protonen annähernd auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zur Kollision gebracht (Vgl. Abschnitt 3.1). In diesem Prozess ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Proton unversehrt als Ganzes erhalten bleibt, also für elastische Streuung, sehr gering. Das Proton offenbart seine innere Struktur. Diese ist bereits in früheren Experimenten gründlich untersucht worden und soll im Folgenden kurz beschrieben werden [14]. Hauptquelle der experimentellen Ergebnisse ist die tief inelastische Elektron-Proton(**ep**)-Streuung, z.B.

⁷Von dem farbneutralen neunten Gluon würde man zudem zum einen erwarten, dass es als freies Teilchen vorkommt, und zum anderen dass es zwischen farbneutralen Teilchen, wie p und n , ausgetauscht wird und so zu einer langreichweitigen starken Kopplung führt, die nicht beobachtet worden ist.

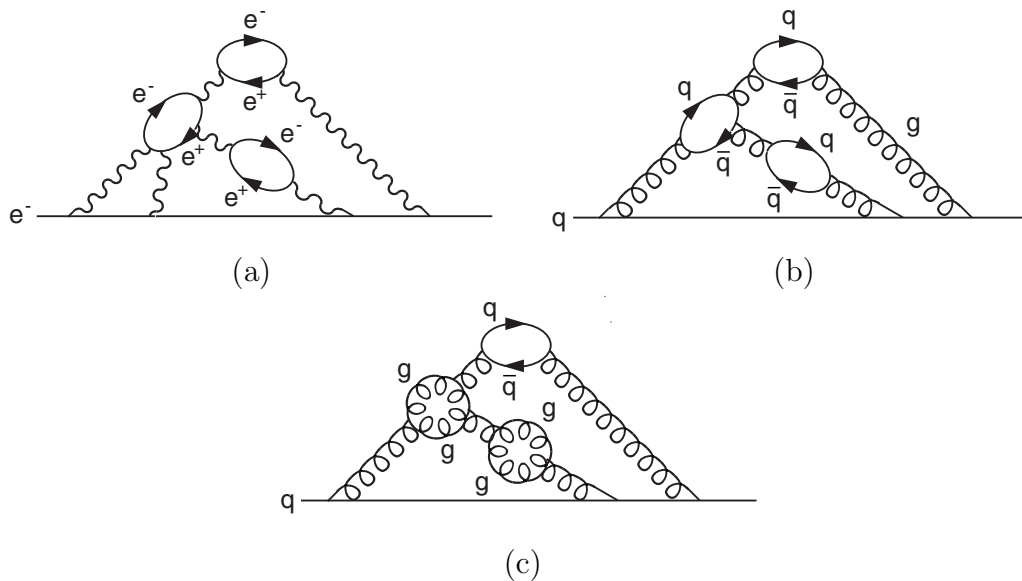


Abbildung 2.2: In der QED wird eine Ladung durch Vakuumpolarisation bei größer werdendem Abstand geschwächt (a). In der QCD aber gibt es neben dem mit (a) vergleichbaren Diagramm (b) auch das Diagramm (c). Durch die Abschirmung mit Gluonen verstärkt sich das Farbfeld mit zunehmendem Abstand!

am HERA-Ring in Hamburg. Bei der inelastischen Streuung sind das Quadrat des Impulsübertrages Q^2 und der Energieübertrag $v = E - E'$ unabhängige Variablen⁸. In der theoretischen Formel für den inelastischen ep -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ep}(Q^2, v)$ treten zwei von Q^2 und v abhängige sogenannte *Strukturfunktionen* $F_1(Q^2, v)$ und $F_2(Q^2, v)$ auf, die Aufschluss über die innere Struktur des Protons geben und im Streuexperiment bestimmt werden können. Bereits Ende der sechziger Jahre stellte man am SLAC fest, dass zum einen $\sigma_{ep}(Q^2, v)$ sehr viel größer ist, als für ein diffuses, homogenes Proton zu erwarten wäre. Zum anderen hingen beide Strukturfunktionen nicht von Q^2 und v getrennt, sondern von *einer* dimensionslosen Variablen $x = Q^2/2Mv$ ab („Bjorken-Variable“ mit $0 \leq x \leq 1$), also $F_1(x)$ und $F_2(x)$. Für festes x waren beide von Q^2 unabhängig⁹. Dieses Verhalten wurde von Bjorken 1967 vorhergesagt und wird Skalen-Invarianz oder „Bjorken-Scaling“ genannt. Physikalisch interpretiert wurde diese Beobachtung erstmals durch Feynmans *Partonmodell*. Das Proton besitzt danach eine granulare Struktur, stellt eine Ansammlung von punktförmigen Konstituenten dar, die Feynman *Partonen* nannte. Heute ist dieses dynamische Modell mit dem statischen Quarkmodell (s.o.) zum *Quark-Parton-Modell* (QPM) vereinigt. Ein Nukleon enthält neben den drei *Valenzquarks* ständig ausgetauschte Gluonen, die die Quarks zusammenhalten. Ein solches Gluon kann kurzzeitig in ein Quark-Antiquark($q\bar{q}$)-Paar übergehen, das dann wieder in ein Gluon annihiliert. Die $q\bar{q}$ -Paare heißen *See-Quarks*. Dieses Bild spiegelt sich in den Strukturfunktionen links in Abbildung 2.3 wieder. Die dort dargestellten Ergebnisse stammen aus Streuexperimenten.

⁸Bei der elastischen Streuung gilt $Q^2 = 2Mv$.

⁹Tatsächlich kann das an der inelastischen ℓN -Streuung beteiligte (Anti)-Quark nach der QCD ein oder mehrere Gluonen abstrahlen, die entweder wieder absorbiert werden oder fragmentieren. Daraus ergibt sich für die Strukturfunktionen eine schwache Q^2 -Abhängigkeit. Sie kann im Rahmen der QCD theoretisch berechnet werden und stimmt mit den Messungen überein.

menten mit Neutrinos. Im Zusammenhang mit den schwach wechselwirkenden Neutrinos taucht noch eine weitere Strukturfunktion (xF^3) auf. Aus den Strukturfunktionen lassen sich die Verteilungsfunktionen $q(x)$ und $\bar{q}(x)$ bestimmen. Man stellt fest [14], dass im Durchschnitt ca. 40 % des Nukleonimpulses auf die drei Valenzquarks und ca. 10 % auf die See-Quarks entfallen. Die restlichen ca. 50 % werden von den Gluonen beigetragen¹⁰!

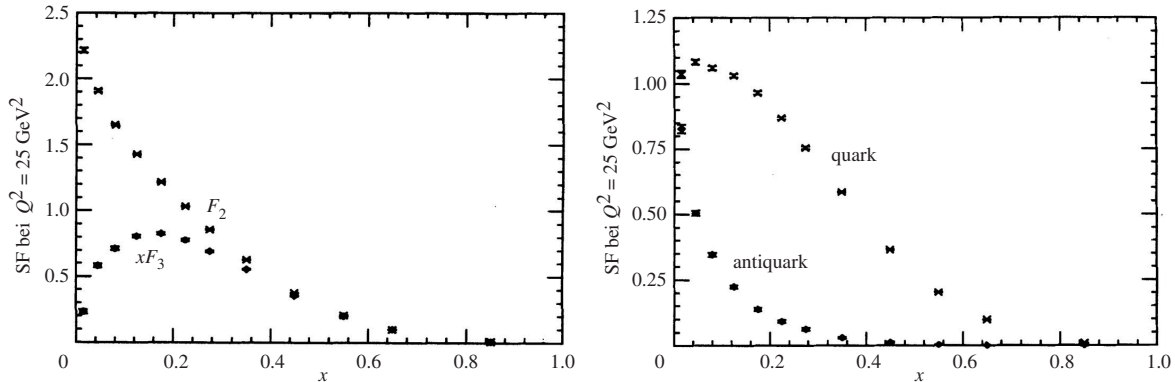


Abbildung 2.3: Die Strukturfunktionen (SF) des Nukleons. In der linken Abbildung sind die Funktionen F^2 und xF^3 , gemessen mit an Eisen (annähernd wie an Neutronen und Protonen) gestreuten Neutrinos, dargestellt. Die xF^3 Strukturfunktion ist zugleich die Valenzquark Verteilung. Rechts sind die Strukturfunktionen der Quark und Antiquark-Komponenten des Nukleons, extrahiert aus den Strukturfunktionen der linken Abbildung, zu sehen. Die Werte der Quark- und Antiquarkfunktion sind für $x = 0$ gleich [15].

Dies führt z. B. dazu, dass der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Higgs-Bosons (Vgl. Abschnitt 4.1) mit Gluon-Fusion bei der pp-Streuung etwa am LHC signifikant größer als der mit $q\bar{q}$ -Annihilation ist. Noch wichtiger ist die Feststellung, dass damit beim Hadron-Beschleuniger die aus den in einer Reaktion beobachteten Konstituenten rekonstruierte Schwerpunktsenergie der Kollision in der Regel nicht mit der tatsächlichen übereinstimmt und insbesondere der Longitudinalimpuls nicht a priori bekannt ist. Da ein Parton im Mittel einen Transversalimpuls zur Nukleon-Flugrichtung von nur ca. 0,4 GeV/c hat, ist der Transversalimpuls z.B. bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV (LHC) zu vernachlässigen. Er ist damit als verschwindend bekannt. Aufgrund dieser Einschränkungen und wegen des großen hadronischen Untergrundes werden Präzisionsmessungen am LHC wesentlich aufwendiger, als beim Leptonbeschleuniger, wie etwa dem früheren LEP-Beschleunigerring.

2.2.2 Die elektroschwache Kraft

Im Jahr 1896 entdeckte Becquerel eine seltsame Strahlung, die man später auf den Zerfall des Neutrons zurückführte (Nobelpreis 1903):

$$N \longrightarrow P + e^- + \bar{\nu}.$$

¹⁰Historisch einer der ersten experimentellen Hinweise auf die Gluonen.

Dieser Prozess wird heute Beta-Zerfall genannt. Der Querstrich über dem ν charakterisiert es als Anti-Teilchen. Erst 1957 verstand man diesen Prozess im Detail. Er ist historisch gesehen die erste entdeckte Reaktion, bei der die schwache Wechselwirkung auftritt. Wir können heute auch ein Feynman-Diagramm angeben, das diesen Prozess charakterisiert. Es ist in Abb. 2.4 zu sehen.

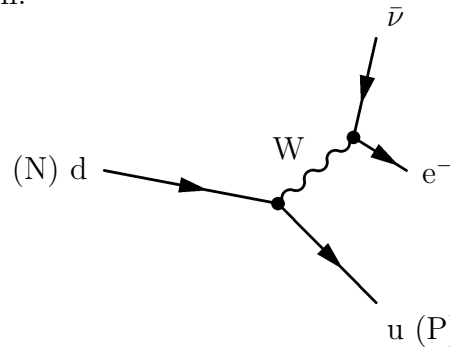


Abbildung 2.4: Das Feynman-Diagramm zum Beta-Zerfall.

Wenige Jahre später wurde eine vereinheitlichte Theorie der **elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung** aufgestellt, die nach ihren Autoren S.L. Glashow, A. Salam und S. Weinberg kurz **GSW-Theorie** [16, 17, 18] genannt wird. In experimentellen Untersuchungen zum Beta-Zerfall hat man gezeigt, dass der geladene schwache Strom nur an linkshändige¹¹ Fermionen koppelt und es dabei keinen Unterschied zwischen Elektronen und den zugehörigen Neutrinos gibt. Deshalb fasst man die linkshändigen Fermionen zu Doublets des schwachen Isospins T zusammen und fordert, dass die Wechselwirkung invariant unter Drehungen im Isospinraum ist. Die zugehörige Symmetriegruppe für die schwache Wechselwirkung ist die $SU(2)$. Dabei bilden die rechtshändigen Fermionen, welche nicht an den geladenen schwachen Strom koppeln, Isosingletts. Aus dieser Einteilung der links- und rechtshändigen Fermionen in verschiedene Isospin-Multipletts resultiert eine Paritätsverletzung in der GSW-Theorie.

Man verknüpft die $SU(2)$ -Eichgruppe mit den drei Eichbosonen W_μ^1 , W_μ^2 und W_μ^3 , die alle mit gleicher Stärke g an linkshändige Fermionen koppeln. Die beiden physikalischen, geladenen Ströme werden mit den Bosonfeldern $W_\mu^\pm = W_\mu^1 \mp iW_\mu^2$ assoziiert, die sich als Linearkombinationen aus W_μ^1 und W_μ^2 ergeben. W_μ^3 stellt ein neutrales Boson dar, das nur an linkshändige Fermionen koppelt. Jedoch gibt es für einen neutralen Strom, der bei allen Fermionen nur an die linkshändige Komponente koppelt, keine experimentellen Hinweise. Man erweitert die Eichgruppe um die $U(1)$ -Symmetriegruppe der schwachen Hyperladung Y . Y ist mit der elektrischen Ladung Q über die dritte Komponente des Isospins T_3 gemäß der Gell-Mann-Nishijima-Relation $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ verknüpft.

Das sich aus der $U(1)_Y$ -Symmetrie ergebende Eichfeld B_μ koppelt mit der gleichen Stärke g' an links- wie rechtshändige Fermionen. Die resultierende $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Struktur enthält die $U(1)_{EM}$ -Eichgruppe des Elektromagnetismus als Untergruppe. In Tabelle 2.2 ist die Einteilung der Fermionen mit den zugehörigen Quantenzahlen aufgeführt, die sich aus dieser Struktur ergibt. Man muss hierbei beachten, dass die in den

¹¹Genauer: Die Chiralität des Teilchens ist für dessen Kopplung entscheidend und nicht die Helizität. Durch Anwendung der Projektoren $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$ auf einen Dirac-Spinor u ergeben sich die chiralen Fermionenzustände $u_{L,R}$. Hingegen erhält man die Helizität aus der Projektion des Teilchenspins auf die Flugrichtung. Jedoch sind die beiden Größen im ultrarelativistischen Grenzfall identisch.

	Generation			Quantenzahl			
	1	2	3	Q	T	T_3	Y
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	1/2	+1/2	-1
	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	0	-2
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	+2/3	1/2	+1/2	+1/3
	u_R	c_R	t_R	+2/3	0	0	+4/3
	d_R	s_R	b_R	-1/3	0	0	-2/3

Tabelle 2.2: Mit den ihnen zugeordneten elektroschwachen Quantenzahlen sind hier die Multipletts der GSW-Theorie angegeben. Die Indizes L und R stehen für links- bzw. rechtshändige Fermionen. Mit gestrichelten Symbolen sind schwache Eigenzustände der Quarks gemeint, um sie von ihren Masseneigenzuständen zu unterscheiden. Nach den Erkenntnissen der letzten Jahre über Neutrino-Oszillationen ist es möglich, dass auch rechtshändige Neutrinos existieren. Diese sind hier nicht aufgeführt (Vgl. Abbildung 2.1).

Quark-Dubletts auftretenden schwachen Eigenzustände d' , s' und b' nicht identisch mit den Masseneigenzuständen aus Tabelle 2.1 sind. Beide Basen können mit der unitären Transformation

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

ineinander überführt werden. V_{CKM} nennt man die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Mischungsmatrix. Nach den Neutrino-Experimenten der letzten Jahre ergibt sich in ähnlicher Weise eine Mischung der schwachen Eigenzustände der Neutrinos (ν_e, ν_μ und ν_τ), die demnach nicht mit den Masseeigenzuständen (ν_1, ν_2 und ν_3) identisch sein müssen (Vgl. Abbildung 2.1). Außerdem ist es mit der nicht verschwindenden Masse der Neutrinos möglich, dass es auch rechtshändige Neutrinos gibt. Ein direkter Nachweis dafür steht aber noch aus.

Aus den Linearkombinationen

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.7)$$

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_w + W_\mu^3 \sin \theta_w \quad (2.8)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_w + W_\mu^3 \cos \theta_w. \quad (2.9)$$

erhält man die Masseneigenzustände der zur $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Symmetrie gehörenden Eichbosonen $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ und B_μ : Die Felder W_μ^\pm repräsentieren geladene W^\pm -Bosonen, die die Träger des geladenen schwachen Stroms sind, A_μ ist das Photon-Feld und Z_μ das Feld des neutralen Z-Bosons, das einen neutralen schwachen Strom zur Folge hat. θ_w wird *schwacher Mischungswinkel* genannt und hängt von den Kopplungskonstanten g und g' wie folgt ab:

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.10)$$

Eichboson	Kopplung
Photon γ	$-i e \gamma^\mu$
W^\pm -Boson	$-i \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_w} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5)$
Z-Boson	$-i \frac{e}{\sin \theta_w \cos \theta_w} \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_V - g_A \gamma^5)$

Tabelle 2.3: Die Kopplung der Eichfelder an Fermionen in der GSW-Theorie.

Um nun sicherzustellen, dass das Photonfeld A_μ die gleichen Kopplungen hat wie in der QED, verlangt man, dass die schwachen Kopplungen g und g' über die Gleichungen

$$g = \frac{e}{\sin \theta_w} \quad \text{und} \quad g' = \frac{e}{\cos \theta_w} \quad (2.11)$$

mit der elektrischen Elementarladung e im Zusammenhang stehen.

Die Kopplungen der Eichfelder (2.7) bis (2.9) an Fermionen ist in Tabelle 2.3 in der Übersicht dargestellt. Wie man sieht, koppelt das Photon an Fermionen rein vektoriell. Für die W^\pm -Bosonen liegt stattdessen eine Vektor-Minus-Axialvektor- oder kurz V–A-Struktur vor. Damit koppeln die W^\pm -Bosonen nur an linkshändige Fermionen und an rechtshändige Anti-Fermionen. Der neutrale schwache Strom enthält ebenfalls einen Vektor- und einen Axialvektor-Anteil. Im allgemeinen sind diese beiden Anteile aber nicht gleich groß. Die Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten

$$\begin{aligned} g_V &= T_3 - 2Q \sin^2 \theta_w & \text{und} \\ g_A &= T_3 \end{aligned}$$

stellen die Gewichtungsfaktoren dar. Für elektrisch geladene Teilchen koppelt das Z-Boson somit sowohl an rechts- wie auch an linkshändige Fermionen, jedoch aufgrund der Ladung mit unterschiedlicher Kopplungsstärke.

Die vier Eichbosonen stellen die Invarianz der Theorie unter $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Transformationen sicher. In der ursprünglichen GSW-Theorie sind sie jedoch noch masselos. Dies, wie ein Blick auf Tabelle 2.4 zeigt, entspricht nicht den experimentellen Befunden! Andererseits verbietet die lokale Eichinvarianz, massive Eichbosonen durch Hinzufügen von Massentermen der Art $\frac{1}{2}m^2 B_\mu B^\mu$ gewissermaßen „von Hand“ in die Theorie einzufügen, wie schon am Beispiel der QED in Abschnitt 2.1 gezeigt wurde.

Symmetrie	Eichboson	Masse [GeV]	Ladung [e]
$SU(3)_C$	Gluonen g	0	0
$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$	Photon γ	0	0
	W^\pm -Boson	80.419 ± 0.056	± 1
	Z-Boson	91.1882 ± 0.0022	0

Tabelle 2.4: Die Eichsymmetrien des Standardmodells und die damit verknüpften Eichbosonen mit ihrer Masse und ihrer elektrischen Ladung [9].

Das Problem reicht aber noch viel weiter, da dieser Zusammenhang auch für die Fermionen gilt. Die zugehörigen Massenterme $m \bar{\psi} \psi = m (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R)$ transformieren sich wegen des unterschiedlichen Transformationsverhaltens der links- und rechtshändigen Komponenten ψ_L bzw. ψ_R nicht wie Singletts, sondern wie Dubletts unter $SU(2)_L$ -Transformationen. Damit würden diese Terme ebenso die Eichinvarianz zerstören. Man erweitert deshalb die GSW-Theorie um eine dynamische Erzeugung der Teilchenmassen. Der zugehörige Mechanismus wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

2.3 Der Higgs-Mechanismus

Der dem Higgs-Mechanismus zugrunde liegende Effekt ist eine *spontane Symmetriebrechung* der lokalen Eichsymmetrie. Dieser ist vergleichbar mit dem Abknicken einer eingespannten Nadel, die in ein stabiles Gleichgewicht wechselt und dabei die Rotationssymmetrie bricht. Das Besondere an dem von P. Higgs sowie von F. Englert und R. Brout 1964 unabhängig voneinander vorgeschlagenen Verfahren [19, 20, 21, 22, 23] ist, dass es damit möglich ist, zunächst masselosen Teilchen eine Masse zu verleihen. Später wurde das Verfahren von Weinberg [24, 25] weiterentwickelt, um den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung sowie den Fermionen unter Wahrung der lokalen Eichinvarianz Masse zu geben.

Man führt dazu [7, 8] zunächst ein komplexes, skalares Isospin-Dublett

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

mit der Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger \mathcal{D}^\mu \Phi - V(\Phi) \quad (2.13)$$

ein, wobei $V(\Phi)$ das allgemeinste renormierbare $SU(2) \otimes U(1)$ -invariante Potential

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

ist. Zur Herstellung der Eichinvarianz benötigt man weiterhin die kovariante Ableitung

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig \sum_{j=1}^3 T_j W_\mu^j + i \frac{g'}{2} Y B_\mu.$$

Aus ihr resultiert die Kopplung des Higgs-Feldes an die W^\pm - und Z -Bosonen. Das Potential $V(\Phi)$ soll ein nicht-triviales Minimum haben. Dazu wählt man den Fall $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$, so dass das Minimum bei

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2}{2} = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}. \quad (2.14)$$

liegt. In Abbildung 2.5 ist das Potential für diesen Fall als Funktion der beiden Felder ϕ_3 und ϕ_4 zu sehen. Wie bei der eingangs erwähnten Nadel hat das Potential nach Konstruktion ein lokales Maximum im Nullpunkt, umgeben von einem Ring lokaler Minima (2.14). Im Vakuumzustand wird die Symmetrie dadurch gebrochen, dass ein bestimmter minimaler Zustand ausgewählt wird. Mit dem Ziel, diese Theorie nun störungstheoretisch zu behandeln, wird um diesen Zustand im Vakuum entwickelt. Man wählt zur Berechnung den Zustand so, dass er unter der $U(1)_{\text{EM}}$ -Gruppe, einer Untergruppe von $SU(2)_L \otimes$

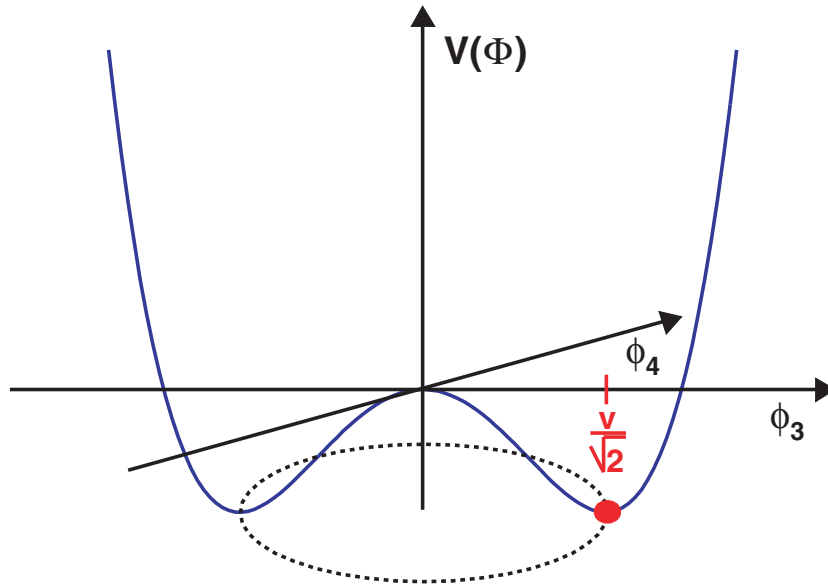


Abbildung 2.5: Das Higgs-Potential $V(\Phi)$ und die spontane Symmetriebrechung durch die Wahl des Vakuums.

$U(1)_Y$, invariant ist. Dazu wird dem elektrisch neutralen ϕ^0 -Feld ein nicht verschwindender Vakuumerwartungswert $\frac{v}{\sqrt{2}}$ gegeben, das heißt, dass man als Grundzustand

$$\Phi_0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

wählt und um ihn entwickelt:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Die Wahl dieses Vakuums bricht die $SU(2) \otimes U(1)$ -Symmetrie und somit haben die Lagrange-Dichte und der Grundzustand nicht mehr die gleiche Symmetrie. Das gewählte Vakuum bleibt aber symmetrisch unter $U(1)_{EM}$ -Transformationen, so dass die $U(1)_{EM}$ -Symmetrie des Elektromagnetismus immer noch ungebrochen ist. Mit den Vakuumfluktuationen in tangentialer Richtung (ϕ_1 , ϕ_2 und ϕ_4) sind durch den Mechanismus drei sogenannte *Goldstone-Bosonen* (θ_1 , θ_2 und θ_3) entstanden¹². Das reelle Feld $h(x)$, das den Vakuumfluktuationen des Higgs-Feldes in radialer Richtung (ϕ_3) entspricht, wird mit einem skalaren Teilchen, dem *Higgs-Boson*, identifiziert. Die in den Goldstone-Bosonen liegenden Freiheitsgrade werden nun im Folgenden verwendet, um den Eichbosonen Masse zu geben.

Man kann die Fluktuationen des Vakuums in Termen der vier Felder θ_1 , θ_2 , θ_3 und $h(x)$ parametrisieren in der Form

$$\Phi(x) = \exp \left[i \sum_{j=1}^3 \theta_j(x) \frac{\tau_j}{v} \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

¹²Beachte die Umparametrisierung: θ_3 entspricht ϕ_4 .

mit den Pauli-Matrizen τ_1 , τ_2 und τ_3 . Um zu zeigen, dass dies wirklich allgemein gilt, untersucht man kleine Störungen. Dadurch findet man:

$$\begin{aligned}\Phi(x) &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 + i\theta_3/v & i(\theta_1 - i\theta_2)/v \\ i(\theta_1 + i\theta_2)/v & 1 - i\theta_3/v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \\ &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ v + h - i\theta_3 \end{pmatrix},\end{aligned}$$

woraus man sieht, dass die vier Felder tatsächlich unabhängig sind und die Fluktuationen des Vakuums vollständig parametrisieren. Nun ist die Lagrange-Funktion lokal $SU(2)$ -invariant. Damit ist es erlaubt, das ursprüngliche Isospin-Dublett (2.15) durch eine $SU(2)$ -Transformation in einen beliebigen Higgs-Isospinor Φ zu überführen, d. h.

$$\Phi(x) = \exp \left[i \sum_{j=1}^3 \chi_j(x) \frac{\tau_j}{2} \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

Schließlich ist dies nichts anderes als eine lokale $SU(2)_L$ -Eichtransformation, die auf den Zustand (2.15) angewendet wird. Die Schlussfolgerung ist, dass die Goldstone-Felder θ_1 , θ_2 und θ_3 des Higgs-Dubletts durch Eichung entfernt werden können und somit keine physikalischen Felder darstellen. Aufgrund der Eichinvarianz der Lagrange-Dichte (2.13) stellt es daher keine Einschränkung dar, wenn für die folgenden Rechnungen nur noch (2.15) benutzt wird. Dies entspricht einer Eichfixierung.

Wenn man nun in die Higgs-Lagrange-Dichte (2.13) das um den Vakuumserwartungswert entwickelte Feld (2.15) einsetzt, ergibt sich unter Verwendung der Felder aus den Definitionen (2.7) und (2.9):

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Higgs}} &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h & (a) \\ &+ \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) v^2 Z_\mu Z^\mu - \lambda v^2 h^2 & (b) \\ &+ \frac{1}{2} g^2 v h W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v h Z_\mu Z^\mu & (c) \\ &+ \frac{1}{4} g^2 h^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) h^2 Z_\mu Z^\mu & (d) \\ &- \lambda v h^3 - \frac{1}{4} \lambda h^4 & (e) \\ &+ \text{konstanter Term.} & (f) \quad (2.16)\end{aligned}$$

Sehen wir uns die Summanden der Gleichung genauer an. Zunächst findet man einen kinetischen Term des Higgs-Boson-Feldes h (a), gefolgt von Massentermen für das W^\pm -, Z - und Higgs-Boson (b). Diese ergeben sich damit als:

$$m_W = \frac{1}{2} v g \quad (2.17)$$

$$m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (2.18)$$

$$m_H = v \sqrt{2\lambda} = \sqrt{-2\mu^2}. \quad (2.19)$$

Die nächsten drei Zeilen in Gleichung 2.16 charakterisieren die Kopplungen des Higgs-Feldes an sich selbst und an die Eichbosonen: Zeile (c) beschreibt trilineare HW^+W^- - und

HZZ-Kopplungen. Terme, die quadrilinearen HHW^+W^- - und $HHZZ$ -Vertizes entsprechen, findet man in Zeile (d) und schließlich gibt es die Selbstwechselwirkungen des Higgs-Feldes durch HHH - und $HHHH$ -Kopplungen (e). Der konstante Term in der letzten Zeile liefert keinen Beitrag zu den Bewegungsgleichungen.

Da nach Konstruktion das Photon-Feld A_μ auch nach der Symmetriebrechung masselos bleiben soll, erscheint es nicht in Gleichung (2.16):

$$m_\gamma = 0.$$

Dies erreichte man durch die Wahl des $U(1)_{EM}$ -symmetrischen Vakuums, wodurch die $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Symmetrie der Higgs-Lagrange-Dichte gerade so gebrochen wurde, dass die Symmetriegruppe $U(1)_{EM}$ der QED erhalten bleibt. Das Photon ist gerade das mit dieser Symmetrie assoziierte Eichboson. Durch die spontane Symmetriebrechung des Vakuums wurde den W^\pm - und Z -Bosonen eine Masse gegeben. Die Eichsymmetrie der Lagrange-Dichte bleibt dabei erhalten. Die drei massiv gewordenen Eichbosonen haben durch den jeweiligen zusätzlichen longitudinalen Freiheitsgrad die drei ursprünglichen Goldstone-Bosonen in der Theorie absorbiert.

Zusätzlich zur Erklärung der Massen der Eichbosonen liefert der beschriebene Mechanismus eine Bestimmung des häufig verwendeten ρ -Parameters. Aus den Gleichungen 2.17 und 2.18 ergibt sich zusammen mit 2.10 :

$$\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_w} = 1. \quad (2.20)$$

Wenn man nun noch radiative Korrekturen berücksichtigt, findet man eine geringe Abweichung vom Wert 1. Bei der indirekten Higgs-Massen-Bestimmung, die in Abschnitt 2.6.2 behandelt werden wird, hat diese Abweichung eine tragende Bedeutung.

Im Standardmodell ist die Kopplung λ ein freier Parameter der Theorie, der experimentell bestimmt werden muss. Dies entspricht einer Bestimmung der Higgs-Boson-Masse, die nicht vorhergesagt wird. Man kann aber weitere theoretische Überlegungen anstellen, um den möglichen Massenbereich einzuschränken (Vgl. Abschnitt 2.6.1). Sinn und Zweck der Einführung des Higgs-Mechanismus war unter anderem die Erklärung der Massen der Eichbosonen, die nun gelingt. Zunächst findet man aus dem Vergleich der Kopplungen in der Fermi-Theorie des β -Zerfalls [26] und dem GSW-Modell im niederenergetischen Grenzfall die Beziehung

$$\frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}.$$

Hier ist G_F die aus dem Myonzerfall bekannte Fermi-Konstante $G_F = 1.16639(1) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Jetzt kann der Vakuumerwartungswert v unter Berücksichtigung von 2.17 bestimmt werden:

$$v = (\sqrt{2} G_F)^{-1/2} \approx 246 \text{ GeV}.$$

Daraus wiederum erhält man mit 2.11 und einer Messung des schwachen Mischungswinkels θ_w die Werte der Eichbosonmassen nach 2.17 bzw. 2.18.

Wie am Ende des vorherigen Abschnitts angedeutet, ist es mit dem Higgs-Mechanismus überdies möglich, den *Fermionen* durch genau dasselbe Higgs-Dublett Masse zu geben, das auch den W^\pm - und Z -Bosonen ihre Masse verleiht. Man führt dazu Yukawa-Kopplungen der links- und rechtshändigen Fermionen an das Higgs-Dublett (2.12) bzw. an das dazu

ladungskonjugierte Dublett

$$\Phi_C = i\tau_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \bar{\phi}^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix}$$

ein. Dies erreicht man durch eine Erweiterung der Higgs-Lagrange-Dichte um

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & -g_e \left[(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R(\phi^-, \bar{\phi}^0) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right] \\ & -g_d \left[(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_R + \bar{d}_R(\phi^-, \bar{\phi}^0) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right] \\ & -g_u \left[(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \bar{\phi}^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix} u_R + \bar{u}_R(\phi^0, -\phi^+) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right]. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Setzt man nun wieder die Entwicklung um den Vakuumerwartungswert 2.15 ein, so bekommt man:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{1}{\sqrt{2}}g_e v \bar{e}e - \frac{1}{\sqrt{2}}g_d v \bar{d}d - \frac{1}{\sqrt{2}}g_u v \bar{u}u \quad (a)$$

$$- \frac{1}{\sqrt{2}}g_e \bar{e}eh - \frac{1}{\sqrt{2}}g_d \bar{d}dh - \frac{1}{\sqrt{2}}g_u \bar{u}uh. \quad (b)$$

Die Masse eines Fermions f kann man aus Zeile (a) wie folgt ablesen:

$$m_f = \frac{1}{\sqrt{2}}g_f v. \quad (2.22)$$

Aus Zeile (b), welche die Kopplungen des Higgs-Boson-Feldes an die Fermionen beschreibt, erkennt man unter Berücksichtigung der Gleichung 2.22, dass die Kopplungen proportional zur Masse der Fermionen sind. Analog kann man Ausdrücke für die zweite und dritte Generation errechnen. Leider können aber die Fermionmassen mit Hilfe des Standardmodells nicht berechnet werden, weil die Kopplungskonstanten g_f freie Parameter sind.

Schließlich lässt sich aus den Einzelstücken das Gesamtpuzzle in Form einer vollständigen Lagrange-Dichte der GSW-Theorie zusammensetzen [7, 8]:

$$\mathcal{L}_{\text{GSW}} = -\frac{1}{4} \sum_{j=1}^3 W_{\mu\nu}^j W_j^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (a)$$

$$+ \bar{L} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g \sum_{j=1}^3 \frac{\tau_j}{2} W_\mu^j - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L + \bar{R} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R \quad (b)$$

$$+ \left| \left(i \partial_\mu - g \sum_{j=1}^3 \frac{\tau_j}{2} W_\mu^j - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 - V(\Phi) \quad (c)$$

$$- (g_1 \bar{L} \Phi R + g_2 \bar{L} \Phi_C R + \text{h. c.}). \quad (d)$$

In der Gleichung ist ein linkshändiges Fermion-Dublett mit L und ein rechtshändiges Fermion-Singlett mit R bezeichnet. Der erste Summand (a) wird gebildet aus einem kinetischen Term für Photonen, W^\pm -, Z-Bosonen sowie der Selbstwechselwirkung der W^\pm - und Z-Bosonen. Ein kinetischer Term für die Fermionen und des Weiteren deren Wechselwirkung mit den Eichbosonen finden sich im zweiten Summanden (b). Dann erkennt man

die Massen der Eichbosonen und des Higgs-Teilchens, sowie die Kopplungen der Eichbosonen an das Higgs-Boson und dessen Selbstwechselwirkung als Bausteine der Zeile (c). Und schließlich hat man die Massen der Fermionen und deren Kopplungen an das Higgs-Boson in den Termen (d).

Der praktische Erfolg des Higgs-Mechanismus und damit der Möglichkeit, die Entstehung der Boson- und Fermionmassen zu erklären, hängt natürlich ganz entscheidend davon ab, ob es gelingen wird, das Higgs-Boson als Teilchen in einem Experiment nachzuweisen. Denkbar ist aber auch, dass das Higgs-Feld komplizierter, etwa aus anderen Teilchen zusammengesetzt, aufgebaut sein könnte, was den direkten Nachweis des Higgs-Teilchens schwieriger machen würde.

Für eine solche Ausweitung des Problems besteht aber noch keine Notwendigkeit, da das Suchfenster im Massenspektrum für das Higgs noch nicht ganz geschlossen wurde. Ein großer Massenbereich, in dem sich das Higgs-Boson befinden könnte, wurde von den LEP-Experimenten durchsucht und ausgeschlossen. In naher Zukunft wird sich die Higgs-Suche am Tevatron abspielen. Doch falls man es dort nicht finden sollte, wird erst der 2007 ans Netz gehende LHC-Beschleuniger mit den beiden Detektoren ATLAS und CMS Gewissheit über die Existenz oder Nicht-Existenz des Higgs-Bosons für den gesamten noch möglichen Massenbereich geben.

Im Folgenden soll nun beschrieben werden, wie man das vom Standardmodell vorhergesagte Teilchen am LHC-Beschleuniger bei verschiedenen Schwerpunktsenergien produzieren kann.

2.4 Higgs-Produktion beim LHC

Es gibt nur einige Produktions-Mechanismen, mit denen das Higgs-Boson am LHC mit einem messbaren Wirkungsquerschnitt produziert werden kann [27]. Jeder dieser Mechanismen nutzt die Eigenschaft des Higgs-Bosons aus, an Teilchen mit großer Masse zu koppeln. Dies sind entweder massive Vektor-Bosonen (W^\pm und Z) oder massive Quarks (insbesondere t -Quarks). Die Mechanismen sind:

1. Gluon-Gluon-Fusion
2. WW - und ZZ -Fusion
3. assoziierte Produktion mit W^\pm - oder Z -Bosonen
4. assoziierte Produktion mit $t\bar{t}$ -Paaren

Die entsprechenden Feynman-Graphen sind in Abbildung 2.6 zu sehen. Es gibt verschiedene Unsicherheiten in den Raten dieser Prozesse, wobei keine dieser Unsicherheiten besonders groß ist. Die wichtigsten sind zum einen die ungenaue Kenntnis der Gluon-Verteilung bei kleinem x (Bjorkenvariable), die wichtig ist für ein Higgs mit mittlerer Masse. Zum anderen ist es der Effekt unbekannter QCD-Korrekturen höherer Ordnung. Soweit sie sich in NLO berechnen lassen, finden sich die Produktionswirkungsquerschnitte in Abbildung 2.7 wieder. Der Gluon-Gluon-Fusionsprozess dominiert über den gesamten Higgs-Massenbereich, gefolgt von WW - bzw. ZZ -Fusion, die bei sehr großen Higgs-Massen in vergleichbarer Größenordnung kommen. Die Wirkungsquerschnitte der übrigen Mechanismen (WH , ZH und $t\bar{t}H$) sind viel kleiner, und zwar zwischen einer (für $m_H \simeq 50$ GeV) und fast drei (für $m_H \simeq 1000$ GeV) Größenordnungen.

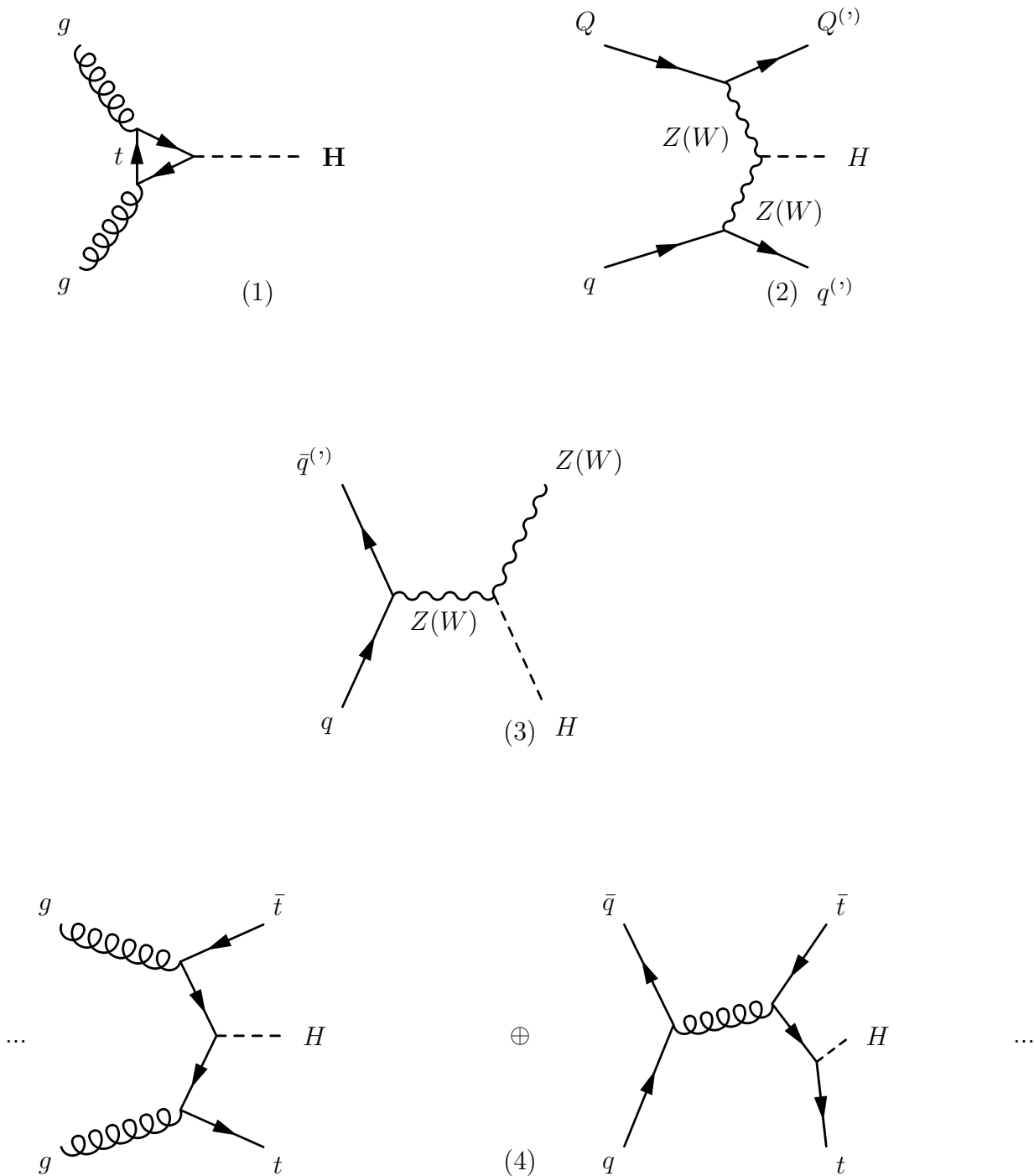


Abbildung 2.6: Alle vier Higgs-Produktions-Graphen, die zu einem messbaren Wirkungsquerschnitt bei LHC führen. Im Einzelnen: (1) Gluon-Gluon-Fusion; (2) WW - und ZZ -Fusion; (3) assoziierte Produktion mit W - bzw. Z -Bosonen; (4) assoziierte Produktion mit $t\bar{t}$ -Paaren. Sie alle beruhen auf der Eigenschaft des Higgs, an schwere Teilchen zu koppeln.

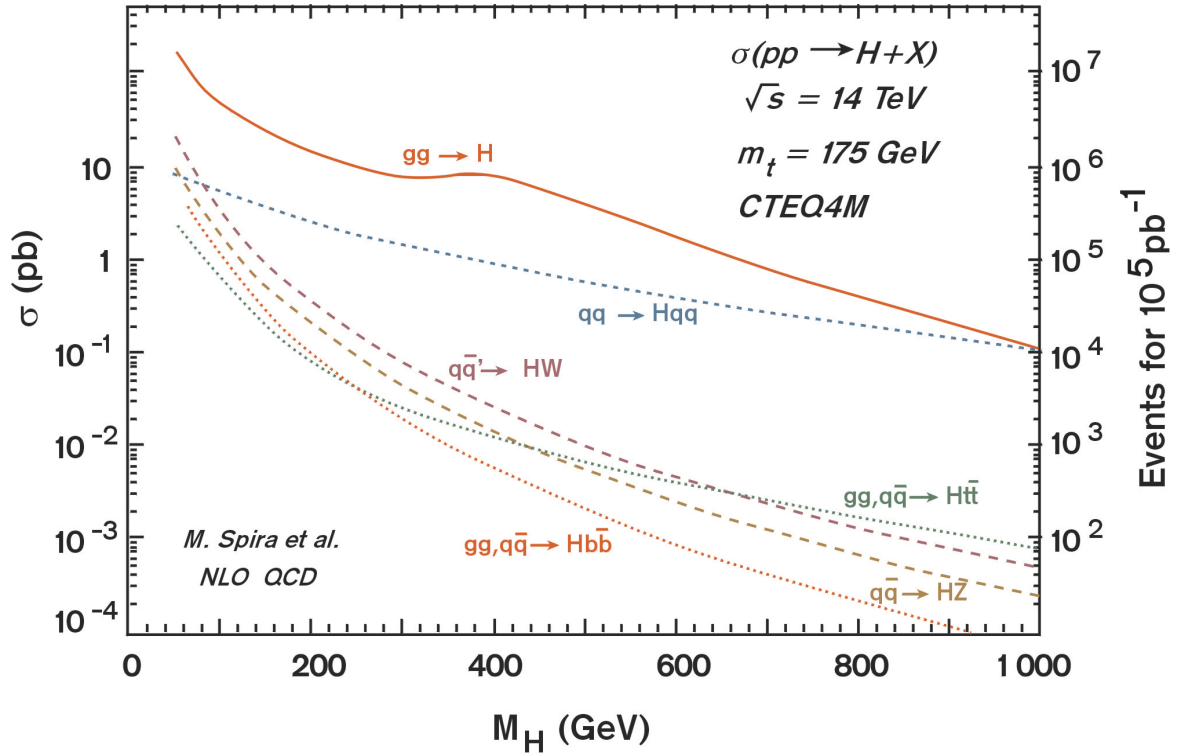


Abbildung 2.7: In diesem Diagramm sind die Wirkungsquerschnitte für die beschriebenen Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons bei LHC als Funktion der Higgs-Masse dargestellt. Wie man sieht, ist der vorwiegende Prozess über den gesamten angezeigten Massenbereich die Gluon-Fusion gefolgt von W - und Z -Fusion [27].

2.5 Higgs-Zerfall

Bei der Suche nach dem Higgs-Boson muss das Augenmerk natürlich auch darauf gerichtet werden, wie dieses nachgewiesen werden kann. Man muss also alle möglichen Zerfälle und deren Wahrscheinlichkeiten kennen, da man es zum zweifelsfreien Nachweis von anderen zerfallenden Teilchen unterscheiden will.

Sehen wir uns zunächst den oberen Teil von Abbildung 2.8 an. Dargestellt ist in Abhängigkeit von der Masse des Higgs-Bosons dessen Zerfallsbreite:

$$\Gamma(H) = 1/\tau_H,$$

welche umgekehrt proportional zu seiner Lebensdauer τ_H ist. Je größer die Masse des Higgs-Bosons ist, um so mehr Kanäle stehen für den Zerfall zur Verfügung, was zu einer geringeren Lebensdauer bzw. einer höheren Zerfallsbreite führt. Damit hängt die Lebensdauer des Higgs-Bosons von seiner Masse ab. Sobald ein neuer Zerfallskanal erschlossen wird, nimmt die Breite $\Gamma(H)$ stark und sprunghaft zu.

Da die Stärke der Kopplung des Higgs-Teilchens an Fermionen proportional zu deren Masse ist, erkennt man im unteren Teil der Abbildung 2.8, dass das Higgs-Boson bevorzugt in die schwersten bei der jeweiligen Higgs-Masse zugänglichen Teilchen zerfällt. Die Verzweungsverhältnisse $\text{Br}(H)$ sind für Higgs-Massen größer als 50 GeV im Einzelnen gezeigt.

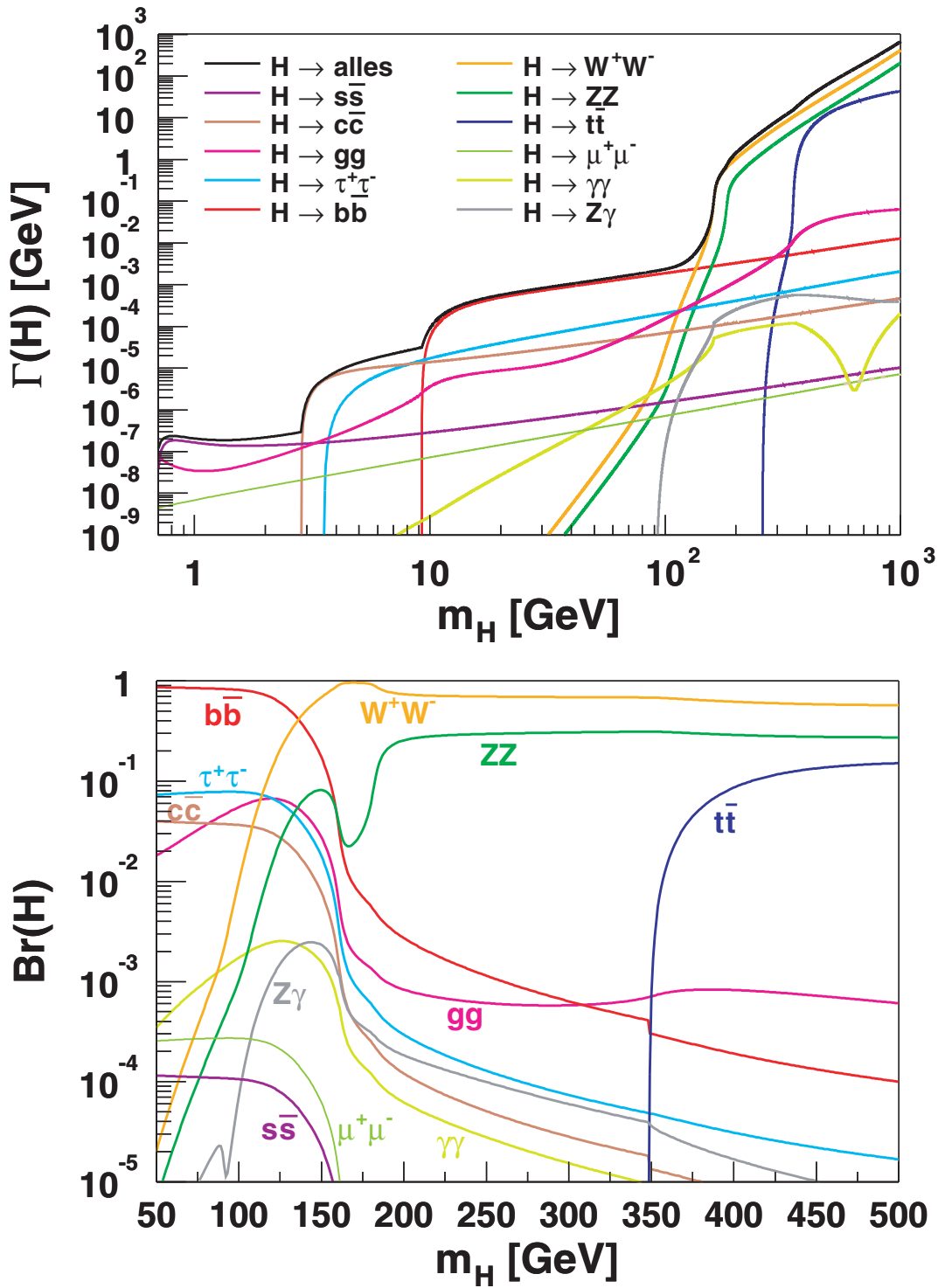


Abbildung 2.8: Das obere Diagramm stellt die totale Zerfallsbreite $\Gamma(H)$ des Higgs-Bosons als Funktion der Higgs-Masse sowie die wichtigsten partiellen Breiten dar. Unten sieht man die Verzweungsverhältnisse $Br(H)$ für die unterschiedlichen Zerfallskanäle als Funktion der Higgs-Masse. Um die Breiten zu berechnen, wurde das Programm HDECAY [28] verwendet, während für die Verzweungsverhältnisse die Software HZHA [29] benutzt wurde.

Mit Hilfe der LEP-Daten, die zwischen 1990 und 2000 aufgezeichnet wurden, konnte bereits ein leichtes Higgs-Boson ausgeschlossen werden. Das erreichte Massenlimit liegt bei

$$m_H > 114,4 \text{ GeV} \quad \text{mit } 95 \% \text{ CL},$$

was durch eine Kombination der vier LEP-Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL erreicht wird. Für Higgs-Massen unter 100 GeV wird hier daher nicht mehr auf die zahlreichen, unterschiedlichen Möglichkeiten des Zerfalls und die damit verbundenen Fallunterscheidungen eingegangen. Man kann sie in [30] und [31] nachlesen.

Im Bereich unterhalb dieser Massengrenze bis hin zu einer Masse von etwa 135 GeV dominiert der Zerfall in Fermionen, insbesondere in $b\bar{b}$ -Paare. In niedrigster Ordnung ist die fermionische Zerfallsbreite [32, 33] gegeben durch

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_C}{4\sqrt{2}\pi} m_f^2 m_H \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}\right)^{3/2} \quad \text{für } 2m_f < m_H.$$

Hier ist der Farbfaktor N_C für Leptonen 1 und für Quarks 3. Der Wert der laufenden Quarkmasse bei der Higgsmasse $m_{q_{m_H}}$ stellt zusammen mit QCD-Korrekturen beim Zerfall in Quarks eine wesentliche Unsicherheit dar. Das Higgs-Boson zerfällt etwa ab einer Masse von $m_H = 2m_Z$ bis zur $t\bar{t}$ -Schwelle fast ausschließlich in W^+W^- - und ZZ -Paare¹³. Aber auch unterhalb der zweifachen Z-Masse ist dieser Zerfallskanal wichtig, insbesondere für Hadronbeschleuniger wie den LHC. Schließlich kann das Higgs-Boson auch in virtuelle Z-Bosonen, die nicht auf ihrer Massenschale liegen, zerfallen. Der Grund für die Wichtigkeit ist, dass das Z-Paar weiter in Leptonen zerfallen kann und diese dann besonders klar im Detektor nachgewiesen werden können.

Die bosonischen Breiten ergeben sich nach [32, 33] zu

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_F m_H^3}{64\sqrt{2}\pi} \delta_V \left(4 - 4\frac{4m_V^2}{m_H^2} + 3\left(\frac{4m_V^2}{m_H^2}\right)^2\right) \left(1 - \frac{4m_V^2}{m_H^2}\right)^{1/2}. \quad (2.23)$$

V wird als gemeinsames Symbol sowohl für W^\pm - als auch Z-Bosonen benutzt. δ_V hat den Wert 2 für W-Bosonen und den Wert 1 für Z-Bosonen. Für $m_H \gg 2m_Z$ kann man daher nähern:

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) \approx 2\Gamma(H \rightarrow ZZ) \approx \frac{G_F m_H^3}{8\sqrt{2}\pi}.$$

Die Formeln für die Zerfallsbreiten im Fall des Zerfalls in virtuelle W- bzw. Z-Bosonen sind wesentlich komplexer als 2.23 und finden sich in [32, 33, 34].

Weil das Higgs-Boson nicht an masselose Teilchen koppelt, gibt es in niedrigster Ordnung keine Zerfälle des Higgs-Bosons in masselose Teilchen. In nächster Ordnung werden aber über Schleifenprozesse Zerfälle in Gluonen und Photonen möglich. Der Zerfall in Gluonen geschieht fast ausschließlich über den in Abbildung 2.9 dargestellten Dreiecksgraphen mit einem umlaufenden Top-Quark. Man kann hier die Beiträge der leichteren Quarks vernachlässigen. In niedrigster Ordnung tragen zum $\gamma\gamma$ -Zerfall drei Schleifenprozess-Graphen bei. In Abbildung 2.9 sieht man den Graphen mit einem W-Boson-Dreieck. Des Weiteren spielt der analoge Graph mit einem umlaufenden Top-Quark eine Rolle, da dieses das schwerste Quark ist, und schließlich ein W-Schleifengraph mit $W^+W^-\gamma\gamma$ -Vertex. Aufgrund des hohen Untergrundes spielen Higgs-Zerfälle in Gluonen

¹³ m_Z ist die Masse des Z-Bosons (≈ 91 GeV; Vgl. Tabelle 2.4).

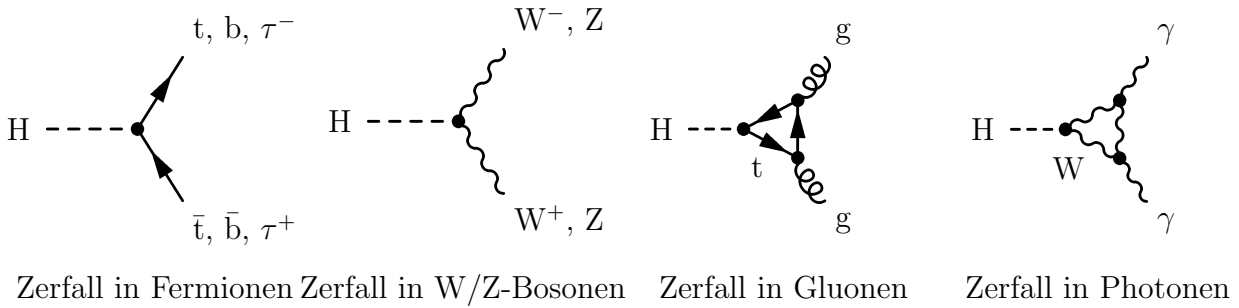


Abbildung 2.9: Zu sehen sind die bedeutsamsten Zerfallskanäle des Higgs-Bosons. In masselose Teilchen wie Gluonen und Photonen kann das Higgs nur über Schleifenprozesse zerfallen.

bei LHC nur eine untergeordnete Rolle. Der Zerfall in Photonen ist aber wegen einer möglichen Trennung von den vorwiegend hadronischem Ereignissen bei einem Proton-Proton-Beschleuniger wie LHC interessant.

Zusammenfassend sind die vielversprechendsten Signaturen, die eine Higgs-Entdeckung bei LHC erlauben sollten:

1. $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$,
2. $q\bar{q}' \rightarrow WH \rightarrow \ell\nu\ell\gamma\gamma$ und $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu\ell\gamma\gamma X$,
3. $q\bar{q}' \rightarrow WH \rightarrow \ell\nu\ell b\bar{b}$ und $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}WW \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}\ell\nu\ell X$,
4. $gg \rightarrow H \rightarrow Z^{(*)}Z^{(*)} \rightarrow \ell^+\ell^-\ell'^+\ell'^-$, mit $\ell, \ell' = e$ oder μ ,
5. $gg \rightarrow H \rightarrow W^{(*)}W^{(*)} \rightarrow \ell^+\nu\ell'\bar{\nu}\ell'$, mit $\ell, \ell' = e$ oder μ ,
6. $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\ell'\bar{\nu}\ell'$, wo $\ell = e$ oder μ und $\ell' = e, \mu$ oder τ .

Besondere Bedeutung kommt der vierten Signatur in der Liste zu. Handelt es sich bei den vier Leptonen nämlich um Myonen, ist eine exzellente Trennung vom Untergrund möglich, da Myonen, anders als hadronische Teilchen, problemlos durch die massive Spule und das Rückflussjoch des Detektormagneten propagieren und dann im äußeren Myonsystem nachgewiesen werden können. Damit bekommt man auch ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Aus diesem Grund wird dieser Kanal ($H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$) auch als „goldener Kanal“ bezeichnet. Er hat zwar einen geringen Wirkungsquerschnitt (Vgl. Abb. 2.10), aber dafür eine äußerst klare Signatur. In Kapitel 4 wird genauer auf diesen Kanal eingegangen. Deshalb hat man beim ATLAS-Experiment und beim CMS-Detektor großen Wert auf das Myonsystem gelegt.

2.6 Einschränkungen des Massenbereichs für das Higgs-Boson

Auf der Suche nach dem Higgs-Boson ist eine Einschränkung des zu überprüfenden Massenbereichs sinnvoll. Zwar ist die Higgs-Masse im Standardmodell ein freier Parameter,

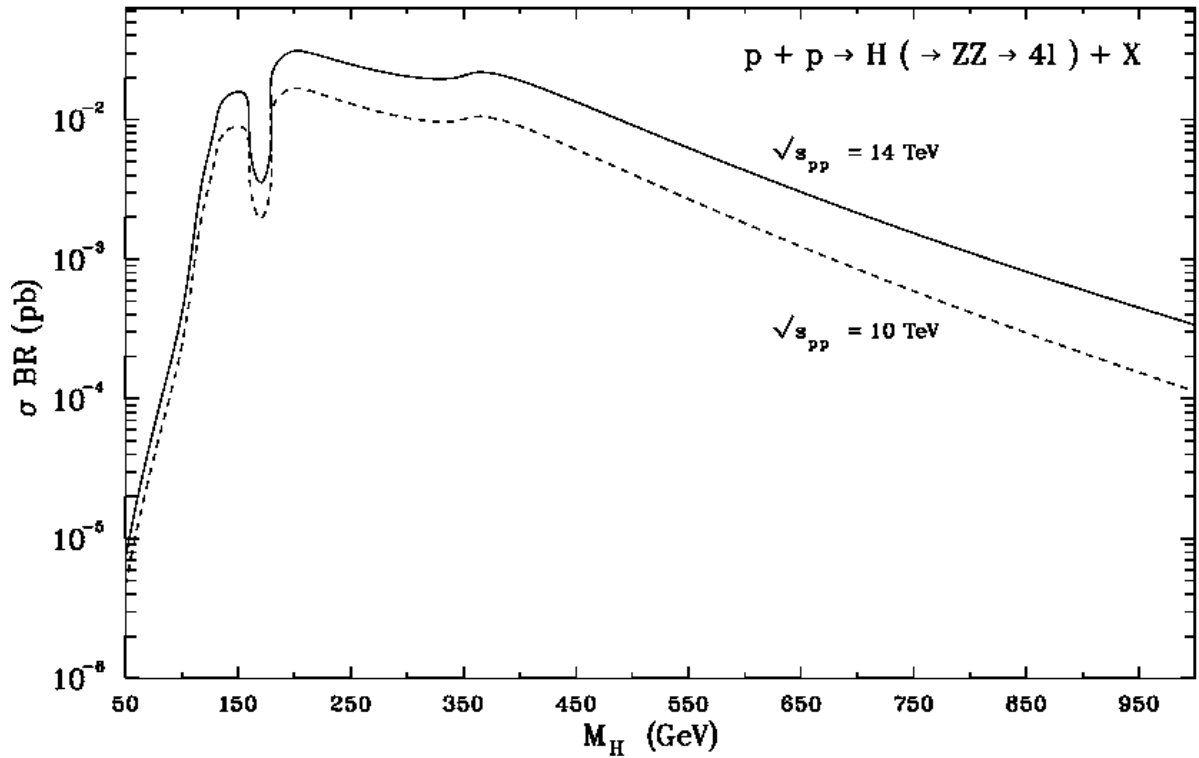


Abbildung 2.10: Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow h \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu^{+/-}$ für eine Schwerpunktsenergie von 14 bzw. 10 TeV als Funktion der Higgs-Masse [27].

doch es gibt sowohl von theoretischer als auch von experimenteller Seite relativ enge Schranken für das Teilchen.

2.6.1 Theoretische Einschränkungen

In den bisher diskutierten Abschnitten wurde für die Berechnungen im Wesentlichen nur die niedrigste Ordnung berücksichtigt. Es wurden noch keine Quantenkorrekturen mit einbezogen. Tut man dies, so findet man, dass diese Korrekturen zu Instabilitäten in der Theorie führen können. Schließt man solche Instabilitäten axiomatisch aus, so ergeben sich Einschränkungen an die Kopplungskonstante λ aus Gleichung 2.19 und damit an die Higgs-Masse m_H .

Trivialitätsgrenze

Der Einfachheit halber soll das Standardmodell ohne Eichbosonen und Fermionen, also auf dem rein skalaren Sektor, betrachtet werden. Die Kopplungskonstante λ ändert sich wegen der Selbstwechselwirkung des skalaren Higgs-Feldes h mit der Energieskala Q . In erster Ordnung ergibt sich diese Variation durch die Renormierungsgruppengleichung

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2}, \quad (2.24)$$

wobei die Abkürzung $t \equiv \log \frac{Q}{Q_0}$ benutzt wurde. Q_0 ist eine Referenzskala, für die oft der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes v gewählt wird. Man erhält als Lösung der

Differentialgleichung eine Funktion

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(Q_0)}{1 - \frac{3\lambda(Q_0)}{4\pi^2} \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)}, \quad (2.25)$$

die an der Stelle

$$Q_{\text{Pol}} = Q_0 \exp\left(\frac{2\pi^2}{3\lambda(Q_0)}\right)$$

eine Singularität besitzt. Dieser Pol wird *Landau-Pol* genannt. Damit divergiert die Funktion 2.25 an dieser Stelle. Die einzige Möglichkeit, dies zu verhindern, ist, zu fordern, dass $\lambda(Q_0) \rightarrow 0$ geht. Doch leider ist die sich für diesen Fall ergebende Theorie trivial, denn sie beschreibt keinerlei Wechselwirkung mehr.

Dieses Dilemma kam zustande, da gefordert wurde, dass die Theorie über die gesamte Energieskala gültig sein muss. Fordert man stattdessen, dass die Theorie bis zu einer Energieskala Λ (ab der *neue Physik* auftritt) keinen Landau-Pol besitzt, so findet man mittels Verwendung der Relation 2.19 eine Grenze für die Higgs-Masse m_H [31]:

$$m_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right)}.$$

Hier wurde die Referenzskala $Q_0 = v$ benutzt. Um zu einem Zahlenwert zu gelangen, ist es sinnvoll zu fordern, dass es bis zur Großen Vereinheitlichungs-Skala¹⁴, d. h. bis 10^{16} GeV keine neue Physik gibt. Man erhält ein oberes Higgs-Massen-Limit von $m_H < 160$ GeV. Wenn man beispielsweise die Gültigkeit des Standardmodells nur bis $\Lambda = 1$ TeV fordert, so schwächt sich dieses Limit auf $m_H < 750$ GeV ab.

Man sollte hierbei beachten, dass es sich um eine recht grobe Abschätzung handelt, insofern, als die Störungstheorie hier bis an den Rand der Gültigkeit ausgereizt wird. Denn eigentlich ist die Theorie so nicht mehr perturbativ behandelbar, weil λ bei hohen Higgs-Massen zu groß wird. Dennoch liefern auch gittereichtheoretische Berechnungen obere Higgs-Massen-Limits in vergleichbarer Größenordnung, und die dort verwendeten Methoden sind nicht-perturbativ. Ein Blick in die Literatur [35] zeigt eine obere Massengrenze von $m_H < 640$ GeV, was offensichtlich mit der hier durchgeführten Abschätzung vergleichbar ist.

Zur Vereinfachung der Abschätzung waren wir bis hier von einer rein skalaren Theorie ausgegangen, was sicherlich nicht das realistischste Szenario ist. Stattdessen kann man zur kompletten Lagrange-Dichte des Standardmodells übergehen, wobei natürlich Gleichung 2.24 und damit die Abschätzung komplizierter wird. Sinnvollerweise kann man aber alle fermionischen Beiträge außer denen des (schweren) Top-Quarks vernachlässigen, da das Higgs-Boson an die Masse koppelt. Man erhält:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left[12\lambda^2 + 12\lambda g_t^2 - 12g_t^4 - \frac{3}{2}\lambda(3g^2 + g'^2) + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \quad (2.26)$$

mit

$$g_t \equiv -\frac{m_t}{v}, \quad g = \frac{2 \cdot m_W}{v} \quad \text{und} \quad g^2 + g'^2 = \left(\frac{2 \cdot m_Z}{v}\right)^2.$$

¹⁴Dort laufen die drei Kopplungskonstanten in supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells auf einen gemeinsamen Wert zusammen.

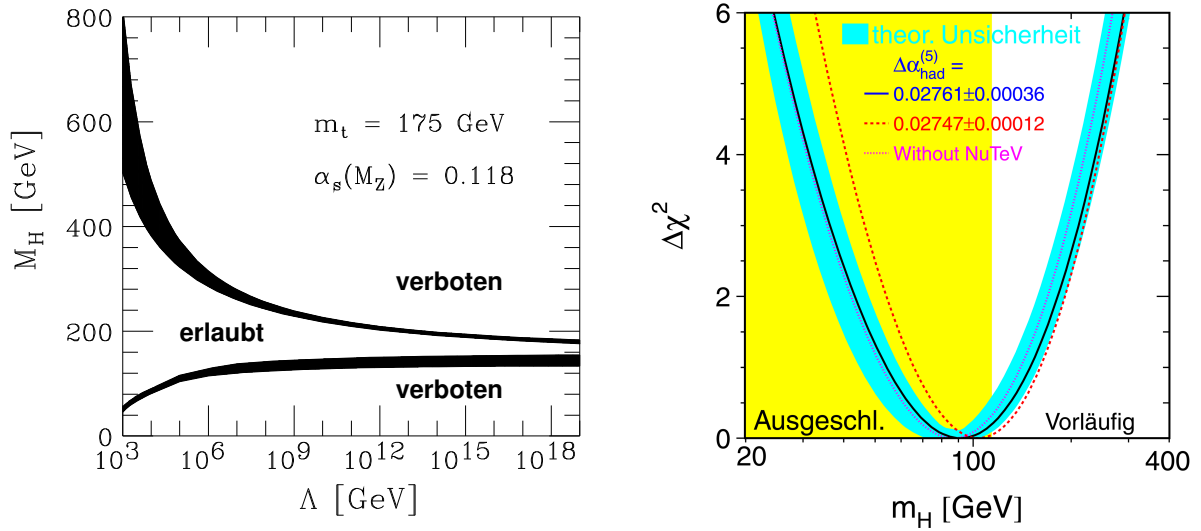


Abbildung 2.11: Links dargestellt sind die Grenzen an die Higgs-Boson-Masse als Funktion der Energieskala Λ , ab der Physik jenseits des Standardmodells auftritt [36]. Rechts ist $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$ als Funktion der Higgs-Masse zu sehen, wie man es für einen Standardmodell-Fit an elektroschwache Präzisionsdaten erhält [37].

Die Vereinfachung führt noch weiter, denn da eine obere Massengrenze gesucht wird und für schwere Higgs-Bosonen $\lambda > g_t, g, g'$ gilt¹⁵, darf 2.26 approximiert werden zu:

$$\frac{d\lambda}{dt} \approx \frac{\lambda}{16\pi^2} \left[12\lambda + 12g_t^2 - \frac{3}{2}(3g^2 + g'^2) \right]. \quad (2.27)$$

Die sich daraus ergebende Nullstelle der rechten Seite von 2.27 bei

$$\lambda_K = \frac{1}{8}(3g^2 + g'^2) - g_t^2$$

bildet einen besonderen Wert für die Kopplungskonstante λ . Denn λ wächst im Fall $m_H > m_H^K = v\sqrt{2\lambda_K}$ bei einer gewissen Energieskala über alle Grenzen an. Ähnlich wie schon zu Beginn dieses Abschnitts verfahren wurde, kann man nun fordern, dass die Theorie bis zu einer Energieskala Λ perturbativ sein soll. Aus dieser Bedingung findet man eine obere Schranke für die Higgs-Masse. Um aber numerische Werte für dieses Limit zu erhalten, muss man auch noch die Variation der Kopplungskonstanten g, g' und g_t mit einbeziehen. Das Ergebnis dieser Betrachtungen als Funktion des Parameters Λ ist auf der linken Seite in Abbildung 2.11 zu sehen.

Vakuumstabilitätsgrenze

Damit die im Higgs-Mechanismus enthaltene spontane Symmetriebrechung überhaupt vorliegen kann, muss der für diesen Fall nicht bei Null liegende Vakuumzustand V stabil sein. Das heißt:

$$V(v) < V(0). \quad (2.28)$$

¹⁵Nach Gleichung 2.19 ist $\lambda \propto m_H^2$.

Hieraus lässt sich eine untere Schranke für die Higgs-Masse herleiten. Man kann nämlich zunächst 2.26 wegen $\lambda < g_t, g, g'$ abschätzen mit

$$\frac{d\lambda}{dt} \approx \frac{1}{16\pi^2} \left[-12g_t^4 + \frac{3}{16} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right].$$

und erhält dann durch Lösen dieser Gleichung

$$\lambda(\Lambda) = \lambda(v) + \frac{1}{16\pi^2} \left[-12g_t^4 + \frac{3}{16} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \log \left(\frac{\Lambda^2}{v^2} \right).$$

Bedingung 2.28 ist äquivalent zu der Forderung, dass für alle Energieskalen $\lambda > 0$. Dann gilt dies aber insbesondere auch für die Skala Λ . Schließlich leitet man unter Benutzung von 2.19 die untere Higgs-Massen-Grenze

$$m_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[-12g_t^4 + \frac{3}{16} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \log \left(\frac{\Lambda^2}{v^2} \right).$$

ab. Auch hier muss man für eine genaue Analyse die Zwei-Schleifen-Renormierungsgruppen-Gleichung und das Laufen der anderen Kopplungskonstanten in die Rechnung mit einbeziehen. In Abbildung 2.11 auf der linken Seite ist das Ergebnis der Analyse dargestellt. Zahlenbeispiele sind für $\Lambda = 10^{16}$ GeV

$$m_H > 130.5 \text{ GeV} + 2.1(m_t - 174 \text{ GeV})$$

und für $\Lambda = 1$ TeV

$$m_H > 71 \text{ GeV} + 0.74(m_t - 174 \text{ GeV})$$

[38, 39, 40]. Folglich gibt es nur ein recht schmales Higgs-Massen-Band $130 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 170 \text{ GeV}$, in dem das Standardmodell bis zu Energien von 10^{19} GeV noch Gültigkeit besitzen kann. Umgekehrt kann man, sollte ein Higgs-Boson außerhalb dieses Bandes gefunden werden, dies als Hinweis auf *neue Physik* jenseits des Standardmodells schon bei wesentlich kleineren Energieskalen verstehen. Eine umfassendere Darstellung der Ableitung von Higgs-Massen-Limits findet man in [36, 41].

2.6.2 Experimentelle Einschränkungen aus elektroschwachen Fits

Wenn man annimmt, dass das Higgs-Boson existiert, so sollte es durch Strahlungskorrekturen Einfluss auf elektroschwache Observablen haben. Man kann etwa Strahlungskorrekturen zur Fermi-Konstanten G_F in folgender Form berücksichtigen:

$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} \cdot (1 - \Delta r) \cdot m_W^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} \right)},$$

wobei Δr für die elektroschwachen Korrekturen steht. Δr lässt sich aufgrund der laufenden elektromagnetischen Kopplungskonstanten $\Delta\alpha$ in QED-Korrekturen und elektroschwachen Korrekturen aufteilen:

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2 \theta_w}{\sin^2 \theta_w} \Delta\rho + \Delta r_{\text{Rest}}. \quad (2.29)$$

Mit Δr_{Rest} sind die restlichen elektroschwachen Korrekturen zusammengefasst, die deutlich kleiner als die im Folgenden diskutierten ausfallen, aber dennoch nicht vernachlässigt

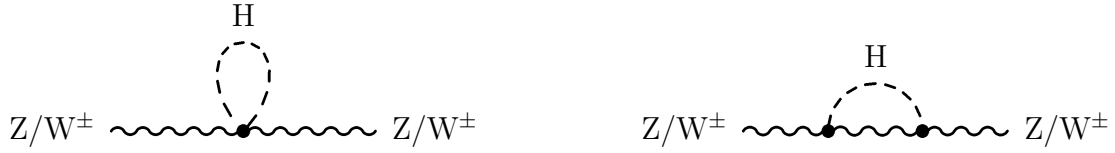


Abbildung 2.12: Vakuumpolarisationsgraphen des W^\pm - und Z -Bosons, die ein Higgs-Boson beinhalten.

werden dürfen. $\Delta\alpha$ gibt die Änderung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten aufgrund von Vakuumpolarisationseffekten wieder und beschreibt das Laufen von α mit der Energieskala Q^2 :

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha}.$$

Der größte Beitrag zu $\Delta\alpha$ stammt von Schleifen der fünf leichten Quarks und wird mit $\Delta\alpha_{\text{had}}^5$ bezeichnet. In Gleichung 2.29 kann man den 2. Summanden auf eine Korrektur des ρ -Parameters durch die Brechung der Isospin-Symmetrie in den Fermion-Dubletts mit großer Massendifferenz zurückführen. Für ρ ergibt sich in niedrigster Ordnung der Wert 1 (siehe Gleichung 2.20). Die Abweichung von diesem Wert wird mit $\Delta\rho$ bezeichnet. Hier stammt der Hauptbeitrag zu dieser Abweichung vom Top-Quark. Es ergibt sich, dass er proportional zum Quadrat der Top-Masse m_t ist:

$$\Delta\rho^t = \frac{3G_F}{8\pi^2\sqrt{2}} m_t^2 + \dots$$

Nun leitet man aber auch eine Higgs-Massen-abhängige Korrektur ab:

$$\Delta\rho_{\text{Higgs}} = \frac{3\sqrt{2}G_F m_W^2}{16\pi^2} \frac{\sin^2 \theta_w}{\cos^2 \theta_w} \left(\ln \frac{m_H^2}{m_W^2} - \frac{5}{6} \right). \quad (2.30)$$

Sie stammt von den in Abbildung 2.12 dargestellten Vakuumpolarisationsgraphen der W^\pm - und Z -Bosonen. Da die Unsicherheiten auf die Top-Masse in den letzten Jahren signifikant kleiner geworden sind, kann man aufgrund dieser Higgs-Massen-Abhängigkeit mit Hilfe von χ^2 -Fits die Higgs-Masse aus den elektroschwachen Präzisionsdaten vorhersagen. Im Gegensatz zur Top-Masse geht die Higgs-Masse bei der W-Masse nur logarithmisch ein, wie man an obigen Gleichungen sehen kann. Daraus ergibt sich eine relativ große Unsicherheit für eine solche Bestimmung der Higgs-Masse. Aus den experimentellen Daten unter Annahme des Standardmodells liegt der abgeleitete Massen-Bereich für das Higgs-Boson bei [37]

$$m_H = 96_{-38}^{+60} \text{ GeV}$$

während man als obere Grenze

$$m_H < 219 \text{ GeV}$$

mit 95 % CL erhält.

Kapitel 3

Experiment

Die Energieskala, auf der neue Teilchenphysik erwartet werden kann, ist zur Zeit die TeV-Skala. Indem man zu höheren Energien vorstößt, kann man entscheidende neue Erkenntnisse erlangen. Da beim Ringbeschleuniger aufgrund der Synchrotronstrahlung erhebliche Strahlungsverluste auftreten, wird versucht, diese zu minimieren. Dazu gibt es im Prinzip zwei Möglichkeiten. Zum einen kann der Radius des Speicherringes vergrößert werden, zum anderen lassen sich Teilchen mit höherer Masse verwenden, da die abgestrahlte Energie proportional zur vierten Potenz der Masse abfällt.

Daraus erwachsen unter anderem folgende Schwierigkeiten. Leider sind die meisten schwereren Teilchen, wie das Proton, aus elementareren Bausteinen zusammengesetzt. In diesem Fall kennt man ad hoc nicht mehr die Ausgangsenergie bzw. den Ausgangsimpuls der wechselwirkenden Teilchen, bis auf die Tatsache, dass der Transversalimpuls p_T in guter Näherung null ist. Myonen sind zwar ebenfalls Kandidaten, um zur Kollision gebracht zu werden, jedoch ergeben sich aus der kurzen Lebensdauer der Myonen Schwierigkeiten bei der Realisierung eines Myon-Beschleunigers. Die größte Herausforderung ist es dabei, genügend dichte Myonen-Pakete zu erzeugen, bzw. die Myonen in der kurzen Lebensdauer zu kühlen¹. Wenn man stattdessen z.B. für einen e^+e^- -Beschleuniger den Radius weiter vergrößert, stößt man schnell an die Grenzen des im Sinne einer Kosten-Nutzen-Rechnung vertretbaren Aufwandes. Eine weitere Möglichkeit sind (bei gleicher Masse der Projektile) die kostspieligeren und technisch aufwendigeren Linearbeschleuniger, wie etwa das für die Zukunft geplante TESLA-Projekt [42].

3.1 Der LHC

Am CERN in Genf fiel die Entscheidung für höhere Massen, um die zu untersuchende Energieskala zu vergrößern. Dazu wird zur Zeit der sogenannte „Large Hadron Collider“, kurz LHC, aufgebaut. Dieser Beschleuniger wird in den bereits bestehenden 27 km langen Tunnel des LEP (Large Elektron Positron Collider) eingebaut (Vgl. Abbildung 3.1), in dem früher mit Elektronen und Positronen eine Schwerpunktsenergie von zuletzt etwa 208 GeV erzeugt wurde. Jetzt sollen Protonen auf eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV beschleunigt werden. Der Grund dafür, dass man Protonen aufeinander schießt und nicht Anti-Protonen und Protonen, ist zum einen, dass eine hohe Luminosität erzielt werden soll, und Anti-Protonen wesentlich schwieriger in großer Zahl herzustellen sind.

¹Kühlen heißt in diesem Fall, den nach der Erzeugung großen Impuls der Myonen senkrecht zur Strahlrichtung zu verkleinern, und die longitudinale Impulskomponente anzugleichen.

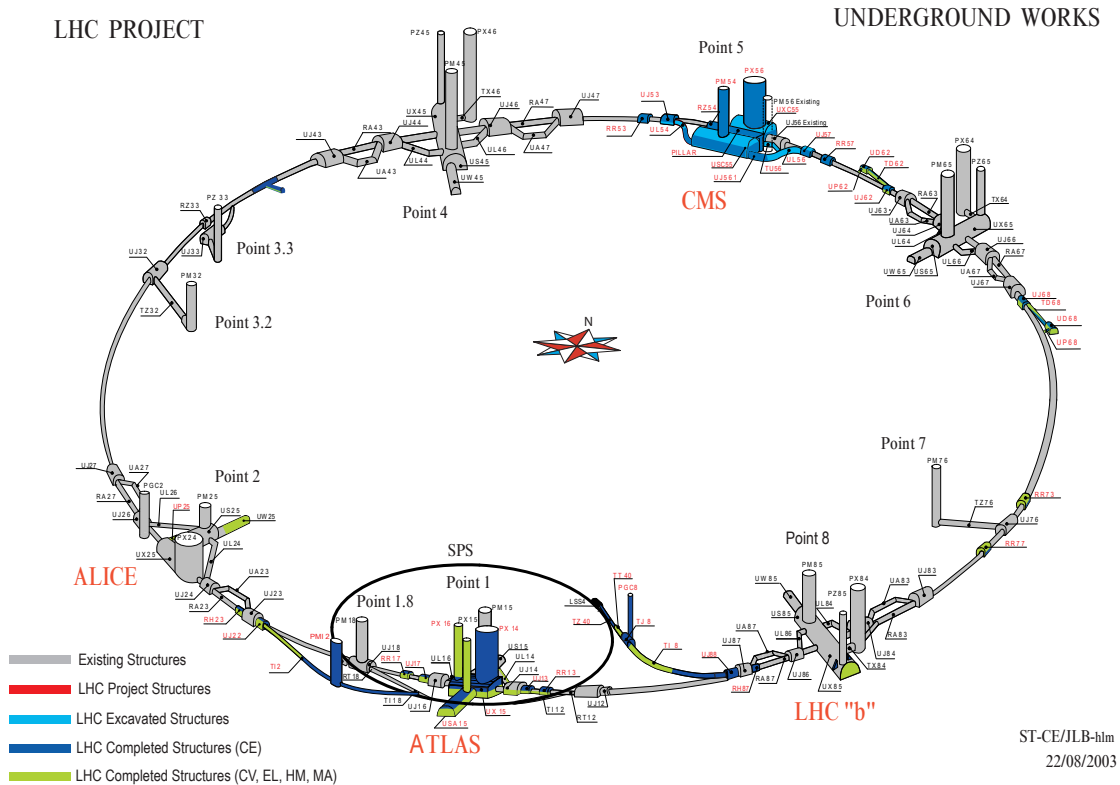


Abbildung 3.1: Der zukünftige LHC Speicherring mit seinen 4 Experimenten im bestehenden Tunnel des LEP Speicherrings [43].

Zum anderen werden bei dieser hohen Schwerpunktsenergie in einer Kollision sehr viele Teilchen erzeugt und es kommt weniger auf die Quantenzahlen der beiden einlaufenden Teilchen(pakete) an. Daher baut man einen Speicherring mit zwei getrennten Röhren, in denen jeweils entgegengerichtete Protonen beschleunigt werden. Damit die Protonen in zwei Richtungen laufen können, werden zwei Sätze von Umlenkmagneten benötigt, die die Teilchen auf einer Kreisbahn halten: einen Satz mit magnetischer Feldrichtung nach oben, einen mit Feldrichtung nach unten. Um die große Anzahl an Umlenkmagneten zu reduzieren, hat sich das CERN für Zwillingsmagnete entschieden, die beide Feldrichtungen anbieten und dafür technisch etwas aufwendiger sind. Die Entscheidung für Protonen wird mit einem wesentlich höheren Untergrund bezahlt, da Protonen ihrerseits aus Quarks und Gluonen bestehen, die für eine Vielzahl von Sekundärreaktionen sorgen.

Wenn zwei Teilchen-Pakete aus Protonen sich im Zentrum eines der Detektoren (bzw. Kollisionsexperimente - Siehe unten) kreuzen, stößt nur ein kleiner Bruchteil der Teilchen wirklich zusammen und produziert die gewünschten Ereignisse. Alle anderen Teilchen werden durch das starke elektromagnetische Feld des entgegengerichteten Strahls abgelenkt. Diese Ablenkung der Teilchen, die für dichtere Teilchenpakete stärker ist, kann zu merklichen Teilchenverlusten führen. In bisherigen Beschleuniger-Experimenten hat sich gezeigt, dass es aufgrund dieser Strahl-Strahl-Effekte eine Grenze für die Strahldichte gibt, wenn man eine ausreichend lange Strahl-Lebensdauer erreichen will. Dabei ist es vor allem bei Proton-Antiproton- und Elektron-Positron-Beschleunigern wichtig, eine möglichst über

24 Stunden lange Lebensdauer zu erreichen, während beim Proton-Proton-Beschleuniger die Strahlteilchen schnell und billig nachgefüllt werden können.

Da man nach sehr seltenen Teilchen sucht, muss die Luminosität gesteigert werden. Sie ist ein Maß für die Zahl der möglichen Wechselwirkungen pro Zeiteinheit, genauer werden die momentane Luminosität L und die integrierte Luminosität \mathcal{L} unterschieden. Die momentane Luminosität L ist das Verhältnis zwischen der Rate $\frac{dN}{dt}$ an Ereignissen und dem Wirkungsquerschnitt σ und es gilt:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L \quad \text{bzw.} \quad N = \sigma \int L dt = \sigma \mathcal{L}.$$

Die Wirkungsquerschnitte vieler physikalisch interessanter Reaktionen sind bei niedriger Luminosität zu klein, um sie messen zu können. Man strebt das hundertfache der LEP-Luminosität, also insgesamt $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, an. Dies wird erreicht, indem die Teilchenpakete sehr schnell aufeinander folgen. Der Abstand zweier Strahlkreuzungen beträgt nur 25 ns. In jedem Paket befinden sich etwa $1,1 \cdot 10^{11}$ Protonen und der erreichte Strahlstrom I_b aus Protonen wird 0,53 A betragen. Um die angestrebte Luminosität zu erreichen, muss der LHC so nahe wie möglich an der erwähnten Grenze aufgrund der Strahl-Strahl-Effekte betrieben werden.

Die Lebenszeit des Strahls soll 10 Stunden betragen. Während dieser Zeit vollführen die Teilchenpakete 400 Millionen Umdrehungen im Speicherring. Wichtig ist, dass die Amplitude der auftretenden Oszillationen der Protonen um die zentrale Umlaufbahn nicht signifikant wächst, weil das den Strahl schwächen und zu einer niedrigeren Luminosität führen würde. Dieses Ziel ist neben Strahl-Strahl-Effekten auch wegen winziger nicht-linearer Komponenten des Umlenk- und Fokussierungs-Magneten des Beschleunigers eine Herausforderung, denn diese Komponenten können die Bewegung der Strahl-Teilchen chaotisch beeinflussen. Nach vielen Umläufen kann wiederum Teilchen-Verlust die Folge sein. Um dem zuvor zu kommen, werden und wurden Computer-Simulationen am CERN durchgeführt, deren Ergebnisse benutzt werden, um Toleranzen für die Qualität der Magnete in der Entwicklungs- wie in der Produktionsphase zu definieren.

Dadurch dass der Wirkungsquerschnitt für inelastische Proton-Proton-Streuung wie beim LHC über weite Energiebereiche bekannt ist, kann man ausrechnen, wie viele Ereignisse pro Strahlkreuzung entstehen. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{inel}(pp)$ beträgt bei 14 TeV etwa 70 mb. Bei der besagten Luminosität ergibt das $L \cdot \sigma_{inel}(pp) = 7 \cdot 10^8 \text{ Hz}$, was zunächst 17,5 Ereignissen alle 25 ns entspricht. Allerdings sind nicht alle Protonpakete im Strahl vollständig gefüllt, so dass man sogar etwa 22 Ereignisse pro Strahlkreuzung erreichen will. Dies stellt enorme Anforderungen an die verwendeten Detektoren, insbesondere auch an das Auslöse- bzw. Auslesesystem (Trigger- bzw. DAQ-System).

Um die Protonen auf der vorgegebenen Kreisbahn zu halten, werden supraleitende Magnete benötigt. Diese wurden eigens für den LHC entwickelt. Als Supraleiter wird NbTi benutzt, der zwar mit seiner kritischen Temperatur von 9,6°K tiefer gekühlt werden muss als z.B. Nb₃Ge, aber nicht so spröde ist wie dieses, wodurch eine technische Realisierung erst möglich wird. Zur Kühlung wird statt flüssigem Wasserstoff supraflüdes Helium bei einer Temperatur von 1,9° K benutzt. Bei 14 TeV Schwerpunktsenergie soll das Magnetfeld der 14,3 m langen Hauptdipole 8,33 T betragen.

Der LHC soll ein bemerkenswert vielseitiger Beschleuniger werden. Es wird möglich sein, auch Schwerionen, wie etwa Blei, auf eine Schwerpunktsenergie von 1250 TeV zu beschleunigen, also etwa 30 mal mehr als der **Relativistic Heavy Ion Collider** (RHIC), der zur Zeit am Brookhaven Laboratory in den USA läuft. Durch einen Wiedereinbau des

LEP-Speicherringen könnte man Elektron-Proton-Kollisionen mit 1,5 TeV Energie erzeugen. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, sind insgesamt vier Kollisionsexperimente am LHC geplant. ATLAS (**A** Toroidal **LHC** Apparatu**S**) und CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) sollen bei hoher Luminosität betrieben werden. Das dritte Experiment LHCb („b“ wie B-Physik) ist speziell für die Untersuchung der CP-Verletzung im B_0 -System konzipiert worden. Und schließlich das Experiment ALICE (**A** Large Ion Collider **E**xperiment), das in den Bereich der Schwerionenphysik vorstoßen soll.

3.2 Der CMS-Detektor

Der CMS-Detektor ist ein universeller Proton-Proton-Detektor, der entworfen wurde, um bei der höchsten Luminosität am LHC zu laufen. Er ist genauso geeignet, bei anfänglich niedrigerer Luminosität zu arbeiten. CMS ermöglicht die Untersuchung vieler verschiedener physikalischer Fragestellungen. Optimiert wurde er für die Entdeckung des Standardmodell-Higgs-Bosons im vollen erwarteten Massenbereich von $0,114 \text{ TeV} < M_H < 1 \text{ TeV}$. Dabei hängt die jeweilige Signatur des Higgs-Bosons von seiner Masse ab. Die wichtigsten der verschiedenen Kanäle sind in Abbildung 3.2 zu sehen. Ebenso wird es möglich sein, mit CMS nach Supersymmetrie zu suchen und in einer späteren Phase Schwerionenphysik zu betreiben. Der Detektor ist bestens geeignet, durch die Detektion von Myonen und Jets einige Aspekte der Bildung von **Quark-Gluon-Plasma** (QGP) zu studieren. Die Hauptziele beim Entwurf des CMS-Detektors sind:

- Ein Myonsystem mit höchstem Leistungsverhalten.
- Das bestmögliche elektromagnetische Kalorimeter.
- Qualitativ hochwertige zentrale Spurfindung.
- Ein hermetisches hadronisches Kalorimeter.

In Abbildung 3.3 ist eine dreidimensionale Darstellung von CMS zu sehen. Bei der geometrischen Beschreibung eines Detektors wird allgemein ein kartesisches Koordinatensystem mit der z -Richtung entlang der Strahlröhre benutzt, wie es oben rechts in der Abbildung zu sehen ist. Alternativ werden Kugelkoordinaten (r, ϕ, ϑ) gebraucht. Die Konfiguration und Form des Detektors werden von dem großen zylindrischen Solenoidmagneten und seinem Eisenjoch bestimmt. Seine Spule ist supraleitend und liefert ein Magnetfeld von 4 T im Innern. In dem Eisenjoch eingebettet befindet sich das Myonsystem, welches zum Teil am III. Phys. Inst. A in Aachen gebaut wird. Auf die Entwicklung und Produktion dieses Systems wird in den folgenden Kapiteln noch genauer eingegangen. Da bei hoher Luminosität im Proton-Proton-Kollisionsexperiment mit sehr hohen Untergrundraten zu rechnen ist, zeichnet sich das Myonsystem aus. Denn die Spuren der Myonen sind hinter der Eisenabschirmung des Rückflussjoches vergleichsweise klar zu erkennen, während die Spurfindung im Zentraldetektor aufgrund der Vielzahl der Teilchen schwierig ist. Die Myonen liefern daher eine scharfe Signatur, etwa für das Higgs-Boson im goldenen Kanal ($H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$) (Vgl. Abschnitt 2.5).

Schaut man sich den Detektor vom Strahlkreuzungspunkt aus beginnend nach außen gehend an, so findet man im Zentrum innerhalb der Magnetspule zunächst die zentrale Spurkammer (Tracker), das elektromagnetische (ECAL) und das hadronische (HCAL) Kalorimeter (Vgl. Abbildung 3.6).

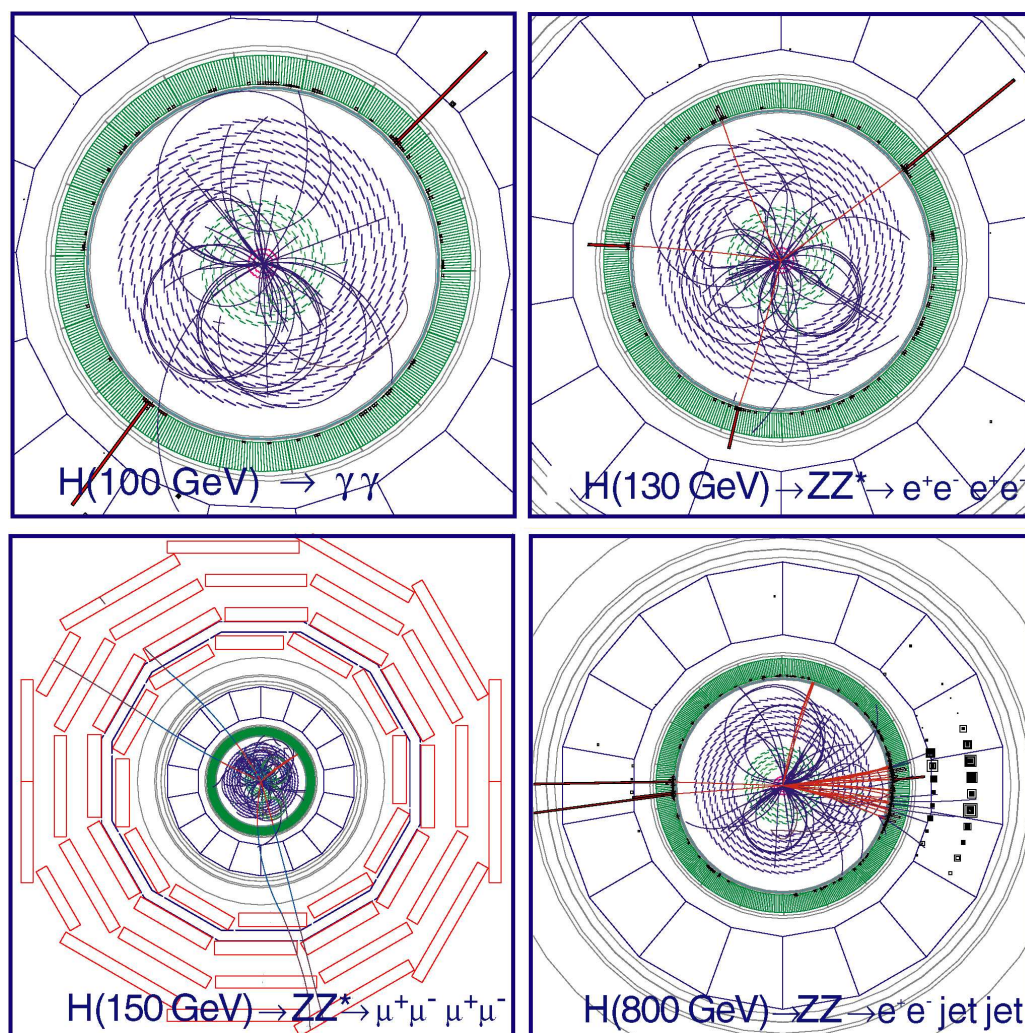


Abbildung 3.2: Die wichtigsten Signaturen des Higgs-Bosons in Abhängigkeit von seiner Masse bei CMS [44].

Der Tracker ist ein reiner Silizium-Detektor. Im Innern besteht er aus Silizium-Pixel-Detektoren mit einer Pixelgröße von $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$. Der Pixeldetektor hat insgesamt 50×10^6 Kanäle. Darum herum befinden sich Silizium-Streifen-Detektoren mit Streifenlängen von 11,9 bzw. 18,9 cm und einer Dicke von $500 \mu\text{m}$ bzw. $320 \mu\text{m}$, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis konstant zu halten. Der Abstand der Streifen (engl. *pitch*) liegt in Abhängigkeit vom Subdetektor zwischen 60 und $240 \mu\text{m}$. Die Gesamtanzahl der Silizium-Streifen-Kanäle ist 10×10^6 . Insgesamt wird eine Fläche von 223 m^2 vom Silizium abgedeckt, was verglichen mit früheren Experimenten sehr viel ist. Es wird bei weitem der größte und präziseste Siliziumtracker, der bisher gebaut wird.

Mit dem ECAL werden elektrisch geladene Teilchen nachgewiesen und deren Energie bestimmt. Hier handelt es sich um ein Szintillations-Kristall-Kalorimeter. Es bietet exzellentes Leistungsverhalten für die Energieauflösung, da fast die ganze Energie von Elektronen und Photonen im Kristallvolumen deponiert wird. Bei CMS fiel die Entscheidung für Blei-Wolframat-Kristalle, weil diese eine hohe Dichte, einen kleinen Molière-Radius und kurze Strahlungslänge haben, was ein kompaktes Kalorimetersystem erlaubt. Außerdem ist Blei-Wolframat ein schneller Szintillator. Es werden über 80000 Kristalle eingebaut.

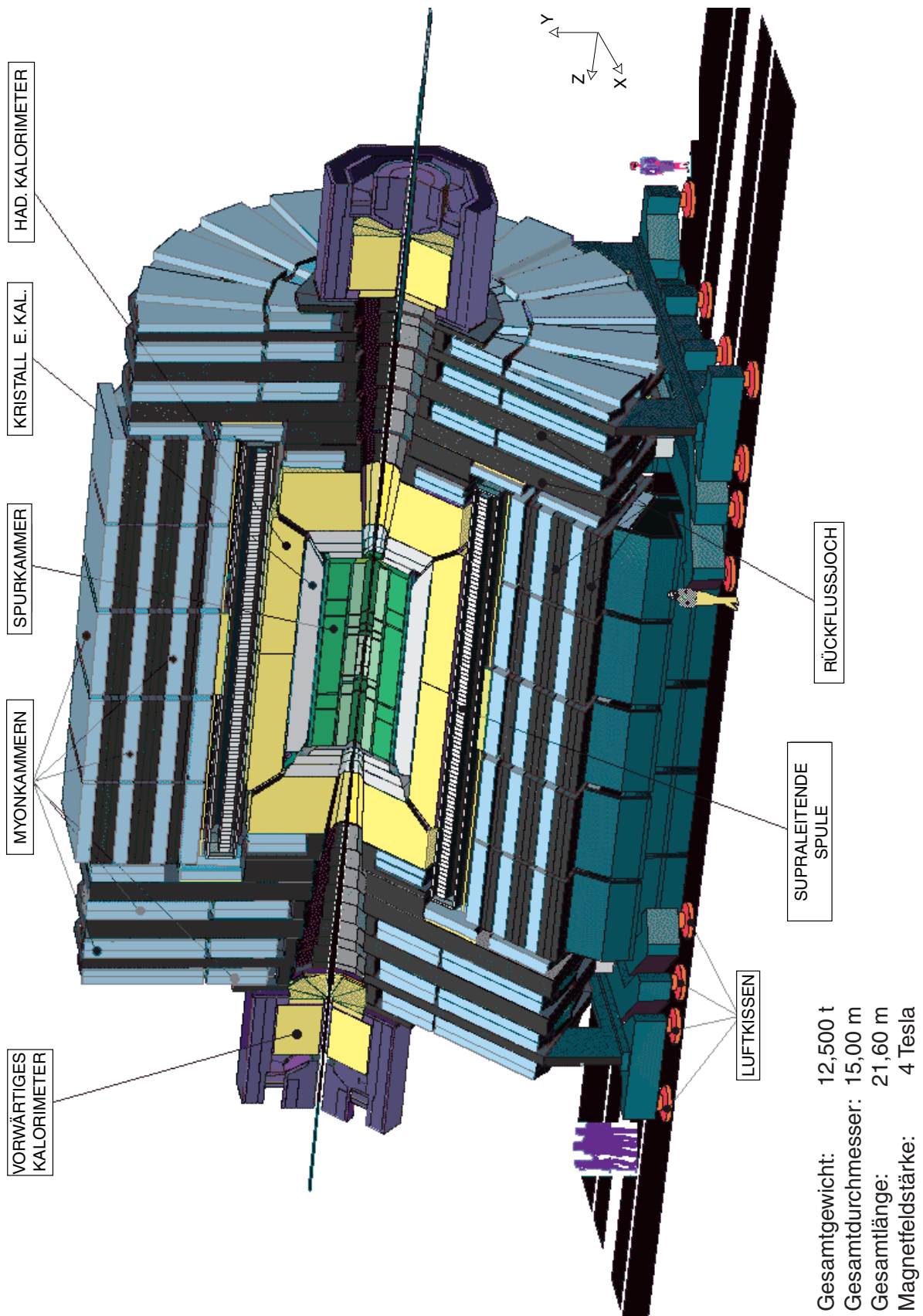


Abbildung 3.3: 3D-Ansicht des CMS Detektors [45].

In der Barrel-Region haben diese einen Querschnitt von etwa $22 \times 22 \text{ mm}^2$ (was gut zum Molière-Radius von 22 mm passt.) und sind 23 cm lang. In den Endkappen haben sie einen Querschnitt von $30 \times 30 \text{ mm}^2$ und eine Länge von 22 cm. Aufgrund detaillierter Simulationen erwartet man eine Photon-Rekonstruktionseffizienz von 74,5 % [46, 47].

Um das ECAL herum wird das hadronische Kalorimeter gebaut sein, mit dem Richtungen und Energien von Teilchenjets gemessen werden. Unter anderem ist dieses von Bedeutung zur Messung fehlender transversaler Energie. Das HCAL besteht im Barrelbereich aus Kupferplatten, in den Endkappen aus Stahlplatten, die jeweils als Absorber dienen. Dazwischen befinden sich Plastikszintillatoren zur Auslese. Für beide Kalorimeter ist eine möglichst hermetische Raumabdeckung wichtig, um die Gesamtenergie einer Kollision möglichst genau messen zu können. Zu diesem Zweck sind in den Endkappen des Detektors noch sogenannte „Very Forward Calorimeter“ angebracht, um auch die Energie solcher Hadronen zu messen, die den Detektor sehr nah an der Strahlröhre verlassen. An das HCAL schließt sich die supraleitende Magnetspule an und daran das Rückflussjoch aus Eisen, in dem das Myonsystem untergebracht ist, auf welches im nächsten Abschnitt genauer eingegangen wird.

Mit dem CMS-Magnetsystem wird ein homogenes, axiales Magnetfeld mit 4 Tesla erzeugt. Dieses System besteht aus einer supraleitenden Spule, einem Rückflussjoch im Zentral- und Endkappenbereich, einem Vakuumtank und zusätzlichen Geräten, wie dem Kühlsystem, der Spannungsversorgung und Elementen zur Prozess-Kontrolle. Der Durchmesser des Rückflussjoches beträgt 14 m, und die Länge entlang der Strahlachse misst mit den Endkappen 21,6 m. Insgesamt wiegt der Magnet etwa 12000 Tonnen und er wird das größte supraleitende Magnetsystem der Welt sein. Die darin gespeicherte Energie reicht aus, um 18 Tonnen Gold zu schmelzen, wenn sie freigesetzt wird.

Auch an das Auslöse-System (Trigger) werden hohe Anforderungen gestellt, da am LHC der Strahlkreuzungsabstand mit nur 25 ns extrem kurz sein wird und pro Strahlkreuzung etwa 22 Ereignisse erwartet werden (Siehe Abschnitt 3.1). Daraus erwächst die Schwierigkeit, dass es selbst bei Einsatz der schnellsten heute möglichen Technologie in dieser Zeit nicht möglich ist, zu entscheiden, ob die Daten gespeichert oder verworfen werden sollen. Daher werden an vielen Stellen „Pipeline“-Techniken benutzt. Der jeweilige Algorithmus wird in kleine Einheiten eingeteilt, die im Takt von 25 ns ausgeführt werden können. Nach 25 ns werden die Ergebnisse zur nächsten Stufe weitergeschoben und das Auslöse-System ist wieder für neue Daten aufnahmebereit.

Das gesamte Auslöse-System besteht aus mehreren Stufen. Die erste Stufe ist ein Hardware-Trigger, der mit speziell entworfenen Prozessoren und Elektronik realisiert ist. Er verarbeitet zunächst die Daten der Untersysteme des Detektors. Der Hardware-Trigger reduziert die vom Detektor kommende Datenrate² von 40 MHz um einen Faktor 400. Die resultierende Rate von 100 kHz wird von den folgenden Software-Triggern der Stufen 2, 3, usw. schließlich auf eine Rate von 100 Hz verringert, mit der die Daten weggeschrieben werden. Verwirklicht werden diese Triggerstufen auf einer „Farm“ kommerzieller Mikroprozessoren mittels geeigneter Algorithmen.

Die gesamten Trigger-Prozeduren werden vom DAQ-System (**D**ata **A**c**Q**uisition) überwacht. Die Grundstruktur des DAQ-Systems ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Unmittelbar am Detektor-Frontend gibt es 512 Ein-/Ausgabeeinheiten, die eine Verbindung zu einem Schaltungs-Netzwerk herstellen. Dieses Netzwerk hat eine Auslese-Bandbreite von 1 Terabit/Sekunde. Es hat die Aufgabe, die Ereignisfragmente aus dem Detektor zu sammeln

² $(25\text{ns})^{-1}$

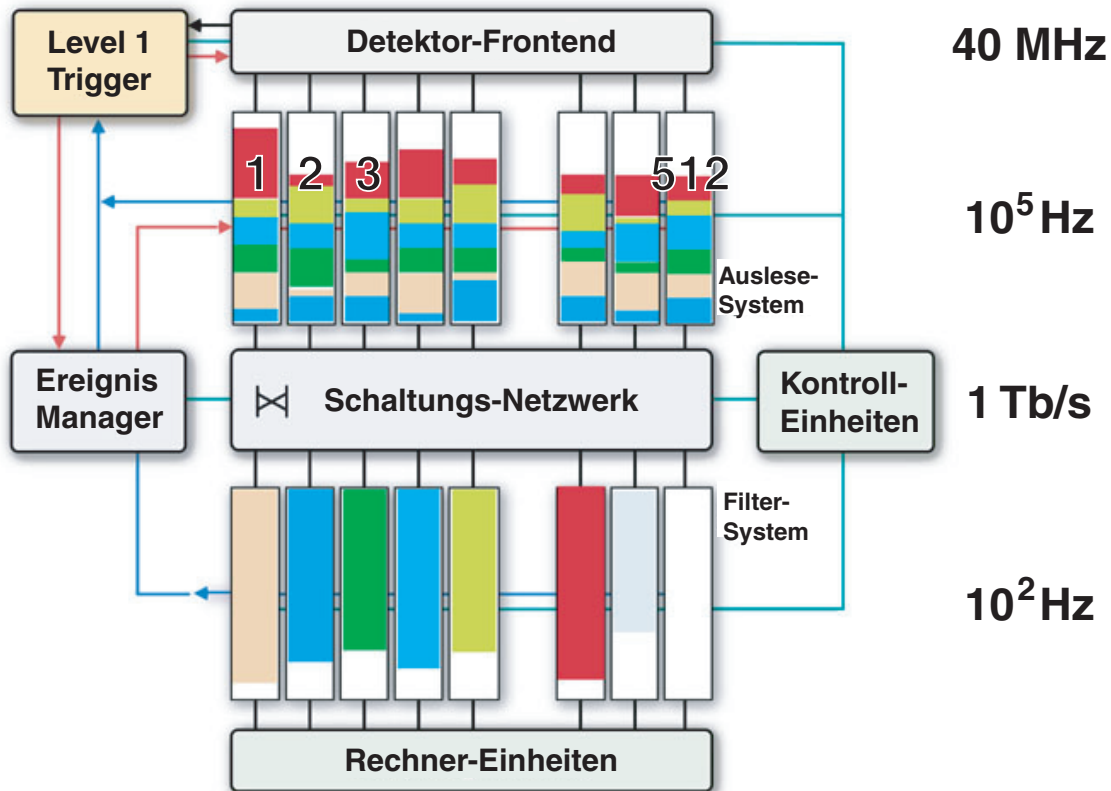


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Grundstruktur des DAQ-Systems für den CMS-Detektor [48]: Über ein Schaltungsnetzwerk werden die Ereignisfragmente aus den 512 Ausleseeinheiten zusammengefügt, hier durch verschiedene Farben veranschaulicht, und an die einzelnen Rechner einer Farm zur weiteren Filterung geleitet. Am Ende werden die verbleibenden Ereignisse auf Band geschrieben.

und zu ganzen Ereignissen zusammen zu setzen. Durch die tausenden Rechereinheiten der PC-Farm werden diese Ereignisse dann mit besagten 100 Hz weggeschrieben und gesichert. Es wird sich ein Datenaufkommen in der Größenordnung von Terabyte/Tag ergeben. Kontroll-Einheiten überwachen den gesamten Datennahme-Prozess.

3.3 Das Myonsystem

Insbesondere an einem Protonenbeschleuniger wie dem LHC kommt dem Myonsystem des verwendeten Detektors große Bedeutung zu. Denn aufgrund des hohen hadronischen Untergrundes, zeichnen sich Ereignisse mit Myonen dadurch aus, dass sie sich sehr gut aus der Vielzahl an Spuren hervorheben. Nahezu alle anderen Teilchen werden auf dem Weg vom Strahlkreuzungspunkt aus dem Detektor absorbiert, so dass Myonen im außen liegenden Myonsystem eindeutig nachgewiesen werden können. Zerfallskanäle gesuchter Teilchen, wie des Higgs-Bosons, bei denen Myonen im Endzustand vorkommen, haben demnach eine besonders klare Signatur und können in einer entsprechenden Analyse der Detektordaten gut vom Untergrund getrennt werden.

3.3.1 Allgemeine Anforderungen

Um die physikalischen Ziele, wie etwa die Entdeckung des Standardmodell-Higgs-Bosons oder supersymmetrischer Reaktionen, zu erreichen, ist es nötig, eine Reihe von Leistungsanforderungen an das Myonsystem zu stellen. Umfassende Simulationsstudien haben ergeben, dass die Ziele erreicht werden können, wenn folgende Funktionalität und Leistungsverhalten vom Myonsystem gefordert werden:

Ohne Akzeptanz zu verlieren, sind mindestens 16 Wechselwirkungslängen von Material bis zu einer Pseudorapidität³ $\eta = 2.4$ gegeben. Damit ist gewährleistet, dass **Myonen** sicher **identifiziert** werden. Die Kombination von präzisen Myonkammern und schnell arbeitenden Triggerdetektoren gewährleisten eine eindeutige Zuordnung zum Strahlkreuzungspunkt und eine Triggerung auf Einzel- sowie Vielfachmyonereignisse mit wohldefinierten p_T -Schwellen von einigen GeV bis zu 100 GeV im Bereich bis $\eta = 2.1$. Die Anforderungen an den **Myontrigger** werden in Abschnitt 3.3.6 detailliert beschrieben.

Das Myonsystem ist in das eiserne Rückflussjoch des Magneten eingebettet. Zur **Ortsauflösung** einer Myonkammer gibt es deshalb einen Beitrag durch Vielfachstreuung in diesem Rückflussjoch unmittelbar vor der Myonkammer. Der Beitrag liegt bis zu einem Transversalimpuls der Myonen von 200 GeV bei mehr als 100 μm [45]. Man erwartet, dass die Mehrzahl der Myonen Transversalimpulse unter 200 GeV haben. Es ist deshalb nicht sinnvoll, eine wesentlich bessere Auflösung als diesen Wert anzustreben, und 100 μm wurden als Ortsauflösung pro Kammer beim Entwurf des Myonsystems festgelegt. Für die einzelne Driftzelle leitet man daraus eine zu erreichende Ortsauflösung von etwa 250 μm ab.

Da die Myonimpulse aus Ort, Richtung und Krümmung der gemessenen Myonspuren bestimmt werden, liegt damit auch die **eigenständige Impulsauflösung** des Myonsystems fest. Zudem hängt die Impulsauflösung vom Winkel zum Strahl, unter dem das Myon detektiert wird, ab. Aus der angegebenen Ortsauflösung ergibt sich eine Impulsauflösung $\frac{\delta p_T}{p_T}$ von 8 % (für $\eta = 0$) bis 15 % (für $\eta = 2,5$) für Transversalimpulse im Bereich von 10 GeV und von 20 % (für $\eta = 0$) bis 40 % (für $\eta = 2,5$) für Transversalimpulse von 1 TeV. Bei den niedrigen Energien ist die Auflösung durch Vielfachstreuung limitiert, bei hohen Energien (1 TeV) wird die Auflösung aufgrund von Energieverlusten und zusätzlichen Treffern durch sekundäre elektromagnetische Strahlung schlechter. Die eigenständige Impulsmessung im Myonsystem trägt zum einen zur Verbesserung der gesamten Impuls-

³Die Pseudorapidität η hat den Vorteil, dass Differenzen $\Delta\eta$ invariant unter Lorentz-Transformationen sind. Diese Größe ist definiert als $\eta = -\ln \tan \frac{\vartheta}{2}$ und ist demnach ein Maß für den Polarwinkel ϑ .

auflösung bei und ist zum anderen entscheidend dafür, die richtigen Spursegmente in der Zentralen Spurkammer mit denen im Myonsystem zusammenzufügen (*matching*). Nach dem matching mit dem zentralen Tracker soll eine **globale Impulsauflösung** von 1,0 bis 1,5 % (für η von 0 bis 2,5) bei 10 GeV und von 6 bis 17 % (für η von 0 bis 2,5) bei 1 TeV erreicht werden. Bei niedrigen Transversalimpulsen wird die Gesamtauflösung durch die zusätzliche Information und bessere Impulsauflösung der zentralen Spurkammer bestimmt, während bei hohen Impulsen die eigenständige Impulsauflösung des Myonsystems signifikant zur Gesamtauflösung beiträgt. Aus der Genauigkeit der Impulsmessung ist die richtige **Ladungszuweisung** über den gesamten Energiebereich bis zum kinematischen Limit von 7 TeV in mehr als 99 % aller Fälle möglich. Vor allem bei hochenergetischen Myonen ist dies eine Herausforderung, denn die Ladung des Myons wird aus der Krümmung der entsprechenden Myonspur bestimmt und diese Krümmung ist bei hochenergetischen Myonen sehr klein.

Das gesamte Myonsystem muss eine ausreichende **Widerstandsfähigkeit** gegen die hohe Strahlung und den Wechselwirkungshintergrund, wie sie am LHC erwartet werden, aufweisen. Die höchste Strahlenbelastung erwartet man in Strahlnähe und in den Endkappen des Detektors. Im Zentralbereich des Myonsystems besteht der Untergrund nahezu ausschließlich aus Elektronen und Positronen. Die Raten liegen zwischen 1 und 10 Hz/cm². In den Endkappenkammern findet man zusätzlich einen größeren Anteil Myonen und in den außen liegenden Kammern Hadronen. Für die inneren Myonkammern in den Endkappen (ME1/1) erwartet man Gesamtuntergrundraten bis 1 kHz/cm². Die geforderte Strahlenhärte gilt insbesondere auch für die verwendete Elektronik, die empfindlich auf radioaktive Strahlung reagieren kann. Außerdem muss die Elektronik in einem Magnetfeld von 0,1 - 1 T arbeiten können. Simulationen unter Berücksichtigung von Strahlungs- und Energieverlusten sowie Sekundärprozessen (wie Delta-Elektronen) haben weiterhin gezeigt, dass abhängig vom Transversalimpuls im Zentraldetektor **Effizienzen** von 73,4 % (1 TeV) bis 97,4 % (100 GeV) und in der Endkappenregion von 71,2 % (1 TeV) bis 97,6 % (10 GeV) erwartet werden [45].

Bei der Konstruktion und dem Bau der Kammern ist weiterhin zu berücksichtigen, dass die **Winkelauflösung** für jedes Spursegment einer Myonstation kleiner als 1 mrad sein soll. Zudem soll jede Kammerlage eine **Nachweiswahrscheinlichkeit** von mindestens 99 % aufweisen.

3.3.2 Das Gesamtsystem im Überblick

Aufgrund der verschiedenen Anforderungen in den unterschiedlichen Bereichen des Detektors kommen insgesamt 3 Technologien beim Myonsystem von CMS zum Einsatz. Diese sollen im Folgenden näher beschrieben werden. In den Endkappen werden wegen des sich stark ändernden Magnetfeldes (Vgl. Abb. 3.5) Kathodenstreifenkammern (engl. **Cathode Strip Chambers** - kurz: CSCs) benutzt, während man im Zentralbereich Driftkammern (oder Driftrohre, engl. **Drifttubes** - kurz: DTs) verwendet. Ein Grund für die Verwendung von Driftrohren im Zentralbereich ist ein Kostenersparnis bei einer größeren abzudeckenden Gesamtfläche. Als spezielle Triggerdetektoren werden in beiden Bereichen zusätzlich Widerstandsplattenkammern (RPCs) eingesetzt.

In Abbildung 3.6 sieht man die Anordnung der 3 Detektortypen des Myonsystems. Die Endkappenkammern decken einen Pseudorapiditätsbereich von $\eta = \pm 0,91$ bis $\eta = \pm 2,4$ ab, während die Zentralkammern den Bereich von $\eta = -1,26$ bis $\eta = 1,26$ abdecken.

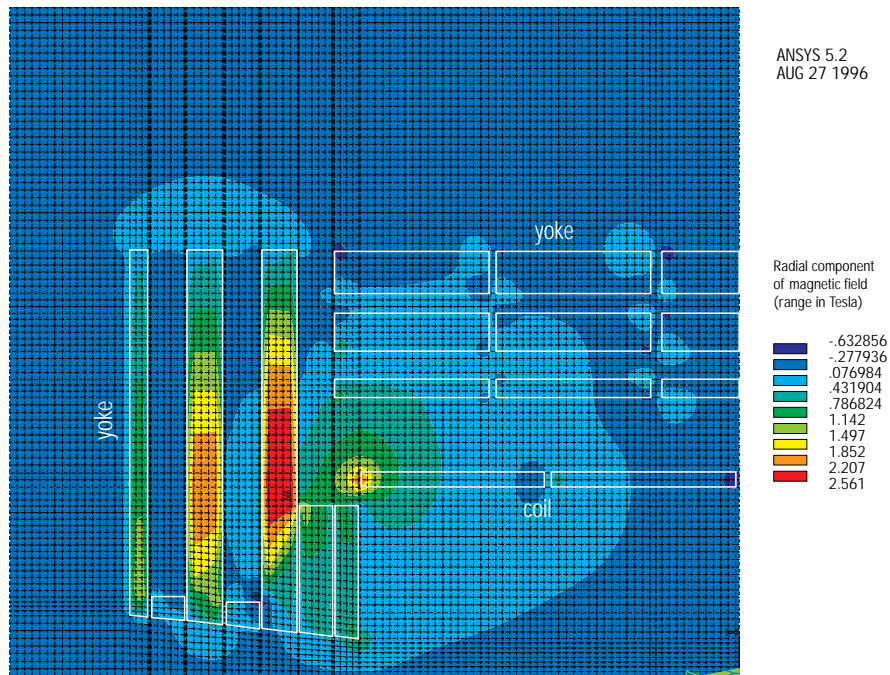


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Radialkomponente des zu erwartenden Magnetfeldes in einem Quadranten des CMS-Detektors [45].

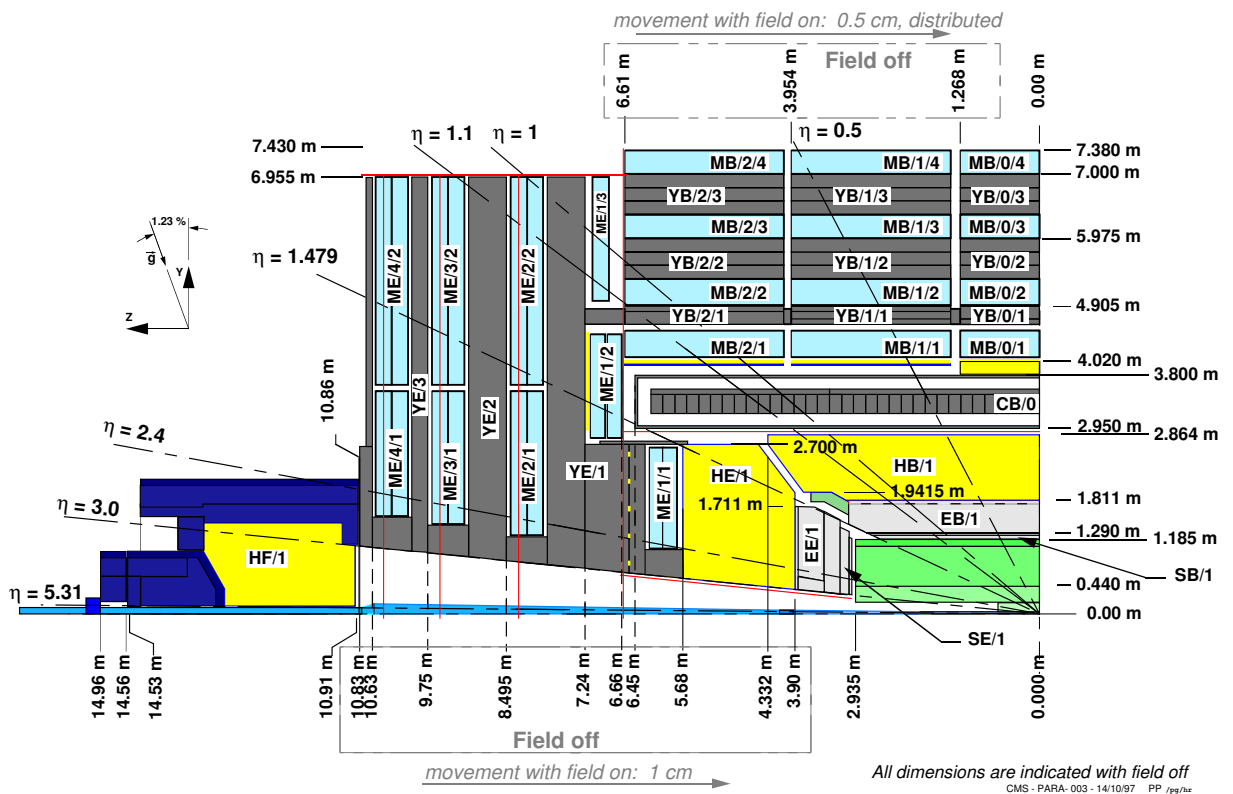


Abbildung 3.6: Querschnitt durch einen Quadranten des CMS Detektors in der y-z-Ebene [45].

Unmittelbar hinter den einzelnen Kammern schließen sich die RPCs an und zwar vier Lagen in den Endkappen und sechs Lagen im Zentralbereich.

3.3.3 Die Kathodenstreifenkammern



Abbildung 3.7: Zusammenbau einer CSC [45].

In den Endkappenbereichen, wo das magnetische Feld sehr intensiv (bis zu einigen Tesla) und inhomogen ist, werden Kathodenstreifenkammern (CSCs) benutzt. Das Myonensystem besteht in den Endkappen aus vier sogenannten *Stationen* in Gestalt großer Ringe, die in das Eisenjoch des Magneten eingebettet sind. Dabei sind die äußeren drei Stationen ihrerseits in zwei, die innere in drei ringförmige Unterstationen aufgeteilt. Zusammengesetzt werden die Ringe aus sich teilweise überlappenden trapezförmigen Segmenten, den CSCs (Vgl. Abbildung 3.7). Bei der Konstruktion der Kammern ging es vor allem darum, ein System zu entwickeln, das zum einen unter Teilchenraten von bis zu $1 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ eine gute Mustererkennung der Myonspuren liefert und zum anderen unter starken, inhomogenen Magnetfeldern von 0,5 bis 3 T eine gleichbleibende Auflösung bietet. Dadurch dass die Driftzeit bei den CSCs sehr klein ist, wird sie kaum vom Magnetfeld beeinflusst, und die Messung ist weitgehend unabhängig vom Magnetfeld. Der Driftkammertyp, wie er im Zentralbereich verwendet wird, könnte diese Anforderungen nur dann erfüllen, wenn eine äußerst kleinzellige Bauweise gewählt würde, was allerdings mit zu hohen Kosten verbunden wäre.

CSCs sind Vieldraht-Proportionalkammern, bei denen eine Kathodenebene in quer zu den Drähten laufende Streifen segmentiert ist. Das Funktionsprinzip einer solchen CSC ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Eine sich an einem Draht entwickelnde Ladungslawine induziert Ladung auf verschiedenen Streifen in der Kathodenebene. In der CSC-Ebene werden

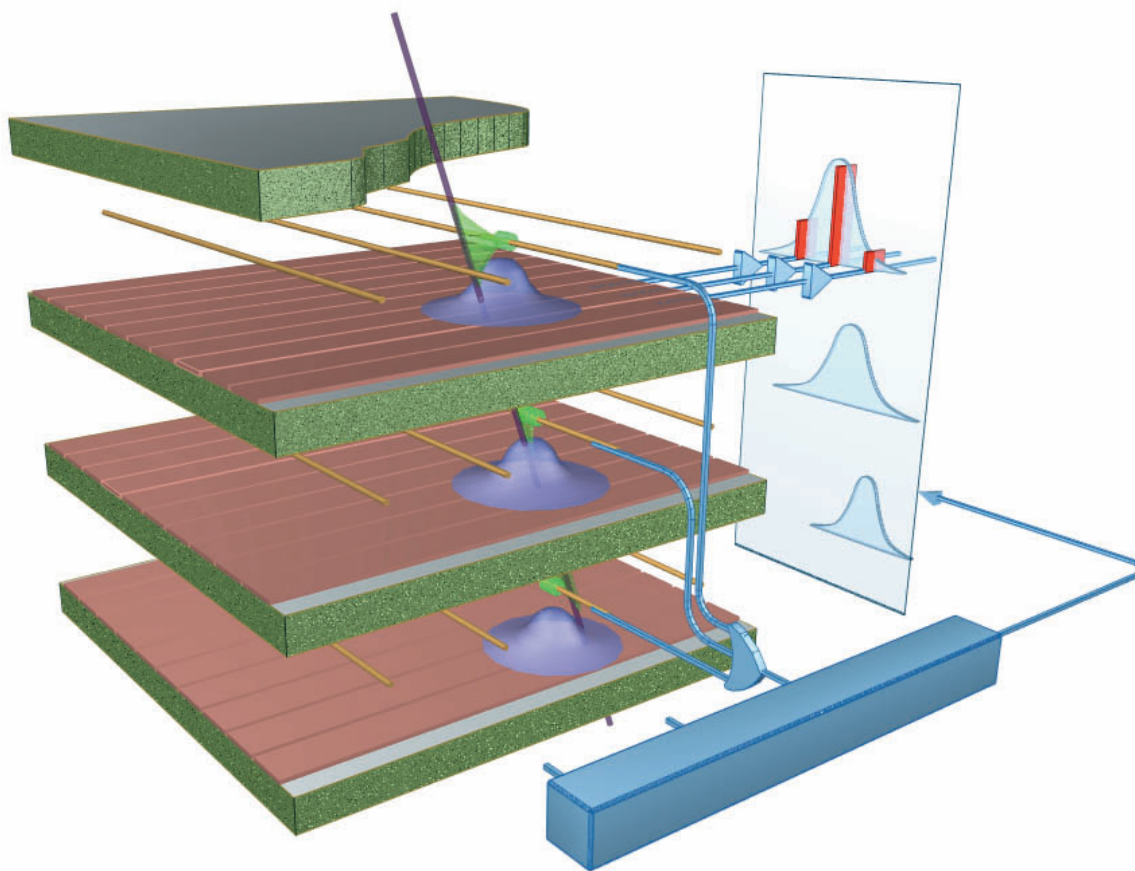


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Kathodenstreifenkammern [44].

damit zwei Koordinaten durch simultane und unabhängige Messungen des Signals, welches eine Spur sowohl auf den Streifen als auch auf den Drähten induziert, verfügbar. Der Abstand der Drähte von den Kathoden beträgt 3 mm für die ME1/1 und 4,75 mm für die übrigen Kammern. Während die Drähte die radiale Koordinate r wiedergeben, liefern die Streifen die ϕ -Komponente. Hier sind (r, ϕ, z) der Form des Detektors entsprechende Zylinderkoordinaten. Die Form der Ladungsverteilung auf den Kathoden ist aus der Elektrodynamik genau bekannt, so dass durch Interpolation der gemessenen Ladungsmenge auf den Streifen pro Kammer (CSC) die Spurposition in ϕ -Richtung genauer als $100 \mu\text{m}$ gemessen werden kann [45]. Dabei besteht jede Kammer aus 6 Einzellagen. Hingegen liefern die Drähte nur eine binäre Ja/Nein-Information. Folglich ist die Auflösung senkrecht zu den Drähten zunächst durch den Drahtabstand von 2,5 bis 3,2 mm gegeben. Aus Kostengründen werden aber die Signale von 5 bis 16 Anodendrähten durch ein logisches Oder verknüpft, was zu einer gröberen Ortsauflösung bei dieser Koordinate führt. Zusätzlich zu der präzisen Raum-Zeit-Information machen die dicht gepackten Drähte die CSC zu einem schnellen Detektor, der, wie die Driftkammern des Zentralbereichs, auch zur Triggerung geeignet ist. Schließlich liegen die einzelnen Strahlkreuzungen nur 25 ns auseinander. Dadurch dass die CSC-Module aus jeweils 6 Lagen bestehen, gewährleisten sie eine robuste Mustererkennung zum Ausschluss von Nicht-Myon-Untergrund und zum effizienten Matching von externen Myonspuren zu inneren Spursegmenten. Der bei weitem überwiegende Teil des Nicht-Myon-Untergrundes besteht aus Sekundärteilchen, die von

Neutronen und Gammas erzeugt werden. In Untersuchungen [49] hat man gezeigt, dass diese Teilchen trotz der hohen Rate in der Regel nicht mehr als eine Ebene durchdringen. Deshalb kann dieser Untergrund durch den Einsatz mehrerer Lagen gut unterdrückt werden.

In der schematische Darstellung der CSCs 3.8 ist der Mechanismus der Signaldetektion skizziert. Die Elektronen werden vom Draht aufgesammelt, während die Ionen Ladung auf den Kathodenstreifen induzieren. Diese fließt senkrecht zur Drahrichtung bzw. entlang der Streifen ab.

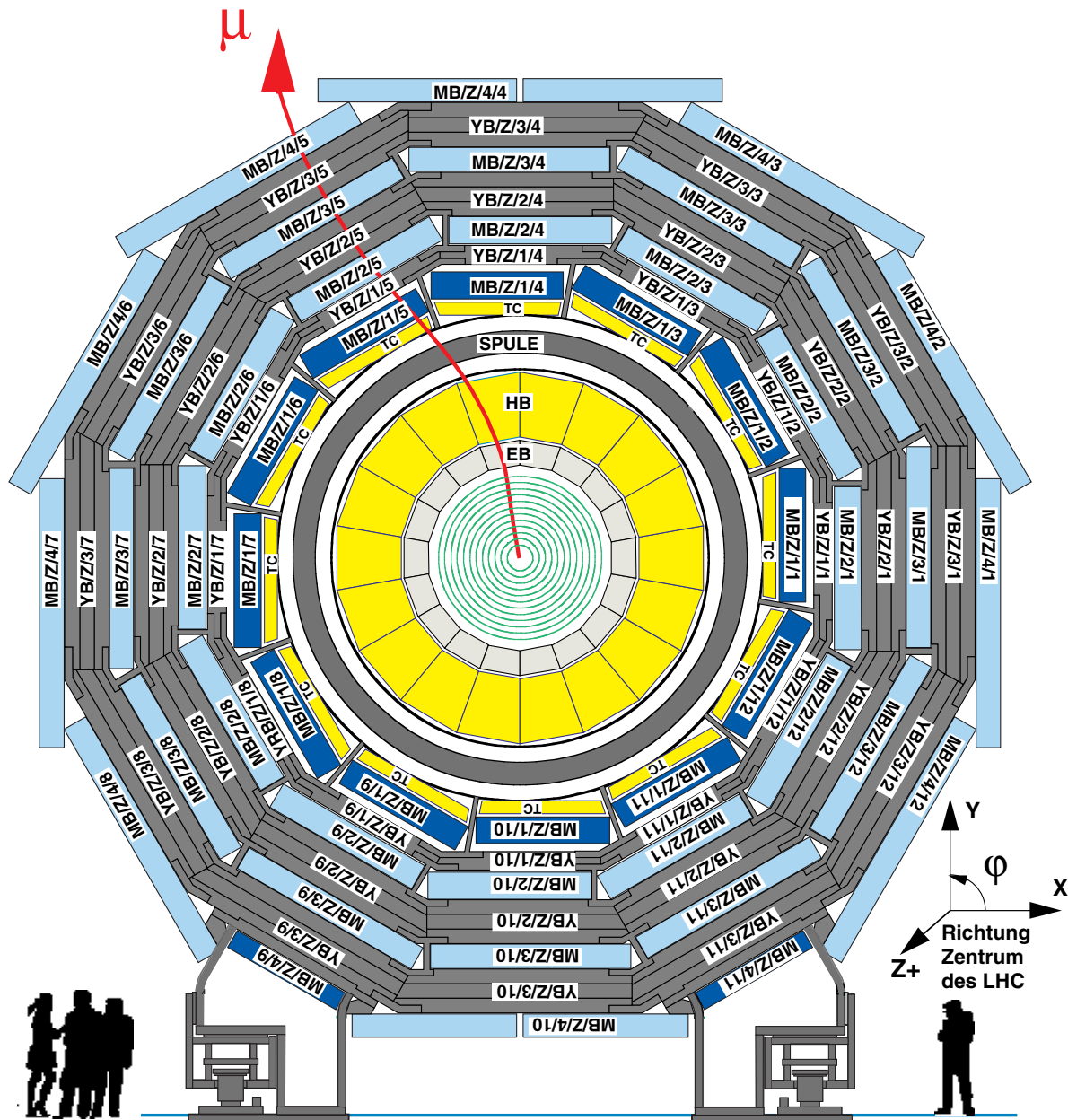
Eine sechslagige CSC wird durch den Zusammenbau von 7 Bienenwabenstrukturen aufgebaut. Drei von ihnen unterstützen jeweils zwei Drahtebenen, eine an jeder Oberfläche der Platte, wobei sie zugleich verdrahtet werden (Vgl. Abbildung 3.7). Die anderen vier Platten haben geätzte Streifen. Die beiden inneren Platten haben Streifen an beiden Seiten, während die beiden äußeren Platten, welche die Kammer abschließen, nur an einer Seite Streifen haben.

3.3.4 Die Driftkammern

Aufgrund seiner langjährigen Erfahrung im Myonkammerbau beteiligt sich das III. Phys. Inst. A der RWTH Aachen am Bau der Driftkammern. Im Folgenden wird gezeigt, dass auch an diese Detektorkomponenten sehr hohe Anforderungen gestellt werden müssen. Die Anforderungen an die Ortsauflösung sind im Zentralbereich ähnlich wie im Endkappenbereich. Hier hat man es aber mit vergleichsweise geringeren Teilchenraten von 1 bis $10 \frac{Hz}{cm^2}$ zu tun. Folglich ist eine solch feine Granularität wie bei den CSCs nicht nötig. Außerdem liegt das Magnetfeld in radialer Richtung nicht über 0,9 T und in axialer nicht über 0,3 T [45]. Damit ist es möglich, konventionelle, auf die speziellen Gegebenheiten angepasste Driftkammern zu verwenden. Dies ist auch aus Kostengründen besser, da die abzudeckende Gesamtfläche im Zentralbereich mit $1750 m^2$ zu groß ist, um sie mit anderer Technologie auszustatten.

Das Myonsystem im Zentralbereich besteht aus insgesamt 5 Rädern. Jedes Rad besteht aus 4 Ringen zu je 12 Sektoren. In jedem Sektor ist jeweils eine sogenannte Myonstation aus Driftkammern untergebracht. Im obersten und untersten Sektor des äußersten Ringes sind je 2 Myonstationen installiert (Vgl. Abb. 3.9). Insgesamt werden im Zentralbereich also 250 Driftkammern eingebaut. Man möchte erreichen, dass jedes durchquerende Teilchen mindestens drei von vier möglichen Stationen auf seinem Weg vom Strahlkreuzungspunkt nach außen trifft. Dazu sind die Stationen zweier aufeinanderfolgender Ringe gegeneinander versetzt und zusätzlich überlappen sich die Myonstationen des äußersten Ringes. Damit liegen nie zwei Lücken zwischen den Stationen hintereinander. Die 5 Räder sind mit Ausnahme zweier Öffnungen zum Herausführen der Kabel und Versorgungsleitungen der Magnetspule etc. identisch aufgebaut.

Die einzelne Myonstation soll unabhängig von den Informationen der übrigen Stationen das Spuresegment eines durchquerenden Teilchens mit Ort und Winkel genau bestimmen. Sie soll möglichst unbeeinflusst von Störungen mögliche Kandidaten für Myonspuren erkennen. Damit Rechts-Links-Ambiguitäten bzgl. des Anodendrahtes aufgelöst werden können und eine sichere Mustererkennung erreicht wird, muss die Anzahl Zellen je Projektion mindestens vier betragen. Um eine genaue Winkelmessung in der Ablenkungsrichtung des Magnetes, die unempfindlich gegen störende δ -Elektronen und Myonbremssstrahlung ist, zu erreichen, sind mindestens sechs Lagen notwendig. Aus diesen Gründen



Z = -2, -1, 0, 1, 2 (5 Räder des Zentraldetektors)

Abbildung 3.9: Querschnitt durch den CMS-Detektor in der r - ϕ -Ebene. In blau sind die Driftkammern zu sehen, wobei die dunkelblau eingezeichneten Kammern in Aachen produziert werden. Dargestellt ist eines von 5 Rädern, wobei jedes Rad aus 4 Ringen mit 12 Sektoren besteht [45].

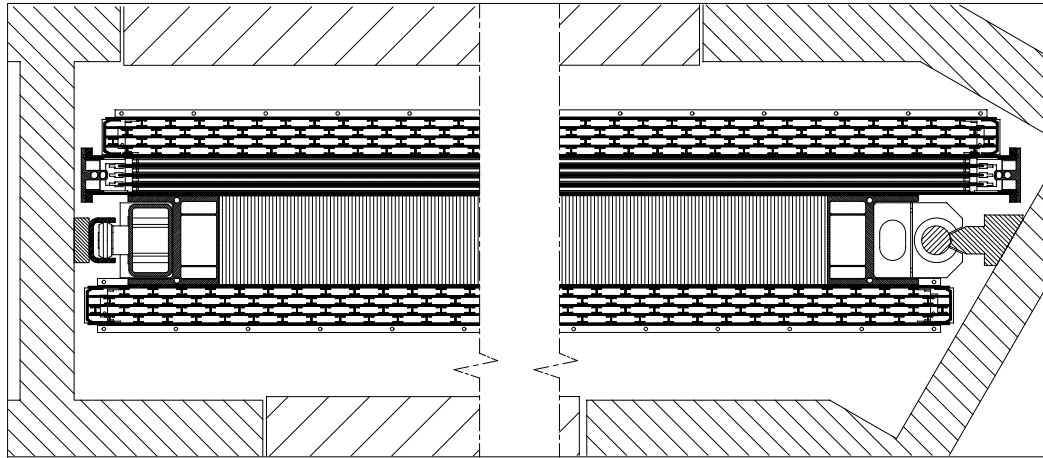


Abbildung 3.10: Querschnitt durch eine eingebaute Myonstation [45].

wurde folgender Aufbau einer Station gewählt:

Jede Station besteht aus drei sogenannten Superlagen⁴, wobei jede Superlage aus vier Einzellagen zusammengesetzt ist. Die zweite Station ist gegen die anderen beiden um 90° gedreht und dient zur Messung der bezüglich des Magnetfeldes unkritischen θ -Koordinate. Mit den verbleibenden acht (also mehr als sechs) Teillagen der übrigen Superlagen wird die ϕ -Koordinate gemessen. Um das Spursegment mit möglichst großer Messgenauigkeit zu vermessen, baut man zusätzlich zwischen der ersten und zweiten⁵ Superlage noch eine Platte, die im Innern aus einer Bienenwabenstruktur besteht, als Platzhalter ein. Damit wird der Hebelarm zwischen den beiden ϕ -Superlagen vergrößert, und durch die Bienenwabenstruktur schafft man zusätzliche Stabilität der Station. Geometrisch wird der Aufbau einer Station durch den Platz bestimmt, der in den Taschen des Rückflussjochs des Magneten vorhanden ist. In Abbildung 3.10 ist der Querschnitt durch eine im Eisenjoch des Magneten eingebaute Myonstation zu sehen. Aufgrund der Form der Taschen im Rückflussjoch und abzüglich des Platzes für die RPCs bleibt für die Myonstation eine Höhe von etwa 30 cm. Eine Lagendicke von 13 mm wurde gewählt.

Die einzelnen Lagen bestehen ihrerseits aus den eigentlichen Driftzellen. Mit 42 mm wurde die Breite einer solchen Zelle so gewählt, dass die erwartete Okkupanz⁶ etwa 1 % beträgt. Außerdem gibt es noch zwei weitere Gründe für diese Zellenbreite. Zum einen würde eine geringere Anzahl von Zellenwänden zu geringerer Stabilität der gesamten Kammer führen. Zum anderen hätte eine größere Zellenbreite mehr Versatz an den Kammerändern und damit mehr unvermeidbaren Totraum zur Folge. Für die Gestaltung der einzelnen Driftzelle spielen außerdem die Anforderung an die Auflösung und die Linearität der Orts-Driftzeit-Beziehung eine wichtige Rolle.

Mit der gesamten Myonstation will man, wie bereits erwähnt, eine Ortsauflösung von

⁴Einige Stationen (MB4) bestehen aus Kostengründen aus nur zwei Superlagen.

⁵Es ist üblich, die Lagen und Superlagen radial von innen nach außen zu zählen.

⁶Die Okkupanz ist definiert als das Verhältnis aus der Anzahl der von einer (Myon-)Spur getroffenen Zellen und der Anzahl der vorhandenen Zellen.

etwa $100\ \mu\text{m}$ in den Projektionsrichtungen r und φ erreichen. Da man ein Spursegment mit bis zu 8 Messpunkten misst, ergibt sich daraus für die einzelne Zelle eine geforderte Ortsauflösung von $280\ \mu\text{m}$. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass die Positionierung der einzelnen Lagen untereinander Ungenauigkeiten aufweist. Deshalb fordert man pro Zelle eine Auflösung von mindestens $250\ \mu\text{m}$. Der „Meantimer“-Trigger benutzt die Annahme, dass Ort und Zeit in der Zelle proportional zueinander sind. Man möchte also eine möglichst lineare Orts-Driftzeit-Beziehung in der Zelle erreichen. Dies ist gleichbedeutend mit einer konstanten Driftgeschwindigkeit, die man erhält, wenn möglichst in der ganzen Zelle ein annähernd homogenes elektrisches Feld herrscht. Nur in einem vergleichsweise kleinen Bereich um den Anodendraht herrscht dann das für die Gasverstärkung nötige radialsymmetrische inhomogene Feld. Es zeigt sich, dass durch Verwendung von 3 Elektroden in der Halbzelle mit geeigneten Potentialen die Driftgeschwindigkeit näherungsweise konstant gehalten werden kann. Neben dem Anodendraht und den seitlichen Zellwänden in Form von sogenannten I-Profilen, die als Kathoden dienen, sind ober- und unterhalb des Drahtes in der Zellenmitte $16\ \text{mm}$ breite, streifenförmige Feldformungselektroden angebracht. Diese werden durch einen Mylarstreifen von der Masse getrennt.

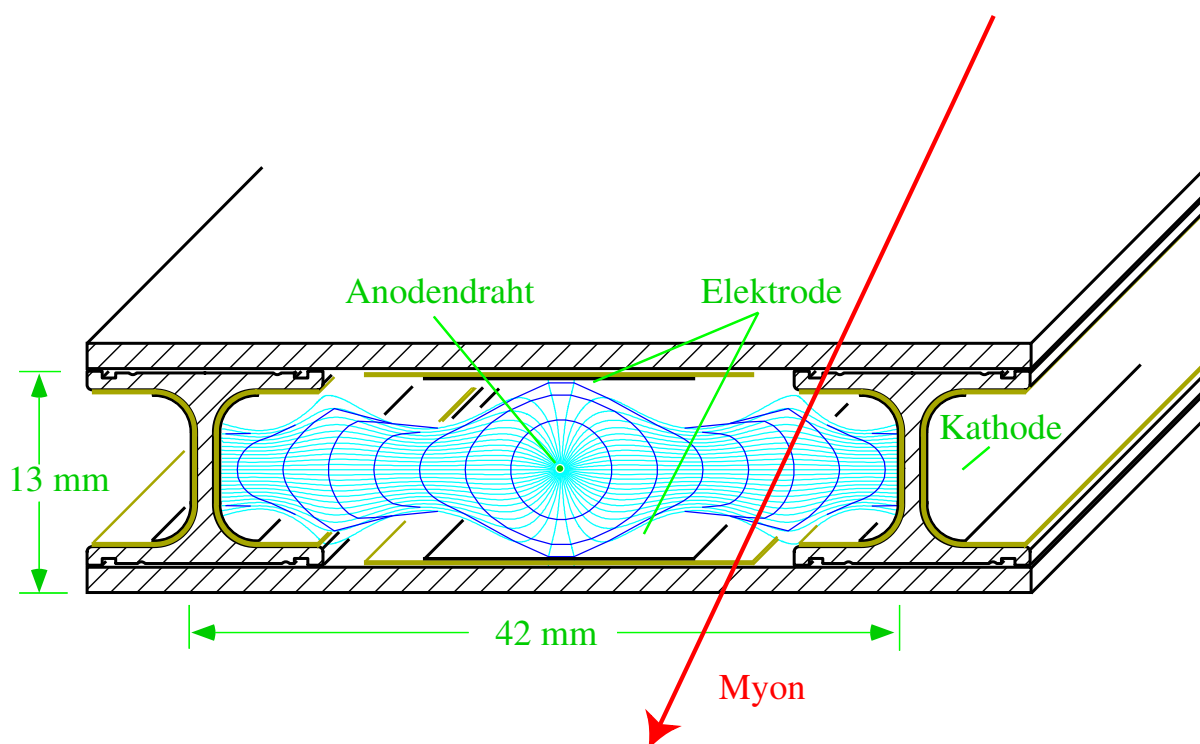


Abbildung 3.11: Skizze einer einzelnen Driftzelle der CMS Driftkammer. In hellblau sind die Feldlinien dargestellt, entlang derer Elektronen tatsächlich den Anodendraht erreichen. Die dunkelblauen Linien geben Isochronen an [50].

Nur in einem Bereich von etwa $70\ \mu\text{m}$ in der Nähe des Drahtes findet die für die Lawinenbildung und die Größe der zu messenden Ladungspulse verantwortliche Gasverstärkung hauptsächlich statt. Sie lässt sich deshalb in guter Näherung durch die Feldstärke an der Drahtoberfläche beschreiben. Mit Hilfe von Simulationen [51] findet man heraus, dass das elektrische Feld in der Nähe des Drahtes linear von den drei Spannungen

an Anodendraht, Feldformungselektroden und Kathoden abhängt. Dabei ergibt sich, dass der Einfluss der Spannung an Anode und Feldformungselektroden in der gleichen Größenordnung liegt, während der Einfluss der Kathodenspannung um einen Faktor 50 kleiner ist. Die Einflüsse der drei Spannungen sind unabhängig voneinander. Die Kathodenspannung kann aufgrund ihres kleinen Einflusses auf die Feldstärke am Draht so gewählt werden, dass außerhalb der Gasverstärkungszone eine geeignete Feldstärke vorliegt. Ziel ist es, mit dem elektrischen Feld eine annähernd konstante Driftgeschwindigkeit in der Zelle zu erreichen. In diesem Zusammenhang spielt das Füllgas der Zelle eine Rolle. Messungen [52] an dem verwendeten $ArCO_2$ -Gasgemisch haben gezeigt, dass die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in einem großen Intervall von 1,5 bis 2,5 kV/cm nahezu unabhängig von der Feldstärke ist. Damit die Feldstärke über einen großen Bereich der Driftzelle in diesem Intervall liegt, werden für die Spannungen an Anodendraht, Feldformungselektroden und Kathoden die Werte (+3,6 kV; +1,8 kV; -1,2 kV) gewählt. In Abbildung 3.11 sind nur solche Feldlinien eingezeichnet, die auch den Anodendraht erreichen. Offensichtlich spielen Inhomogenitäten im oberen oder unteren Bereich der Zelle keine große Rolle, da die Elektronen von hier aus ohnehin nicht bis zum Anodendraht gelangen. Untersuchungen im Zusammenhang vom Ort eines Teilchens und der Driftzeit in der CMS-Driftzelle zeigen, dass es tatsächlich eine annähernd lineare Beziehung gibt [51, 53].

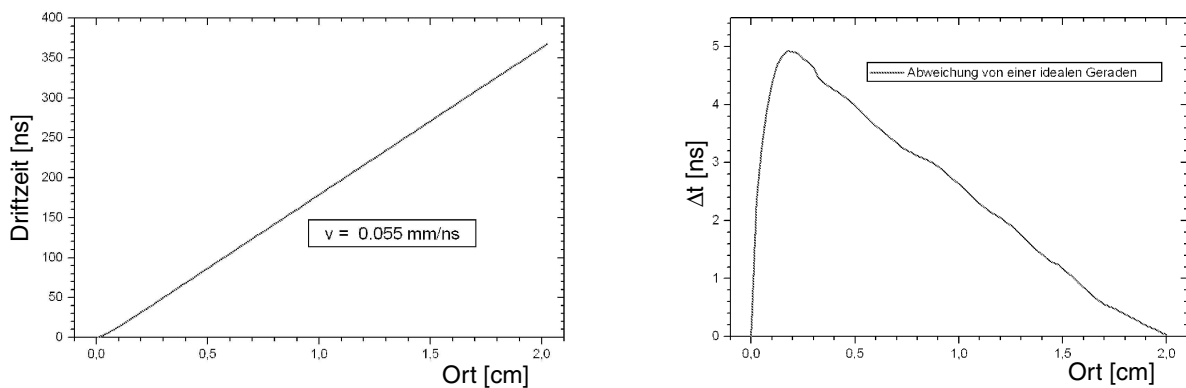


Abbildung 3.12: Lineare Beziehung zwischen der Driftzeit und dem Ort (horizontaler Abstand vom Draht) in der Zelle [53].

Dazu wurden für das endgültige Driftzellen-Design GARFIELD-Simulationen durchgeführt [54, 53], aus denen sich ergibt, dass die Abweichung von einer linearen Orts-Driftzeit-Beziehung maximal 5 ns beträgt. Dieses Maximum liegt in der Nähe des Drahtes, da hier das elektrische Feld nicht mehr homogen ist. (Vgl. Abbildung 3.12).

3.3.5 Die Widerstandsplattenkammern

Resistive Parallel Plate Chambers (RPC), also Widerstandsplattenkammern, sind schnelle Gasdetektoren, deren Information die Grundlage des Triggerungsprozesses für das Myonensystem von CMS bilden. Sie haben die Aufgabe, Kandidaten für Myonspuren zu identifizieren, die Strahlkreuzungen zu diesen Spuren zuzuordnen sowie den Transversalimpuls abzuschätzen. RPCs kombinieren eine befriedigende Ortsauflösung, die typischerweise in der Größenordnung von Zentimetern liegt, mit einer guten zeitlichen Auflösung von etwa 1 ns, vergleichbar mit der von Szintillatoren. Die Reaktionszeit liegt dabei unter 10 ns.

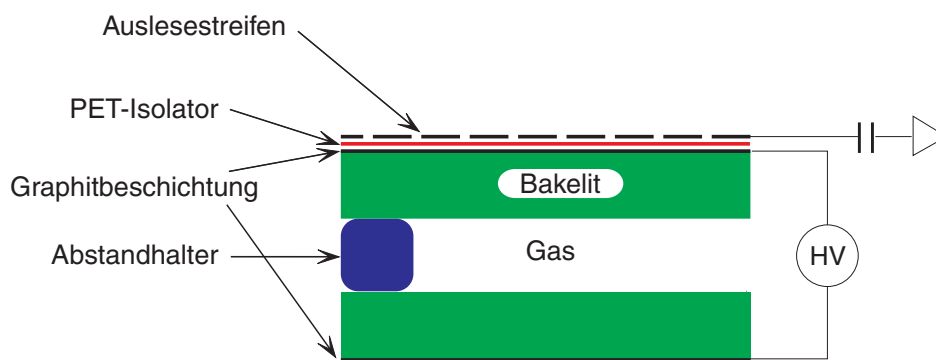


Abbildung 3.13: Schematischer Aufbau einer Widerstandsplattenkammer. Bei CMS werden pro Kammer zwei Stück der hier dargestellten Einheit „ODER“-verknüpft. Aufgrund der beiden sich daraus ergebenden sensitiven Gasräume pro Kammer spricht man auch von *double gap RPCs* (engl.) [45].

Die RPC ist ein Parallel-Platten-Zähler, bei dem die beiden Platten aus Kunststoff mit sehr hohem spezifischen Widerstand, etwa $10^8 - 10^{11} \Omega\text{cm}$, gefertigt sind. Dies erlaubt die Konstruktion und den Betrieb von sehr großen und dünnen Detektoren, die bei hoher Teilchenrate und hoher Gasverstärkung arbeiten, ohne dass sich Durchschläge oder Funken ausbilden. Zwischen den beiden Graphitbeschichtungen der Platten wird etwa 9 kV Hochspannung angelegt, aufgrund derer Gasverstärkung mit Lawinenbildung möglich ist. Wenn ein ionisierendes Teilchen den Nachweisraum durchquert, werden die Platten in unmittelbarer Umgebung der Spur entladen, wodurch das elektrische Feld hier schlagartig zusammenbricht. Damit findet keine Gasverstärkung mehr statt. Der Strom ist durch das Bakelit begrenzt und die Entladung der Graphitschicht ist nur lokal und von kurzer Dauer. Aufgrund des hohen Widerstandes der Platten bleibt dabei der restliche Teil des Detektors unbeeinflusst, und dort ist die RPC für weitere Teilchendurchgänge sensitiv.

Aus der hohen Verstärkung und der dünnen Lücke zwischen den Platten folgt eine kleine, aber sehr präzise Verschiebung für den Zeitpunkt, zu dem ein ionisierendes Teilchen den Detektor durchquert hat. Die Elektroden mit hohem Widerstand sind durchsichtig für das elektrische Signal, das vom Strom der Ladungslawine erzeugt wird. Diese Signale werden von externen metallischen Streifen gesammelt. Anders als bei den CSCs (Kathodenstreifenkammern) wird aber die induzierte Ladungsmenge nicht ausgewertet. Die Ortskoordinate ergibt sich also nur aus der Position des jeweiligen Streifens. Die Streifen sind parallel zu den ϕ -Zellen (in der Barrel-Region) bzw. zu den radialen Streifen der Endkappen-CSCs. Das Muster der getroffenen Streifen gibt eine grobe Messung des Myonimpulses, die vom Trigger benutzt wird.

Das elektrische Feld innerhalb der RPC ist homogen. Vor allem Elektronen, die durch ein ionisierendes Teilchen in der Nähe der Kathode befreit wurden, erzeugen eine große Anzahl von Sekundärelektronen (exponentielle Vervielfachung). Das detektierte Signal ist der gesammelte Effekt aller Ladungslawinen. Eine geeignete Schwelleneinstellung erlaubt die Erkennung eines Signals, das von den in der Nähe der Kathode auftretenden Elektronen erzeugt wird. Die Schwelleneinstellung bestimmt in großem Ausmaß die zeitliche Verschiebung des Pulses, die zeitliche Auflösung sowie die Effizienz. Mit einer geeigneten Wahl des Widerstandes und der Plattendicke kann die RPC bis zu einer Ratenbelastung

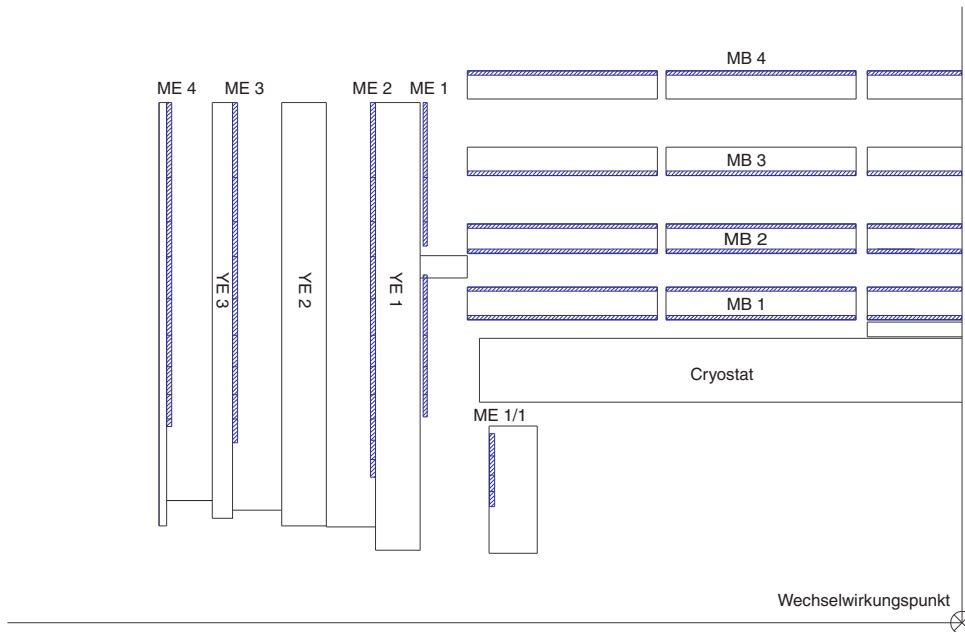


Abbildung 3.14: Anordnung der RPCs (blau schraffiert) innerhalb des Myonsystems [45]. Gezeigt ist ein Quadrant des CMS-Detektors. Links ist der Endkappen-, rechts der Zentralbereich zu sehen. Der Wechselwirkungspunkt befindet sich unten rechts.

von einige tausend Hz pro cm^2 arbeiten.

Aus Abbildung 3.13 wird die Einfachheit eines RPC-Detektors deutlich. Die zwei 2 mm dicken Platten aus Bakelit (Phenolharz) schließen einen gleichhohen Gasraum ein. Eine der beiden Widerstandsplatten hält ein geklebtes Gitter aus kleinen 2 mm dicken Abstandhaltern, die einen typischen horizontalen Abstand von 10 cm haben. An den Rand der Platte wird zusätzlich eine Abdichtung geklebt. Schließlich wird die zweite Platte oben aufgesetzt, und der Detektor ist komplett. Die Hochspannung führt man von außen über eine Graphitschicht zu. An einer Platte sind, durch eine PET-Folie⁷ isoliert, Kupferstreifen als Ausleseelektroden angebracht. Sie sind zwischen 2 und 4 cm breit. In der Praxis bei CMS werden jeweils zwei solcher Lagen übereinander angebracht und über eine gemeinsame Auslese durch ein logisches „oder“ verknüpft. Dadurch wird die Gesamteffizienz gesteigert, ohne die Zeitschwankungen zu vergrößern. Als Füllgas benutzt man $C_2H_4F_4/iso - C_4H_{10}$ (90/10), und die Hochspannung beträgt 8,5 bis 10 kV. Die CMS-RPCs werden im Lawinenmodus (engl. „avalanche mode“) betrieben. In Tests [55] wurde gezeigt, dass so auch bei hohen effektiven Raten bis zu $1\text{kHz}/\text{cm}^2$ gute Auflösungen (besser als 2,5 ns) und Effizienzen ($\approx 99\%$) erreicht werden.

In Abbildung 3.14 ist die Anordnung der RPCs innerhalb des Myonsystems von CMS für einen Quadranten dargestellt. In den Endkappen liegt jeweils eine RPC hinter bzw. vor jeder Myonstation (ME2⁸). Im Zentralbereich befinden sich vor und hinter den ersten

⁷PET = Polyethylenterephthalat (Kunststoff)

⁸Myon Endcap

beiden Stationen, MB1 und MB2⁹, jeweils eine RPC. Infolge dessen stehen hier auch für Myonen mit einem niedrigen Transversalimpuls, die im Eisenabsorber gestoppt werden, immer vier Messpunkte zur Verfügung.

3.3.6 Der Myontrigger

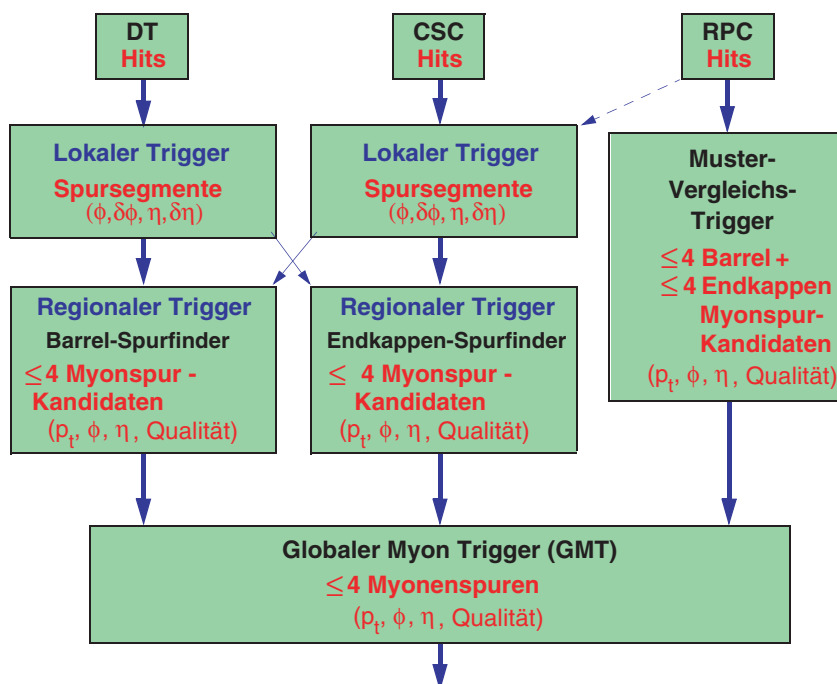


Abbildung 3.15: Struktureller Aufbau des Globalen-Myon-Trigger (GMT).

Während des Betriebs des CMS-Detektors fällt eine riesige Menge von Daten an. Der Myontrigger hat nun die Aufgabe, aus dieser Datenmenge die möglicherweise physikalisch interessanten Ereignisse bzw. Spuren in Echtzeit herauszufiltern. Er besteht aus verschiedenen Stufen, in denen fest verschaltete Elektronik und programmierbare Logik auf Rechnerbasis verwendet werden. Zum Einen soll der Trigger Myonspuren identifizieren, zum anderen den Transversalimpuls p_T bestimmen und schließlich die Spuren der korrekten Strahlkreuzung zuordnen.

Da man bei Protonenbeschleunigern mit einem hohen Untergrund zu rechnen hat, wie frühere Experimente gezeigt haben, ist die Unterdrückung dieses Untergrundes besonders wichtig. Dazu reicht es aus Erfahrung nicht aus, nur Spurkammern einzusetzen. Wie bereits erwähnt, werden deshalb als spezielle Triggerdetektoren die oben beschriebenen RPCs eingesetzt. Beide Systeme arbeiten zunächst unabhängig voneinander. Erst in der letzten Stufe des Triggers werden die Ergebnisse kombiniert. Dadurch werden die verschiedenen Vorteile der Systeme genutzt: Die Spurkammern sorgen für eine gute Ortsauflösung und eine exakte Bestimmung des Transversalimpulses, während die RPCs eine robustere Zeitmessung und damit Zuordnung der Strahlkreuzung liefern.

⁹Myon Barrel 1 und 2

Bei der Konstruktion des Triggers wurde nach diesem Prinzip vorgegangen: Die anfallenden Daten werden an verschiedenen Stellen im Detektor zu kleinen Einheiten zusammengefasst und diese dann in weiteren Schritten entlang einer baumartigen Struktur zu einem Gesamtbild geführt. Beispielsweise werden in den Driftkammern zunächst Triplets von Treffern gesucht und im nächsten Schritt zu Spursegmenten zusammengefügt. Dies geschieht zuerst in den vier Lagen einer Superlage, dann in einer kompletten Myonkammer und schließlich wird aus allen vier Myonkammern (genannt Stationen) die gesamte Spur im Driftkammersystem erstellt. Die so gewonnenen Daten werden mit denen der RPCs abgeglichen und letztendlich mit den Informationen der übrigen Detektorbausteine zu einem Gesamtbild ergänzt.

Der strukturelle Aufbau des **Globalen-Myon-Triggers** (GMT) für den ersten Schritt (Level 1) ist in Abbildung 3.15 zusehen. Er setzt sich aus dem lokalen, dem regionalen und dem globalen Trigger zusammen, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

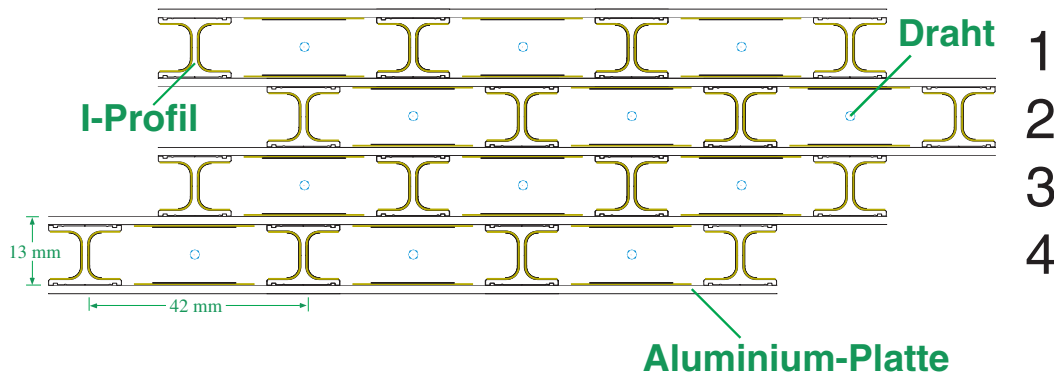


Abbildung 3.16: Aufbau einer CMS-Myon-Superlage. Die Driftzellen sind von Lage zu Lage gegeneinander um eine halbe Zellenbreite versetzt.

Für den lokalen Trigger der Driftkammern ist es von Bedeutung, dass die Driftgeschwindigkeit in den Zellen in guter Näherung konstant ist. Damit ist der Ort des Teilchendurchgangs direkt proportional zur gemessenen Driftzeit. Weiterhin wird die Tatsache ausgenutzt, dass die Lagen der Driftkammer jeweils um eine halbe Zellenbreite gegeneinander versetzt sind (Abbildung 3.16). Daher driften die Elektronen in zwei übereinander liegenden Zellen immer gegenläufig. Diesen Umstand verwendet man nun in einer der erwähnten Pipeline-Techniken. Die Treffer der Zellen werden in Schieberegister geschrieben, die im Takt der Strahlkreuzungen weiter geschoben werden. Dabei lässt man die Informationen von übereinander liegenden Zellen entgegengesetzt laufen. Nach Ablauf der maximalen Driftzeit entspricht das Muster der Informationen in den Schieberegistern dem Treffermuster in den Zellen. Dieses Muster kann zum einen zur Spurerkennung genutzt werden, zum anderen ist augenblicklich die zugehörige Strahlkreuzung gegeben, da die maximale Driftzeit der Zellen bekannt ist.

Der regionale Trigger hat nun die Aufgabe, aus den Spurvektoren Gesamtspuren zusammenzusetzen. Zugleich werden der Spurwinkel, die Pseudorapidität und der Transversalimpuls bestimmt. Die schematische Vorgehensweise sieht man in Abbildung 3.17. Zunächst werden durch Extrapolation in benachbarte Stationen zusammengehörige Segmente zugeordnet. Dabei wird der Winkel des ersten Segments relativ zur Geraden vom Strahlkreuzungspunkt benutzt, um einen Schätzwert für den Transversalimpuls und damit

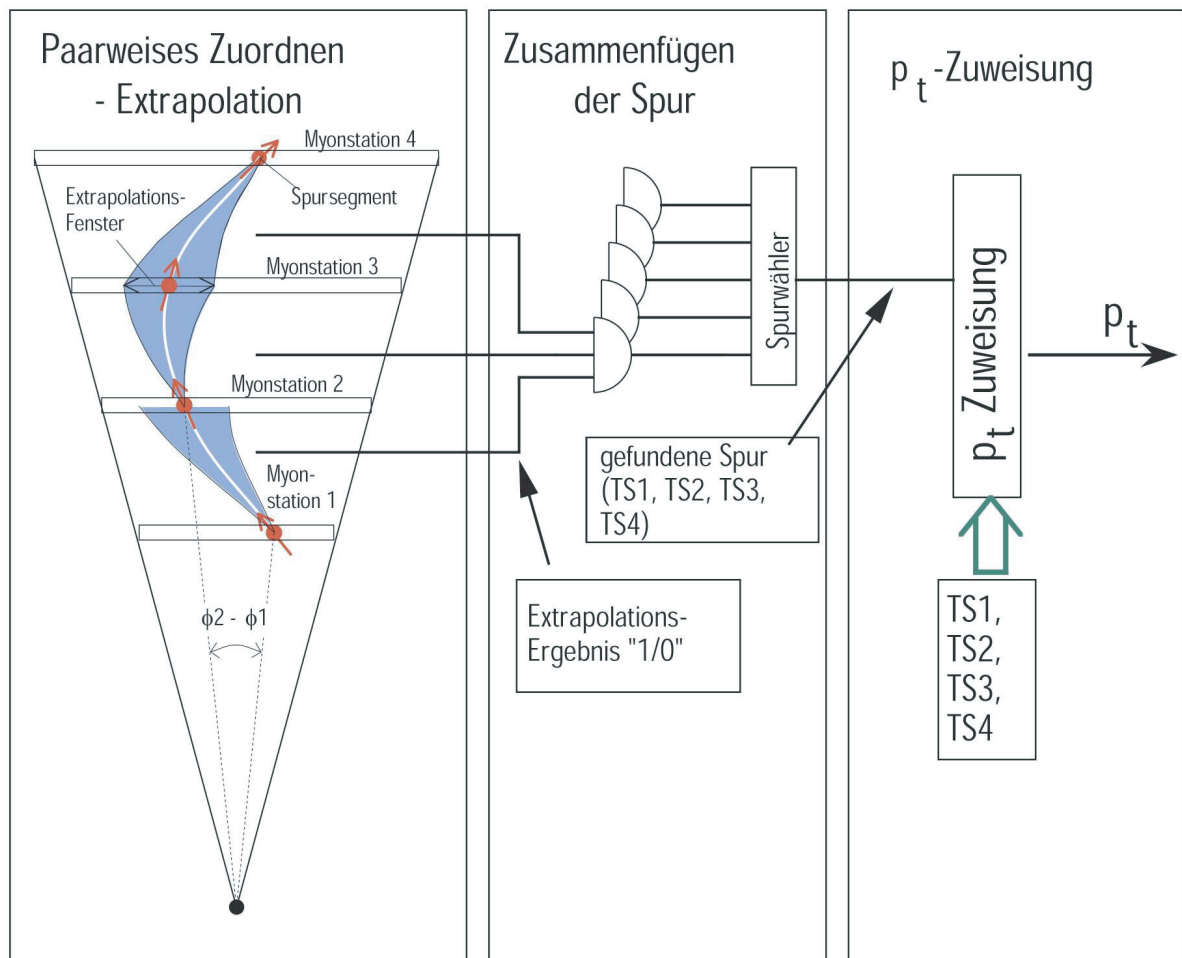


Abbildung 3.17: Verlaufsdiagramm zum Myontrigger. Das links dargestellte Extrapolationsverfahren wird in Abschnitt 3.3.6 erläutert [45].

die Spurkrümmung zu erhalten. Von der innersten Myonstation ausgehend wird die Spur bis zur zweiten Station mit einer Unsicherheit aufgrund von Vielfachstreuung extrapoliert. Ist in dem Extrapolationsfenster der entsprechende Treffer in der zweiten Station gefunden worden, wird von diesem wiederum zur dritten Station extrapoliert. Für die weitere Zuordnung der Segmente wird dann von der vierten Station zur dritten Station extrapoliert. In der vierten Station zeigen die Spursegmente nämlich wieder auf den Vertex, was a priori bekannt ist, da die Winkelabweichung von der ursprünglichen Spur in der ersten Myonstation etwa so groß ist wie in der vierten¹⁰. So werden zunächst Spursegmentpaare und am Ende ganze Spuren gebildet.

Schließlich kombiniert der globale Trigger die Informationen von RPCs, DTs und CSCs, die bis dahin unabhängig voneinander verarbeitet wurden. Die einfachste Kombination, welche man sich denken kann, wäre ein logisches „ODER“, wodurch man maximale Effizienz erreichen würde, oder ein logisches „UND“, für eine größtmögliche Untergrundunterdrückung. In der Realität benutzt man einen komplizierteren Algorithmus,

¹⁰Als kleine Abweichung davon wird die Spur systematisch ein wenig zu viel zurückgelenkt, da das Myon im Eisen des Rückflussjoches etwas Energie verliert.

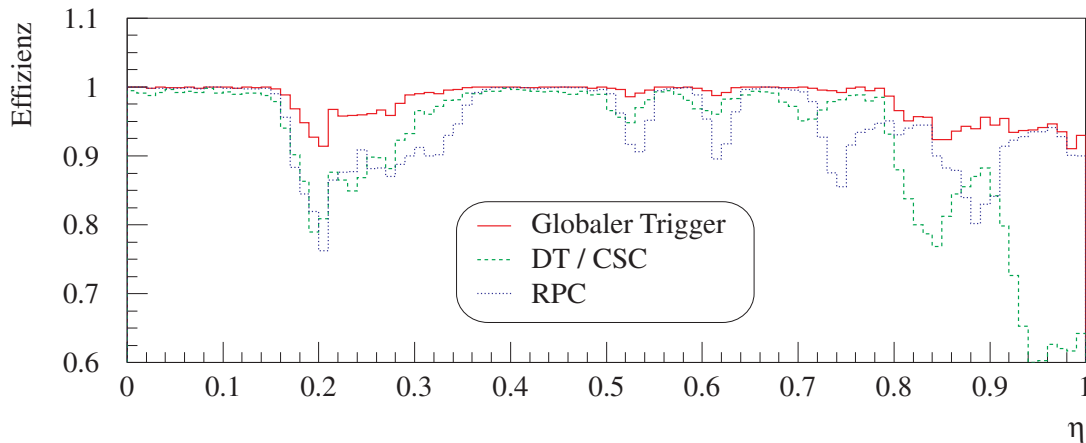


Abbildung 3.18: Trigger-Effizienz des Myonsystems in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η [45].

dessen Effekt zwischen diesen beiden Extremen liegt. Er verwendet neben der Güte der Übereinstimmung der Daten des RPC- und des DT/CSC-Systems den p_T -Wert, sowie die Information des Stufe-1-Triggers über die Spurqualität für seine Entscheidung. Wie man in Abbildung 3.18 leicht erkennen kann, verbessert sich durch diesen Algorithmus die Triggereffizienz verglichen mit Effizienzen der verwendeten Einzelkomponenten deutlich.

Die Level 1 Trigger für die Kalorimeter sind nach dem gleichen Prinzip aufgebaut. Sie müssen alle sehr schnell arbeiten, nämlich in weniger als einer millionstel Sekunde, und wählen die jeweils besten 100.000 Ereignisse pro Sekunde aus.

Der Trigger der nächsten Stufe, Level 2, benutzt Informationen von mehr als einer Detektorkomponente. Er fügt die Daten zu „Ereignissen“ zusammen. Einerseits hat man in diesem Fall aufgrund der Filterung durch den Level-1-Trigger mehr Zeit. Es stehen einige tausendstel Sekunden an Zeit zur Verfügung und es können dazu kommerzielle Prozessoren verwendet werden. Andererseits sind die verarbeiteten Detektorinformationen auch detaillierter.

Schließlich, auf Level-3, wird das volle Ereignis zusammengesetzt. Daraufhin können wesentlich feinere Algorithmen verwendet werden, um komplexere Strukturen aufzudecken. Hier werden z.B. Teilchenspuren und Treffer in den Myonkammern assoziiert, oder Photonen als Zellen mit hoher elektromagnetischer Energie ohne darauf zeigende Spur identifiziert.

3.3.7 Das Ausrichtungssystem der Myonkammern im Detektor

Die Ortsauflösung der Myonkammern, z.B. der Driftkammern (DT), wird im Bereich von $100\ \mu\text{m}$ liegen. Die Genauigkeit, mit der man aber später Myonspuren im Detektor nachweisen kann, hängt zudem von der mechanischen Genauigkeit ab, mit der die Kammern positioniert sind. Es ist also nötig, das Myonsystem sehr genau auszurichten bzw. die Position der Kammern zu vermessen. Dabei werden enorme Anforderungen an das Ausrichtungssystem gestellt, da man Toleranzen im Bereich von 50 Mikrometern gegenüber den Maßen des gesamten Detektors von $16\ \text{m} \cdot 21,6\ \text{m}$ anstrebt [56].

Aus diesem Grund sollen die Positionen und Orientierungen der einzelnen Myonstationen mit optischen Methoden fortwährend gemessen werden [57, 58]. Die so gewonnenen

Positionsparameter können dann bei der Datenauswertung in die Analyse einfließen. Auf der einen Seite muss das System Abweichungen im Mikrometerbereich bestimmen können, wie sie durch Temperaturgradienten von wenigen Grad auftreten, auf der anderen Seite hat man Änderungen im Zentimeterbereich durch magnetische Kräfte, die ebenfalls angegeben werden sollen. Nun besteht die Möglichkeit, sowohl die relative Positionsänderung als auch die absolute Position zu bestimmen, indem während des Aufbaus mit photometrischen Methoden die Positionen der Kammern sowie die des Ausrichtungssystems selbst genau vermessen und dann als Startwerte für die Ausrichtung verwendet werden.

Im Zentralbereich des Detektors ergibt sich die Struktur des Ausrichtungssystems aus den Begrenzungsebenen der Sektoren des zwölfkantigen Myonsystems. Damit sind es zwölf Ebenen in r - z -Richtung, parallel zur Strahlröhre, radial von innen nach außen. Senkrecht dazu gibt es Strukturen aus je vier verwindungssteifen Kohlefaserskeletten (MAB - Module for Alignment of Barrel). Diese sind mit den erforderlichen Lichtquellen und Sensoren versehen und dienen als Referenz für alle Positionsmessungen.

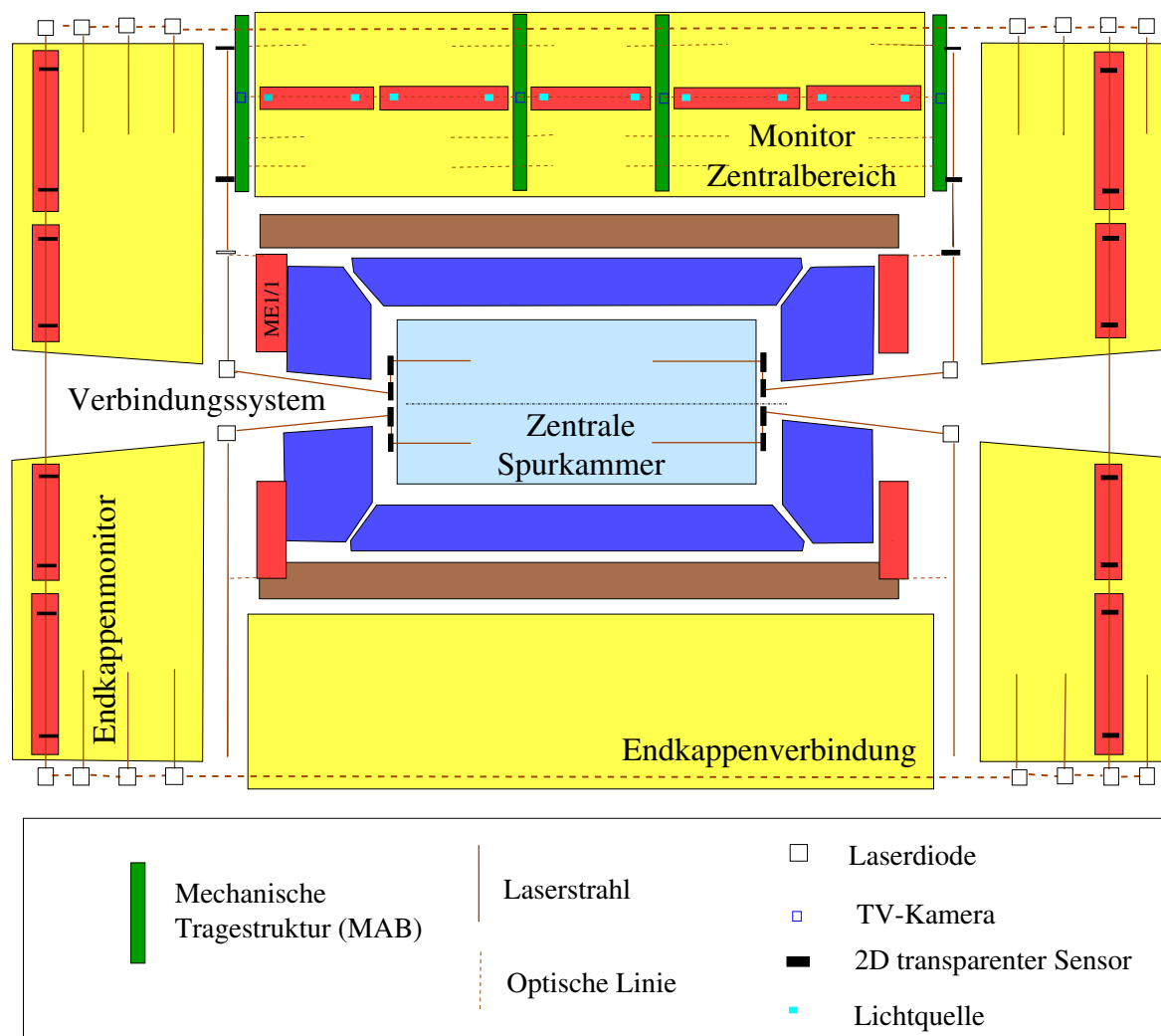


Abbildung 3.19: Dieser schematische Querschnitt des Detektors zeigt die Funktionsweise des Ausrichtungssystems für das Myonsystem. Man sieht die Positionen der Lichtquellen und Sensoren sowie die Strahlverläufe [56].

Das Ausrichtungsverfahren kann sinnvoll in drei Schritte eingeteilt werden. Zum einen wird die Position der Myonkammern im Verhältnis zu den MABs bestimmt, zum anderen werden die MABs untereinander ausgerichtet und schließlich eine Verbindung zwischen Myonsystem und innerer Spurkammer geschaffen. Die ersten beiden Schritte werden mit Hilfe von Leuchtdioden verwirklicht, deren Position mit CCD-Kameras gemessen werden. Durch die Verwendung von drei Leuchtdioden für die Vermessung einer Kammerseite ist eine Ortsbestimmung in drei Dimensionen möglich. Die Positionen der MABs untereinander überprüft man über diagonale optische Verbindungen in einer Ebene. Die eine Hälfte der zwölf Ebenen wird „aktiv“ mit Lichtquellen versehen, während die andere Hälfte „passiv“ mit Kameras ausgestattet ist (Vgl. Abbildung 3.19).

Kapitel 4

Simulation

Neben den technischen Herausforderungen und Anstrengungen beim gegenwärtigen Bau des CMS-Detektors, ist eine genaue und detaillierte Planung des physikalischen Forschungsprogramms für das Experiment von großer Bedeutung. Seit vielen Jahren nimmt dabei sowohl die Simulation des zukünftigen Experimentes als auch die nach einem zu überprüfenden Modell berechnete Vorhersage teilchenphysikalischer Zusammenhänge eine zentrale Stellung ein. Vergangene Experimente in der Teilchenphysik zeigten eine überzeugende Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Daten, wodurch z.B. am LEP-Beschleuniger das in Kapitel 2 beschriebene Standardmodell sehr genau überprüft wurde. Durch Simulation auf der Grundlage von MonteCarlo-Generatoren lassen sich viele physikalische Prozesse und deren Messgenauigkeit schon vor der Messung untersuchen und damit das Experiment vorbereiten. Der Detektor wird dabei mit sämtlichen Bauteilen durch ein computergestütztes Modell beschrieben, so dass die spätere Vermessung der nachzuweisenden Teilchen genau simuliert werden kann.

Im Fall eines vorhergesagten, aber noch nicht entdeckten Teilchens, wie des Higgs-Bosons, von dem theoretisch auch die Wechselwirkungen, insbesondere die Kopplungen zu den anderen Teilchen des Standardmodells genau vorhergesagt werden, lässt sich mit Hilfe von (Detektor-)Simulationen eine detaillierte Strategie für die Suche unter Berücksichtigung der experimentellen Parameter entwickeln. In dieser Arbeit wurde der bei der Higgs-Suche sehr wichtige Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ mit einer vollständigen Detektorsimulation für CMS untersucht. Dazu soll zunächst ein Überblick über die Suche nach dem Higgs-Boson gegeben werden, bevor die analysierte Simulationsrechnung für das CMS-Projekt mit ihren physikalischen Ergebnissen im Detail dargestellt wird.

4.1 Die Suche nach dem Higgs-Boson

Als im Jahr 2000 der Betrieb des LEP-Beschleunigers mit seinen vier Experimenten eingestellt wurde, gab es interessante Ereignisse auf der Suche nach dem Higgs-Boson. Die Analyse der bis dahin aufgenommenen Daten ergab insgesamt mehrere Ereignisse im Vier-Jet-Kanal und im Kanal mit fehlender Energie, welche als Higgs-Kandidaten klassifiziert wurden. Leider war die statistische Signifikanz mit $2,4 \sigma$ nicht groß genug, um eine Entdeckung feiern zu können. Die LEP-Ära endete mit einem Ausschluss-Limit von $m_H > 114$ GeV und am CERN wurden von nun an alle Anstrengungen auf das LHC-Projekt gelenkt. Seit dieser Entscheidung ist das Tevatron-Projekt am Fermilab bei Chicago mit den beiden Detektoren D0 und CDF weltweit das einzige relevante Experiment im Hinblick auf die

Higgs-Suche. Mit dem tatsächlichen Beginn der Datennahme an den LHC-Experimenten wird das CERN das Entdeckungspotential für das Higgs im noch zu untersuchenden Massenbereich deutlich verstärken.

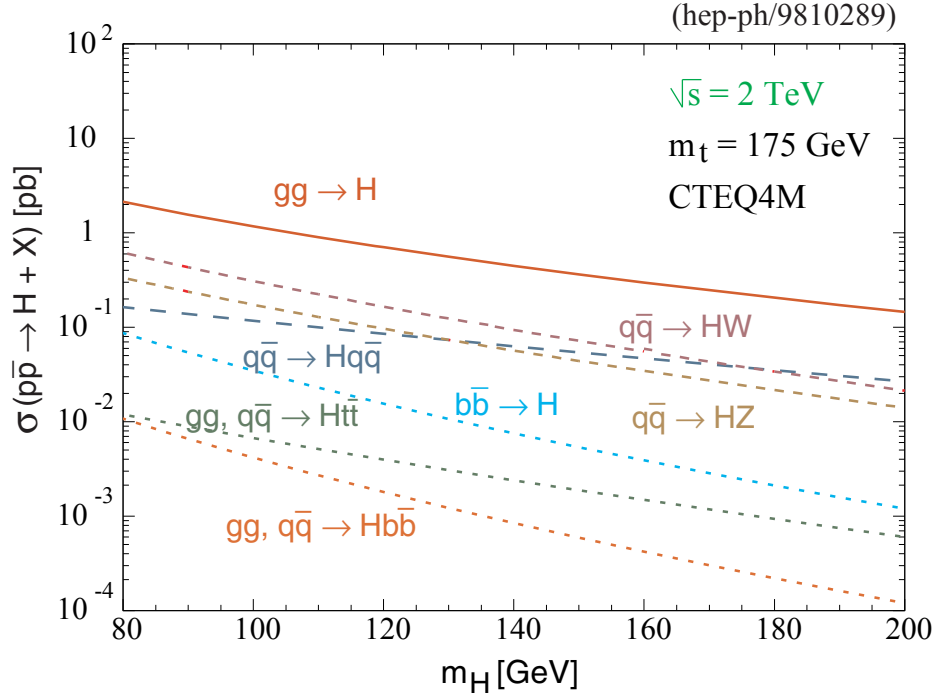


Abbildung 4.1: Die wichtigsten Zerfallskanäle des Higgs-Bosons bei der aktuellen Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ vom Run II am Tevatron [59]. Die Bezeichnung CTEQ4M bezieht sich auf die verwendeten Strukturfunktionen des (Anti-)Protons.

Wie ein Vergleich der wichtigsten Produktionsmechanismen für die Erzeugung des Higgs-Bosons in Abhängigkeit von seiner Masse für die Verhältnisse am Tevatron Run II ($p\bar{p}$, $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$) und am LHC (pp , $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$) zeigt, ist bei beiden die Produktion durch Gluon-Gluon-Fusion vorherrschend. Leider ist für diesen Kanal auch der zu erwartende Untergrund am größten. Alle wichtigen Produktions-Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 4.1 (Tevatron) und in Abbildung 2.7 (LHC) dargestellt. Für die höhere Schwerpunktsenergie am LHC sind sie absolut um etwa einen Faktor 100 größer als am Tevatron. Außerdem ändert sich zum einen die relative Größe der Wirkungsquerschnitte und zum anderen ist die erwartete Luminosität der beiden Projekte unterschiedlich. Die geplante Luminosität am LHC ist mit $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ um zwei Größenordnungen höher, als die angestrebte Luminosität am Tevatron.

Dies alles hat zur Folge, dass für die Detektoren an beiden Beschleunigern unterschiedliche Strategien bei der Suche nach dem Higgs-Boson eingesetzt werden. Während am LHC die Gluon-Gluon-Fusion z.B. im „goldenen Kanal“ eine zentrale Rolle spielt, liegt am Tevatron der Schwerpunkt vor allem auf der assoziierten Produktion von Higgs-Bosonen in den beiden Kanälen $q\bar{q} \rightarrow HW$ und $q\bar{q} \rightarrow HZ$. Da am Tevatron anders als am LHC Antiprotonen verwendet werden, sind die Wirkungsquerschnitte dieser Kanäle mit Quark-Antiquark-Fusion relativ größer. Sie zeichnen sich zudem durch eine klarere

Signatur aus, denn die zusätzlich produzierten Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung erleichtern beim Zerfall in Leptonen die Trennung des Signals vom hadronischen Untergrund.

In den folgenden beiden Abschnitten werden die verschiedenen Strategien auf der Suche nach dem Higgs-Boson an den beiden Projekten Tevatron und LHC gegenübergestellt.

4.1.1 Aktuelle Suche am Tevatron

Niedrige Higgs-Massen ($m_H < 120 \text{ GeV}$)¹: Bei niedrigen Massen zerfällt das Higgs zu 80 % in $b\bar{b}$ -Paare. Aufgrund des großen hadronischen Untergrundes am $p\bar{p}$ -Beschleuniger wird das Higgs in diesem Massenbereich vor allem in der assoziierten Produktion gesucht. Die vielversprechendsten Kanäle sind [60, 61]:

- $q\bar{q}' \rightarrow WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ - Dies ist der Kanal, auf den sich die Suchstrategie konzentriert. Für ein Higgs der Masse $m_H = 120 \text{ GeV}$ werden in einem Massenfenster von 89-135 GeV und bei einer integrierten Luminosität von 20 fb^{-1} 74 Signalereignisse über 986 Untergrundereignissen erwartet.
- $q\bar{q} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$
- $q\bar{q} \rightarrow ZH \rightarrow \ell^-\ell^+ b\bar{b}$ - In diesen ergänzenden Kanälen rechnet man bei 20 fb^{-1} mit 34 Signalereignissen über 166 Untergrundereignissen.
- $q\bar{q}^{(\prime)} \rightarrow VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)} b\bar{b}$ (mit $V = W, Z$) - Dieser Kanal hat zwar das größte Verzweigungsverhältnis, aber einen enormen QCD-Untergrund.

Wichtig für eine erfolgreiche Suche in diesen Kanälen sind eine gute Lepton-Identifikation und die Möglichkeit, auf Leptonen zu triggern. Entscheidend ist aber vor allem ein gutes b -Tagging², um die vom Higgs stammenden b -Jets zu erkennen. Es wurden viele Anstrengungen unternommen, diesen Anforderungen durch Verbesserungen an den Detektoren D0 und CDF besser gerecht zu werden [61].

Mit einer integrierten Luminosität von 2 fb^{-1} wird erwartet, das Higgs-Boson bis zu einer Masse von 115 GeV ausschließen zu können, falls es nicht in diesem Massenbereich liegt. Bei 5 fb^{-1} ist eine $3\text{-}\sigma$ -Entdeckung bei $m_H = 115 \text{ GeV}$ möglich, und bei 10 fb^{-1} sogar im Bereich von 115-125 GeV und 155-175 GeV (Vgl. auch Abbildung 4.3). In Abbildung 4.2 ist das erwartete Higgs-Signal für eine Masse von $m_H = 115 \text{ GeV}$ in den beiden Kanälen WH (links) und ZH (rechts) der assoziierten Higgs-Produktion zu sehen.

Hohe Higgs-Massen ($m_H > 140 \text{ GeV}$)¹: Bei höheren Higgs-Massen wird der Zerfall in die schwachen Eichbosonen W und Z beobachtet. Daraus ergeben sich folgende Kanäle, in denen die Experimente des Tevatron auf das Higgs-Boson sensitiv sind [60, 61]:

- $gg \rightarrow H \rightarrow W^*W^* \rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ - Der zentrale Kanal bei der Suche eines schwereren Higgs am Tevatron. Nach einer optimierten Schnittanalyse mit einem kinematischen Likelihood werden, unter der Annahme einer Higgs-Masse $m_H = 170 \text{ GeV}$ und einer

¹ Im Bereich $120 \text{ GeV} < m_H < 140 \text{ GeV}$ werden Kombinationen aus den Suchstrategien für niedrige und hohe Massen verwendet.

²Die aus b -Quarks erzeugten Hadronen haben eine andere Lebensdauer, als die aus u -, d -, s - und c -Quarks entstehenden Hadronen. Die entsprechenden Hadronen legen dadurch unterschiedlich weite Wege bis zum Zerfall zurück, womit Quark-Flavors über die Rekonstruktion des Zerfallsvertex unterschieden werden können.

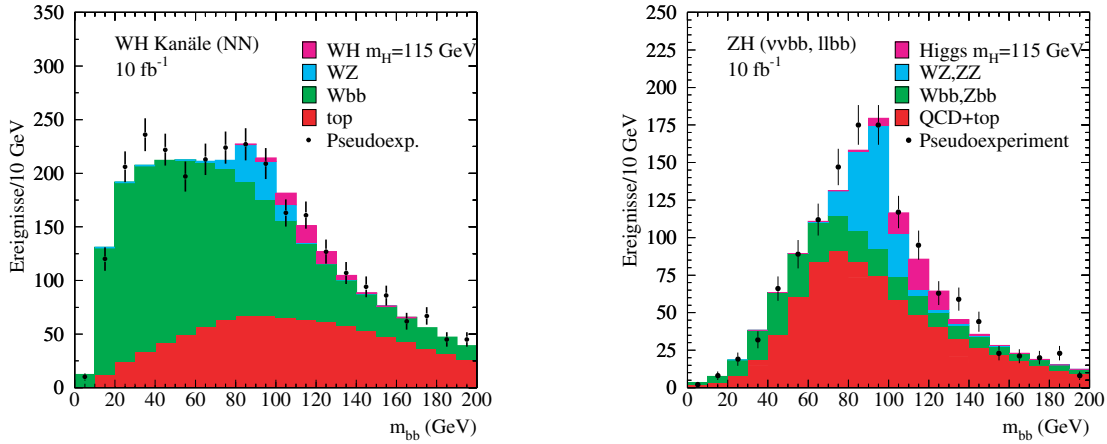


Abbildung 4.2: Das erwartete Signal für ein Higgs-Boson mit $m_H = 115$ GeV in den beiden Kanälen WH (links) und ZH (rechts). Die Ereigniszahlen gelten für 10 fb^{-1} , jedoch sind die eingezeichneten Punkte nur nach den berechneten Erwartungen gewürfelte Daten [62].

integrierten Luminosität von 20 fb^{-1} , 22 Signalereignisse über 46 Untergrundereignissen erwartet.

- $q\bar{q}' \rightarrow WH \rightarrow \ell^\pm \nu W^* W^* \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\pm \nu jetjet$
- $q\bar{q} \rightarrow ZH \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp W^* W^* \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp \ell^\pm \nu jetjet$ - Diese beiden Kanäle ergänzen den ersten Kanal derart, dass bei 20 fb^{-1} eine Entdeckung des Higgs auf dem $3\text{-}\sigma$ -Niveau gelingen kann.

Um die Multi-Lepton-Signaturen gut erkennen zu können, sind auch im hohen Massenbereich eine exzellente Lepton-Identifikation und die Möglichkeit, auf Leptonen zu triggern, von großem Nutzen.

Das Ergebnis der gesamten Simulations-Analyse ist in Abbildung 4.3 aufgetragen. Man kann an den drei Graphen ablesen, welche integrierte Luminosität man für einen Ausschluss mit 95 % CL, eine Entdeckung mit 3σ und einen Nachweis mit 5σ Signifikanz benötigt.

Unabhängig von der Masse des Higgs-Bosons ist es eine große Herausforderung, das Higgs-Boson am Tevatron zu finden. Ein Grund dafür ist, dass der Wirkungsquerschnitt für die Higgs-Produktion am LHC um zwei Größenordnungen höher liegt, als für die Experimente D0 und CDF am Tevatron³. Erst in der Kombination der Messungen der beiden Detektoren in Illinois gibt es eine reelle Chance das Higgs-Teilchen zu finden. Um die Gesamtsensitivität zu bestimmen, werden zunächst Signal und Untergrund für jeden Kanal berechnet, und dann eine vereinte Likelihood-Funktion für alle Kanäle bestimmt. Diese wird integriert, um die 95 %-CL-Grenze als Funktion des Higgs-Wirkungsquerschnitts zu bilden. Die Entdeckungsschwellen werden aus dem Verhältnis der maximalen Likelihood

³CMS und ATLAS werden am LHC außerdem bei höherer Luminosität arbeiten.

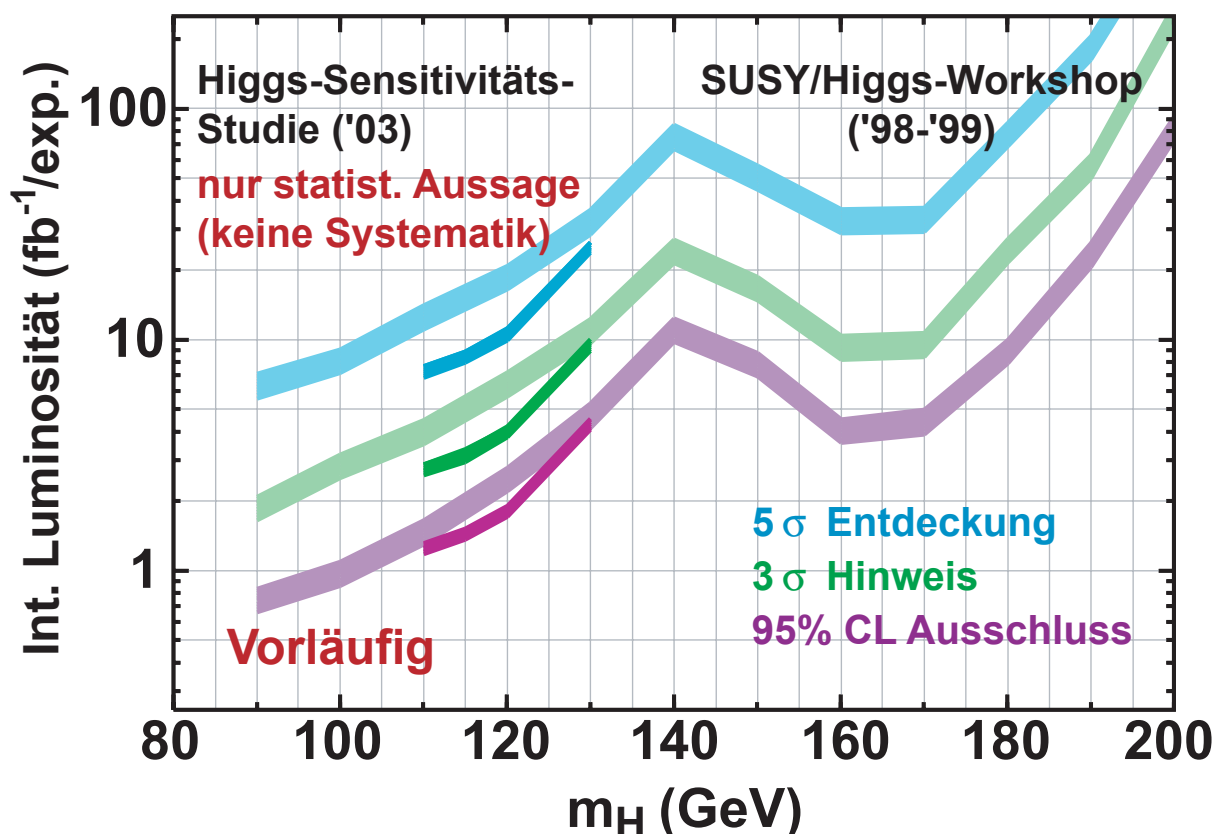


Abbildung 4.3: Ergebnis eines Higgs-Workshops von 1999 zur Sensitivität auf das Higgs-Boson bei verschiedenen Massen für die Experimente CDF und D0 am Tevatron. Zwischen 110 und 130 GeV ist zusätzlich eine verbesserte Erwartung nach einer Studie diesen Jahres eingezeichnet. Eine zu erwartende Systematik ist in diesen Ergebnissen noch nicht berücksichtigt und würde die Kurven zu höheren Luminositäten verschieben [63].

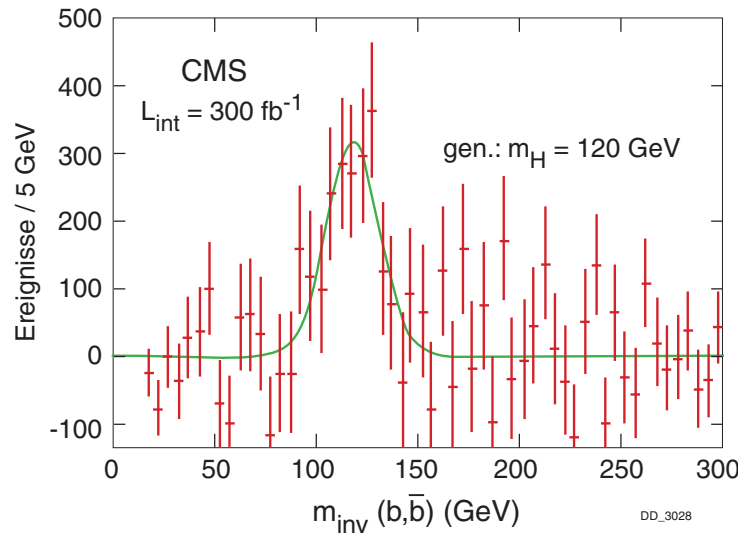
zur Likelihood bei einem Null-Higgs-Wirkungsquerschnitt errechnet. Die benötigte Luminosität für das jeweilige Ergebnis wird so angegeben, dass das Ergebnis selbst eine Wahrscheinlichkeit von 50 % hat. Am Ende ergeben sich zusammenfassend als Prognose für mögliche Entdeckungen des Higgs-Bosons am Tevatron die Graphen in Abbildung 4.3.

Im letzten Jahr gelang es außerdem in einer Higgs-Sensitivitäts-Studie, die oben beschriebene Suchstrategie unter anderem durch Einsatz eines künstlichen neuronalen Netzes zu verfeinern. Das Ergebnis der verbesserten Analyse für den niedrigen Massenbereich ist zusätzlich in Abbildung 4.3 eingezeichnet. Es fehlen aber noch systematische Untersuchungen.

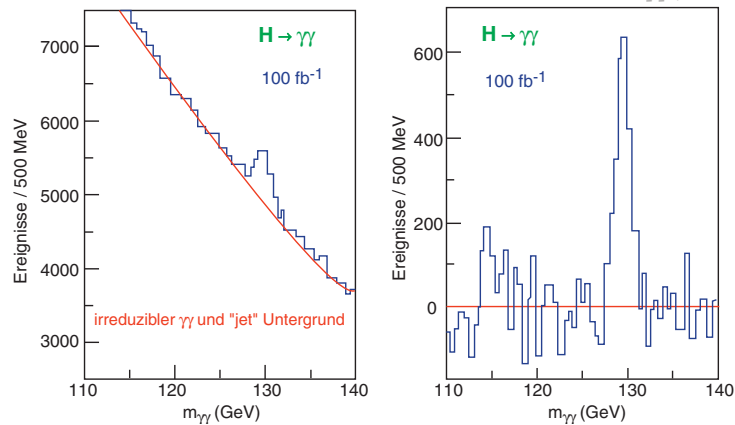
4.1.2 Zukünftige Suche am LHC

Der am LHC überwiegend genutzte Prozess zur Produktion des Higgs-Bosons ist die Gluon-Gluon-Fusion (Abbildung 2.6 Graph 1) gefolgt von der Vektor-Boson-Fusion (VBF - Abbildung 2.6 Graph 2), die vor allem ab $m_H = 100$ GeV an Einfluss gewinnt. In Vorbereitung auf die Datennahme am LHC sind viele Anstrengungen unternommen worden,

$H \rightarrow b\bar{b}$
aus WH
 $m_H = 120 \text{ GeV}$



$H \rightarrow \gamma\gamma$
im CMS-
PbWO₄-Kalorimeter
 $m_H = 130 \text{ GeV}$



$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$
 $m_H = 170 \text{ GeV}$

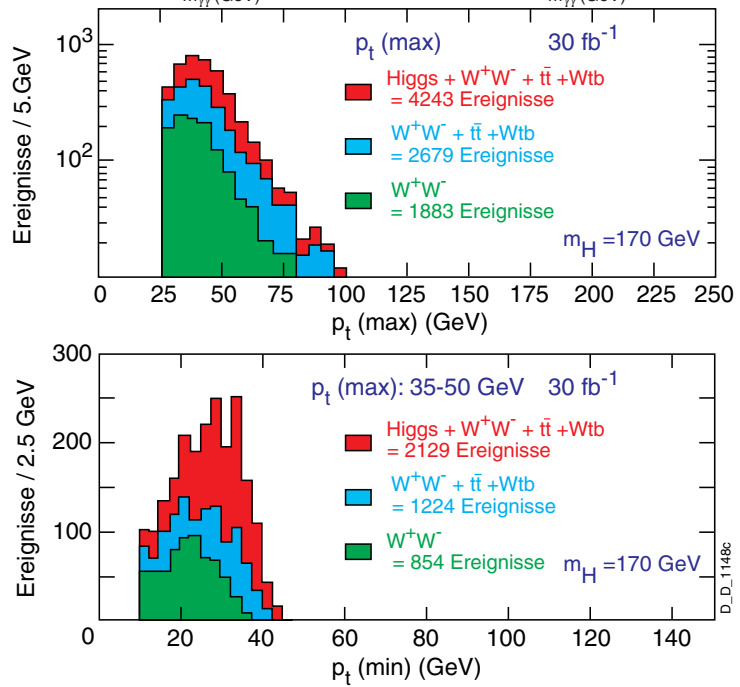


Abbildung 4.4: Drei weitere für eine mögliche Entdeckung und Vermessung des Higgs-Bosons bei CMS wichtigen Kanäle. Der wichtigste Kanal ($H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$) wird in Abschnitt 4.2 ausführlich dargestellt. (aus [46])

Strategien zu finden, das verglichen mit anderen Prozessen schwache Higgs-Signal aus dem enormen Untergrund einer Proton-Proton-Maschine bei hoher Luminosität zu filtern. Die richtige Strategie bei der Suche nach dem Higgs-Boson hängt stark von dessen Masse ab: **Niedrige Higgs-Massen** ($m_H < 130 \text{ GeV}$): Hier werden eine ausgezeichnete Energieauflösung und eine ebenso gute Untergrund-Unterdrückung benötigt. Vor allem zwei Zerfallsmodi sind in dieser Massenregion wichtig:

- $t\bar{t}H (H \rightarrow b\bar{b})$ - Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in $b\bar{b}$ -Paare liegt bei etwa 80 % (Vgl. Abb. 2.8), doch aufgrund des erdrückenden QCD-Untergrundes ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses kleiner als 10^{-5} . Daher ist man auf eine verbesserte Signatur durch ein Topquark-Paar oder Leptonen aus der assoziierten Produktion angewiesen. Das obere Diagramm in Abbildung 4.4 zeigt das zu erwartende Signal nach einer integrierten Luminosität von 300 fb^{-1} für die assoziierte Produktion bei einer Higgs-Masse $m_H = 120 \text{ GeV}$.
- $H \rightarrow \gamma\gamma$, $WH (H \rightarrow \gamma\gamma)$ und $t\bar{t}H (H \rightarrow \gamma\gamma)$ - Dieser Kanal hat einerseits ein kleines Verzweigungsverhältnis ($\approx 10^{-3}$), aber andererseits ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von etwa 10^{-2} , was ihn für die Suche wieder interessant macht. In der mittleren Abbildung 4.4 ist links die erwartete Messung mit Hilfe des PbWO₄-Kalorimeters dargestellt. Nachdem der gleichmäßig verteilte Untergrund abgezogen wurde, ergibt sich ein deutliches Signal, wie in der rechten Abbildung zu sehen ist. Die angegebenen Ereigniszahlen entsprechen einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} . Simuliert wurden Higgs-Bosonen mit einer Masse von $m_H = 130 \text{ GeV}$.

Mittlere Higgs-Massen ($130 \text{ GeV} < m_H < 2 \cdot M_Z$): Die vielversprechendsten Zerfallskanäle sind

- $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ (mit z.B. $\ell = \mu$)
- $H \rightarrow W^\pm W^\mp^{(*)} \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu}$,

wobei letzterer in inklusiver und assoziierter W -Produktion genutzt werden kann. Das zu erwartende Higgs-Signal bei einer integrierten Luminosität von 30 fb^{-1} ist in der unteren Abbildung 4.4 zu sehen. In der Darstellung des minimalen Transversalimpulses p_T^{min} für die Ereignisse mit einem maximalen Transversalimpuls $35 \text{ GeV} < p_T^{\text{max}} < 50 \text{ GeV}$ zeigt sich ein deutlicher Überschuss, der zum Nachweis für das simulierte Higgs-Boson mit $m_H = 170 \text{ GeV}$ dient. Der erste Kanal wird im Folgenden noch ausführlich beschrieben.

Hohe Higgs-Massen ($m_H > 2 \cdot M_Z$): Die Entdeckung des Higgs-Bosons kann geradewegs über den sogenannten *goldenen Kanal* stattfinden:

- $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ (mit z.B. $\ell = \mu$),

der zwar mit einem geringen Verzweigungsverhältnis versehen ist, dafür aber eine besonders klare Signatur hat, was zu einem sehr guten Signal-zu-Untergrund-Verhältnis führt. Es wird eine schmale Resonanz bei geringem Untergrund erwartet. Bei sehr schweren Higgs-Massen ($m_H > 500 \text{ GeV}$) fällt der zugehörige Produktionswirkungsquerschnitt merklich. Dies kann durch folgende Kanäle kompensiert werden:

- $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$
- $H \rightarrow W^\pm W^\mp \rightarrow \ell \nu \text{jetjet}$

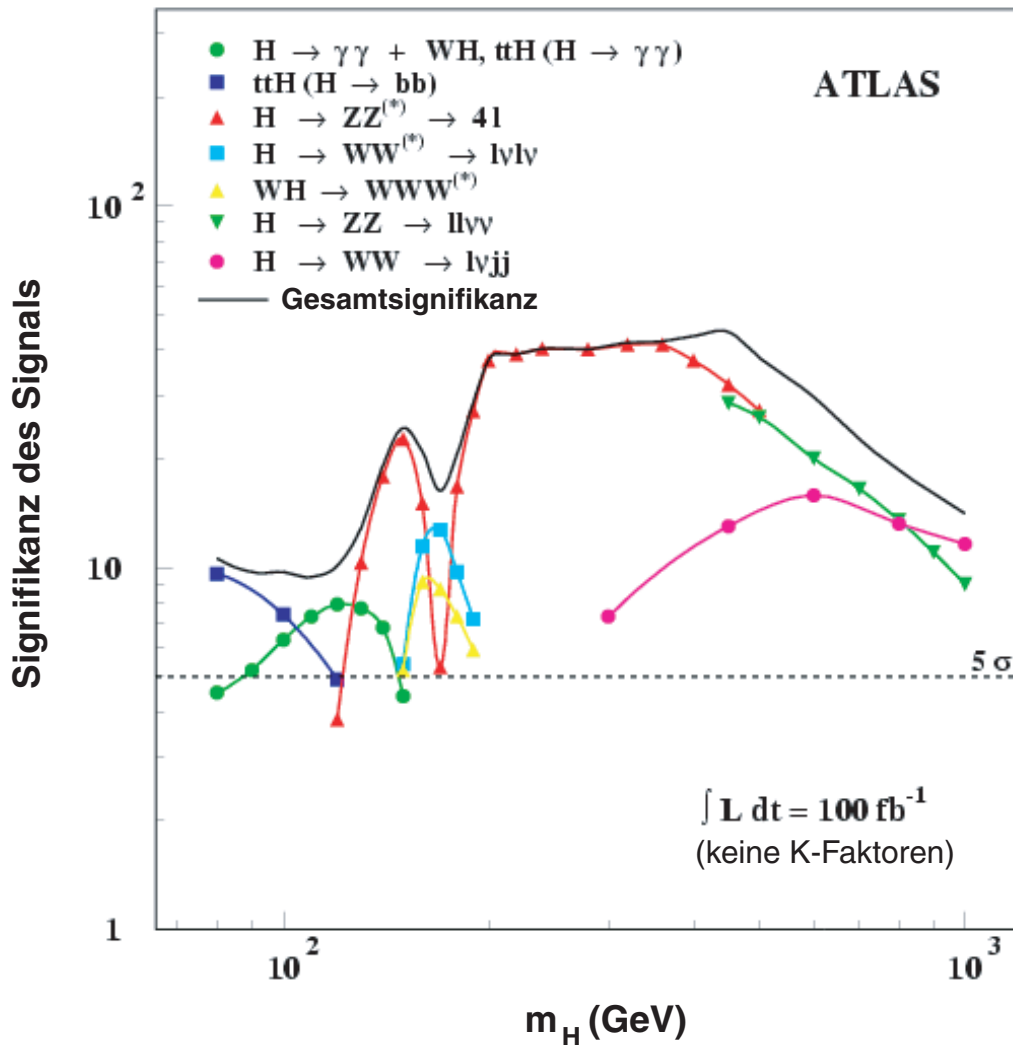


Abbildung 4.5: Die aus Simulationen vorhergesagte Gesamtsignifikanz für eine Entdeckung des Higgs-Bosons beim LHC am Beispiel des ATLAS-Detektors (aus [46]). Für das CMS-Experiment werden sehr ähnliche Voraussagen gemacht.

Damit wurden die wichtigen Nachweismöglichkeiten für die Entdeckung und nachfolgende Vermessung des Higgs-Bosons bei den beiden LHC-Experimenten ATLAS und CMS vorgestellt. Zusammenfassend ergibt sich ein Überblick über das Potential für den direkten Nachweis des Higgs-Teilchens bei LHC aus der Auftragung der erwarteten Gesamtsignifikanz über die entsprechende Higgs-Masse m_H , die in Abbildung 4.5 gezeigt ist. Die Signifikanz liegt entlang des ganzen noch nicht ausgeschlossenen Massenbereich für das Higgs-Boson deutlich über der 5σ -Grenze, oberhalb derer die Bestätigung der Higgs-Hypothese für die jeweilige Masse statistisch sicher ist.

4.2 Der Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$

4.2.1 Benutzte Software

Um eine vollständige Detektorsimulation für CMS durchzuführen wird ein ganzes Paket an Programmen und Werkzeugen benötigt. Die CMS-spezifischen Komponenten wurden im Wesentlichen am CERN entwickelt und werden den Anwendern zur Verfügung gestellt. Die wichtigsten benutzten Software-Pakete sind:

- PYTHIA [64]: Monte-Carlo-Generator zur Erzeugung der Ereignisse (PYTHIA 6.158).
- CMSIM [65]: Diese vollständige Detektorsimulation ist GEANT3-basiert und wurde in Fortran geschrieben. Der Nachfolger ist OSCAR, welches GEANT4-basiert ist und objektorientiert in C++ geschrieben wurde. Leider stand zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch keine fehlerfrei lauffähige Version dieser Software zur Verfügung. Daher wurde eine auf CMSIM 125 basierende Simulation verwendet.
- OBJECTIVITY: Ein kommerzielles Programmpaket zur Erzeugung und Verwaltung objektorientierter Datenbanken. Dieses Paket wurde mit der Umstellung auf Linux RedHat Version 7 am CERN verworfen und wird durch das ROOT-Paket ersetzt.
- SCRAM (**S**oftware **C**onfiguration, **R**elease **A**nd **M**anagement): Benutzt wird dieses Werkzeug im Rahmen der CMS-Software-Umgebung zur Versions-Verwaltung und um die Umgebung einzurichten, in der Programmteile und Programme entwickelt und ausgeführt werden können. Die grundlegende Quellcode-Verwaltung wird von CVS (**C**oncurrent **V**ersioning **S**ystem) übernommen.
- COBRA [66] (**C**oherent **O**bject-oriented **B**ase for simulation, **R**econstruction and **A**nalysis): Eine allgemeines Gerüst mit vielen notwendigen Programmbausteinen, welche ORCA, IGUANA und OSCAR gemeinsam sind.
- ORCA [67] (**O**bject-oriented **R**econstruction for **C**MS **A**nalysis): Ein in C++ geschriebenes Programmpaket, welches Klassen und Methoden enthält, um Daten zu rekonstruieren und auf diese Daten dann für verschiedene Detektorkomponenten zuzugreifen. Benutzt wurde ORCA Version 6.3.0.
- ROOT: Objektorientierte Umgebung zur Datenanalyse

Für diese Arbeit wurde aus Zeitgründen auf eine Simulation des Untergrundes für den untersuchten Kanal verzichtet. Die Signalereignisse wurden mit den oben aufgeführten Komponenten erzeugt und verarbeitet. Diese werden folgendermaßen benutzt, um die gesamte Detektorsimulation und nachfolgende Analyse durchzuführen.

Zunächst benötigt man einen Monte-Carlo-Generator, in diesem Fall PYTHIA, um die Signalereignisse unter Erhaltung von Energie und Gesamtimpuls zu generieren. Das eingebaute Werkzeug CMKIN wird dabei benutzt, um die richtigen PYTHIA-Routinen aufzurufen und LHC-spezifische Parameter automatisch zu setzen. Das Programm wird mit elektronischen Datenblättern (engl.: data cards) gesteuert, in denen die einzubeziehenden physikalischen Prozesse gesetzt werden. Das Ergebnis dieser Fortran-basierten Routinen ist ein N-Tupel (Tabelle) nach dem HEPEVENT-Standard.

Dieses N-Tupel dient als Eingangsgröße für die eigentliche Detektorsimulation mit CMSIM, welches zusätzlich die Geometrie des CMS-Detektors einliest und die Wechselwirkungen mit den Sub-Detektoren simuliert. Dieser Teil der Gesamtsimulation dauert in Abhängigkeit der Anzahl generierter Teilchen und der Topologie des Ereignisses mit etwa einer Minute pro Ereignis am längsten. Daraus erhält man Dateien im ZEBRA-Format (sogenannte FZ-Dateien), welche typischerweise z.B. für einen Satz von 10000 Ereignissen sehr groß sind. Aus diesem Grund wird der Satz in kleinere Einheiten, sogenannte *Runs*, unterteilt. Ein Run enthält in der Regel etwa 500 Ereignisse und erhält eine eindeutige Run-Nummer. Die so erhaltenen Daten werden in eine objektorientierte OBJECTIVITY-Datenbank gespeichert.

Um Zeit und Aufwand zu sparen ist am CERN für das CMS-Projekt eine eigene Datenbank eingerichtet worden, um die so simulierten Ereignis-Datenbanken zu sichern und für CERN-Benutzer verfügbar zu machen. Für diese Arbeit konnte daher auf die erneute Durchführung der bis hier beschriebenen Arbeitsschritte verzichtet werden, da die untersuchte Reaktion bereits in dieser Datenbank hinterlegt war.

Von hier an kann die Rekonstruktion und Analyse beginnen. Die grundlegende Rekonstruktion der simulierten Ereignisse wird mit einer entsprechend modifizierten ORCA-Klasse durchgeführt. Das dazu entwickelte Programm erzeugt aus allen bis hierhin gewonnenen Daten ein ROOT-N-Tupel, in dem alle benötigten Informationen gespeichert sind. Die Anwendung von Schnitten an den Datensätzen und die abschließende Analyse wird mit einem eigens entwickelten ROOT-Programm vollzogen, welches die zuvor erzeugten ROOT-N-Tupel einliest und verarbeitet.

4.2.2 Benutzte Datensätze

Im Folgenden sollen die analysierten Datensätze vorgestellt werden. Untersucht wurde der Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ für eine Higgs-Masse von 150 GeV bzw. von 200 GeV. Aufgeführt sind in diesem, wie in den folgenden Abschnitten zunächst die Angaben für eine Masse von 150 GeV und dahinter in Klammern die entsprechenden Werte für die 200-GeV-Higgs-Masse, falls diese abweichen.

Um die untersuchten Datensätze in der CMS-Datenbank zu erzeugen, wurden mit PYTHIA 6.158 insgesamt 16030 (14938) Ereignisse generiert. Mit CMSIM 125 simuliert wurden davon exakt 10000 Ereignisse, wobei in der Datenbank aber nur 9892 (9593) gültige Ereignisse gespeichert wurden. Bei den übrigen 108 (407) Ereignissen ist davon auszugehen, dass diese aufgrund von Softwarefehlern nicht fehlerfrei simuliert werden konnten. Bei der Analyse und Rekonstruktion mittels ORCA 6.3.0 konnte ORCA 8 (2) Ereignisse nicht rekonstruieren. Das Programmpaket stürzte bei ihrer Analyse in mehreren Versuchen ab. Damit ergibt sich von der Generation der Ereignisse mit PYTHIA bis zum detektorsimulierten und rekonstruierten ROOT-Datensatz eine Effizienz von 98,8 % (95,9 %). Im rekonstruierten ROOT-Datensatz finden sich insgesamt 41638 (40402) einzelne Myonen auf MonteCarlo-Niveau. Das heißt, dass bei der Generierung mit PYTHIA durchschnittlich 0,21 Myonen pro Ereignis aufgrund von Sekundärreaktionen entstehen. Bei den Reaktionen handelt es sich zu 89 % um zusätzliche Z_0 -Zerfälle, zu 7 % um hadronische Reaktionen⁴ und zu 4 % um direkte Zerfälle des Higgs in Myonen. Diese insgesamt 2102 (2038) Myonen im Datensatz sind bei der späteren Rekonstruktion des Higgs-Bosons schon auf MonteCarlo-Niveau störend. Um zunächst die grundlegende Charakteristik der

⁴Am häufigsten treten hier Zerfälle von $D^*(2010)$, $D^*(2007)$, D_S^* , B_0^* und B^* auf.

Reaktion $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ zu untersuchen, kann man zur Vereinfachung fordern, dass sich genau 4 Myonen im Endzustand finden. Nach diesem Schnitt bleiben 8071 (7820) von den ursprünglich 9884 (9591) Ereignissen übrig, was 81,7 % (81,5 %) entspricht.

4.2.3 Eigenschaften des Detektors

Die korrekte Interpretation der simulierten Daten setzt voraus, dass man den (simulierten) Detektor verstanden hat. Sinnvollerweise untersucht man dazu die simulierte Effizienz und die Auflösung für bestimmte Größen. Die Auflösung definiert man dabei als Differenz von rekonstruierten und generierten Daten:

$$\Delta x := x_{\text{rekonstruiert}} - x_{\text{generiert}} \quad (\text{mit z.B. } x = \varphi, \vartheta)$$

Als rekonstruierte Daten werden die vom simulierten Level-3-Trigger gelieferten Werte verwendet. Die generierten Daten sind die von Pythia erzeugten MonteCarlo-Informationen.

Die Effizienz bei Anwendung eines gewissen Kriteriums ergibt sich als die Anzahl der Myonen, welche diesem Kriterium entsprechen, dividiert durch die Anzahl der insgesamt für das jeweilige Kriterium in Frage kommenden Myonen. So lautet beispielsweise der Ausdruck für die Trigger-Effizienz $\epsilon_{\text{Trigger}}$:

$$\epsilon_{\text{Trigger}} = \frac{\# \text{ vom L3-Trigger detektierte Myonen}}{\# \text{ Myonen im Intervall } |\eta| < 2,4},$$

da der Detektor geometrisch nur den Raum bis 2,4 in η ausfüllt⁵.

Bevor die Auflösung des Detektors bestimmt werden kann, ist es nötig, die zu den generierten Myonen gehörigen Myonen aus den detektorsimulierten Daten zu finden. Bei diesem Problem spricht man vom *Matching*. Ein geeignetes Kriterium, welches dazu dient, das zu einer simulierten Myonspur passende Myon zu finden, ist die Minimierung des sogenannten *Lorentz-Maßes* ℓ :

$$\ell = \sqrt{(\Delta\varphi)^2 + (\Delta\eta)^2}. \quad (4.1)$$

Ist dieser Ausdruck minimal, so passen die beiden Myonspuren aus Generator- bzw. Simulationsdaten geometrisch am besten zusammen. Im Analyseprogramm werden also alle möglichen Kombinationen verglichen, und das entsprechende Generator-Myon mit dem minimalen Lorentz-Maß zum untersuchten simulierten Myon wird diesem, falls es nicht bereits einem anderen simulierten Myon zugeordnet wurde, als identisch zugewiesen. Auf diese Art findet man auch den passenden Satz von Myonen, wenn in einem Ereignis während der Detektorsimulation z.B. durch Pionen erzeugte Sekundär-Myonen hinzukommen. Danach lässt sich die Auflösung verschiedener physikalischer Größen im simulierten CMS-Detektor bestimmen [68].

In Abbildung 4.6 ist das Ergebnis für die Auflösung in φ und ϑ zu sehen. Es ergibt sich für φ ein RMS von 0,34 mrad und für ϑ von 0,43 mrad. Diese Werte geben zugleich die mittleren Fehler σ_i ($i = \varphi, \vartheta$) der Einzelmessung für die Simulation der entsprechenden Größe an. Daraus lässt sich dann für jedes simulierte Myon ein χ^2 berechnen nach der Formel:

$$\chi^2 = \frac{(\Delta\varphi)^2}{\sigma_\varphi^2} + \frac{(\Delta\vartheta)^2}{\sigma_\vartheta^2},$$

⁵Die Pseudorapidität η ist definiert als $\eta = -\ln \tan \frac{\vartheta}{2}$ und ist demnach ein Maß für den Polarwinkel ϑ . Differenzen der Pseudorapidität sind invariant unter Lorentz-Transformationen.

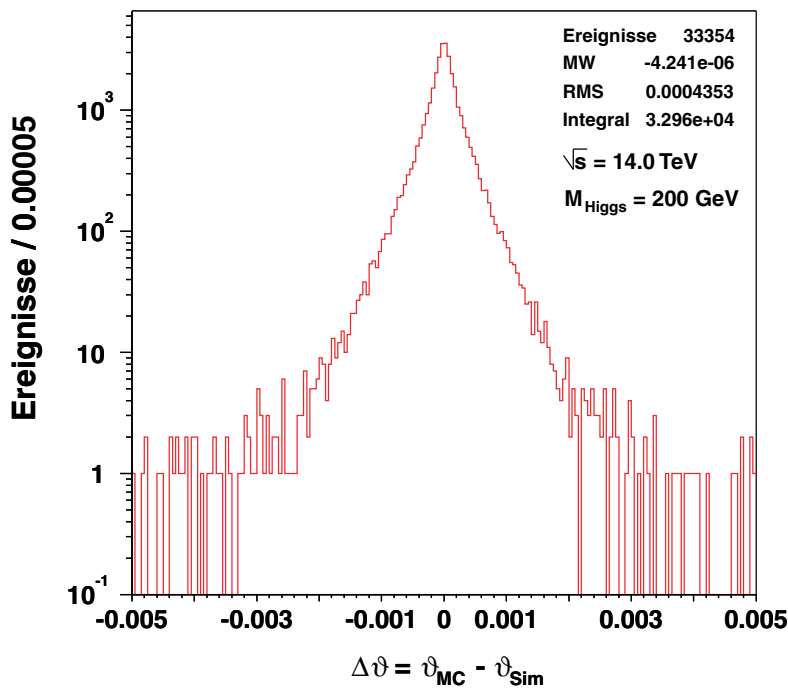
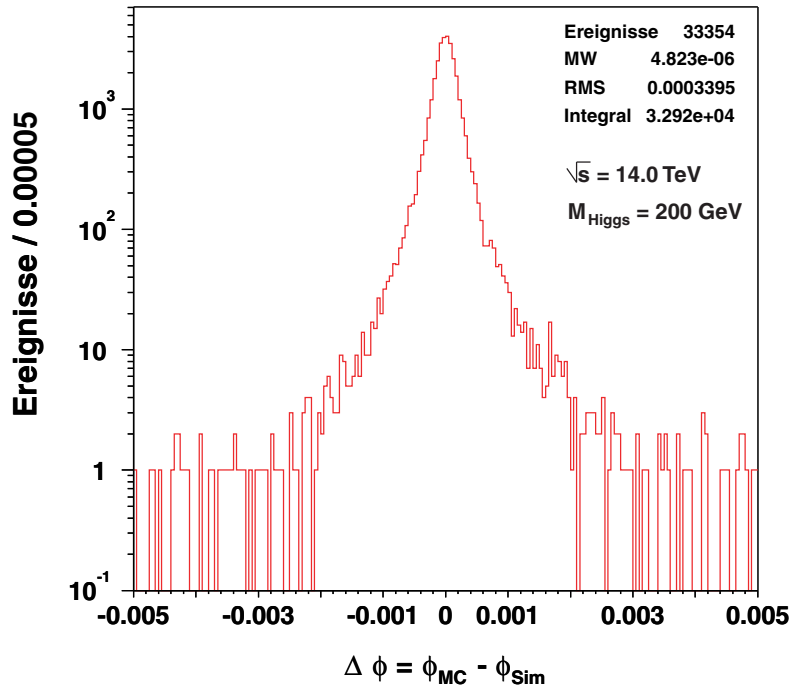


Abbildung 4.6: Halblogarithmische Darstellung von $\Delta\varphi = \varphi_{\text{MC}} - \varphi_{\text{Sim}}$ (oben) bzw. $\Delta\vartheta = \vartheta_{\text{MC}} - \vartheta_{\text{Sim}}$ (unten), also die Differenz des generierten φ/ϑ -Winkels und des simulierten vom Level-3-Trigger gefundenen φ/ϑ -Winkels nach geeignetem *Matching* der Myonen durch Minimierung des Lorentzmaßes.

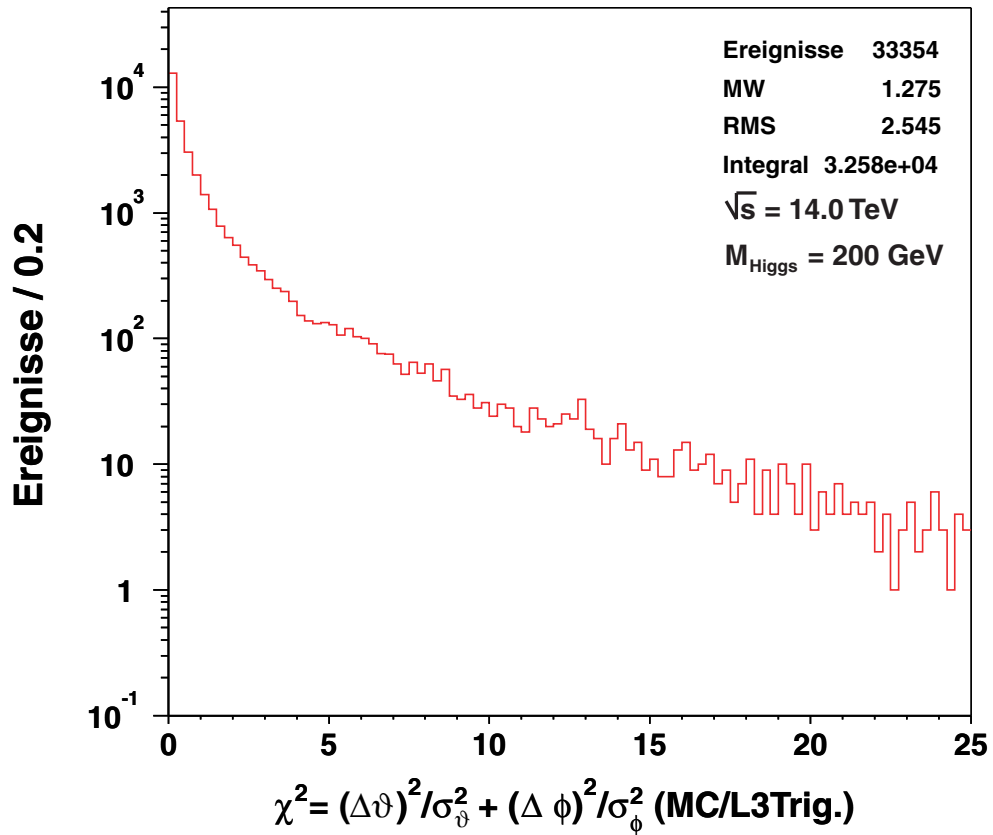


Abbildung 4.7: Die χ^2 -Verteilung der Myonen. Mit einem Schnitt bei $\chi^2 = 16$ bleiben 97 % der Myonen als richtig zugeordnet übrig.

und man erhält die in Abbildung 4.7 gezeigte Verteilung. Durch einen Schnitt in dieser Verteilung bei $\chi^2 = 16$ ergibt sich mit 97 % vom gesamten Datensatz eine genügend große Teilmenge, in der das Matching von generierten und simulierten Myonen mit großer Genauigkeit gelungen ist.

Als Effizienz des Level-3-Triggers ergibt sich $\epsilon_{\text{Trigger}} = 0,825$. Daraus folgt, dass die Effizienz, alle 4 Myonen zu finden, $0,825^4 = 0,464$ ist. Dieses Ergebnis ist nicht sehr befriedigend, zumal die L3-Trigger-Effizienz in anderen Quellen für ein einzelnes Myon mit 97 % angegeben wird [69]. Damit sollte die Effizienz, vier Myonen zu finden, $0,97^4 = 0,885$ sein. Leider hat der L1-Trigger nur eine räumliche Abdeckung in η bis 2,1 (aufgrund der RPCs), während L2- und L3-Trigger das Gebiet bis $\eta = 2,4$ abdecken. Da aber als Grundlage für die Entscheidung dieser Trigger das Ergebnis des L1-Triggers verwendet wird (Vgl. Abschnitt 3.3.6), können sie ebenfalls nur Myonen bis $\eta = 2,1$ aufspüren. Das Problem wurde bereits in [70] herausgestellt.

Durch eine Offline-Rekonstruktion, die in ORCA bereits vorgesehen ist, lässt sich dieses Ergebnis verbessern. Jedoch ist es dazu nötig, den Detektor und den Trigger genau verstanden zu haben, was in der Anfangsphase von CMS eine Herausforderung sein wird.

In Tabelle 4.1 sind Effizienzen herausgestellt, die sich für verschiedene geometrische

Schnitt	Effizienz		Ereignisse nach 100 Messtagen mit $L = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	
	$m_H=150 \text{ GeV}$	$m_H=200 \text{ GeV}$	$m_H=150 \text{ GeV}$	$m_H=200 \text{ GeV}$
	$ \eta < 2,5$	1,000	1,000	146
nur 4 μ	0,817	0,815	119	243
... + $ \eta < 1,7$	0,460	0,450	67	134
... + $ \eta < 1,3$	0,254	0,249	37	74
... + $ \eta < 1,1$	0,160	0,159	23	47
... + $ \eta < 1,1$ (3 Myonen)	0,413	0,405	60	120
... + $2,5 > \eta > 1,7$	0,004	0,004	1	1
... + $2,5 > \eta > 1,3$	0,029	0,024	4	7
... + $2,5 > \eta > 1,1$	0,054	0,047	8	14
... + $2,5 > \eta > 1,1$ (3 Myonen)	0,178	0,182	26	54
$P_t > 5 \text{ GeV}$	0,794	0,816	116	243

Tabelle 4.1: Effizienzen für die Detektion von Myonen aus den untersuchten Datensätzen bei verschiedenen Schnitten auf Generator-Ebene. Es wird klar, dass gerade im Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ der Myonnachweis sowohl im Vorwärts- ($|\eta| > 1,1$) als auch im Zentralbereich ($|\eta| < 1,1$) des Detektors von großer Bedeutung ist, da mit einem der beiden Bereiche allein keine ausreichende Effizienz erreicht wird.

Schnitte an den generierten MonteCarlo-Daten ergeben. Das Myonsystem im Zentralbereich deckt ein Gebiet bis etwa $\eta = 1,1$ ab. Einerseits bewegt sich bei 95 % aller Ereignisse mindestens eins der vier Myonen in den Zentralbereich des Detektors, andererseits weisen 84 % aller Ereignisse mindestens ein Myon im Bereich der Endkappen ($\eta > 1,1$) auf. Bei einer Gleichverteilung der Myonen über den gesamten Winkelbereich würde man hingegen bei 99 % der Ereignisse mindestens ein Myon im Zentralbereich und bei 81 % mindestens ein Myon in den Endkappen erwarten. Der Vorwärtsdetektor ist bei der Higgs-Suche also wichtiger, als man es aus rein geometrischen Überlegungen erwarten würde. Insgesamt kommt es natürlich auf die Kombination aus Vorwärts- und Zentraldetektor an. Die angegebenen Ereigniszahlen deuten an, dass es bereits nach kurzer Messzeit am LHC möglich sein wird, das Higgs-Boson nachzuweisen. Um die Möglichkeiten der Entdeckung und nachfolgender Vermessung des Higgs-Bosons geht es im nächsten Abschnitt.

4.2.4 Eigenschaften des Higgs-Bosons

Im Folgenden sollen die kinematischen und topologischen Eigenschaften eines Higgs-Bosons mit der Masse 150 (200) GeV beleuchtet werden. Sie wurden für die beschriebene Reaktion anhand der 4 resultierenden Myonen bestimmt. In den Diagrammen ist die jeweilige Verteilung für $m_H = 150 \text{ GeV}$ in rot und für $m_H = 200 \text{ GeV}$ in blau angegeben.

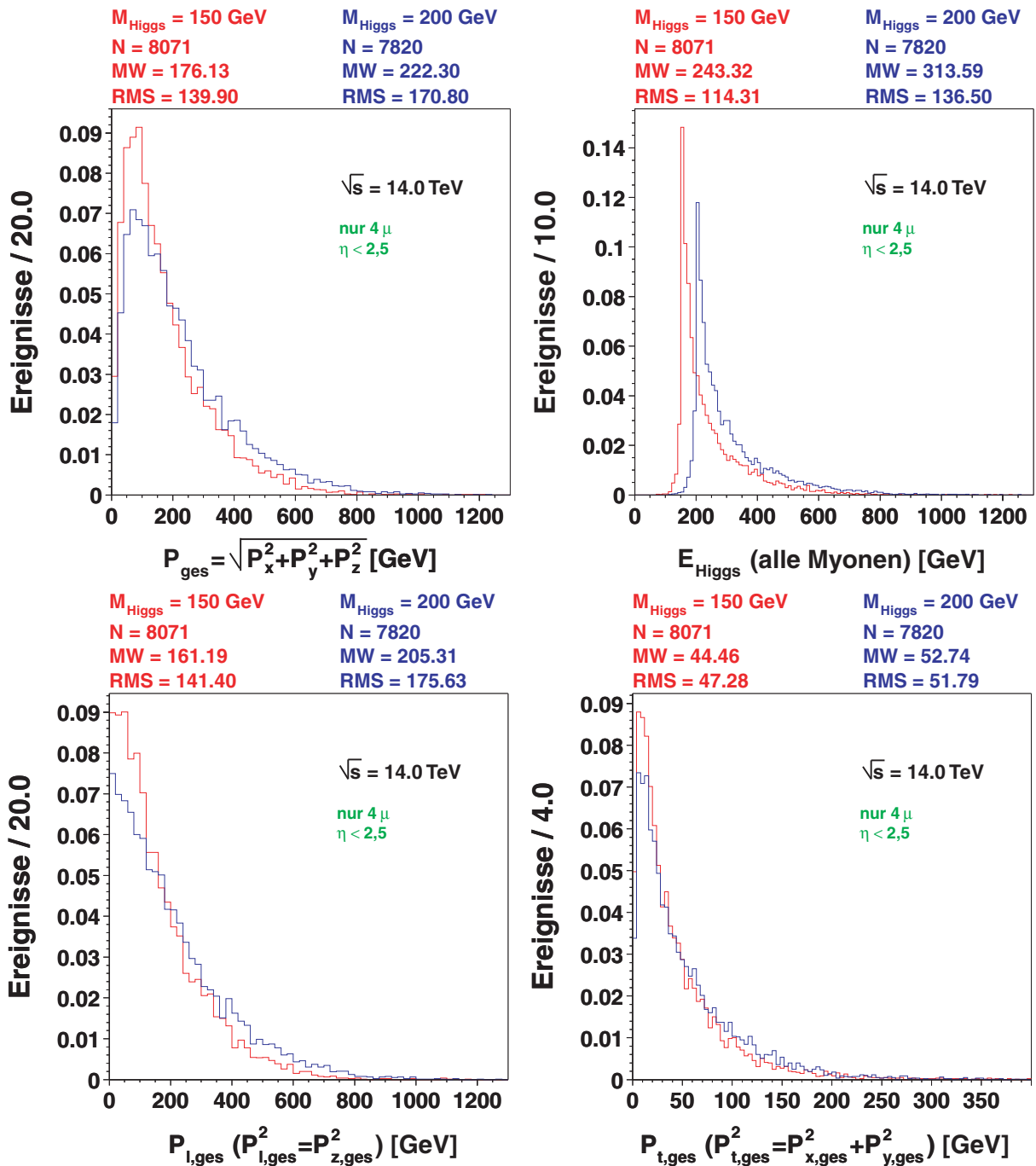


Abbildung 4.8: Aus den 4 Myonen des Zerfalls der Z-Bosonen rekonstruierter Impuls (oben links) und Energie (oben rechts) des Higgs-Bosons. Unten sind der entsprechende longitudinale (links) und transversale Impuls (rechts) aufgetragen.

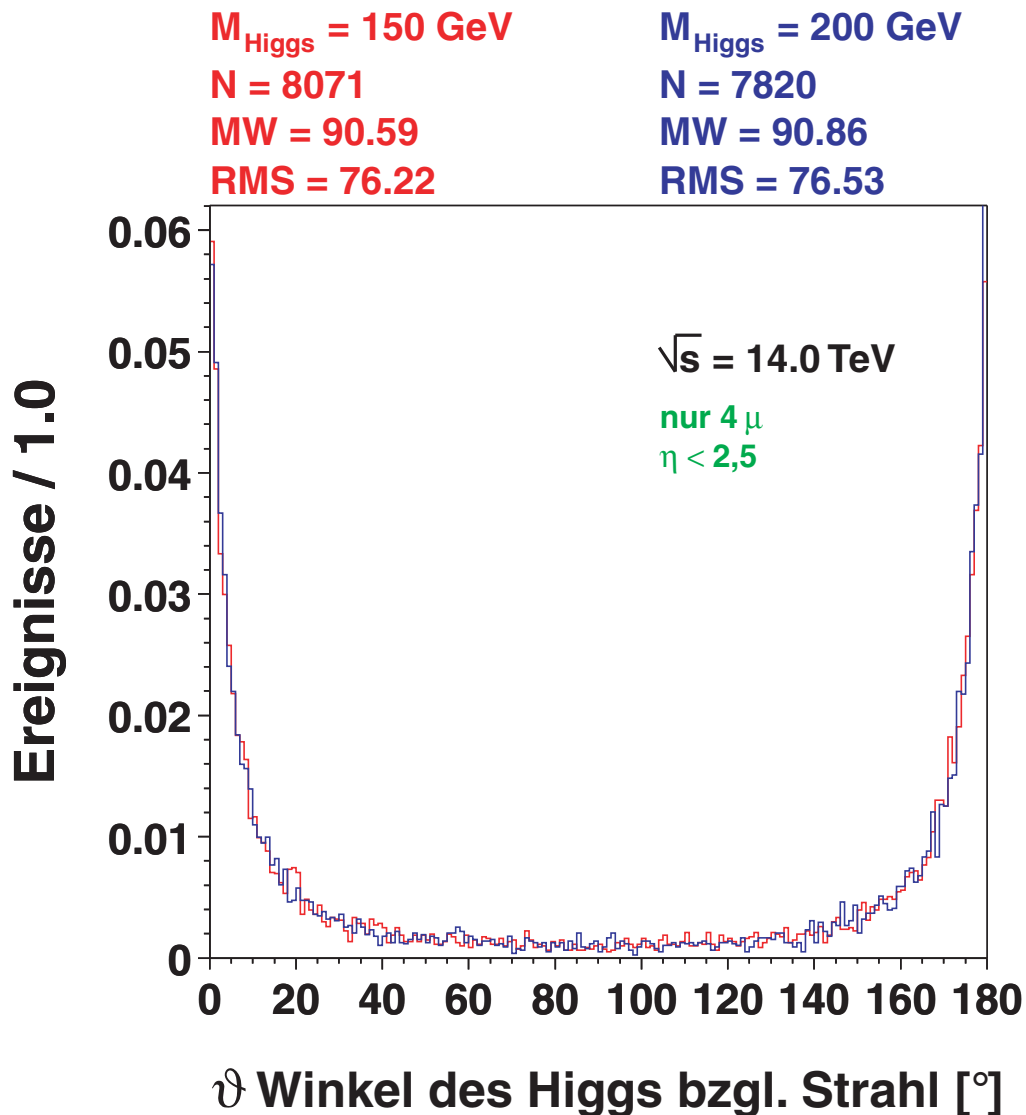


Abbildung 4.9: ϑ -Winkel des Higgs-Bosons gegen den Protonenstrahl.

Es ergibt sich, dass die meisten wesentlichen Eigenschaften des Higgs-Teilchens bei beiden Massen sehr ähnlich sind.

Nach der Rekonstruktion aus den vier Myonen auf MonteCarlo-Niveau hat das Higgs-Boson im Mittel einen Impuls von 222 GeV. Blickt man auf die gesamte Impulsverteilung im linken oberen Teil von Abbildung 4.8, so findet man weiter, dass der wahrscheinlichste Impuls bei etwa 75 GeV liegt. Zusammen mit der Masse des Higgs liegt damit auch die Energieverteilung fest. Sie ist auf der rechten oberen Seite der Abbildung 4.8 zu sehen. Wegen $E^2 = \vec{p}^2 + m^2 \geq m^2$ kann die Energie nicht kleiner als 150 (200) GeV werden. Hier liegt auch das Maximum der Verteilung. Es ergibt sich eine mittlere Energie des Higgs-Bosons von 243 (314) GeV. Die tatsächliche Energieverteilung des Higgs-Bosons hat eine schärfere Kante bei der kinematischen Schwelle von 150 (200) GeV, die in dieser Betrachtung aufgeweicht wird, da von den hochenergetischen Myonen abgestrahlte Photonen nicht berücksichtigt wurden.

Im unteren Teil der Abbildung 4.8 sind longitudinaler (P_L) und transversaler (P_T)

Impuls des Higgs-Bosons dargestellt. Zwar liegt das Maximum der beiden Verteilungen jeweils nahe bei Null, doch ist die Verteilung von P_L wesentlich breiter als die von P_T , woran deutlich wird, dass das Higgs-Boson sich vorwiegend in die Vorwärtsrichtung des Detektors bewegt. Dieses Verhalten ist verständlich, da das Higgs vornehmlich durch Gluon-Fusion erzeugt wird, und das Schwerpunktsystem der beteiligten Gluonen, als Teil der kollidierenden Protonen, sich in Vorwärtsrichtung bewegt. Auch in den später gezeigten Winkelverteilungen spiegelt sich dieser Umstand wieder. Quantitativ ergibt sich auf MonteCarlo-Niveau ein mittlerer Longitudinalimpuls \bar{P}_L von 161 (205) GeV, während der Transversalimpuls im Mittel nur 45 (53) GeV beträgt. Damit errechnet sich aus dem Quotienten dieser beiden Mittelwerte der mittlere Winkel eines Higgs-Teilchens, auf das im Detektor getriggert wird, zur Strahlachse zu nur 15° (14°).

Bestätigt werden diese Erkenntnisse, durch die sich ergebende Verteilung des Winkels zwischen der Flugrichtung des Higgs-Bosons und der Strahlachse. Sie beruht auf der Analyse der MonteCarlo-Informationen und ist in Abbildung 4.9 aufgetragen. Eine Konsistenzprüfung liefert für die Intervalle $[0^\circ, 90^\circ]$ bzw. $[90^\circ, 180^\circ]$ entsprechende Mittelwerte von 17° bzw. 163° (17° bzw. 164°).

4.2.5 Kinematik

Impulse der Z-Bosonen in der Reaktion $H \rightarrow ZZ$ für $m_H = 200$ GeV			
E_{Higgs} [GeV]	E_{Z_0} [GeV]	P_{Higgs} [GeV]	P_{Z_0} [GeV]
210.00	105.00	64.03	52.05
220.00	110.00	91.65	61.52
230.00	115.00	113.58	70.07
240.00	120.00	132.66	78.00
250.00	125.00	150.00	85.50
300.00	150.00	223.61	119.10

Tabelle 4.2: Aufgeführt sind die aus der Higgs-Energie E_{Higgs} mit Hilfe der relativistischen Beziehung $E^2 = p^2 + m_0^2$ ($c = 1$) berechneten Impulse und Energien für die Reaktion $H \rightarrow ZZ$ ($m_H = 200$ GeV) im Spezialfall des symmetrischen Zerfalls (Vgl. Abb. 4.10).

Wegen des großen Longitudinalimpulses des Higgs ist zu erwarten, dass auch die Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons aufgrund der Impulserhaltung bevorzugt in Vorwärtsrichtung fliegen werden, was im diesem Abschnitt noch deutlicher werden wird. Es werden zunächst Argumente aus rein kinematischen Überlegungen entwickelt, um diese Vermutung zu untermauern.

Da der Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ letztlich mit einem Zerfall in vier Körper verbunden ist, gibt es zunächst keine Möglichkeit, ohne Einschränkung der Allgemeinheit analytische Vorhersagen zu machen. Im Spezialfall des symmetrischen Zerfalls, in dem die aus dem Higgs hervorgehenden Z-Bosonen einen im Laborsystem gleichgerichteten Impuls haben, vereinfacht sich die Kinematik des Prozesses und kann durch einfache relativistische Rechnung ($c=1$), also mittels der Beziehung $E^2 = p^2 + m_0^2$, analysiert werden. Setzt man die

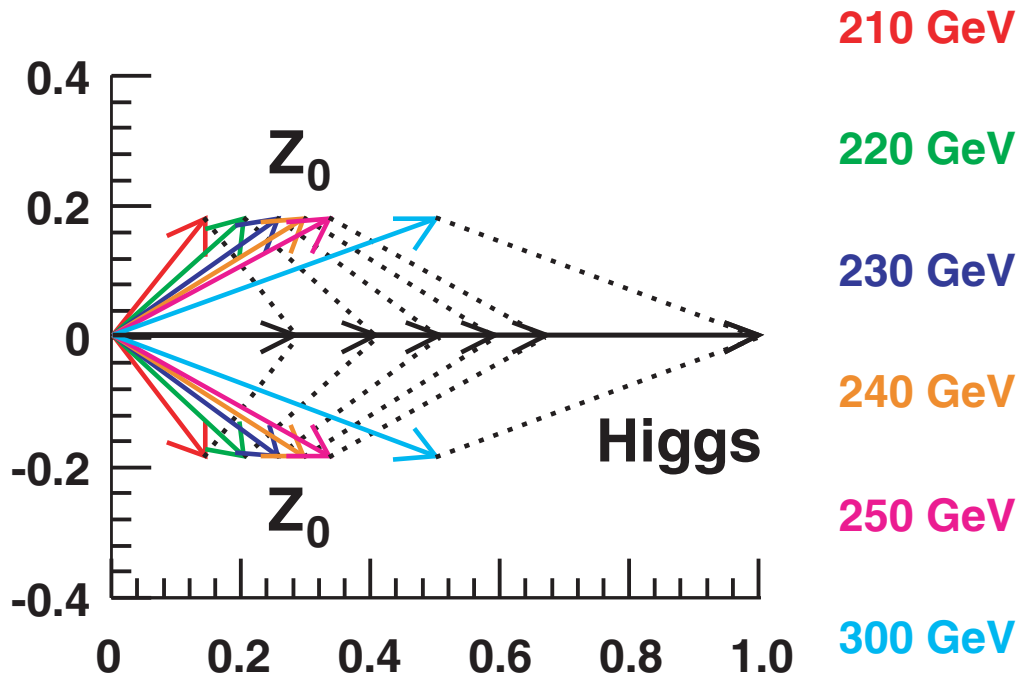


Abbildung 4.10: Impuls-Parallelogramme für den Zerfall $H \rightarrow ZZ$ bei Higgs-Energien von 210-300 GeV ($m_H = 200$ GeV). Eingezeichnet ist der Spezialfall des symmetrischen Zerfalls, der es erlaubt, den Winkel zwischen dem zerfallenden Higgs-Boson und den Z-Bosonen zu bestimmen. Die Energie des Higgs-Bosons von 300 GeV ist auf eins normiert. Es resultiert, dass sich die Z-Bosonen mit zunehmender Higgs-Energie weniger in entgegengesetzter Richtung bewegen. Dies hängt mit der relativ großen Z-Masse zusammen (Vgl. Tabelle 4.2).

Energie des Higgs-Bosons als gegeben an, so gilt im Schwerpunktsystem aus Symmetriegründen und wegen Energieerhaltung, dass jedes der Z-Bosonen die Hälfte der Energie davonträgt. Weiterhin ist im besagten Spezialfall der Impuls eines Z-Bosons entlang des Higgs-Bosons gerade die Hälfte des Gesamtimpulses des Higgs. Aufgrund der Impulserhaltung liegt damit die gesamte Kinematik des Zerfalls $H \rightarrow ZZ$ fest.

An der Energieverteilung des Higgs-Bosons hatten wir gesehen, dass die typische Energie des Higgs etwa zwischen 210 und 300 GeV liegt. Für diesen Bereich sind in Tabelle 4.2 die für den symmetrischen Zerfall berechneten Impulse und Energien aufgeführt. Für niedrige Energien des Higgs sind der Higgs-Impuls und der Impuls einer der Z-Bosonen von der gleichen Größenordnung. Zu höheren Higgs-Energien aber ändert sich dieses Verhältnis, und ein 300-GeV-Higgs hat sogar den doppelten Impuls wie die resultierenden Z-Bosonen.

In einer grafischen Darstellung dieser Ergebnisse (Abbildung 4.10) wird deutlich, wie die Z-Bosonen sich mit zunehmender Higgs-Energie immer mehr in Richtung des Mutterteilchens bewegen. Während die Z-Bosonen im Laborsystem bei niedrigen Energien noch

fast in entgegengesetzter Richtung auseinanderlaufen, beträgt der Winkel zwischen ihnen bei höheren Energien nur noch etwa 20° .

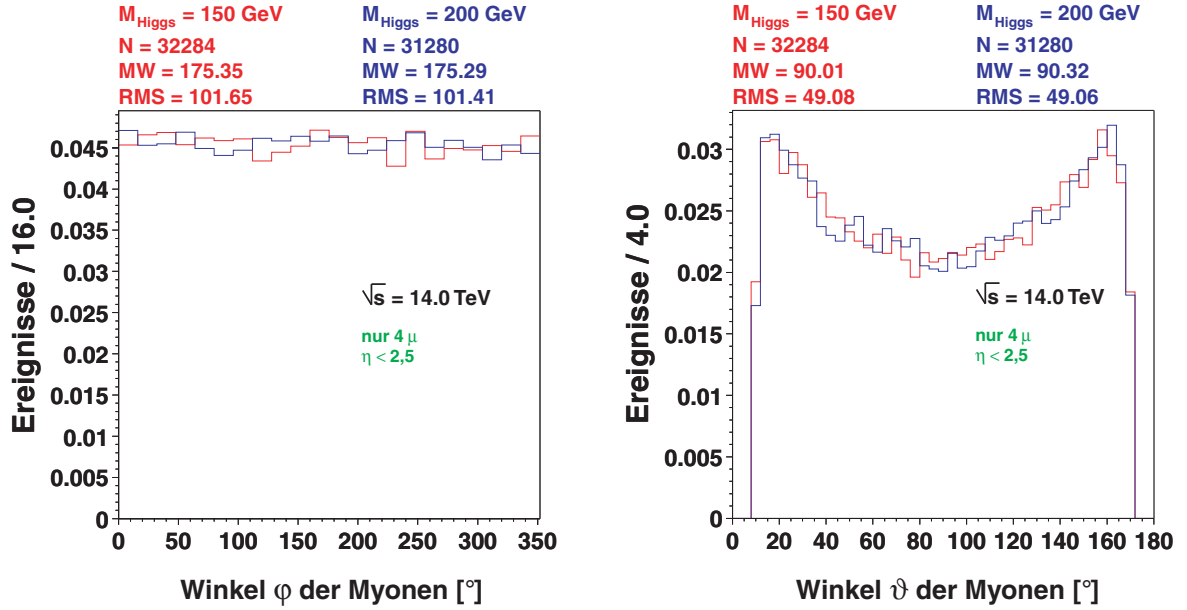


Abbildung 4.11: Azimutalwinkel-Verteilung (links) und θ -Winkel-Verteilung (rechts) der Myonen aus 4-Myon-Ereignissen.

Um zu verstehen, wie sich die aus den Z-Bosonen hervorgehenden Myonen kinematisch verhalten, sind die Winkelverteilungen im Azimutalwinkel φ und im Winkel zur Strahlachse ϑ hilfreich. Sie sind in Abbildung 4.11 zu sehen. Die φ -Verteilung verläuft, wie erwartet, gleichförmig über den gesamten Winkelbereich. Es gibt keine Vorzugsrichtung. Währenddessen zeigt die ϑ -Verteilung Maxima bei 15° bzw. 165° . Wie nach den vorhergehenden Überlegungen zu erwarten war, fliegen die Myonen wie das Higgs-Boson bevorzugt in Vorwärtsrichtung. Um die räumliche Verteilung der Myonen erkennen zu können, ist es sinnvoller, sich die $d \cos \vartheta$ -Verteilung anzusehen, da ein Raumwinkelement $d\Omega$ aus $2\pi d \cos \vartheta$ zusammengesetzt ist.

Eine gleichberechtigte Möglichkeit ist die Betrachtung der Pseudorapidität η , die den Vorteil hat, dass Differenzen dieser Größe invariant unter Lorentz-Transformationen sind. Die entsprechende Verteilung für die Vier-Myon-Ereignisse ist in der linken Abbildung 4.12 auf Generatorniveau zu sehen. Es bilden sich in dieser Verteilung keine lokalen Maxima in der Vorwärtsrichtung aus, da η nicht linear von ϑ abhängt, und die Verteilung verglichen mit der entsprechenden ϑ -Verteilung gestaucht ist. In der rechten Abbildung 4.12 ist für jedes 4-Myon-Ereignis die jeweils maximale Pseudorapidität der vier Myonen in rot aufgetragen. Zusätzlich wurde in blau das Integral über die sich ergebende Verteilung gezeichnet. Das Gesamtintegral ist dabei auf 1 normiert. Diese Darstellung hat den Vorteil, dass man unmittelbar die Effizienz ablesen kann, die man erhält, wenn man fordert, dass alle Myonen sich innerhalb eines bestimmten Raumwinkelbereichs befinden sollen. Ein Schnitt bei $\eta < 1,7$, was $\vartheta > 20^\circ$ entspricht, entfernt 50 % aller 4-Myon-Ereignisse. Auch an dieser Stelle wird die Bedeutung der CSCs im Endkappenbereich des CMS-Detektors (Vgl. Abschnitt 3.3.3) für den goldenen Kanal deutlich. Deshalb wurde viel Entwicklungsarbeit in die Vorwärtsdetektoren gesteckt, vor allem, weil hier der Hauptuntergrund aus hadronischen Ereignissen, also auch Myonen aus Pionzerfällen, zu erwarten

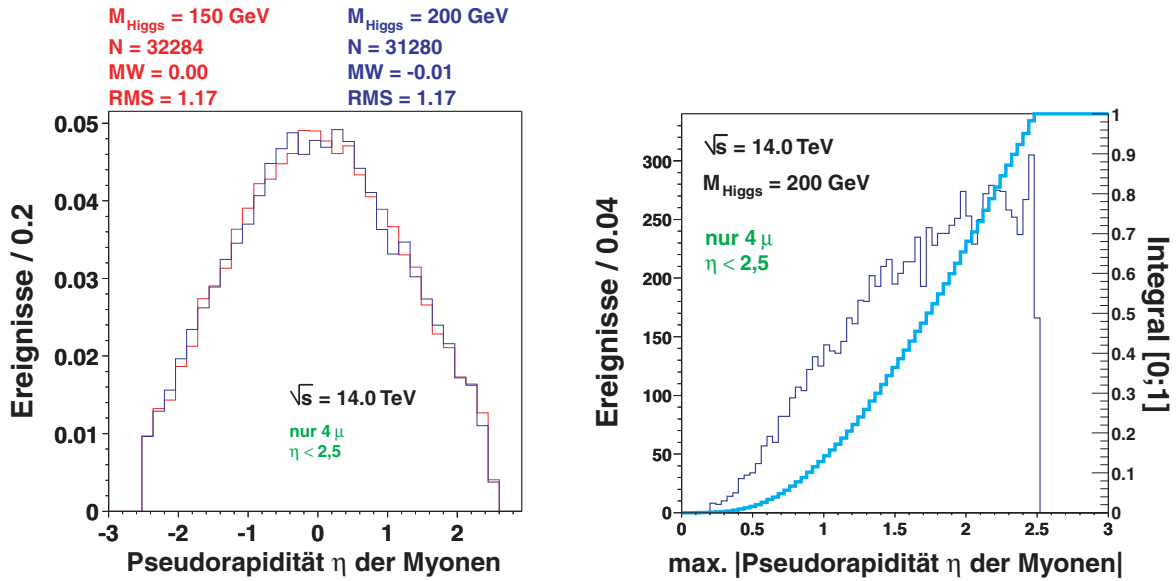


Abbildung 4.12: In der Häufigkeitsverteilung der Pseudorapidity η für die Vier-Myon-Ereignisse auf Generatorniveau (linke Abbildung) lässt sich die Bevorzugung der Vorwärtsrichtung nicht sofort erkennen, da η und der Winkel ϑ zur Strahlachse nicht linear voneinander abhängen. In der rechten Abbildung ist in dunkelblau die Verteilung der maximalen Pseudorapidity η aller Myonen pro Ereignis dargestellt. Die hellblaue Kurve gibt das Integral über diese Verteilung an der entsprechenden Stelle an, wobei das Gesamtintegral auf eins normiert wurde. An ihr kann man für einen bestimmten η -Schnitt die entsprechende, simulierte Detektor-Effizienz ablesen.

ist. Die CSCs und die Spurdetektoren im Vorwärtsbereich müssen deshalb eine besonders gute Ortsauflösung haben, um Signal von Untergrund trennen zu können. Eine entsprechende Betrachtung lässt sich für die minimale Pseudorapidity und das Myonsystem des Zentralbereichs durchführen, so dass letztlich beide Komponenten des Myonsystems für die Higgs-Suche sehr wichtig sind. Entscheidend ist die Kombination von Zentral- und Endkappenbereich.

4.2.6 Massenauflösung

Mit der klaren Signatur des Higgs-Bosons im Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ ist es möglich, die Breite der Massenresonanz zu bestimmen. Dazu wird die invariante Masse der aus dem Zerfall des Higgs hervorgehenden Myonen bestimmt. Eine Schwierigkeit dabei ist, dass in einem Signalereignis unter Umständen nicht alle Myonen detektiert werden, da es unmöglich ist, für den Level-3-Trigger eine hundertprozentige Effizienz zu erreichen.

In Abbildung 4.13 ist das Ergebnis der Analyse der invarianten Masse der rekonstruierten Myonen aus der vollständigen CMS-Detektorsimulation dargestellt. Deutlich zu sehen ist die Spitze bei der Verteilung der rekonstruierten Higgs-Masse von 150 (200) GeV, mit deren Hilfe es möglich sein wird, das Higgs-Boson nachzuweisen und zu vermessen. In den Fällen, in denen nicht alle aus dem Higgs-Zerfall resultierenden Myonen nachgewiesen wer-

den, ist die invariante Masse der verbleibenden Myonen um den entsprechenden Betrag kleiner als die invariante Masse des Higgs-Bosons. Dadurch dass nicht die gesamte Energie des Higgs-Zerfalls gemessen wurde, führt dies zu Einträgen bei niedrigeren Energien im Massenspektrum. Bei der Z-Masse $m_{Z_0} = 91,2$ GeV lässt sich eine weitere kleine Spitze erkennen, die dadurch zustande kommt, dass manchmal gerade zwei aus dem Zerfall eines der beiden Z-Bosonen stammende Myonen nicht gemessen werden können. Dann ergibt die invariante Masse aus den anderen beiden Myonen gerade die Masse des Z-Bosons.

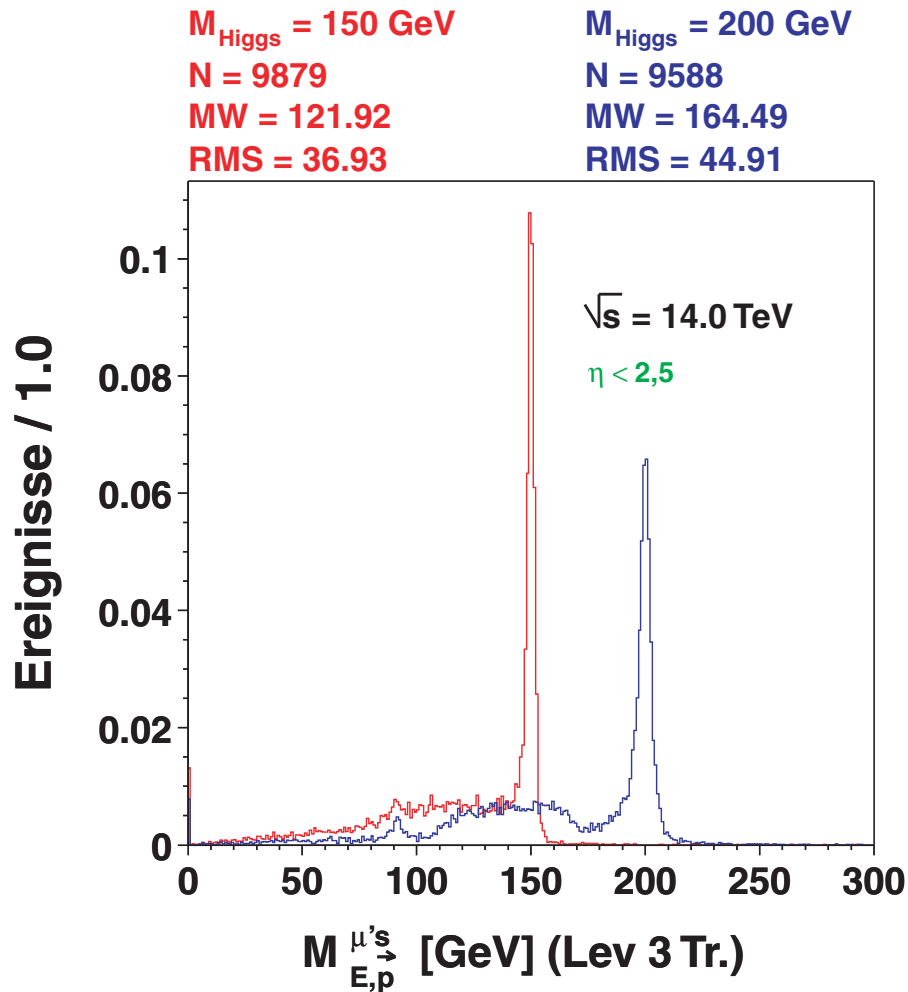


Abbildung 4.13: Die invariante Masse der mit dem simulierten CMS-Level-3-Trigger detektierten Myonen. Es wurden alle vom MonteCarlo-Generator erzeugten Ereignisse berücksichtigt.

Um die Spitze des Higgs-Bosons klarer erkennen und vermessen zu können, ist es sinnvoll, nur Ereignisse zu berücksichtigen, in denen genau vier Myonen vom Level-3-Trigger nachgewiesen wurden. Das Ergebnis sieht man in Abbildung 4.14. Der Ausläufer der Verteilung zu niedrigen Massen hin ist verschwunden und die Spitze zeigt ein gaußähnliches Profil. Eine entsprechende Gauß-Anpassung an die Spitze ergibt einen Mittelwert von $m_{4\mu} = 149,9 \pm 0,03$ GeV ($m_{4\mu} = 200,0 \pm 0,06$ GeV) und eine Standardabweichung $\sigma = 1,52 \pm 0,03$ GeV ($\sigma = 1,52 \pm 0,03$ GeV). Dies ist mit der Zerfallsbreite Γ_H eines Higgs-Bosons der Masse $m_H = 150$ (200) GeV zu vergleichen. Tabelle 4.3 zeigt die theoretisch vorhergesagten Zerfallsbreiten für verschiedene Higgs-Massen. Folglich berechnet diese sich

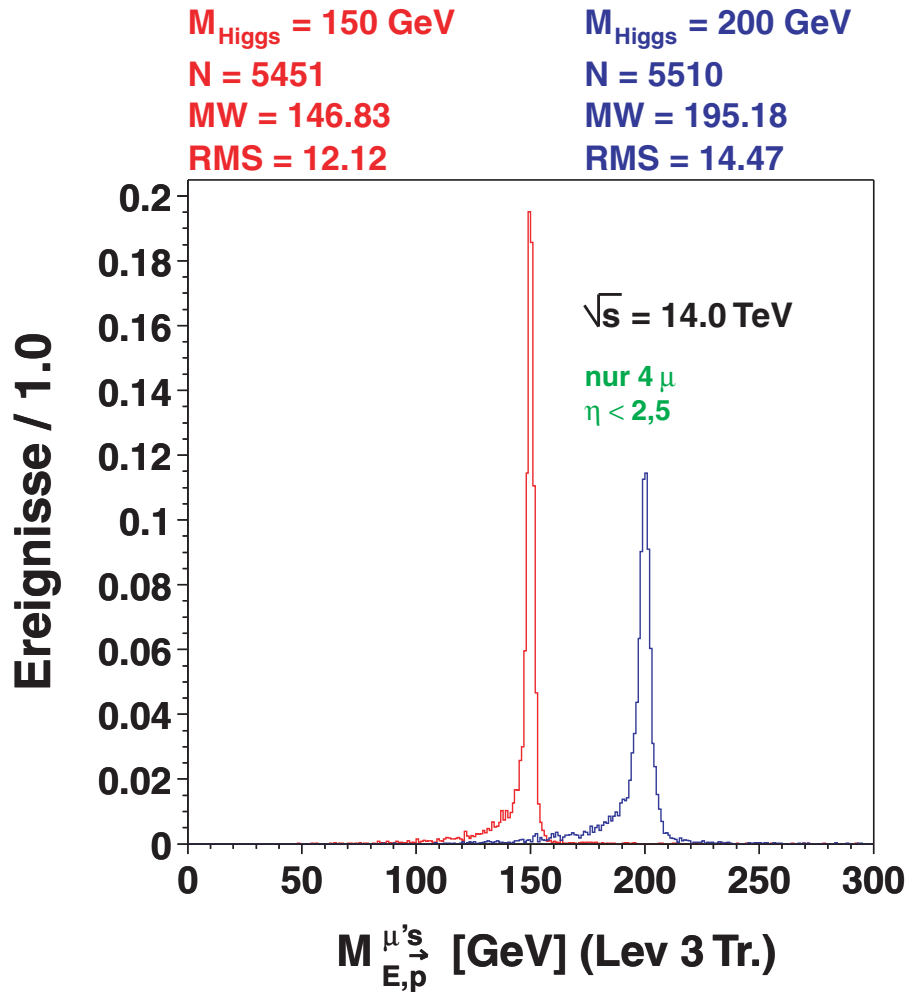


Abbildung 4.14: Wie in Abbildung 4.13 ist die invariante Masse der mit dem simulierten CMS-Level-3-Trigger detektierten Myonen dargestellt. In dieses Diagramm sind jedoch nur Ereignisse eingetragen, in denen der L3-Trigger genau vier Myonen anzeigt. Die Resonanzspitze des Higgs-Bosons tritt wesentlich klarer hervor.

m_H [GeV]	Γ_H [GeV]	m_H [GeV]	Γ_H [GeV]
100	0,0024	175	0,5008
105	0,0025	200	1,4250
110	0,0027	300	8,5040
115	0,0030	400	29,0400
120	0,0033	500	67,5300
130	0,0047	600	122,4000
140	0,0078	1000	664,4000
150	0,0165		

Tabelle 4.3: Die erwartete Zerfallsbreite Γ_H in Abhängigkeit von der Higgs-Masse m_H für den Bereich von 100 bis 1000 GeV.

für die untersuchten Higgs-Massen nach dem Standardmodell zu $\Gamma_H = 0.0165$ (1.4250) GeV. Deshalb kann die Zerfallsbreite eines Higgs-Bosons der Masse 150 GeV aufgrund der limitierten Auflösung des Detektors nicht genau gemessen werden. Es wird aber die Angabe einer oberen Schranke möglich sein. Hingegen hat man für eine Higgs-Masse von 200 GeV gute Chancen, erste Messungen der Zerfallsbreite vorzunehmen.

4.3 Ergebnisse

Die Frage nach der Existenz des Higgs-Bosons wird in den nächsten Jahren durch eines der beiden Experimente Tevatron oder LHC geklärt werden. Welches Experiment dabei zuerst zum Ziel kommen wird, hängt vor allem von der tatsächlichen Higgs-Masse ab, wobei das Tevatron vor allem bei niedrigen Higgs-Massen bessere Chancen hat, das Higgs-Boson zuerst zu entdecken. Bis jetzt ergaben sich aufgrund von Anfangsschwierigkeiten mit den Verbesserungen an den Detektoren D0 und CDF sowie aufgrund von Problemen bei der Erreichung der angestrebten Design-Luminosität für Run II am Tevatron noch keine verbesserten experimentellen Ergebnisse bei der Higgs-Suche im Vergleich zu den endgültigen Ergebnissen der LEP-Ära.

Sollte das Higgs-Boson am Tevatron nicht gefunden werden, so wird erst das LHC-Experiment Sicherheit über die Existenz oder Nicht-Existenz des Teilchens und damit über einen Erfolg des Standardmodells inklusive eines stimmigen Massenmechanismus bringen. Die detaillierten Analysen der möglichen und nachweisbaren Zerfallskanäle des Higgs-Bosons mit voller Detektorsimulation sowohl für das ATLAS- als auch das CMS-Experiment haben dies bestätigt. Zudem wird es nach einer Entdeckung erstmals am LHC möglich sein, genauere Messungen an dem neuen Teilchen durchzuführen.

Das vornehmlich durch Gluon-Fusion erzeugte Higgs-Boson bewegt sich überwiegend unter kleinen Winkeln zur Strahlachse. Wie in diesem Kapitel gezeigt wurde, setzt sich die Bevorzugung der Vorwärtsrichtung beim Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ in den Zerfallsprodukten, also Z-Bosonen und resultierenden Myonen, fort. Zum Verständnis dieses Zusammenhangs wurden die Kinematik der Reaktion untersucht und Gründe aufgrund einer relativistischen Rechnung im Spezialfall des symmetrischen Zerfalls aufgezeigt.

Mit den Experimenten des LHC wird es in Abhängigkeit von der tatsächlichen Higgs-Masse möglich sein, die Zerfallsbreite des Bosons mit einer Genauigkeit von grob 1,5 GeV zu vermessen, wobei diese Angabe streng genommen von der Higgs-Masse abhängt. Sollte sich andererseits durch das LHC-Projekt herausstellen, dass das Higgs-Boson nicht existiert, ist ein Umdenken in der Teilchenphysik unausweichlich. Es wird dann nötig sein, einen anderen Mechanismus zur Erzeugung der Teilchenmassen zu etablieren. Auch für viele andere Theorien, wie zum Beispiel die der Supersymmetrie, hätte dieses Ergebnis weitreichende Konsequenzen. Die Hoffnungen der Gemeinschaft der Teilchenphysiker konzentrieren sich deshalb verstärkt auf die Entdeckung des Higgs-Teilchens, dessen Entdeckung in Zukunft hoffentlich gelingen wird.

Kapitel 5

Produktion

Nach der gründlichen Planung des CMS-Detektors unter Berücksichtigung der physikalischen Ziele, wie der Entdeckung oder dem Ausschluss des Higgs-Bosons, ergeben sich für den Bau des Detektors bestimmte Anforderungen an die Einzelkomponenten, wie z.B. das Myonsystem. Vor allem die Anforderungen an die benötigte Präzision bei der Serienproduktion der Subdetektoren stellen eine große Herausforderung dar.

Die Driftkammern des Myonsystems im Zentralbereich des CMS-Detektors werden in internationaler Kollaboration von vier Instituten aus Italien, Spanien und Deutschland entwickelt und produziert. Dabei hat jede Produktionsstätte eigenständig, aber unter ständigem Informationsaustausch und in Absprache mit den anderen Kollaboranten, den Produktionsablauf im Detail festgelegt und die notwendigen Vorbereitungen und Entwicklungen vor Ort getroffen. Vor allem zur Qualitätskontrolle wurden Verfahren und Technologien, wie z.B. das Drahtspannungsmessgerät (Vgl. Abschnitt 6.1.3), von einzelnen Instituten für die gesamte Kollaboration zentral entwickelt und ausgearbeitet. Insgesamt gibt es Unterschiede in Details des Produktions- und Qualitätssicherungsprozesses, die wesentliche Grundstruktur und Resultate der Arbeit in den vier Produktionsstätten sind aber sehr ähnlich.

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die CMS Myonkammern am III. Phys. Inst. A in Aachen gefertigt werden, und welche Geräte man dazu verwendet. Zudem soll der Produktionsablauf beschrieben werden. Ziel dieser Produktion ist es, bis zum Jahr 2006 insgesamt 70 Kammern zu fertigen. Der Aufbau einer einzelnen Myonkammer ist bereits in Abschnitt 3.3.4 beschrieben worden. In Aachen werden die insgesamt 60 Kammern des inneren Ringes des Zentraldetektors sowie insgesamt 10 Kammern des äußeren Ringes, da diese etwa gleich groß sind, gebaut und getestet. Die Produktionsanlage besteht zum Teil aus industriell gefertigten Bauteilen, zum Teil aus speziell in Aachen entwickelten Elementen.

5.1 Die Produktionsanlage

Einen Blick in die Werkhalle des III. Phys. Inst. kann man in Abbildung 5.1 werfen. Kernstück der Produktionsanlage sind 4 schwere Montagetische, auf denen einzelne Superlagen sowie ganze Kammern gebaut und vermessen werden können. Diese Tische wurden aus Stahl gefertigt und äußerst genau und eben gefräst. Zusätzlich kann man die Planarität der Tische über Spannschrauben nachjustieren. Das Ergebnis einer typischen Planaritätsmessung ist in Abbildung 5.2 zu sehen, woraus zu erkennen ist, dass die Plana-

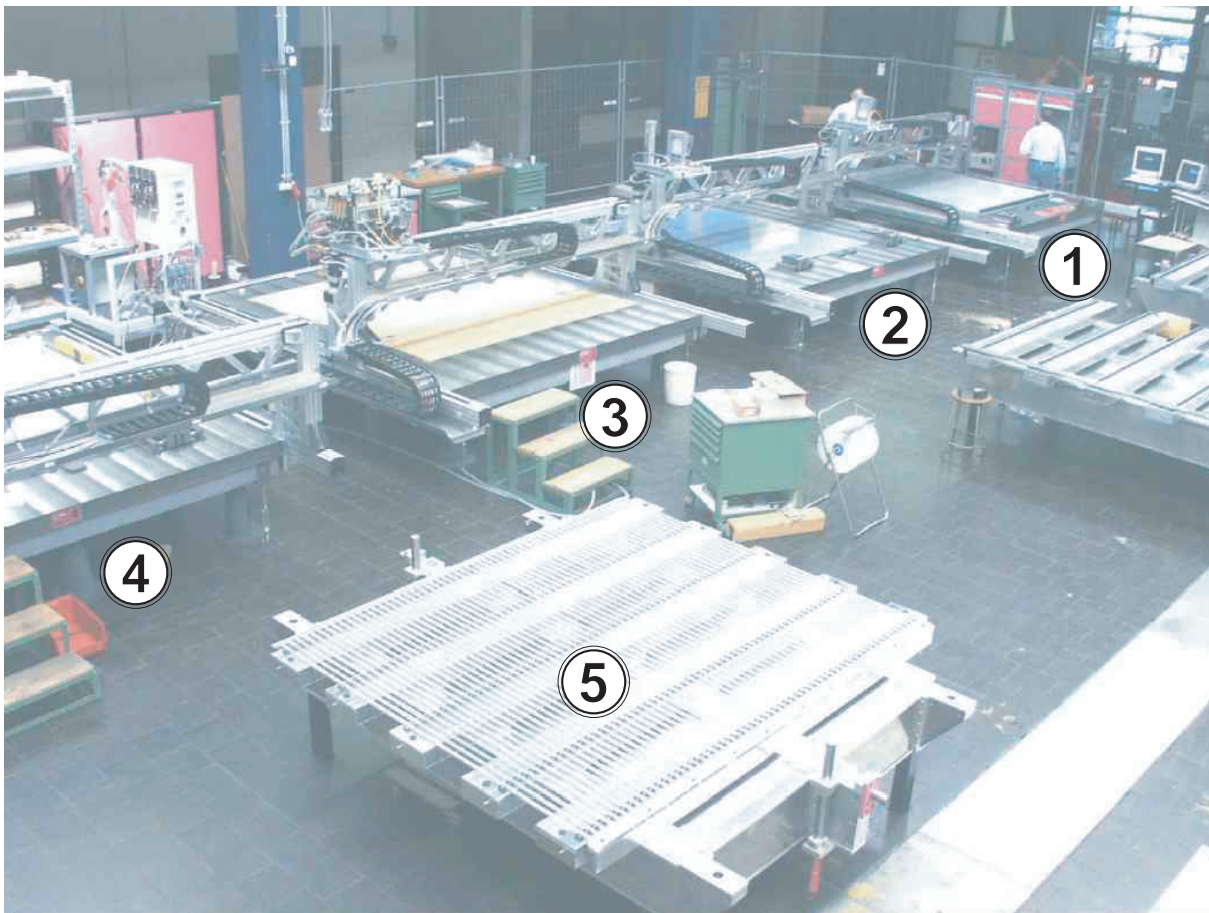


Abbildung 5.1: Ein Blick in die Werkhalle des III. Phys. Inst. zeigt die vier Montageti-sche (1-4) mit jeweils einem darauf montierten Koordinatographen, mit dem in alle drei Raumrichtungen gefahren werden kann. Im vorderen Teil des Bildes ist eine Vorrichtung zur Fixierung von I-Profilen (5) zu sehen, in der alle zu klebenden I-Profile einer Lage eingespannt werden [71].

rität der Tische nur innerhalb eines Bereichs weit unter $\pm 100 \mu\text{m}$ schwankt. Dies ist eine elementare Voraussetzung dafür, die benötigte Präzision beim Bau der Kammern erreichen zu können. In den Tischen befinden sich verschiedene Bohrungen, um Halterungen und Schiebevorrichtungen anbringen zu können. Zusätzlich wurden Präzisionsbohrungen angebracht, um in jede der am Tisch befestigten Vorrichtungen Passbolzen zur genauen Positionierung stecken zu können.

Auf jedem der Tische befindet sich ein Koordinatograph in Form einer Brücke (Abbildung 5.3→1). Dieser kann in alle drei Raumrichtungen gefahren werden. Die Brücke ist an beiden Seiten des Tisches aufgehängt und wird mit Schrittmotoren bewegt. Diese Richtung wird als x-Richtung festgelegt. Entlang der Brücke befindet sich eine Führungsschiene, auf der die z-Achse aufgehängt ist. Die Richtung entlang der Brücke wird als y-Richtung bezeichnet. Auf der z-Achse ist eine Platte angebracht, auf der wahlweise ein Klebe- oder ein Messkopf angeschraubt werden kann. Oben auf der Brücke wird mit der z-Achse eine weitere Vorrichtung (Abbildung 5.3→2) bewegt, auf der während der Klebung ein Vorratsbehälter für Kleber geführt wird. Zum Klebesystem gehört außerdem

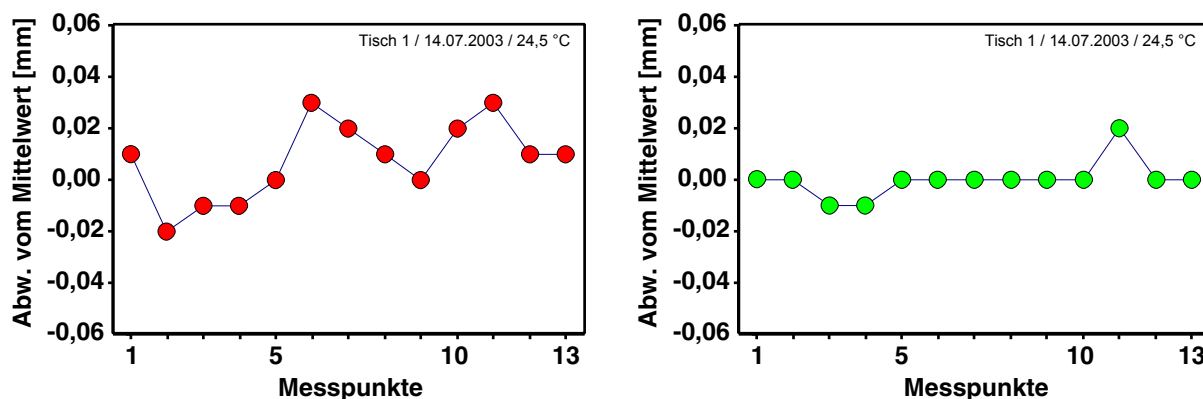


Abbildung 5.2: Typische Planaritätsmessungen am Beispiel von Tisch 1, links vor, rechts nach der Ausrichtung des Tisches. Die Messgenauigkeit beträgt etwa $10 \mu\text{m}$, die Schwankungen liegen nach der Ausrichtung unter $30 \mu\text{m}$ [72].

eine fahrbare Vorrichtung, in der sich ein Teil der Steuerungselektronik des Klebesystems befindet. Schlauchleitungen führen von diesem Behälter zum Kopf an der Brücke. Der Kleber wird unmittelbar vor dem Auftragen im Klebekopf gemischt und hat eine Trockenzeit von ca. sechs Stunden. Diese Trockenzeit des Klebers bestimmt den Rhythmus des Produktionszyklus.

Der Koordinatograph, sowie das Klebe- und Messsystem werden elektronisch gesteuert. Die Elektronik wiederum wird von einem Steuerungscomputer angesprochen. Auf ihm läuft eine speziell zu diesem Zweck entwickelte Software, um den Koordinatographen, den Klebungsprozess und die Messungen an den Kammern zu regeln. Die Software ist mit dem kommerziellen *Labview*-Paket entwickelt worden, welches häufig Anwendung im technischen Bereich findet und vorgefertigte Software-Schnittstellen und Treiber für die verwendeten Steuerungs- und I-O-Karten enthält.

Zur Produktionsanlage gehören verschiedene andere Vorrichtungen, die während des Myonkammerbaus benötigt werden. Dies ist eine Halterung zur Fixierung von I-Profilen, in der bis zu 59 I-Profile während des Klebens mit hoher Präzision positioniert werden können. An den Seiten der Halterung ist eine Brücke angebracht, an der der Kran die Vorrichtung hebt. So kann man die Haltungsverrichtung in der Luft schwebend um 180° auf den Kopf drehen. Zum anderen gibt es eine spezielle Saugvorrichtung, die ebenfalls über eine seitlich aufgehängte Brücke am Kran befestigt wird. Mit ihr kann man sowohl einzelne Aluminiumplatten als auch ganze Superlagen über eine Hydraulik ansaugen und dann durch die Halle transportieren. Weiterhin gibt es eine einzelne Brücke, die an der Bienenwabenstruktur einer CMS-Myonkammer befestigt werden kann, um diese einzeln oder als Bestandteil der gesamten Kammer zu transportieren. Zum Wenden der Superlagen ist eigens ein Gestell entwickelt worden, so dass die Superlagen vor dem Zusammenbau zu einer Kammer richtig orientiert werden können. Um die Anodendrähte der Kammern vorzuspannen und an den Enden mit kleinen Klemmblocken zu versehen ist eine eigene Krimpmaschine (engl.: *to crimp* - quetschen, fälteln) in Aachen entwickelt worden und an die anderen drei beteiligten Institute ausgeliefert worden. Diese Maschine wird in Abschnitt 5.3 ausführlich vorgestellt.

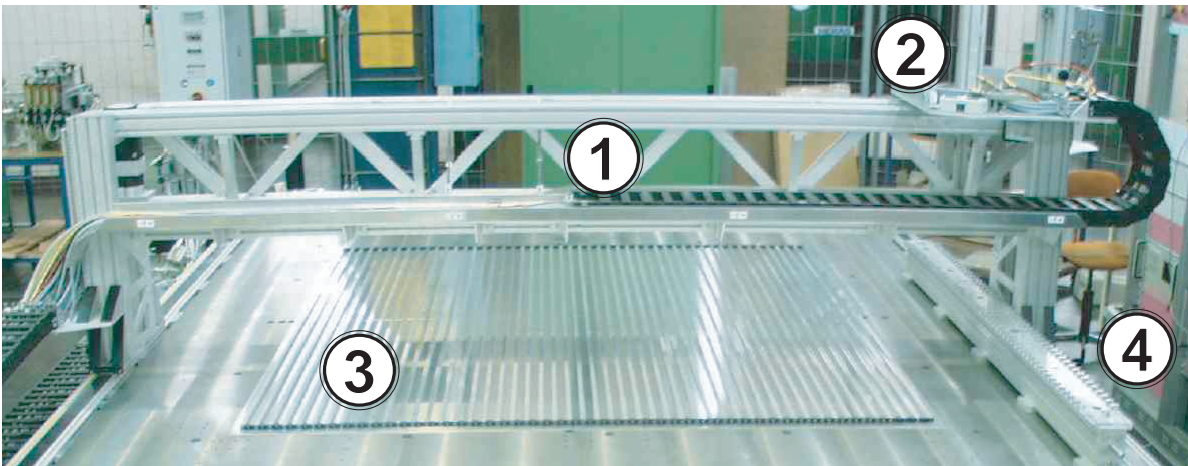


Abbildung 5.3: Auf diesem Photo ist die Brücke (1) des Koordinatographen zu sehen, auf die an (2) der Klebekopf befestigt wird. Weiterhin sieht man die erste Lage einer Superlage (3) und ein für die Kalibrierung der Tische benötigtes Referenzlineal (4) [71].

5.2 Der Produktionsablauf

Die CMS-Myonkammern werden lagenweise hergestellt. Man produziert zunächst die drei einzelnen Superlagen, bestückt sie mit Elektronik und Frontdeckeln und testet sie. In weiteren Arbeitsschritten werden sie gemeinsam mit der Bienenwabenstruktur zu einer Gesamtkammer zusammengeklebt. Danach wird die Kammer mit RPC-Halterungen versehen und am Ende durchläuft sie noch einige Tests. Im folgenden wird auf diesen Produktionsablauf genauer eingegangen.

Um eine Superlage zu produzieren sind verschiedene Klebungen nötig:

- Grundklebung (1 ×)
- Vorbereitende Klebungen (3 ×)
- Stapelklebungen (3 ×)
- Klebung der Deckplatte und der Seitenprofile (1 ×)
- Klebung der Frontrahmen (1 ×).

Insgesamt werden 9 Klebungen durchgeführt.

Zuerst wird eine **Grundklebung** angebracht. Dazu wird die erste Aluminiumplatte auf einem der Montagetische positioniert. Auf jeder Aluminiumplatte sind bereits die Feldformungselektroden auf Mylarstreifen aufgeklebt. Die I-Profile werden mit Alkohol gereinigt und in der Haltungsverrichtung fixiert. Zusätzlich wird die Vorrichtung mit den an beiden Enden der I-Profile befindlichen Abstandshaltern, den „Tapinis“, bestückt. Die Aluminiumplatte wird gründlich gereinigt. Nun beginnt man mit der Klebung. Computergesteuert fährt der Koordinatograph mit dem Klebekopf über die Aluminiumplatte und verteilt in regelmäßigem Abstand von 42 mm genau dort auf der Platte Klebewürste, wo später die I-Profile positioniert werden. Danach werden an den Orten der Tapinis

Klebeplätze gesetzt. Während das Auftragen des Klebers auf der Aluminiumplatte automatisch ausgeführt wird, wird an beiden Enden der I-Profile in der Haltevorrichtung manuell leitender Kleber aufgetragen. Dieser wird später einen guten elektrischen Kontakt zwischen Aluminiumplatte und I-Profilen herstellen. Nachdem nun der Kleber aufgetragen ist, wird die Haltevorrichtung der I-Profile mit dem Kran angehoben und um 180° auf den Kopf gedreht. Danach fährt man sie mit dem Kran über die auf dem Montagetisch liegende Aluminiumplatte. Hier wird sie bis kurz über der Platte abgesenkt und grob positioniert. Jetzt wird die Haltevorrichtung mit Passbolzen in den auf dem Tisch befestigten Schiebevorrichtungen fixiert. Damit sind die I-Profile in der einen Richtung bereits ausgerichtet. Um sie in der anderen Richtung zu justieren, werden zusätzliche Passbolzen auf den Tisch herabgelassen und fixiert. Nun wird die Haltevorrichtung ganz mit dem Kran herabgelassen, bis sie auf der Aluminiumplatte aufsetzt. Die noch offenen Teile der Platte werden zum Schutz vor Schmutz abgedeckt. Zum Schluss braucht der Kleber ca. 6 Stunden, um zu trocknen, und diese Klebung ist abgeschlossen.

Im nächsten Arbeitsschritt wird die Haltevorrichtung für die I-Profile abgenommen, und nach der Grundklebung wird die noch offene Lage mit Drähten bestückt und einigen Tests unterzogen. An der Hochspannungsseite werden manuell Hochspannungskontakte am Ende der I-Profile aufgesteckt. Der gute Kontakt zwischen Anschlussstiften und Streifenelektroden wird durch eine Messung der Kapazität sichergestellt. Bevor die Drähte eingelegt werden können, müssen sie jeweils an beiden Enden mit kleinen vergoldeten Krimpblöcken versehen werden, sie werden gefältelt. Zu diesem Zweck ist in Aachen eine spezielle Maschine entwickelt worden, die es ermöglicht, 10 Drähte in einem Arbeitsgang mit einer Spannung von etwa 3 N vorzuspannen und mit der der Superlage entsprechenden Länge zu klemmen. Diese Krimmmaschine und der zugehörige Krimpprozess werden im Abschnitt 5.3 genauer beschrieben.

Die so vorbereiteten Drähte werden auf einem Tablett zu der offenen Lage transportiert, wo die Drähte manuell einzeln mit einer Greifzange in die Drahthalterungen eingelegt werden. An beiden Enden einer Driftzelle zwischen zwei Tapinis (Abstandshalter) wird der Draht über diese Halterungen gespannt. Nachdem alle Drähte auf diese Weise eingelegt wurden, wird die mechanische Spannung der Drähte geprüft (Vgl. dazu Abschnitt 6.1). Mit dieser Messung findet man neben falsch gespannten Drähten auch heraus, ob alle Drähte richtig eingelegt wurden, da anderenfalls die Drahtspannung geringfügig vom Sollwert abweicht¹. Fehlerhafte Drähte werden in diesem Fall ausgetauscht und die Messung wiederholt. Ist das Ergebnis der Messung zufriedenstellend, findet eine visuelle Überprüfung der Lage statt. Danach werden die Positionen der Drähte in der Lage überprüft. Dazu misst man die Drahtposition an beiden Enden optisch mit Hilfe eines Messkopfes. Diese Messung ist im Abschnitt 6.2 genauer beschrieben. Wieder werden fehlerhafte Drähte ausgetauscht und die Messung anschließend wiederholt. Damit ist diese Lage fertig produziert (Siehe Abbildung 5.4) und kann durch die nächste Lage von oben geschlossen werden.

Mit den weiteren Klebungen geht man nach demselben Prinzip wie bei der Grundklebung vor. Es wird zwischen vorbereitender Klebung und Stapelklebung unterschieden. Bei der **vorbereitenden Klebung** werden an einem weiteren Tisch I-Profile auf die

¹Beim Einlegen der Drähte muss darauf geachtet werden, dass der Krimpblock am Ende des Drahtes richtig orientiert in den Zellendeckel eingelegt wird. Andernfalls liegt der Draht unbeabsichtigt an einer Kante des Zellendeckels an und hat insbesondere eine andere Länge, was sich auf die Resonanzfrequenz des Drahtes und damit die Drahtspannungsmessung auswirkt (Abschnitt 6.1.3).

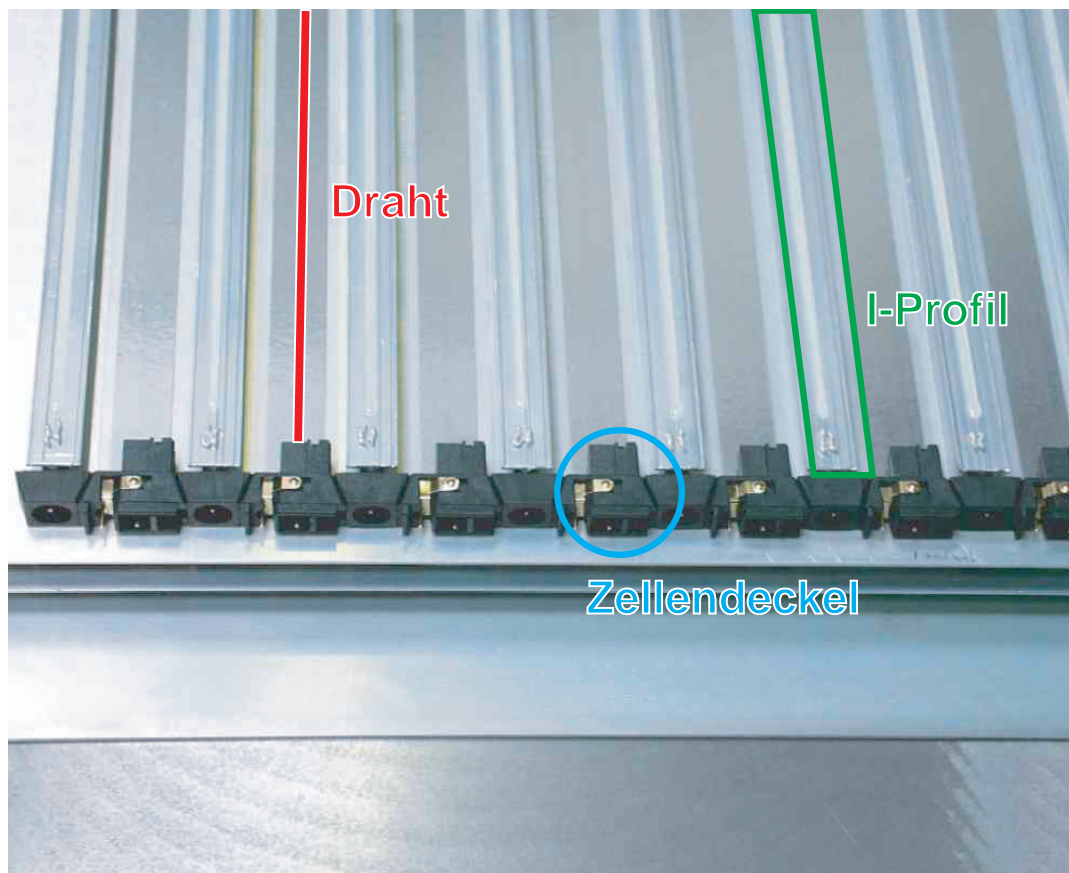


Abbildung 5.4: Mit Drähten bestückte Lage. Die Driftzellen sind noch offen, und auf die I-Profile wurde bereits Kleber aufgebracht. Im folgenden Arbeitsschritt wird die nächste Aluminiumplatte aufgesetzt und fixiert [71].

entsprechende Aluminiumplatte geklebt. Nachdem der Kleber getrocknet ist, wird die Haltevorrichtung jedoch noch nicht abgenommen. An dem Tisch, an dem die eigentliche Superlage gestapelt wird, wird die zugehörige **Stapelklebung** vorbereitet. Der Kleber wird jetzt oben auf die I-Profile aufgetragen, ebenso an den Enden leitender Kleber. An der Haltevorrichtung wird die in der vorbereitenden Klebung produzierte Lage angehoben und mit dem Hallenkran von oben auf den Stapel aufgesetzt. Wiederum muss der Kleber trocknen, die Haltevorrichtung wird abgenommen, die Drähte werden eingelegt usw.

Wenn auf diese Weise alle vier Lagen gestapelt und bestückt sind, findet die **Klebung der Deckplatte und der Seitenprofile** auf der vierten Lage statt. Die Seitenprofile werden mit montierten Eckklötzen mit einer gesonderten Vorrichtung geklebt. Die sehr genau geschliffene Kante der Eckklötze dient als Referenz für Positionsangaben zur Superlage (Vgl. Abbildung 6.19 und Abschnitt 6.2.3.4). Im Anschluss an diese Klebungen kann die fertige Superlage vom Tisch genommen werden. Dazu benutzt man eine Saugvorrichtung, die es ermöglicht, die Superlage wie auch einzelne Aluminiumplatten mittels einer Vakuumpumpe anzusaugen, um sie mitsamt der Vorrichtung mit dem Kran transportieren zu können. Die Saugvorrichtung ist oben in Abbildung 5.5 im Einsatz zu sehen, bei dem eine fertige Superlage vom Tisch gehoben wird.

Die Superlage wird danach in einem anderen Raum aufgebockt, wo die abschließende **Klebung der Frontrahmen** stattfindet. Dann wird die Superlage mit Auslese- und

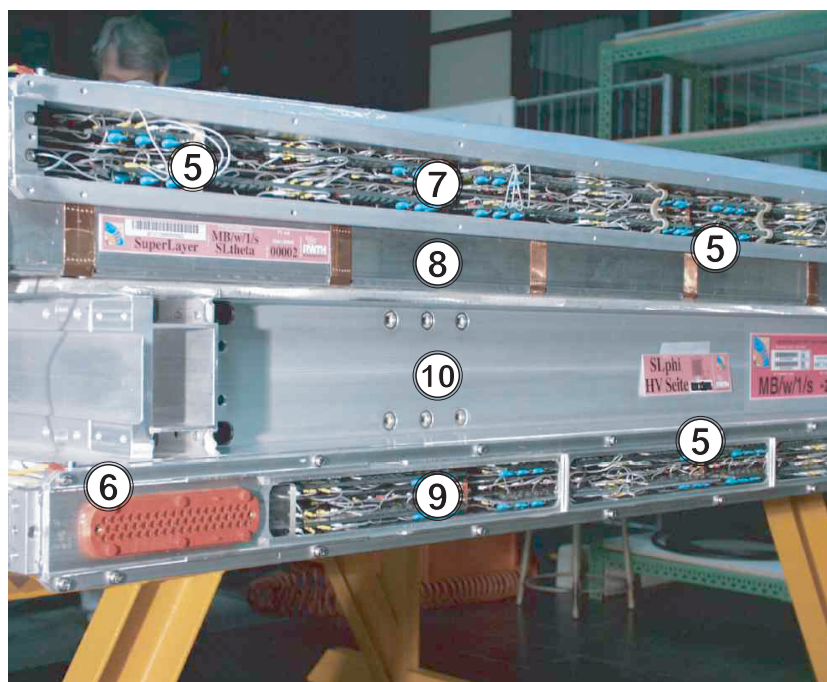
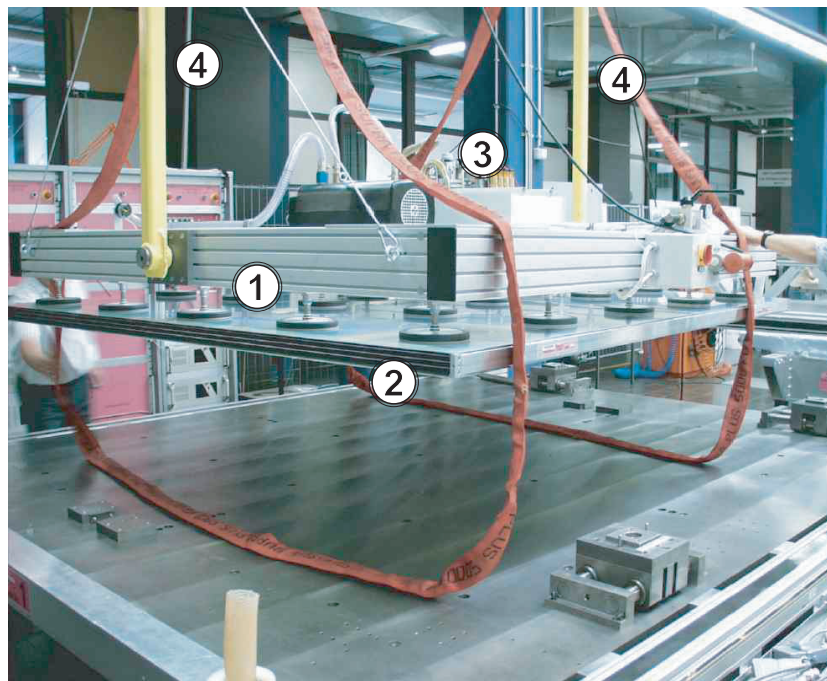


Abbildung 5.5: Oben ist die Vorrichtung (1) zum Anheben einer fertigen Superlage (2) zu sehen. Die Superlage wird mit Hilfe einer Vakuumpumpe (3) angesaugt und kann mit dem Kran (4) durch die Halle transportiert werden. Das untere Bild zeigt eine mechanisch fertiggestellte Myonkammer, die mit Hochspannungselektronik (5) und einem Anschluss für die Hochspannung (6) bestückt wurde. Die sie bildenden Superlagen (7, 8, 9) haben bereits Tests der Hochspannung, Gasdichtigkeit und den Test mit kosmischen Myonen durchlaufen. Die Bienenwabenstruktur (10) dient unter anderem der Vergrößerung des Hebelarms zwischen den Phi-Lagen (7, 9) [71].

Hochspannungselektronik bestückt. Dazu werden an der entsprechenden Seite der Superlage für die Ausleseelektronik Platinen mit Kondensatoren angebracht. Diese Kondensatoren haben den Zweck, die bei der späteren Messung auftretenden Spannungspulse von höchstens 200 mV von der Hochspannung zu trennen. Mit Hilfe von Vorverstärkern werden die Pulse auf Normpulse² mit etwa 50 ns Länge und 1,2 - 1,6 V verstärkt, so dass sie von der Ausleseelektronik verarbeitet werden können. Mit der Hochspannungselektronik werden für die Spannung der Drähte 16 Zellen pro Lage, für die Feldformungselektroden und die Kathoden jeweils 32 Zellen pro Lage über eine Verbindung mit Hochspannung versorgt.

Beide noch offenen Enden der Superlage werden mit Frontdeckeln versehen, wodurch die Superlage luftdicht abgeschlossen ist. Dann wird ein Hochspannungstest durchgeführt, bei dem getestet wird, ob die Spannung tragenden Bestandteile der einzelnen Driftzellen die nominelle Hochspannung halten, oder ob es zu Kriechströmen kommt (Vgl. Abschnitt 6.3). Ohne die Kammer zusätzlich mit dem speziellem Kammergas ($ArCO_2$) zu spülen, wird dieser erste Test *in Luft* durchgeführt. Indem man die Kammer längere Zeit unter Hochspannung hält, verschmoren kleinere Verschmutzungen in den einzelnen Driftzellen aufgrund der Kriechströme, wodurch die Hochspannungsfestigkeit langhaltig verbessert wird. Man spricht in diesem Zusammenhang davon, dass die Superlage auf Hochspannung „trainiert“ wird. Des Weiteren führt man einen Gasdrucktest durch, wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, in dem die Gasdichtigkeit der Superlage geprüft wird. Erst dann kommt die Superlage zum Teststand in die Werkhalle, wo sie zunächst mit dem richtigen Füllgas ($ArCO_2$; Mischungsverhältnis 85%/15%) gespült und dann nochmals auf Hochspannung getestet wird.

Daraufhin wird die Superlage in den Teststand für kosmische Myonen eingebaut, wo erstmalig die Funktion der Superlage und die jeder einzelnen Driftzelle geprüft wird. Die Signale der Teilkammer werden verarbeitet und die Spuren der Myonen in der Superlage rekonstruiert. Durch die Analyse der Daten werden die Driftspektren der einzelnen Zellen kontrolliert und es lässt sich feststellen, ob einzelne Zellen nicht funktionieren. Meistens kann eine solche Zelle repariert werden. Anhand der Myonspuren wird außerdem die Geometrie der einzelnen Lagen, sowie der gesamten Superlage überprüft.

Nachdem eine Superlage diese Tests erfolgreich durchlaufen hat, wird sie mit zwei weiteren Superlagen und der Bienenwabenstruktur zu einer Gesamtkammer zusammengeklebt. Diese Kammerklebung findet schrittweise ebenfalls auf einem der Montageti-sche statt. Die mechanische Fertigung wird abgeschlossen, indem die Halterungen für die Widerstandsplattenkammern (RPC) an die Kammer geklebt werden. Die fertigestellte Myondriftkammer, wie unten in Abbildung 5.5 zu sehen, durchläuft an der Produktionsstätte noch einen letzten Funktionstest im Teststand für kosmische Myonen. Dann ist sie endlich bereit für den Transport zum CERN, wo sie nochmals getestet wird. Es werden dort externe Kabel, Gas und Kühlleitungen, Manometer zur Druckkontrolle, Vermesungselemente, sowie Auslese- und Auslöseelektronik an der Kammer montiert. Schließlich lagert die Kammer am CERN bis zur endgültigen Ausrichtung und dem Einbau in eines der fünf Räder des CMS-Detektors.

²Da nur Zeiten gemessen werden, wurde beim Design der Elektronik zum einen darauf geachtet, dass die Kabellängen zu den verschiedenen Driftzellen gleich sind, und zum anderen, dass alle Pulse eine identische Form haben, da es aufgrund von Dispersion zu Pulsverformungen kommt und die Signale dennoch vergleichbar sein müssen.

5.3 Die Krimpmaschine

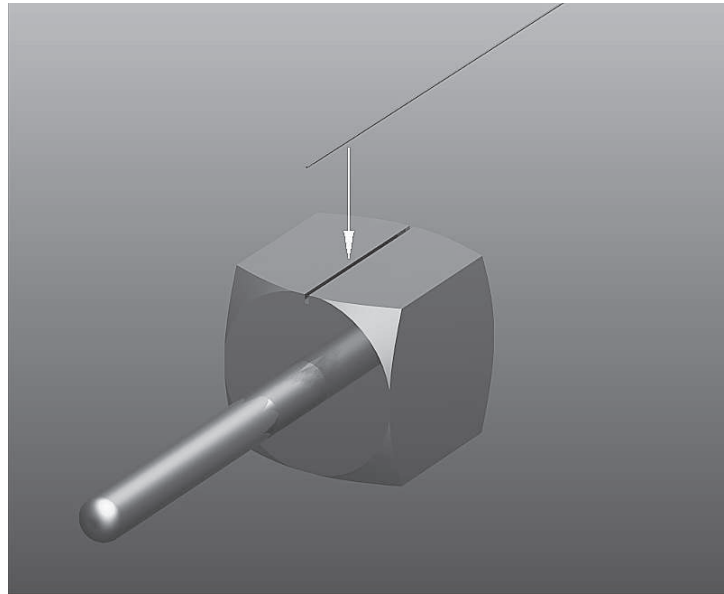


Abbildung 5.6: Dargestellt ist das Design eines Krimpblockes für die CMS-Myondriftkammern [45].

Mit der Krimpmaschine werden jeweils 10 Drähte in einem Arbeitsgang auf 3 N vorgespannt und an beiden Enden mit einem kleinen, vergoldeten Block gefältelt. Diese Maschine ist speziell für diesen Zweck in Aachen entwickelt und gebaut worden. Drei baugleiche Geräte wurden an die anderen Kollaboranten ausgeliefert. Abbildung 5.6 zeigt das Design eines vergoldeten Krimpblockes. Das Krimpprinzip ist in Abbildung 5.7 veranschaulicht dargestellt. Der Draht wird oben in die Mulde im Krimpblock eingelegt. Dann wird der Block an den Rändern der Mulde mit einem Stempel eingedrückt, wodurch der Draht gleichmäßig von allen Seiten gepresst und gehalten wird. Der Krimpblock besteht aus einer geeigneten Mischlegierung, die den Draht durch die Krimpung, ohne ihn zu beschädigen, unter Druck von allen Seiten gleichmäßig umschließt.

Die Maschine ist in Abbildung 5.8 zu sehen. Oben links und rechts sieht man je 5 Spulen (Abbildung 5.8→1), auf denen der vergoldete Nikotindraht³ für die CMS-Myonkammern gewickelt ist. Damit der Draht aufgrund der mechanischen Spannung nicht immer weiter abgerollt wird, werden diese Spulen durch Reibung und hydraulisch gebremst. Der Draht wird über Rollen durch die Maschine geführt, wobei an 10 frei schwebenden Rollen jeweils ein 600 g-Gewicht hängt (Abbildung 5.8→2), um den Draht auf etwa 3 N vorzuspannen. Zur eigentlichen Krimpung wird der Draht weiter nach unten geführt. Hier (Abbildung 5.8→3) wird das Gerät mit zwei gefüllten Krimpblockhalterungen aus Kunststoff bestückt. In einem Krimpvorgang werden somit 10 Drähte am Ende und 10 Drähte am Anfang gefältelt, und der Krimpprozess schließt sich nahtlos.

Nachdem die Drähte an einem Ende gefältelt wurden, zieht ein Schlitten auf einer ca. drei Meter langen, horizontalen Schiene (Abbildung 5.8→4) die Drähte auf die jeweils vor-

³„Nikotin“ ist der Name, den die Herstellerfirma dieser speziellen Edelstahllegierung gibt, aus der der Draht gefertigt ist.

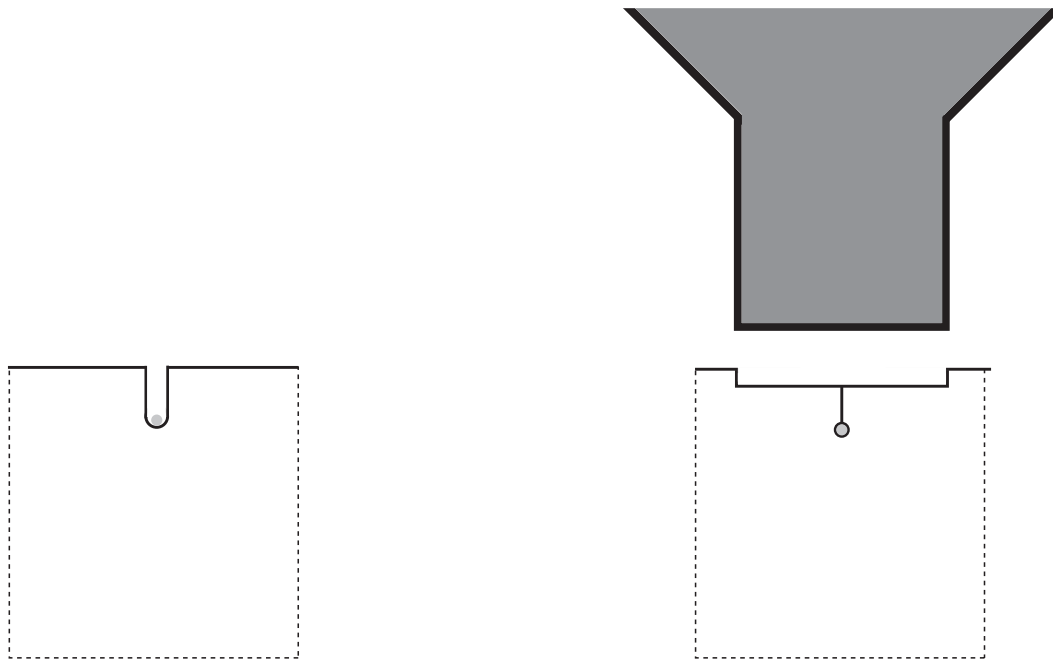


Abbildung 5.7: Prinzip der Krimpung: Der Draht wird oben in die Mulde des Blockes eingelegt und dann werden die Ränder dieser Mulde mit einem Stempel gleichmäßig um den Draht gefältelt. Der Block selbst ist nur angedeutet und nicht maßstabsgetreu gezeichnet.

gegebene Länge aus. Wieder werden zwei neue Krimpblochhalterungen eingesetzt. Nachdem das andere Ende des Drahtes gefältelt wurde, durchtrennt man den überschüssigen Draht mit einem Skalpell und bringt den Draht zum Einbau in eine Superlage. Dadurch dass der Anfang der nächsten 10 Drähte bereits gefältelt wurde, finden die durch die Maschine geführten Drähte kurz vor dem Ort der Krimpung ihren Halt und sind fest eingespannt.

Die gesamte Krimpmaschine wird elektronisch gesteuert. Als Motoren für die beweglichen Teile werden Positec-Schrittmotoren der Firma Berger Lahr [73] verwendet. Am Ende der Elektronik befindet sich ein Steuercomputer, auf dem eine eigens entwickelte Software implementiert ist, um den Krimpzyklus zu steuern. Die Software wurde mit dem LabView-System entwickelt (Vgl. Abbildung A.1). An einer Benutzeroberfläche wird der Operateur durch den Krimpzyklus geführt und erhält Anweisungen für den jeweils nächsten Arbeitsgang. Die Software ermöglicht alle veränderlichen Einstellungen der Maschine zu setzen und zu überwachen.

Bei der Entwicklung der Krimpmaschine trat gegen Ende der Entwicklungsphase ein Problem auf. Die tatsächlich während der Produktion verwendeten Drahtspulen waren deutlich schwerer als die zuvor verwendeten Probespulen, da ein längerer Draht aufgewickelt war. Die Hydraulik konnte die Spulen nicht mehr genügend stark bremsen und die Gewichte schlugen beim Lösen der Spulenbremsen auf ihre Auflage auf, wodurch häufig Drähte aus ihrer Führung sprangen. Zur unmittelbaren Lösung dieses Problems hätten die hydraulischen Spulenbremsen gegen stärkere ausgetauscht werden können, doch wäre dies mit einem großen Aufwand verbunden gewesen. Stattdessen hat man nachträglich eine Halteplatte unter den Gewichten angebracht, die sich ebenfalls hydraulisch gesteuert

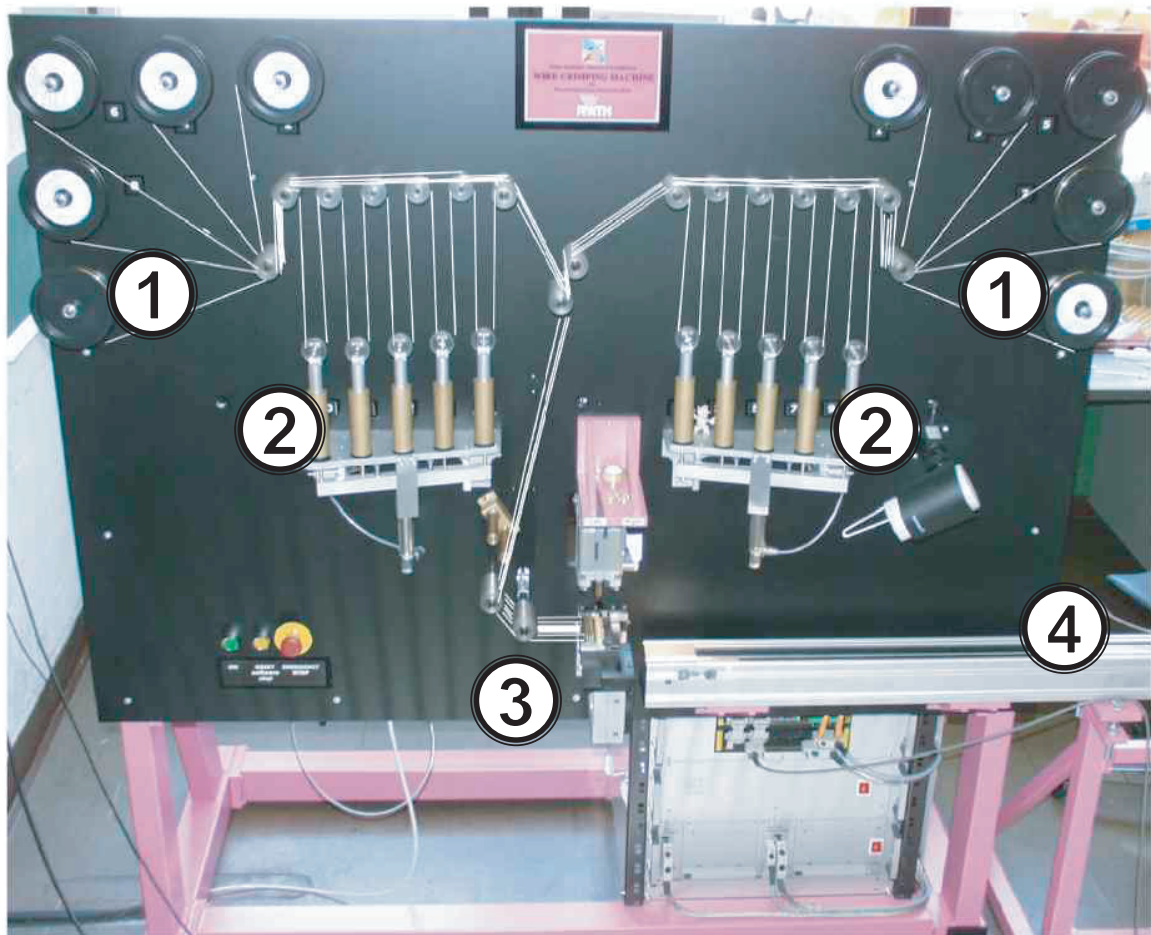


Abbildung 5.8: Die Krimpmaschine dient dazu, an den Enden von jeweils 10 Drähten gleichzeitig vorbereitend kleine vergoldete Blöcke zu fälteln, um die Drähte an den Enden der Driftzelle einspannen zu können (Vgl. zu den Ziffern die Beschreibung in diesem Abschnitt.) [71].

mit den Gewichten senkt und damit den Aufprall abfängt. Die Steuerung der Halteplatte und eine Anpassung des Krimpsyklus wurde zusätzlich in dem verwendeten Labview-Programm im Rahmen dieser Arbeit implementiert. Wichtig war zudem, die Reibung an den hinteren Bremsen geringfügig zu erhöhen, und den Hebeweg der Gewichte zu verkleinern.

Kapitel 6

Qualitätssicherung

Damit die CMS Myonkammern ordnungsgemäß funktionieren und genau die beim Entwurf geplanten physikalischen Eigenschaften haben, müssen diese während der Produktion überprüft und gemessen werden. Um die vom Myonsystem gelieferten Daten beim späteren Betrieb am Detektor richtig auswerten zu können, benötigt man bestimmte Parameter und Detailkenntnisse über die Kammern. Mit diesem Ziel ist eine Vielzahl an Verfahren entwickelt worden, die letztlich dazu dienen, die Qualität der Myonkammern im Hinblick auf den erfolgreichen Einsatz als Teil des Gesamtdetektors sicher zu stellen. Deshalb spricht man in diesem Zusammenhang von Qualitätssicherung. Die CMS Myonkammern durchlaufen während und nach der Produktion verschiedene Tests und Qualitätskontrollen.

Im späteren Detektor muss man die Position der Drähte in den Myonkammern genau kennen. Dazu gehört die Kenntnis der Position von Anfang und Ende eines Drahtes, sowie seiner Sagitta. Um die Sagitta des in einer Zelle gespannten Anodendrahtes zu kennen, muss neben der räumlichen Orientierung auch die mechanische Spannung des Drahtes bekannt sein. Dann kann man sie wie bei einer gespannten Saite ausrechnen. Diese Messungen der Drahtspannung und Drahtposition finden während der Produktion an der noch offenen Drahtlage¹ statt (Vgl. Abschnitte 6.1 und 6.2).

Nach der mechanischen Fertigung durchlaufen die Kammern eine fest vorgegebene Testprozedur, in der die Hochspannungsfestigkeit (Abschnitt 6.3), in Luft und in $ArCO_2$, die Gasdichtigkeit (Abschnitt 6.4) und in einem abschließenden Test die Funktionstüchtigkeit unter kosmischer Strahlung (Abschnitt 6.5) geprüft werden. Diese Tests bauen aufeinander auf, somit ist eine genaue Reihenfolge einzuhalten:

1. Verkabelung der Feldformungsstreifen und Kathoden an der HV-Seite,
2. Sichtkontrolle,
3. **Test** der Streifen und Kathoden mit Hochspannung in Luft,
4. Bestückung der Superlage an der HV-Seite mit HV-Verteiler-Platinen, über die die Drähte, Streifen und Kathoden mit Hochspannung versorgt werden,
5. **Test** der Drähte, Streifen und Kathoden über die Platinen mit Hochspannung in Luft,

¹Zudem werden Sichtkontrollen der einzelnen Lagen und kapazitive Kontrollen der Kontakte durchgeführt (Vgl. Abschnitt 5.2).

6. Anbringen des Kabelbaums, durch den die HV-Platinen mit zwei vielpoligen Steckern verbunden werden und die Superlage von außen mit Hochspannung versorgt werden kann,
7. Bestückung mit Ausleseelektronik („front-end-electronic“) und **Test** dieser mit Testpulsen,
8. Sichtkontrolle des Kabelbaums, Verschließen der Deckel an HV- und Ausleseseite,
9. **Test** der Drähte, Streifen und Kathoden über die Versorgungsstecker mit Hochspannung in Luft,
10. Spülen der Superlage mit $ArCO_2$
11. **Test** der Drähte, Streifen und Kathoden über die Versorgungsstecker mit Hochspannung in $ArCO_2$,
12. Versorgung der Superlage mit Hochspannung in $ArCO_2$, Auslese und Auswertung der Daten von kosmischen Myonen.

Erst wenn eine Superlage alle Tests der Reihe nach durchlaufen hat, wird sie mit zwei anderen getesteten Superlagen und einer Bienenwabenstruktur zu einer Gesamtkammer zusammengebaut.

6.1 Mechanische Drahtspannung

6.1.1 Zielsetzung

Die mechanische Spannung eines Drahtes bestimmt seinen Durchhang. Um den Durchhang minimal zu halten, werden die Anodendrähte der CMS-Driftkammern maximal, also am Rande des elastischen Bereichs, mit 3 N gespannt. Dazu werden die Drähte zunächst mit Hilfe der Krimpmaschine (Vgl. Abschnitt 5.3) auf Nominallänge vorgespannt, so dass sie auch nach dem manuellen Einlegen in die Lage eine Spannung von 3 N haben. Die Messung der mechanischen Spannung, bzw. die Kenntnis der Sagitta der Drähte ist für zwei wesentliche Eigenschaften der CMS-Driftzellen bedeutsam:

- **Elektrisches Feld:** Die Geometrie des elektrischen Feldes muss möglichst symmetrisch sein, da sich eine Abweichung von der Symmetrie bei der Rekonstruktion der Myonspuren bei der Auflösung von Rechts-Links-Ambiguitäten negativ auswirkt. Der Draht sollte deshalb möglichst mittig im Zentrum der Zelle verlaufen. Dies ist um so wichtiger, da die CMS-Myonkammern in unterschiedlichen Orientierungen (Winkel zur Horizontalen) betrieben werden. Läge der Draht nicht genau in der Mitte der Driftzelle, so gäbe es starke Unterschiede zwischen den einzelnen Driftzellen, die zu Messfehlern führten².
- **Absolute Drahtposition:** Der Driftzellendraht stellt eine Referenz für die gemessene Myonspur dar, weshalb es wichtig ist, die Position der Driftzellendrahte möglichst über die gesamte Länge der Driftzelle zu kennen. Es soll eine geforderte Ortsauflösung von maximal 250 μm pro Zelle erreicht werden.

²Inbesondere würde die Orts-Driftzeit-Beziehung verändert.

Um abzuschätzen, mit welcher Genauigkeit die Drahtspannung im Rahmen der Qualitätssicherung gewährleistet bzw. gemessen werden muss, lässt sich folgende Überlegung anstellen:

1. Der Durchhang aufgrund der Gravitation beträgt etwa $35 \mu\text{m}$ für einen Draht mit 2 m Länge [45].
2. Die Auslenkung des Drahtes durch das CMS Magnetfeld kann aufgrund der gemessenen sehr kleinen Suszeptibilitäten vernachlässigt werden³.
3. Die Verschiebung des Drahtes aus dem Zentrum wegen elektrostatischer Kräfte ist aufgrund der Symmetrie praktisch null.

Der Durchhang (die Sagitta) soll also etwa $35 \mu\text{m}$ nicht wesentlich überschreiten. Er sollte auf etwa $10 \mu\text{m}$ genau bekannt sein, was ausreicht, da die Ungenauigkeiten der anderen Komponenten, die für die Ortsauflösung wichtig sind, wesentlich größer sind. Der Durchhang y ist im Wesentlichen umgekehrt proportional zur Drahtspannung. Wie in den folgenden Abschnitten beschrieben wird, wird die mechanische Spannung der Drähte durch Messung der Resonanzfrequenz der Drähte bestimmt, wobei benutzt wird, dass die Spannung proportional zum Quadrat der Resonanzfrequenz f ist. Es folgt für die benötigte, grob abgeschätzte Genauigkeit bei dieser Frequenzmessung:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta y}{y} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{10}{35} \approx 14 \text{ \%}.$$

Diese Genauigkeit ist bei der verwendeten Frequenzmessung leicht zu erreichen, eine höhere Genauigkeit wird aber begrüßt, da man dadurch sensitiver auf systematische Effekte ist.

Eine Voraussetzung dafür, dass die Drähte nach dem Einbau in die Lage noch die mechanische Spannung von 3 N haben, ist, dass die Drähte beim manuellen Einlegen nicht überspannt werden, und auch sonst keine Beschädigungen auftreten. Dies ist ein weiteres Argument, im Zuge der Qualitätssicherung die mechanische Drahtspannung nach dem Einlegen in die Einzellage zu überprüfen.

6.1.2 Messmöglichkeiten

Um die mechanische Spannung von Drähten zu messen, gibt es grundsätzlich viele verschiedene Möglichkeiten. Kommerziell verfügbare Geräte sind zum Beispiel die unterschiedlichen Drahtspannungsmessgeräte der Firmen Proseq [74] oder TMi [75], wobei diese bezüglich der Verwendung zur Qualitätssicherung im Myonkammerbau einige Nachteile haben. Sie eignen sich größtenteils nicht, viele Drähte auf einmal zu messen, sind sehr kostspielig und beruhen in der Regel auf einem mechanischen Messprinzip, wodurch sie nicht kontaktfrei arbeiten. Beispielsweise wird der zu messende Draht über zwei Rollen geführt und mit einer dritten Rolle von oben angedrückt, um mit einem entsprechenden Sensor in dieser Rolle die mechanische Spannung zu bestimmen. Häufig sind die Geräte auch für die spezielle Driftzelligeometrie der CMS-Kammern nicht geeignet.

Speziell für den Bereich des Detektorbaus gibt es einige von den jeweiligen Kollaborationen speziell entwickelte Messverfahren. Für das BaBar-Experiment wurde in Princeton

³Genauer wurden die Suszeptibilitäten gerade deshalb klein gehalten.

eine Methode weiterentwickelt [76, 77], bei der der Draht in der Mitte einem Magnetfeld ausgesetzt und zudem von einem Gleichstrom durchflossen wird. Dadurch beginnt der Draht zu schwingen und an den Enden des Drahtes kann eine wechselnde elektrische Spannung abgegriffen werden, an deren Form sich die Resonanzfrequenz und damit unter Verwendung der Länge und Massenbelegung des Drahtes (Vgl. 6.1.3.1) die mechanische Spannung bestimmen lässt. Bei diesem speziell entwickelten Verfahren wird die Messzeit enorm verkürzt, indem nur ein kurzer Strompuls durch den Draht geschickt wird, und dieser dann frei schwingt. Ein Nachteil ist, dass jeder Draht kontaktiert werden muss. Eine andere Kontaktmessung wurde bzw. wird zur mechanischen Drahtspannungsbestimmung in den Experimenten KLOE [78] und ATLAS [79] eingesetzt. Man legt eine hohe Wechselspannung direkt am Draht/Driftzellen-System an und misst die Änderung der Kapazität des Systems, um wiederum die Resonanzfrequenz eines Drahtes zu bestimmen. In diesem Verfahren werden z.B. bei der Qualitätssicherung für ATLAS 16 Drähte gleichzeitig vermessen.

Als Ergänzung zum eigentlich während der Produktion verwendeten Messsystem gibt es beim CMS-Myonprojekt ein äußerst handliches, batteriebetriebenes Gerät, das ebenfalls auf letzterem Prinzip beruht. Es kann zwar einerseits nur einen Draht gleichzeitig messen, hat aber andererseits den Vorteil, dass es auch bei Messungen an Drähten in einer bereits geschlossenen Driftzelle angewendet werden kann. Dies ist zum Beispiel sinnvoll, wenn durch einen Unfall nach der Produktion einer Superlage ein Draht reißt und ausgetauscht werden muss. Das Gerät trägt den Namen WTM 01 (**W**ire **T**ension **M**eter **01**).

Gegenüber den beschriebenen Verfahren hat das beim CMS-Myonprojekt während der Serienproduktion der Driftkammern eingesetzte System zur Bestimmung der mechanischen Drahtspannung den Vorteil, dass es völlig berührungsfrei arbeitet und mit ihm ohne große Vorbereitung bei der Durchführung viele Drähte zugleich vermessen werden können. Dieses System wird im nächsten Abschnitt ausführlich vorgestellt und untersucht.

6.1.3 Das WTM 64

Um die mechanische Spannung der Drähte zu messen, wird das **Wire Tension Meter 64** (WTM 64) verwendet. Das Gerät wurde von Grund auf in Aachen unter Zusammenarbeit mit der Universität Purdue [80, 81] neu entwickelt. Dies schließt ausführliche Tests zur Funktionstüchtigkeit des Prototypen und die Entwicklung eines geeigneten Steuerungsprogramms, das mit einer bedienerfreundlichen Oberfläche versehen ist, ein. Ein wichtiger Teil der Entwicklung war auch, einen einfachen und robusten Messalgorithmus zu erstellen, um aus den aufgenommenen Messdaten mit genügender Genauigkeit die Resonanzfrequenz des jeweiligen Drahtes und damit die mechanische Drahtspannung zu bestimmen.

Nach Abschluss der Entwicklungs- und Testphase wurde das Gerät mit der zugehörigen Software an die anderen Kollaboranten in Spanien und Italien, welche ebenfalls mit dem Bau von CMS-Barrel-Myonkammern betraut sind, ausgeliefert und erfolgreich in Betrieb genommen. Wie in Aachen wird das WTM 64 auch in den anderen Produktionsstätten wirksam zur Qualitätssicherung eingesetzt.

Im folgenden werden die Funktionsweise und Bestandteile des WTM 64 beschrieben. Das speziell für das Gerät entwickelte Computerprogramm wird unter Berücksichtigung des implementierten Messalgorithmus dargestellt. An einigen Beispielen wird die Funkti-

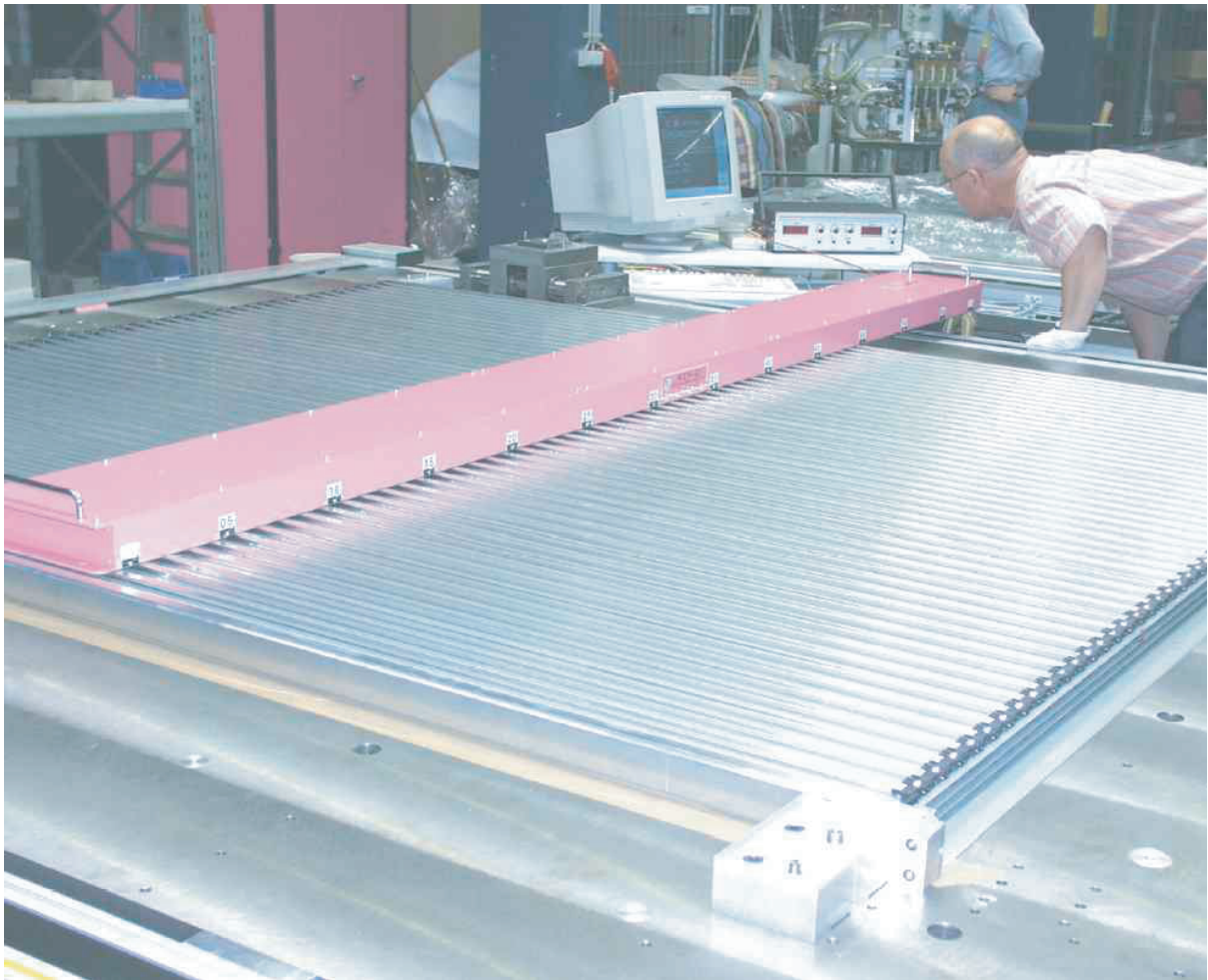


Abbildung 6.1: Auf einer noch offenen Lage liegt während der Produktion der Sensorkasten des WTM 64 zur Messung der Drahtspannung. Im Hintergrund ist der Elektronikkasten und der dazu gehörige PC zu sehen, mit denen Herr Adolf gerade eine Messung durchführt [71].

onstüchtigkeit des Gerätes und des endgültigen Algorithmus aufgezeigt.

6.1.3.1 Funktionsweise

Das WTM 64 ist in der Lage, bis zu 64 Drähte gleichzeitig zu vermessen. Eine Besonderheit des Geräts ist es, dass die Messung berührungslos stattfindet, also kein direkter Kontakt mit den Drähten besteht. Abbildung 6.1 zeigt das Gerät im Einsatz. Die mechanische Spannung der Drähte wird indirekt über eine Frequenzmessung bestimmt. Kennt man die Eigenfrequenz des jeweiligen Drahtes, so kann man bei bekannter Länge und Massenbelegung die Spannung wie bei der schwingenden Saite ausrechnen. Ist F die mechanische Spannung des Drahtes⁴, l seine Länge, μ die Massenbelegung [$\frac{kg}{m}$], f die Eigenfrequenz und n der Schwingungsmodus (1 für die Grundschwingung, 2 für die erste, 3 für die zweite

⁴In diesem Zusammenhang ist es in der Literatur üblich, die Kraft auf den Draht etwas ungenau als mechanische Spannung zu bezeichnen, weil dessen Querschnittsfläche als bekannt vorausgesetzt wird.

Oberschwingung usw.), so gilt folgende Formel [82]:

$$F = \mu \cdot \left(\frac{2 \cdot f \cdot l}{n} \right)^2 \quad (6.1)$$

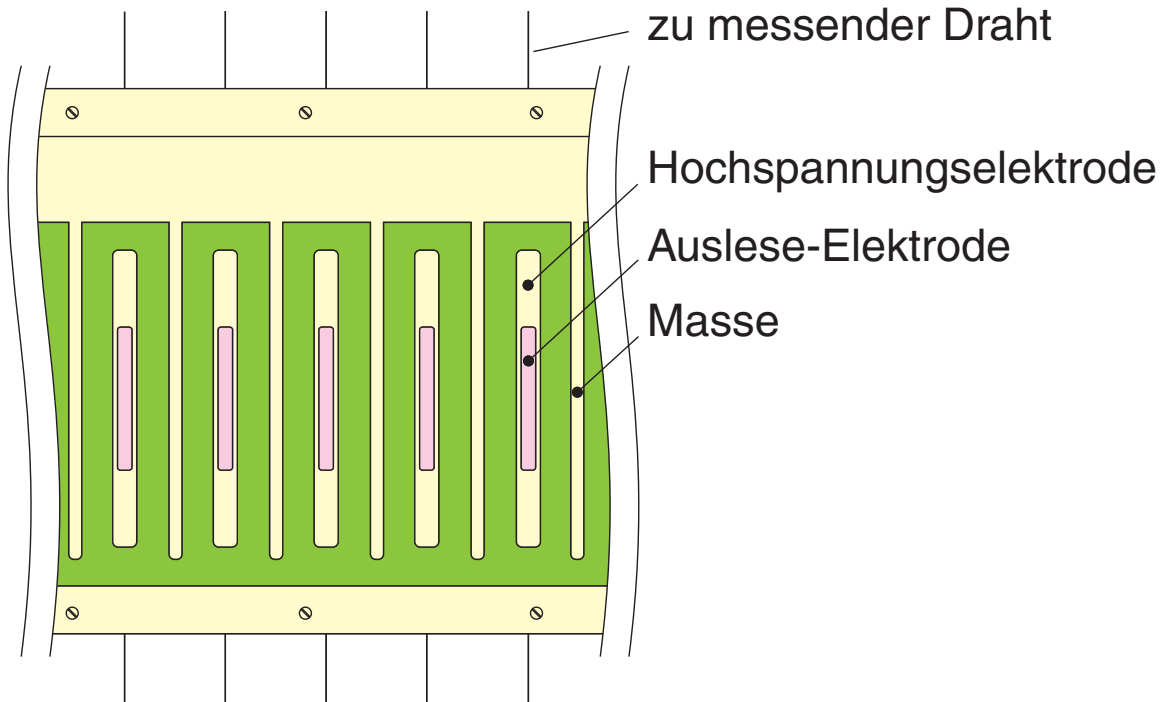


Abbildung 6.2: Hier ist das Prinzip für den Aufbau des Sensorkastens des WTM 64 dargestellt. Über die Hochspannungs-Elektroden werden die Drähte zu Schwingungen angeregt, durch die Auslese-Elektroden wird die Amplitude der Schwingung kapazitiv gemessen [83].

Eine Skizze zum Prinzip der Messung mit dem WTM 64 ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Es ist die maßstabsgetreue Draufsicht von oben auf die Unterseite des Sensorkastens des WTM. Die obere Abbildung 6.3 zeigt den Querschnitt durch einen Sensor. Der jeweilige Draht befindet sich während der Messung unmittelbar unter einer von 64 Hochspannungs-Elektroden. Es besteht kein direkter elektrischer Kontakt zu dem Draht und der Abstand vom Sensorkasten zum Draht beträgt 5,75 mm, wie es bei den CMS-Driftkammern gewährleistet ist. Zwischen den Elektroden und den Massestreifen liegt während der Messung eine mit der Frequenz f wechselnde Hochspannung an. Diese bewirkt eine Kraft auf den Draht, der dadurch gemäß einer erzwungenen Schwingung angeregt wird, mit der vorgegebenen Frequenz zu schwingen, und zwar besonders stark bei seiner Resonanzfrequenz. Die Schwingung des Drahtes bewirkt eine kleine Änderung der Kapazität des Systems aus Draht, Driftzelle und WTM-64-Sensor, die als Spannungsschwankung an der Auslese-Elektrode des Sensors gemessen wird. Diese kapazitive Messung gibt zunächst die Größe der Schwingungsamplitude des Drahtes wieder.

Um den winzigen Effekt der Schwingungs-Anregung besser zu verstehen, wurde eine Simulation mit Maxwell 2D Version 9 [84] durchgeführt. Dabei wurden eine Hochspannungs-

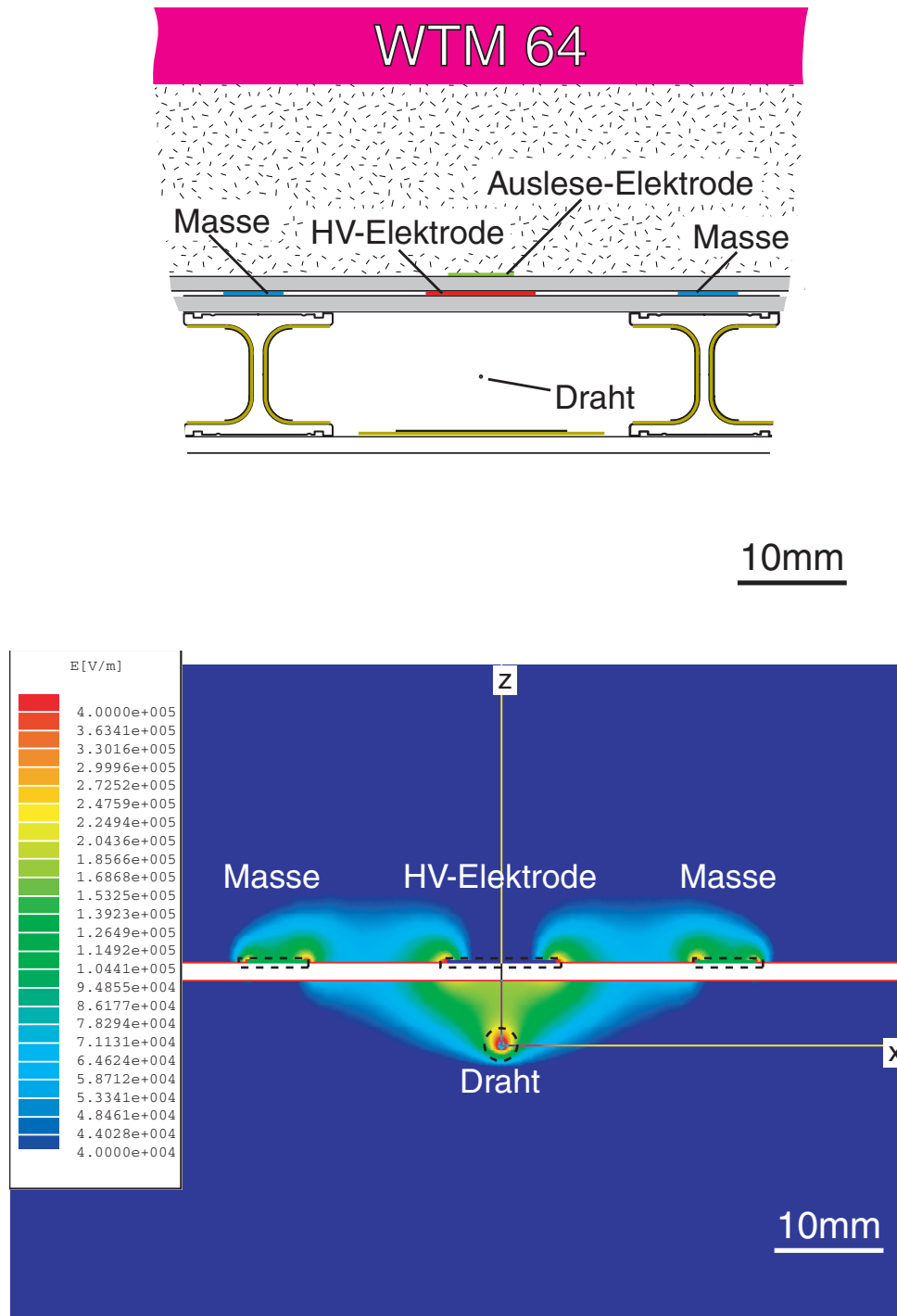


Abbildung 6.3: Oben ist eine Skizze einer Zelle des Sensorkastens des WTM 64 während der Messung über einer Driftzelle zu sehen. Die Lage ist dabei oben offen und der Sensorkasten wird quer zu den Drähten oben auf die Lage gelegt. Das untere Diagramm gibt das Ergebnis einer Simulation des elektrischen Feldes des Systems aus Sensor und Draht im richtigen Größenverhältnis mit dem Programm Maxwell 2D [84] an, wobei der Draht stark vergrößert angedeutet ist.

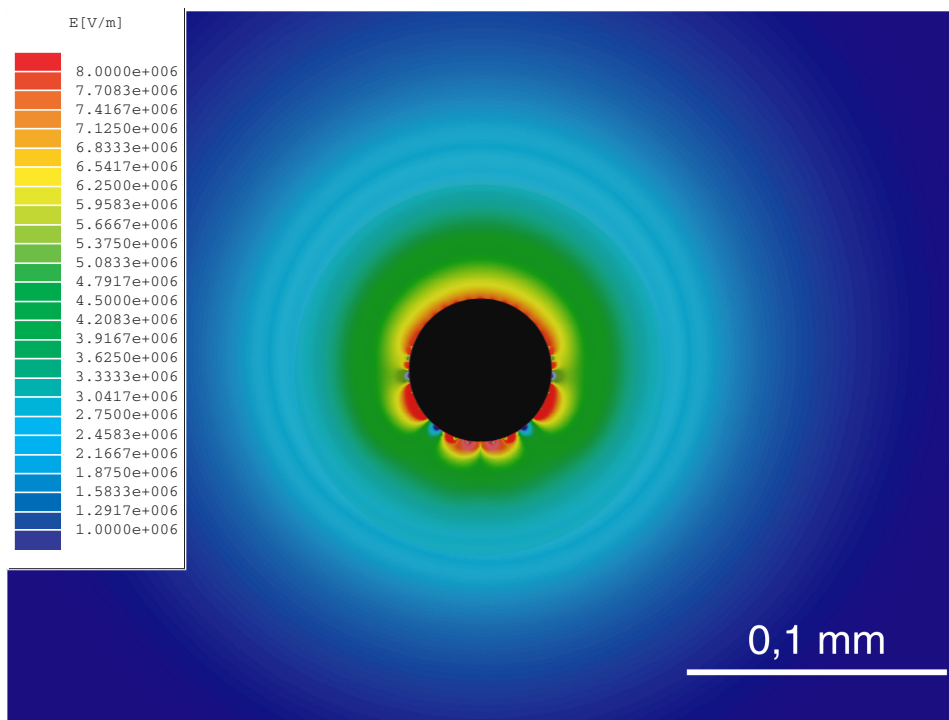
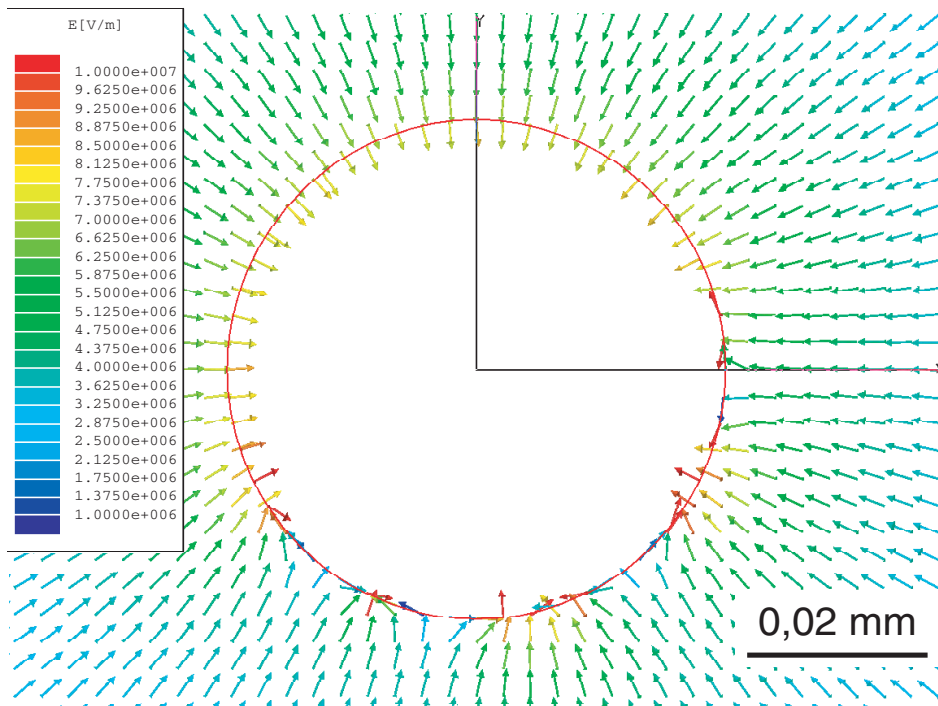


Abbildung 6.4: Während der Messung unterliegt ein vermessener Draht maximal der in der oberen Abbildung durch verschiedenfarbige Pfeile dargestellten Feldstärke, wenn am Sensor eine wechselnde Hochspannung von 1800 V anliegt. Die untere Abbildung zeigt den Betrag der elektrischen Feldstärke in der Nähe des Drahtes. Dabei wurde die ursprüngliche mit Maxwell berechnete Grafik mit Hilfe eines Grafikprogramms nachbearbeitet.

Elektrode mit den beiden zugehörigen Massestreifen und ein Draht maßstabsgerecht im Querschnitt, also in zwei Dimensionen konstruiert und mit geeigneten Materialwerten versehen. Der simulierte Betrag der elektrischen Feldstärke $|\vec{E}|$ ist im unteren Teil in Abbildung 6.3 dargestellt. Es ergibt sich, dass am Draht, wenn an der Hochspannungselektrode eine Spannung von 1800 V anliegt, etwa eine Feldstärke von $6 \cdot 10^6 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ herrscht. Die simulierte Feldstärke in der Nähe des Drahtes ist in Form farbiger Pfeile oben in Abbildung 6.4 zu sehen. Im unteren Teil der Abbildung ist die Größe der elektrischen Feldstärke in der Nähe des Drahtes vergrößert dargestellt. Maxwell verwendet zur Berechnung des elektrischen Feldes ein Gitter aus Dreiecken. Mit der aktuellen Version der Software kommt es unweigerlich⁵ zu Spiegelasymmetrien, wodurch die Simulation ein teilweise unphysikalisches Ergebnis liefert. Um diesen Effekt auszugleichen, wurden die rechte und die linke Seite der ursprünglichen unteren Abbildung mit Hilfe eines geeigneten Grafikprogramms in die CYMK-Farbanteile zerlegt und kombiniert. Dadurch bleibt nur die physikalisch sinnvolle vertikale Asymmetrie der Feldverteilung übrig, die man deutlich erkennen kann. Der Draht erfährt aufgrund dieser vertikalen Asymmetrie eine kleine Kraft in Richtung der Anregungselektrode. Für das zweidimensionale Modell lässt sich mit dem Programm Maxwell die Kraft auf den Draht pro Meter Tiefe des Modells berechnen. Es ergibt sich $\frac{F}{l} = 2,5 \frac{\text{mN}}{\text{m}}$. Dieser Wert gibt die richtige Größenordnung der Kraft an, wie Simulationen mit verschiedenen Gitterkonfigurationen zeigen. Da der Draht über eine Länge von etwa 0,125 m angeregt wird, folgt für die Kraft auf den Draht ein Wert von etwa 0,3 mN. Diese wirkt in Richtung der Hochspannungselektrode. Verschiebt man den Draht in der Simulation um 500 μm zur Seite, so ändert sich die Kraft pro Länge um etwa 30%. In der Simulation wurde der Draht auf Masse gelegt⁶. Im Vergleich beträgt die Gewichtskraft auf den zwei Meter langen Draht etwa $G = 0,5 \text{ mN}$. Die sichtbare Schwingung des Drahtes während der Messung mit dem WTM 64 bestätigt die Ergebnisse der Simulation:

Aus der beobachteten Schwingungsamplitude im Resonanzfall, die etwa $x_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$ beträgt, kann man auf die statische Auslenkung $x = \frac{x_{\text{max}}}{Q}$ schließen, wobei sich für den Qualitätsfaktor Q etwa $\frac{f_{\text{Reso.}}}{\Delta f} \approx \frac{100\text{Hz}}{1\text{Hz}}$ ergibt, also $x \approx 0,01 \text{ mm}$. Die Gravitationskraft bewirkt eine Auslenkung von $x_G = 0,035 \text{ mm}$, folglich gilt als Abschätzung für die elektrostatische Kraft $F_{\text{elektr.}} \approx G \cdot \frac{x}{x_G} \approx 0,1 \text{ mN}$.

Bei einer Spannung von 1800 V an der Hochspannungs-Elektrode wirkt also die berechnete sehr kleine Kraft (0,3 mN) auf den Draht, beim Wechsel zu 0 V gar keine elektrische Kraft. Durch die mit der Frequenz f wechselnde Hochspannung wird der Draht abwechselnd angezogen und losgelassen. Die winzige Kraft hat nur dann eine messbare Wirkung, wenn f gerade der Resonanzfrequenz des Drahtes entspricht bzw. wenn der Draht zu Eigenschwingungen angeregt wird. In diesem Fall nimmt der Draht immer mehr Energie aus dem elektrischen Feld des Sensors in Form von Schwingungsenergie auf und beginnt merklich um die Gleichgewichtslage zu schwingen. Dieser Effekt lässt sich während einer Messung mit dem WTM 64 mit bloßem Auge erkennen. Die Schwingung hat Einfluss auf die Kapazität und damit die tatsächliche Spannung an der Auslese-Elektrode unmittelbar über der Hochspannungs-Elektrode. Das so erhaltene Signal ist proportional zur Schwingungsamplitude des Drahtes. Es wird an eine geeignete Elektronik weitergeleitet, welche die 64 Signale jeweils in ein Ausgangssignal zwischen 0 und 5 Volt umwandelt. Für jeden

⁵Es wurden verschiedene Gitterkonfigurationen getestet, bei denen stets Asymmetrien auftraten.

⁶Ein Versuch hat gezeigt, dass es keinen Einfluss auf die WTM-Messung hat, wenn man den Draht durch einen zusätzlichen Kontakt explizit auf Masse legt. Simuliert man verschiedene elektrische Spannungen am Draht zwischen +1000 und -1000 V, so ergeben sich Kräfte zwischen 0,02 und 0,9 mN.

Kanal wird es von einem PC ausgelesen und durch entsprechende Software ausgewertet.

Im Prinzip wird also das Frequenzspektrum des Drahtes aufgenommen und das Maximum der Verteilung, welches gerade bei der Resonanzfrequenz des Drahtes liegt, bestimmt. Da der Effekt, der hier gemessen wird, sehr klein ist, können Bewegungen von den Sensoren oder Kabeln, sowie mechanische Vibrationen aus der Umgebung die Messung erheblich stören. Sie sollten daher während der Messung unterbunden werden. Es hat sich gezeigt, dass es günstig ist, die Sensoren, welche die Drähte zu Schwingungen anregen, in der Mitte der Drähte zu positionieren. Damit ist festgelegt, dass in der Mitte des Drahtes ein Schwingungsbauch sein wird, und vornehmlich die Grundschiwingung sowie weniger stark die geraden Oberschwingungen angeregt werden. Wichtig ist die Kenntnis, welcher Schwingungsmodus angeregt wird, um aus Formel 6.1 die mechanische Spannung F richtig berechnen zu können. Prinzipiell kann man durch eine andere Position der Sensoren zu den Drähten und/oder einen anderen vermessenen Frequenzbereich auch einen anderen Schwingungsmodus, als den der Grundschiwingung ausnutzen, doch ist dann die Schwingungsamplitude des Drahtes und damit das vom WTM 64 gemessene Signal kleiner. Daher sollten die Sensoren möglichst mittig über den Drähten positioniert sein, um die Grundschiwingung maximal anzuregen.

Ein typisches Frequenzspektrum, wie es vom WTM 64 für einen gespannten Draht aufgenommen wird, ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Die Sensoren sind dabei in der Mitte der Drähte positioniert. Da damit festgelegt ist, dass sich in der Mitte ein Schwingungsbauch befinden muss, sind die Grundschiwingung am stärksten und die geraden Oberschwingungen (wie z.B. die zweite Oberschwingung rechts in der Abbildung) etwas weniger stark angeregt. Währenddessen sind die ungeraden Schwingungsmoden (wie die erste Oberschwingung) unterdrückt, da diese in der Mitte einen Schwingungsknoten hätten.

6.1.3.2 Bestandteile

Das WTM 64 kann unabhängig oder PC-gesteuert betrieben werden. Dabei steht die volle Funktionalität nur bei PC-Steuerung zur Verfügung. Das Gerät besteht aus einem Elektronikkasten, einem Sensorkasten, sowie zwei digitalen I-O-Karten (CIO-DAS-08JR und CIO-DIO-24 der Firma *Computerboards*) in einem PC. Dabei wird eine der Karten zur Steuerung einer externen Synthesizerkarte verwendet, welche die Frequenz der wechselnden Hochspannung aus dem Elektronikkasten vorgibt. Der PC wird zum einen zur Steuerung der Elektronik des Gerätes und zum anderen zur Auslese und Auswertung der Messdaten verwendet. Auf dem PC ist unter einem Windows NT 4 Betriebssystem eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Software installiert. Implementiert wurden ein geeigneter Messalgorithmus, eine einfache, übersichtliche und fehlersichere Benutzeroberfläche und verschiedene weitere Funktionen, wie etwa die automatische Sicherung der Messdaten in ein entsprechendes Verzeichnis auf der Festplatte.

In dem Sensorkasten des WTM 64 sind 64 Plattenkondensatoren (Sensoren) im gleichbleibenden Abstand von 42 mm, also genau der Breite einer einzelnen Zelle, untergebracht. Diese bestehen aus je zwei dünnen Metallfolien, an die eine hohe Wechselspannung von einigen kV (!) bekannter Frequenz f angelegt wird. Die Frequenz kann durch eine externe, PC-gesteuerte Synthesizerkarte erzeugt und in den Elektronikkasten des WTM eingespeist werden. Alternativ kann man die Frequenz manuell mit einem Regler an diesem Elektronikkasten einstellen. Die auf eine der beiden Arten vorgegebene Frequenz wird benutzt, um die Hochspannung zu modulieren, welche an den 64 Kondensatoren anliegt.

Der PC mit Monitor, Tastatur und Maus, der Elektronikkasten und die kleine Syn-

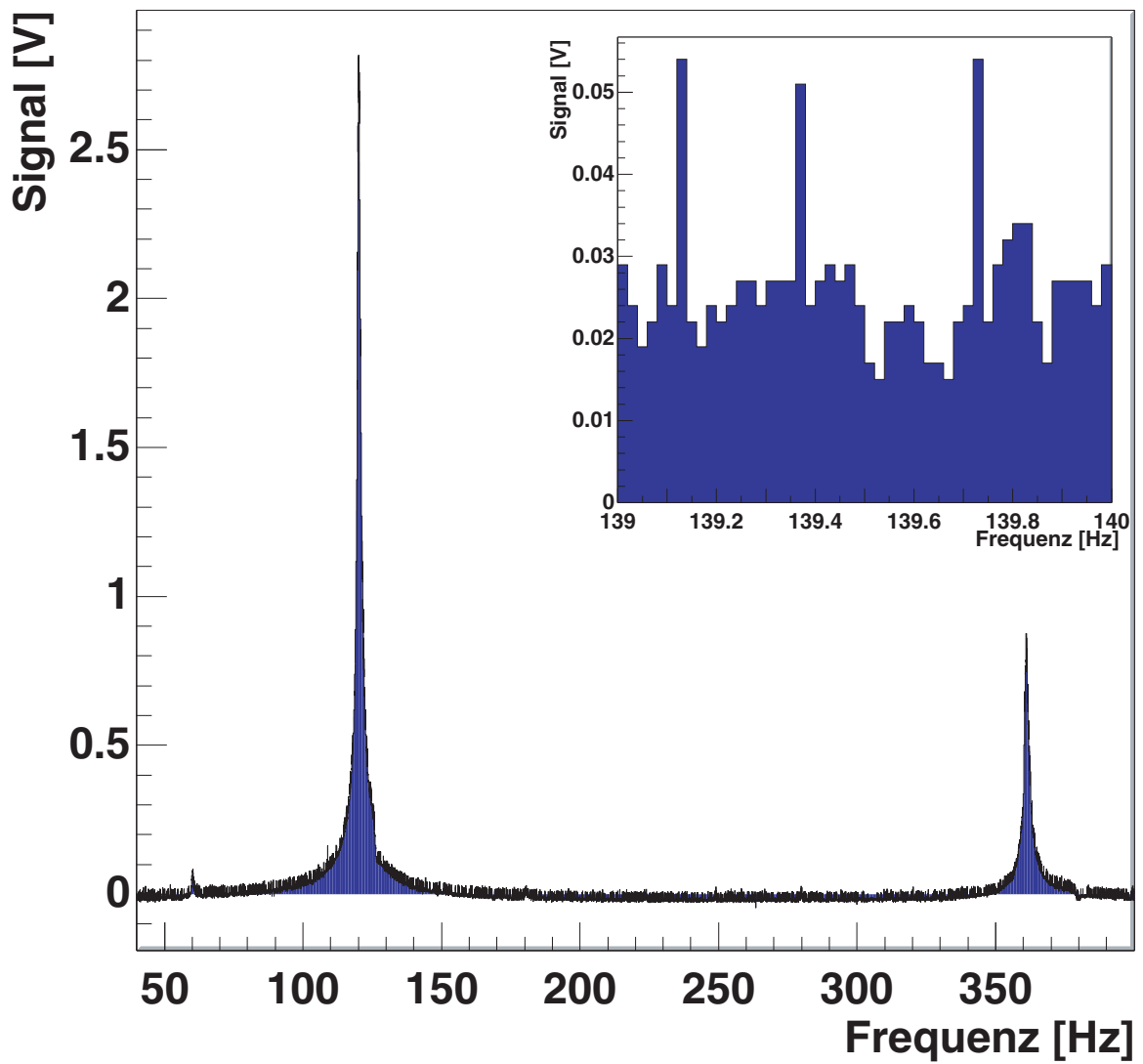


Abbildung 6.5: Typisches vom WTM 64 aufgenommenes Frequenzspektrum. Zu sehen ist links die Resonanzspitze der Grundschwingung und rechts der zweiten Oberschwingung. Die erste Oberschwingung ist aufgrund der miltigen Anregung der Drähte unterdrückt. Die Vergrößerung zeigt das Auftreten von Spikes (Vgl. Abschnitt 6.1.3.3).

thesizerbox sind auf einem Rollwagen montiert und können bei Bedarf zum jeweiligen Montagetisch bewegt werden, um an einer Einzellage die mechanische Drahtspannung zu überprüfen.

6.1.3.3 Software

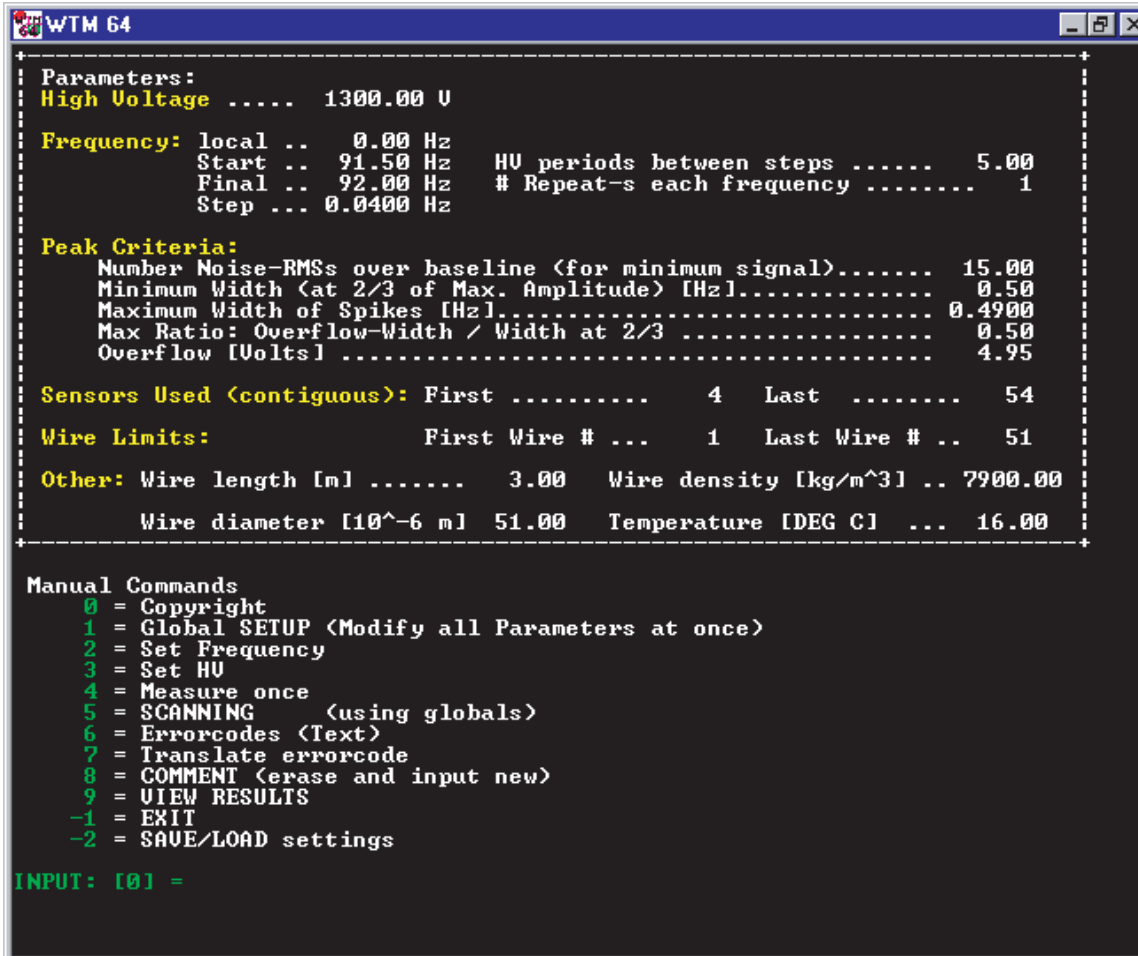
Der beschriebene Mechanismus zur Bestimmung der Amplitude bei einer bestimmten Anregungsfrequenz f wird nun von einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Software vom PC aus gesteuert und ausgewertet. Der hierbei verwendete Algorithmus ist denkbar einfach. Er besteht aus insgesamt drei Scans der Frequenzspektren und einer anschließenden Auswertung. Über die Parameter f_{Start} und f_{Final} stellt man das Frequenzintervall ein, welches überhaupt durchgefahren wird. Bei einem ersten Scan des Frequenzspektrums der 64 Drähte wird die maximale Amplitude des Spannungssignals für jeden Kanal $V_{\text{max}}^j(f)$ einzeln bestimmt. Dann wird ein Schwellwert $V_{\text{threshold}}^j$ für jeden Kanal auf $2/3$ der für den jeweiligen Kanal gemessenen maximalen Amplitude gesetzt. Während der zweite Scan von f_{Final} bis f_{Start} läuft, prüft das Programm bei jedem Signalwert, ob dieser über dem zuvor festgelegten Schwellwert $V_{\text{threshold}}^j$ liegt. Falls dem so ist, geht das Programm davon aus, dass die Frequenzspitze gefunden wurde, und beginnt nun eine gewichtete Summe der Frequenzen f_i auszurechnen, bis der Signalwert V_i wieder unter den Schwellwert fällt. Die Resonanzfrequenz f_{res} ergibt sich dann als:

$$f_{\text{res}} = \frac{\sum_i V_i \cdot f_i}{\sum_i V_i}$$

Im dritten und letzten Scan wird von f_{Start} bis f_{Final} durchgefahren und wie beim zweiten Scan gemessen und ausgewertet. Zuletzt werden dann die Ergebnisse aus beiden Scans gemittelt. Diese können nämlich aufgrund der Trägheit des Einschwingens der Drähte unterschiedlich sein. Sie sollten sich aber nicht um mehr als 0.2 Hz unterscheiden. So erhält man schließlich die Resonanzfrequenzen für alle 64 Drähte. Man kann sich fragen, warum nicht das gesamte Frequenzspektrum aufgenommen wird, und dann durch eine Gauß-Anpassung ein u.U. genaueres Ergebnis ermittelt wird. Dies liegt in der Geschichte der WTM-Software begründet, da diese wegen fehlender Treiber der verwendeten Synthesizerkarte ursprünglich nur unter DOS zur Verfügung stand. Hier verhindert die 16 Bit Limitierung des Betriebssystems eine ausreichend feine Aufnahme des Frequenzspektrums. Die Werte könnten nämlich nicht in ausreichend großen Tabellen zwischengespeichert werden, um eine Gauß-Anpassung durchzuführen.

Beim ursprünglichen Algorithmus werden verschiedene Fehlerquellen abgefangen und durch setzen von insgesamt 16 Fehlerbits in einem hexadezimalen 16-Bit-Wort angezeigt (Vgl. Anhang B). Dennoch gab es Fälle, in denen eine scheinbar fehlerfreie Messung ein falsches Ergebnis lieferte. Die Ursache hierfür waren sogenannte *Spikes*, also Rauschspitzen, die dem Frequenzspektrum überlagert waren (Vgl. Abbildung 6.5). Die Ursache der Spikes liegt wahrscheinlich bei Störungen aus der Umgebung, konnte aber trotz systematischer Studien nicht genauer isoliert werden. Taucht so ein Spike unmittelbar vor Erreichen des Schwellwertes an der Resonanzspitze auf, so wird nicht die Spitze sondern der Spike vermessen. Dies ist an der gemessenen Breite der aufgenommenen Spitze leicht zu erkennen. Der Algorithmus wurde daher dahingehend geändert, dass die Berechnung der gewichteten Summe der Frequenzen erst mit der Nebenbedingung abgebrochen wird, dass die Breite der Spitze mindestens 0,5 Hz beträgt. Der Effekt dieser Verbesserung ist deutlich in Abbildung 6.7 zu sehen. Es gelingt dadurch, die Standardabweichung von 0,150

Hz auf 0,018 Hz zu drücken und damit die Messgenauigkeit des WTM 64 um etwa eine Größenordnung zu verbessern.



```

WTM 64
-----
Parameters:
High Voltage ..... 1300.00 V

Frequency: local .. 0.00 Hz
           Start .. 91.50 Hz   HU periods between steps ..... 5.00
           Final .. 92.00 Hz   # Repeat-s each frequency ..... 1
           Step ... 0.0400 Hz

Peak Criteria:
Number Noise-RMSs over baseline (for minimum signal)..... 15.00
Minimum Width (at 2/3 of Max. Amplitude) [Hz]..... 0.50
Maximum Width of Spikes [Hz]..... 0.4900
Max Ratio: Overflow-Width / Width at 2/3 ..... 0.50
Overflow [Volts] ..... 4.95

Sensors Used (contiguous): First ..... 4   Last ..... 54

Wire Limits:           First Wire # ... 1   Last Wire # .. 51

Other: Wire length [m] ..... 3.00   Wire density [kg/m^3] .. 7900.00
      Wire diameter [10^-6 m] 51.00   Temperature [DEG C] ... 16.00
-----

Manual Commands
0 = Copyright
1 = Global SETUP (Modify all Parameters at once)
2 = Set Frequency
3 = Set HU
4 = Measure once
5 = SCANNING (using globals)
6 = Errorcodes (Text)
7 = Translate errorcode
8 = COMMENT (erase and input new)
9 = VIEW RESULTS
-1 = EXIT
-2 = SAVE/LOAD settings

INPUT: [0] =

```

Abbildung 6.6: Die textbasierte Benutzeroberfläche des WTM 64.

Das Programm ist aus historischen⁷ Gründen textbasiert, da es ursprünglich für eine reine DOS-Umgebung programmiert wurde. Beim Start des Programms überprüft dieses, ob die entsprechenden I/O-Karten, also CIO-DAS-08JR und CIO-DIO-24, installiert sind. Falls nicht, liefert es eine Fehlermeldung. Alle vom Programm benötigten Parameter werden aus einer Datei gelesen, in der die Standardwerte gespeichert sind. Für die Produktion sind zwei Kopien des Programms angelegt worden, welche jeweils die passenden Werte für die Messung einer ϕ - bzw. θ -Lage zu Beginn laden. So kann der Benutzer unmittelbar mit der Messung beginnen, ohne vorher alle Parameter einstellen zu müssen.

Nach dem Start des Programms erscheint nach der automatisierten Initialisierung die Benutzeroberfläche, wie sie in Abb. 6.6 zu sehen ist. Im oberen Bereich sind die wichtigsten aller aktuell gesetzten Parameter zu sehen. Aus dem im unteren Teil der Abbildung dargestellten Menu kann der Benutzer eine Aktion auswählen und dann die entsprechende Nummer eingeben, um sie auszuführen (Vgl. Anhang B).

Das Programm zeigt an, wie weit die Messung fortgeschritten ist und bei welcher Frequenz gerade gemessen wird. Wenn mehr als 64 Drähte gemessen werden sollen, wird der

⁷Eine erste DOS-basierte Version der Software stammt von A. Bujak.

Benutzer nach einer Teilmessung gebeten, den Sensorkasten zu verschieben und dies zu bestätigen. Nachdem alle Drähte vermessen wurden, werden die Ergebnisse in Tabellenform dargestellt. Dabei werden fehlerhafte Werte rot angezeigt, Werte, die außerhalb der Toleranz liegen, sind in cyan bzw. magenta (Resonanzfrequenz bzw. Signal) gekennzeichnet.

Abschließend sei erwähnt, dass vor dem Einsatz des Gerätes auch an anderen Produktionsorten die Software mit voller Unterstützung der benötigten Hardwarekomponenten von DOS auf das in der gesamten Kollaboration verwendete Windows NT 4.0 umgestellt wurde. Mangels geeigneter Treiber für die verwendeten und zu diesem Zeitpunkt bereits bewährten Computerkarten, wurden im Rahmen dieser Arbeit Treiber in Aachen entwickelt. Diese ISA-Bus-Karten (die I-O-Karten CIO-DAS-08JR und CIO-DIO-24 der Firma *Computerboards*) und die externe Synthesizerkarte ließen sich im DOS-Betriebssystem noch direkt ansprechen, was unter Windows NT nur über einen geeigneten Treiber möglich ist.

6.1.3.4 Funktionstüchtigkeit

Um das WTM 64 vor Beginn der eigentlichen Produktion von CMS-Myonkammern entwickeln und testen zu können, wurde in Aachen mit großem Aufwand manuell eine offene Drahtlage in vergleichbaren Maßen wie die der später zu vermessenden Kammerlagen gebaut. Der Abstand der Zellen betrug 42 mm, was dem nominellen Designwert einer CMS-Driftkammer entspricht. Diese Probelage ermöglichte die Fertigstellung der Entwicklungsphase bis hin zum endgültigen Einsatz des WTM 64 in der Kammerproduktion.

Nachdem nach einigen Monaten Entwicklungszeit das WTM 64 mit seinen grundlegenden Funktionen im manuellen Betrieb und im PC-gesteuerten Betrieb unter einem DOS-Betriebssystem mit einem ersten Messalgorithmus und einer rudimentären Benutzerschnittstelle zur Verfügung stand, waren noch einige weitere wesentliche Schritte auf dem Weg zur vollständigen Funktionstüchtigkeit des Gerätes zu tun.

Aus den Ergebnissen von Dauermessungen heraus war es möglich, geeignete Werte für die anregende Hochspannung und die wesentlichen Parameter des Messalgorithmus zu bestimmen. Der nächste Schritt war die Bestimmung der Reproduzierbarkeit der Messungen, um letztlich die Messgenauigkeit zu ermitteln. In diesem Zusammenhang wurde der ursprüngliche Messalgorithmus, wie in Abschnitt 6.1.3.3 beschrieben, umgestellt. Das Ergebnis zweier Dauermessungen aus je 120 Einzelmessungen ist in Abbildung 6.7 zu sehen. Die rot umrandeten weißen Punkte geben die Mittelwerte der 120 Messungen nach dem alten Algorithmus, die blauen Punkte die nach dem neuen Algorithmus wieder. Aufgrund der Fehlmessungen durch Auftreten der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Spikes wurde mit dem alten Algorithmus häufig nur eine scheinbare Resonanzspitze im Frequenzspektrum eines Drahtes gemessen. Dies erkennt man deutlich an den im oberen Diagramm dargestellten, statistisch stark schwankenden und falschen Breiten der Resonanzspitzen. Der mittlere Fehler der über 120 Messungen gemittelten Breite der Resonanzspitze des einzelnen Drahtes liegt bei 0,35 Hz, was nicht ausreichend ist, um eine gute Reproduzierbarkeit der Einzelmessung sicherzustellen. Erst der neue Algorithmus erkennt zuverlässig die gesuchte Resonanzspitze und vermisst auch deren Breite mit einer akzeptablen Genauigkeit von etwa 0,08 Hz.

Die aus jeweils 120 Einzelmessungen bestimmten Mittelwerte der Resonanzfrequenzen der Drähte sind im mittleren Diagramm in Abbildung 6.7 eingezeichnet. Jeder eingetragene Punkt im Diagramm wurde mit dem zugehörigen mittleren Fehler der Einzelmessung

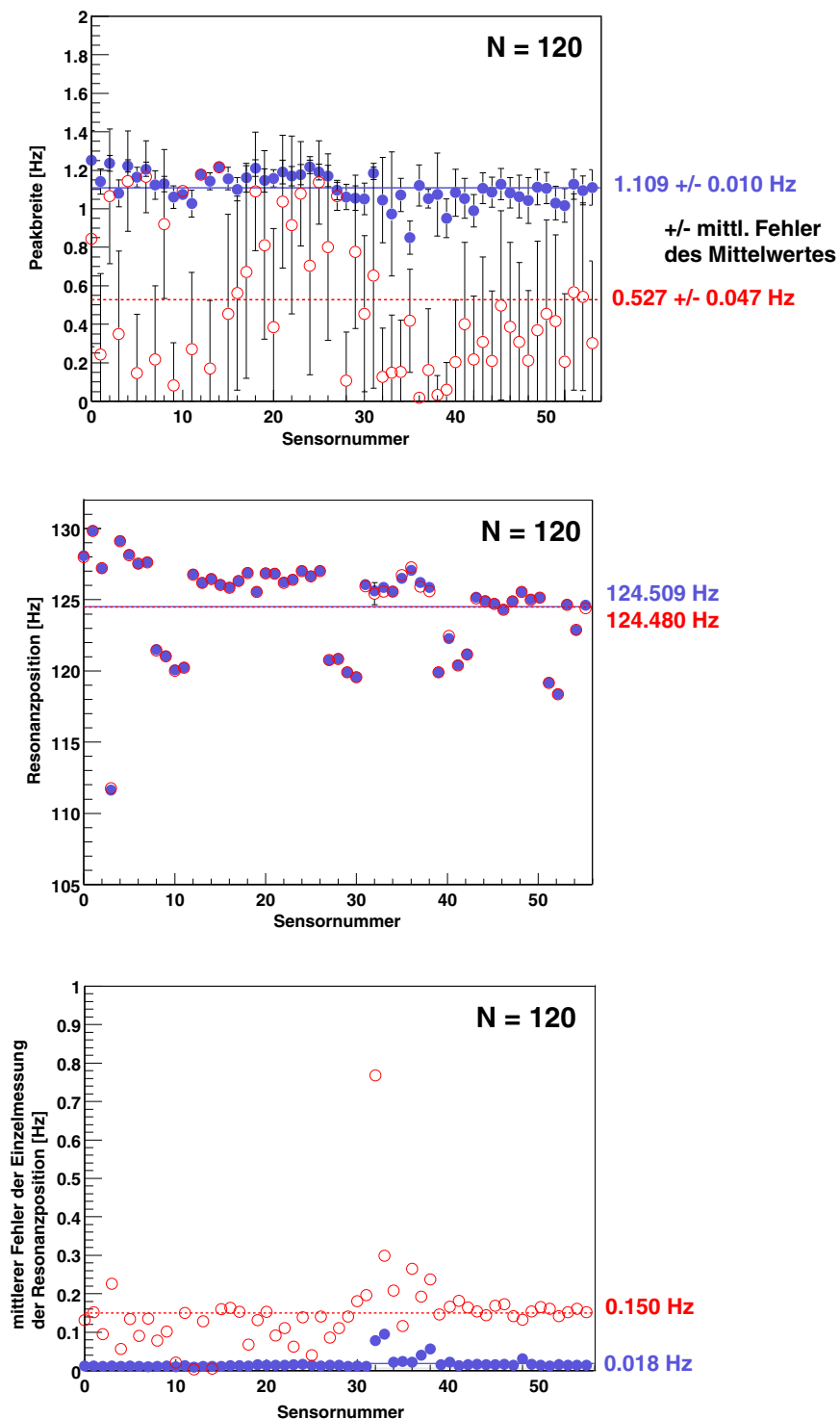


Abbildung 6.7: Vergleich alter/neuer Algorithmus. Die in rot dargestellten Messwerte sind mit dem ursprünglichen Algorithmus aufgenommen worden, die in blau mit dem verbesserten. Dadurch gelingt es, die Standardabweichung und damit die Messgenauigkeit um eine Größenordnung zu verbessern. Im unteren Diagramm ist ein unterschiedliches Messverhalten in den Kanälen 33 bis 40 (insbesondere 33) zu sehen, welches nachträglich auf eine Fehlfunktion der Elektronik hinter den entsprechenden Sensoren zurückgeführt und behoben werden konnte.

als Fehlerbalken versehen, doch sind diese so klein, dass sie in diesem Maßstab nicht zu erkennen sind⁸. Aus diesem Grund sind diese mittleren Fehler nochmals im unteren Diagramm dargestellt. Der Mittelwert dieses Fehlers über alle vermessenen Drähte bzw. benutzten Sensoren fällt durch Umstellung des Algorithmus von 0,15 Hz um etwa eine Größenordnung auf 0,02 Hz.

0,02 Hz (0,016 %) stellt auch die schließlich erreichte Reproduzierbarkeit des WTM 64 dar. Mit einer zweiten, unabhängigen Methode zur Drahtspannungsmessung wurde die Richtigkeit der WTM-64-Messung überprüft. Dazu wurde das bereits etablierte WTM 01 benutzt, mit dem die Drähte durch direktes Anlegen einer Hochspannung zu Schwingungen angeregt werden (Vgl. Abschnitt 6.1.2). Aus einer entsprechenden Messreihe ging hervor, dass der mit dem WTM 64 gemessene Wert systematisch um +0.15 Hz (0,16 %) vom mit dem WTM 01 bestimmten Messwert abweicht. Der Fehler der Einzelmessung liegt dabei für das WTM 64 bei 0,006 Hz und für das WTM 01 bei 0,014 Hz. Obwohl das WTM 64 also besser reproduzierbare Werte als das WTM 01 liefert, wird konservativ angenommen, dass der systematische Fehler der WTM-64-Messung 0,16 % beträgt. Für die Messungen zur Qualitätskontrolle der Driftkammern reicht dies vollkommen aus. Daraus ergibt sich insgesamt eine Messgenauigkeit des WTM 64 für die Resonanzfrequenz von etwa 0,18 %.

Da der Fehler der Längenmessung des Drahtes etwa 0,1 % und der Fehler der Massenbelegungsmessung 0,3 % beträgt, ergibt sich insgesamt für die Genauigkeit der Drahtspannungsmessung mit dem WTM 64 ein Wert von 0,6 %. Durch eine genauere Kalibration der Frequenzmessung könnte dieses Ergebnis verbessert werden. Der angegebene Fehler der Massenbelegung bezieht sich auf die Messung einer Drahtrolle. Mittelt man über die 10 Rollen der Krimpmaschine, so ergibt sich eine Streuung der einzelnen Massenbelegungsmessungen von 1,0 %. Benutzt man also diesen Mittelwert für die Berechnung der Drahtspannung, wird nur eine Messgenauigkeit von 1,3 % erreicht. Dieser Wert reicht aber aus, um das WTM 64 in der Qualitätssicherung der mechanischen Drahtspannung einzusetzen, da die Drahtspannung nur mit einer Genauigkeit von 10 % eingehalten werden muss (Vgl. Abschnitt 6.1.4).

Ein Effekt, der bei den Dauermessungen mit dem WTM 64 entdeckt wurde, ist, dass das Signal, welches der Elektronik vom Sensorkasten aus übergeben wird, von Messung zu Messung exponentiell abfällt, wenn diese Messungen unmittelbar hintereinander folgen. Dies ist links in Abbildung 6.8 gut zu erkennen. Die typische Dauer einer Messung mit dem WTM 64 sind 4,5 min bzw. 280 s. Eine geeignete Erklärung für den Signalabfall ist, dass die Kapazitäten im Sensorkasten bzw. die darin befindliche Kunststofflage sich mit der Zeit aufgrund der Hochspannung aufladen und dies zu einer Verringerung des Signals führt. Die Kunststofflage dient als Träger für die Elektroden und als Isolator zwischen den Erregerelektroden und den Ausleselektroden bzw. der zu messenden Drahtlage. Es wurde festgestellt, dass eine Pause von wenigen Minuten zwischen den Messungen den Aufladungseffekt unterdrückt (Vgl. rechte Abb. 6.8)⁹. Da in der täglichen Praxis im Produktionsablauf ohnehin nicht unmittelbar hintereinander wiederholt gemessen wird,

⁸Die auffällige Systematik in der Verteilung der Messwerte im besagten Diagramm ist, wie Messungen mit verschobenem und gedrehtem Sensorkasten gezeigt haben, eine Eigenschaft der Probedrahtlage. Der vierte Draht beispielsweise war sichtbar beschädigt, die anderen 14 aus der Reihe fallenden Drähte sind im Gegensatz zu den übrigen vergoldet und haben nach Formel 6.1 aufgrund der höheren Massenbelegung bei sonst gleicher Drahtspannung eine niedrigere Resonanzfrequenz.

⁹Alternativ kann die Störung durch den Effekt behoben werden, indem die Hochspannung aus- und wieder eingeschaltet wird.

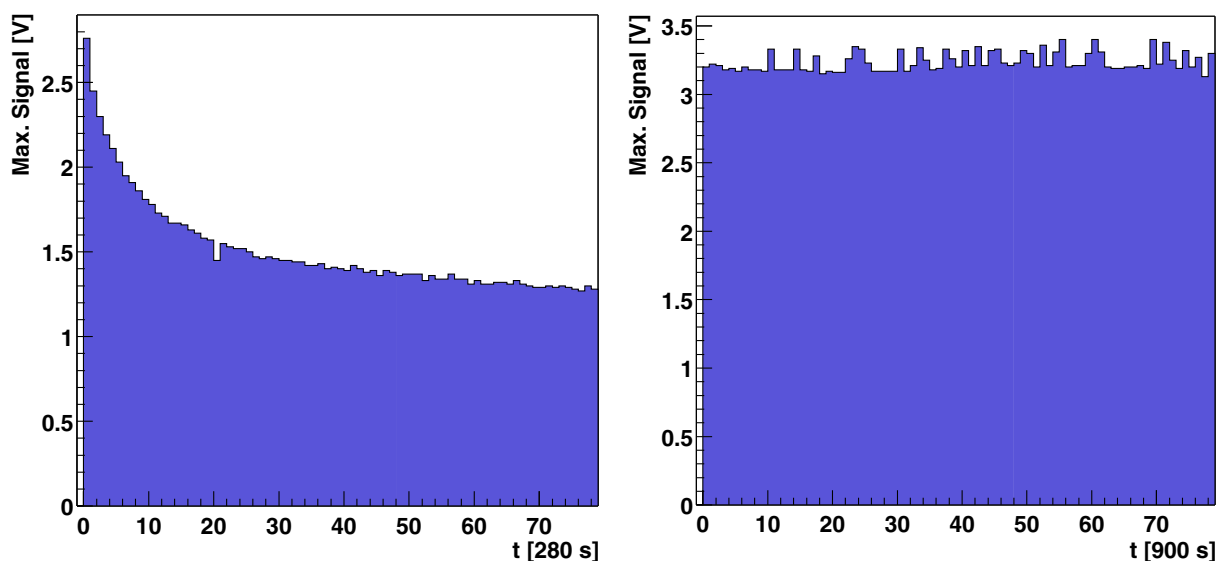


Abbildung 6.8: Exponentieller Abfall des Signals bei einer Dauermessung (150 Einzelmessungen). Macht man zwischen den Messungen eine Pause von etwa zehn Minuten ($280s + 10 \cdot 60s \approx 900s$), so bleibt das Signal konstant.

hat das beschriebene Problem somit keinen Einfluss auf die Messungen.

Manchmal kommt es vor, dass das WTM nicht ordnungsgemäß funktioniert, da Störungen aus der Umgebung dafür sorgen, dass das Signal schwankt, also kleiner oder größer ist, als es sein darf. Dann ändert der Benutzer die anregende Hochspannung¹⁰, und zwar je nachdem, ob das Signal, welches stets zwischen 2 und 4,9 V liegen sollte, zu klein oder zu groß ist, erhöht er sie um 100 V oder setzt sie um diesen Betrag herunter. Anschließend wird die Messung wiederholt.

Insgesamt konnte die Funktionstüchtigkeit des WTM 64, dessen Messprinzip auf einem sehr kleinen Effekt beruht¹¹, im Hinblick auf den Einsatz zur Messung der Drahtspannung verifiziert werden. Heute wird das Gerät bereits an drei verschiedenen Orten in Europa in täglicher Routine erfolgreich zur Qualitätskontrolle eingesetzt.

6.1.4 Ergebnisse

In diesem Abschnitt geht es um die während der Produktion in Aachen aufgenommenen Messdaten, die im Sinne einer Qualitätssicherung analysiert wurden. Bis Juni 2003 wurden insgesamt 88 Superlagen in Aachen für das CMS-Projekt fertiggestellt. Jede Superlage, bestehend aus vier Einzellagen, wurde im Laufe der Produktion auf die nominelle mechanische Drahtspannung hin überprüft. Die mechanische Drahtspannung sollte mit einer Toleranz von 10 % möglichst genau 3 N betragen. Damit ist zum einen gewährleistet, dass die Drähte beim späteren Einsatz nur etwa $35 \mu\text{m}$ aufgrund der Schwerkraft durchhängen, was wichtig ist, damit die geforderte Ortsauflösung von $250 \mu\text{m}$ pro Zelle erreicht wird. Zum anderen haben die Drähte einer Superlage damit relativ zueinander den gleichen Durchhang, wodurch eine Voraussetzung dafür geschaffen ist, dass die Drähte auf der ganzen Drahtlänge die gleiche Lage innerhalb der Driftzelle haben. Im Folgenden werden

¹⁰Dies wird im Programm unter dem Menüpunkt „Set HV“ ermöglicht.

¹¹Die auf den Draht wirkende Kraft ist etwa 0,3 mN.

die Ergebnisse der regulären Messungen an 350 Einzellagen aus 88 CMS-Superlagen zur Qualitätssicherung der mechanischen Drahtspannung vorgestellt.

Ein typisches Messergebnis einer Drahtspannungsbestimmung mit dem WTM 64 an einer CMS-Drahtlage ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Im oberen Diagramm ist die aus den gemessenen Resonanzfrequenzen berechnete Drahtspannung für jeden der in diesem Fall 49 Drähte über die Drahtnummer aufgetragen. Aus Sicht der Qualitätssicherung ist der gesamte rosafarben dargestellte Bereich von 2,7 N bis 3,3 N zulässig. Man sieht aber deutlich, dass die Drahtspannungen wesentlich weniger schwanken. Die mittlere Streuung der Einzelwerte (RMS) beträgt nur 0,02 N. Die mittlere Drahtspannung für diese Einzellage liegt bei 2,9 N. Im unteren Diagramm ist das zur Messung gehörende Histogramm zu sehen.

Die Werte für die Drahtspannung sind in erster Ordnung statistisch um den Mittelwert verteilt. Bei genauerem Hinsehen erkennt man aber eine Unterstruktur in der Verteilung der Messwerte. Die Messwerte scheinen sich in periodisch mit der Drahtnummer auftretenden Gruppen von etwa 10 Drähten zu wiederholen. Dies ist kein Zufall. Wie in Abschnitt 5.3 beschrieben wurde, stammen alle 49 eingelegten Drahtstücke von nur 10 verschiedenen Drahtrollen auf der Krimpmaschine. In der Regel werden die Drähte von der Krimpmaschine kommend in der gleichen Reihenfolge eingelegt. Falls nicht beim manuellen Einlegen der Drähte ein einzelner Draht zerreißt, stammt also jeder zehnte Draht von derselben Drahtrolle. Die auf den verschiedenen Rollen aufgewickelten Drähte haben untereinander geringfügig unterschiedliche Massenbelegungen. Bei der Bestimmung der mechanischen Drahtspannung aus der Resonanzfrequenz wurde jedoch eine einheitliche Massenbelegung angesetzt. Doch auch unter Berücksichtigung dieses Effekts würde man noch eine Systematik in der Folge der Messwerte sehen, da jeder zehnte Draht entlang derselben Führung in der Krimpmaschine verarbeitet wurde. In der Praxis zeigt sich, dass die Einhaltung der Drahtspannung von 3 N mit einer Toleranz von 10 % keine Schwierigkeiten bereitet. Damit ist der Mehraufwand bei einer genaueren Rückverfolgung des Drahtes bis hin zur ursprünglichen Drahtrolle auf der Krimpmaschine nicht gerechtfertigt.

Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert wurde, könnte es aufgrund von Aufladungseffekten zu Problemen kommen, wenn man mehrmals hintereinander misst. Dass die Auswirkungen der Aufladungseffekte jedoch in der täglichen Praxis vernachlässigbar sind, zeigt Abbildung 6.10. Dort sind die aufgenommenen Signale aus der Vermessung von 352 verschiedenen Einzellagen gezeigt. Das mittlere elektrische Spannungssignal für die jeweilige Messung ist über die Superlagen-Nummer aufgetragen. Dieses Signal soll nicht über 4,9 V und nicht unter 2,0 V liegen, was die in zwei Jahren aufgenommenen Messwerte offensichtlich sehr gut erfüllen. Die mittlere Streuung der Einzelmessung liegt bei etwa 0,8 V. Diese relativ breite Streuung der Messsignale wurde bereits bei den Tests in der Entwicklungsphase des WTM 64 festgestellt. Das Signal hängt empfindlich davon ab, wie gut und wie ungestört ein Draht schwingen kann. Dies kann sich von Draht zu Draht stark ändern, so dass die breite Streuung der Werte verständlich ist. Insgesamt hat bei der Vermessung einer Einzellage auch die Umgebung der Messung einen deutlichen Einfluss. Vor allem mechanische Vibrationen, etwa durch eingeschaltete Maschinen, führen zu unterschiedlichen von den aktuellen Aktivitäten in der Werkhalle abhängigen Verhältnissen. Daraus resultieren unterschiedliche mittlere Signale bei der WTM-Messung. Wie man aus den Daten entnehmen kann, haben diese unterschiedlichen Spannungen keinen Einfluss auf die eigentliche Messgröße, nämlich die Resonanzfrequenz.

Das Ergebnis von zwei Jahren Qualitätssicherung der mechanischen Drahtspannung

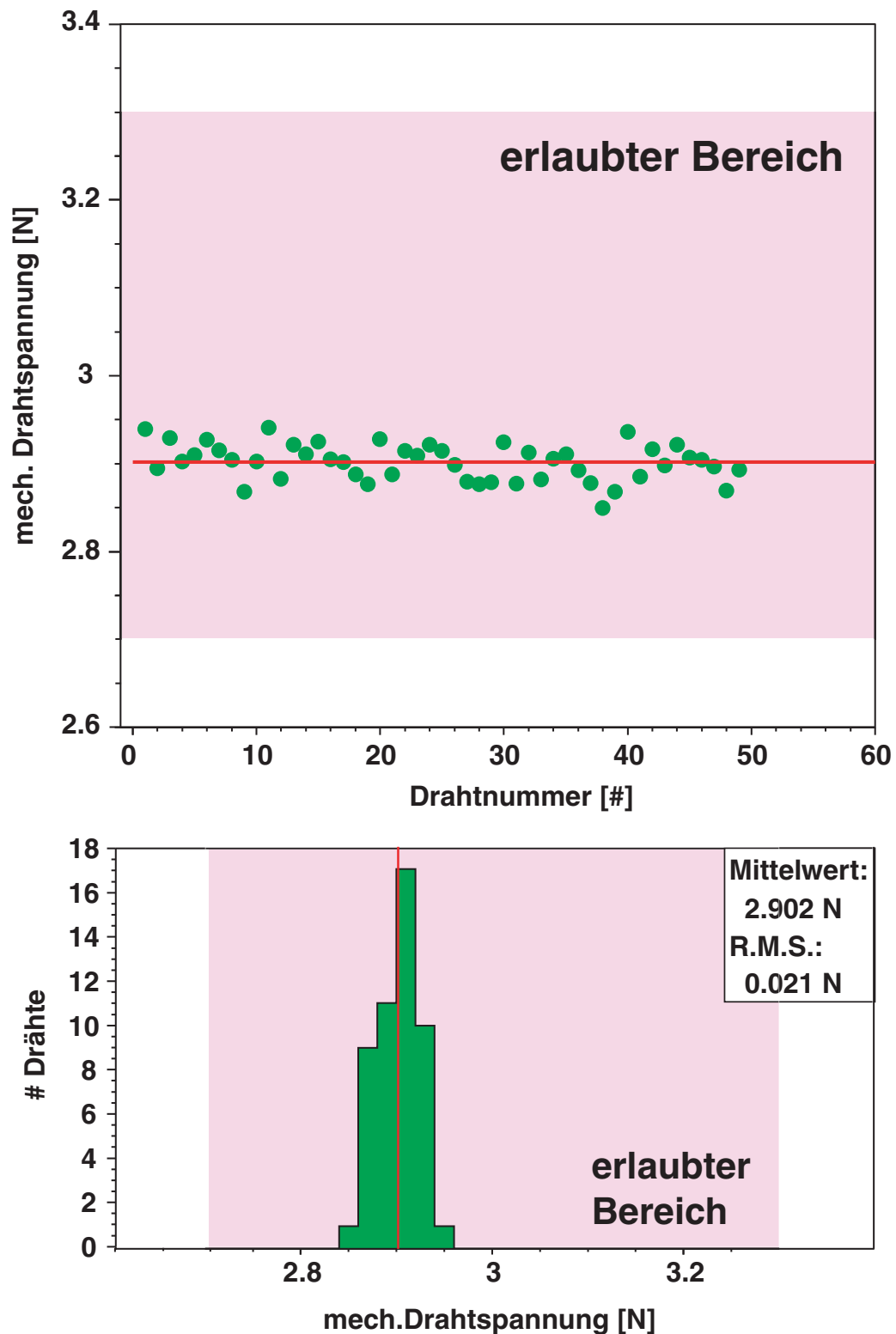


Abbildung 6.9: Oben ist das Ergebnis einer typische Messung der mechanischen Drahtspannung an einer Einzellege einer CMS-Driftkammer-Superlage zu sehen. Die rote Linie gibt die mittlere mechanische Drahtspannung für diese Lage an. Im unteren Diagramm ist das zugehörige Histogramm dargestellt.

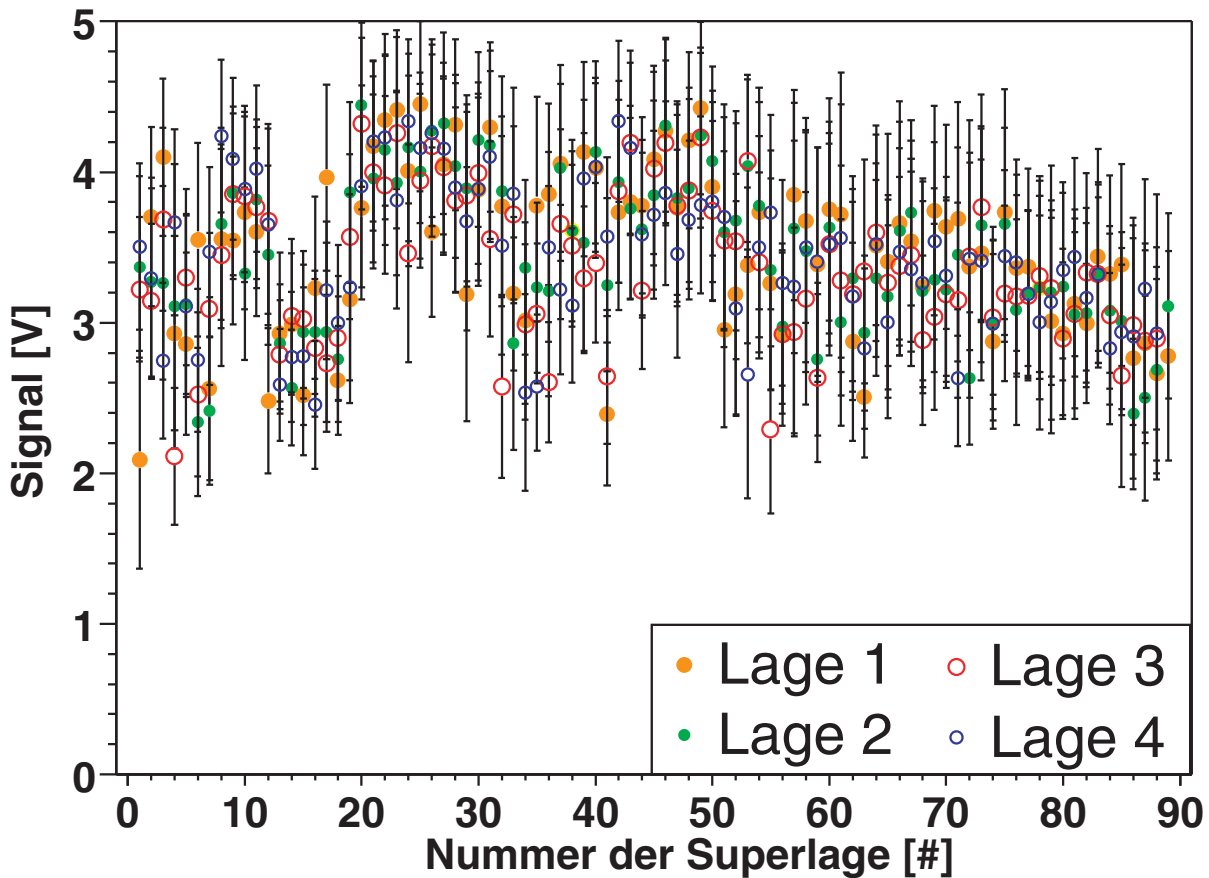


Abbildung 6.10: Das vom WTM 64 gemessene Signal bei der Resonanzspitze der Drähte aus den ersten 88 Superlagen. Aus den Einzelmessungen der 48-58 Drähte einer Einzellege der jeweiligen Superlage wurden die Werte gemittelt.

mit dem WTM 64 in Aachen für das CMS-Myonkammerprojekt ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Dargestellt sind im oberen Diagramm die mittleren, aus den gemessenen Resonanzfrequenzen nach Formel 6.1 berechneten Drahtspannungen in Abhängigkeit der Superlagen-Nummer. Für die Berechnung wurde eine experimentell für die gelieferten Drahtrollen bestimmte Massenbelegung¹² von $(19,7 \pm 0,2) \frac{mg}{m}$ und eine Drahtlänge¹³ von $(2,378 \pm 0,001) m$ für die ϕ -Lagen bzw. $(2,037 \pm 0,001) m$ für die θ -Lagen angesetzt. Diese Längen geben die jeweilige Strecke zwischen den Aufhängungen eines Drahtes an den beiden Zellendeckeln einer Driftzelle. Sie wurden benutzt, da dies gerade die Längen sind, auf denen der Draht überhaupt schwingen kann.

Im oberen Diagramm 6.11 wurden die 4 Einzellegen einer Superlage farblich unterschieden. Als Fehlerbalken sind die mittleren Streuungen der Einzelmessungen (R.M.S.) eingezeichnet. Der rosafarbene dargestellte Bereich von 2,7 N bis 3,3 N ist aus Sicht der

¹²Um die Massenbelegung zu bestimmen, wurde von jeder der 10 Rollen der Krimpmaschine ein 2,5 m langes Drahtstück mehrfach mit einer Präzisionswaage (Genauigkeit 0,1 mg) gewogen. Der angegebene Wert ist der Mittelwert über die 10 Drähte, wobei als Fehler die mittlere Streuung der Einzelmessung angegeben ist.

¹³Die Länge der Drähte wurde durch wiederholte Messungen an der Krimpmaschine gemessen, wo die Drähte zur Krimpung auf diese Längen gezogen werden.

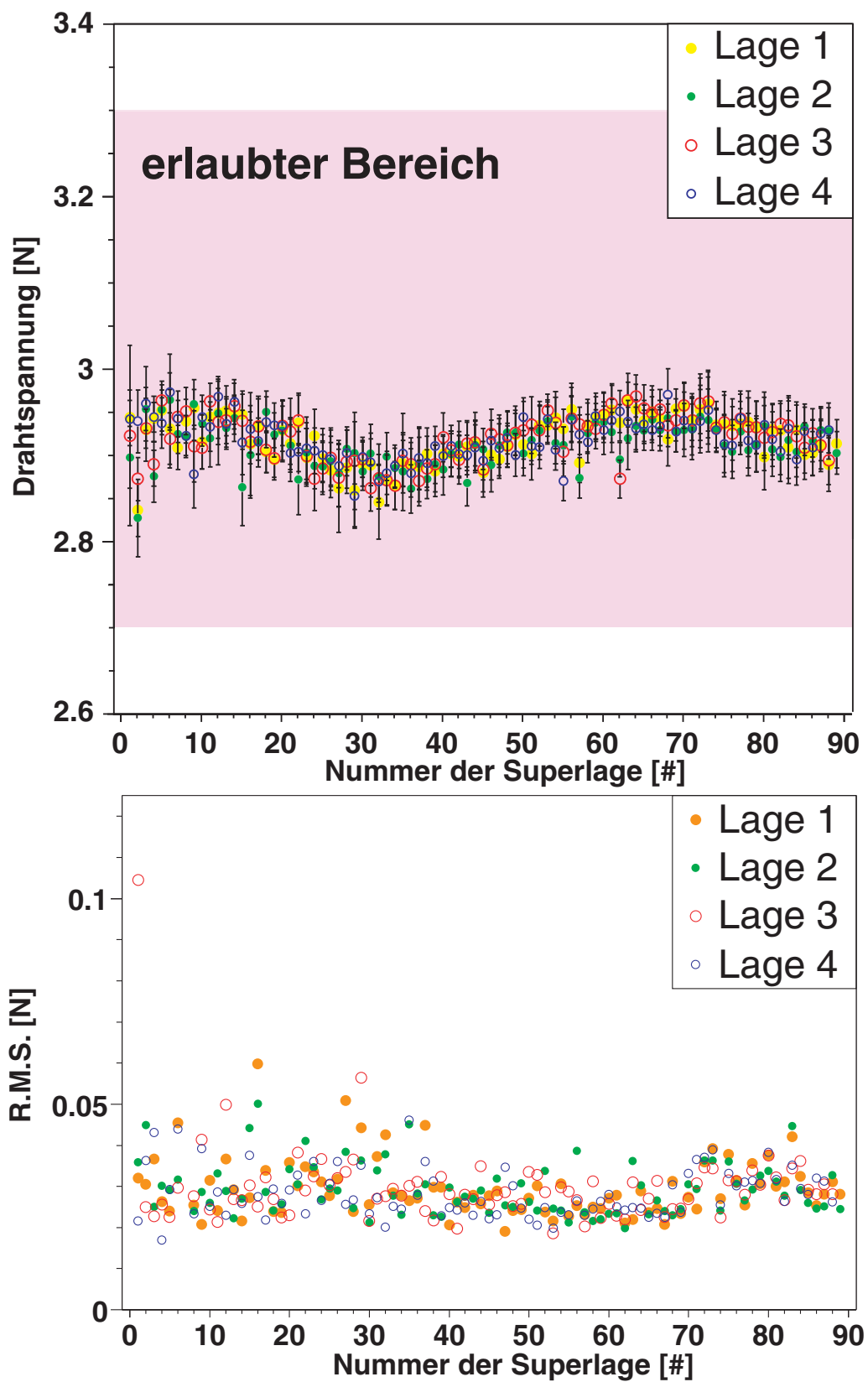


Abbildung 6.11: Im oberen Diagramm sind die gemessenen Werte für die mittlere mechanische Drahtspannung der Drähte aus den ersten 88 Superlagen dargestellt. Jeder Punkt im Diagramm gibt den Mittelwert aus den Einzelmessungen an 48-58 Drähten einer Einzellage wieder. Das untere Diagramm zeigt die mittlere Streuung der Einzelmessungen (R.M.S.).

Toleranz von 10 % um den Sollwert von 3 N zulässig. Da die Superlagen chronologisch nummeriert wurden, zeigt der Graph auch den zeitlichen Verlauf der Drahtspannungsmessungen über die vergangenen zwei Jahre an. Es ist eine deutliche Systematik im zeitlichen Verlauf zu sehen. Trotz dieser systematischen Schwankungen liegen die Messwerte aber immer noch im zulässigen Spannungsintervall. Es ist denkbar, dass dieser allgemeine, zeitliche Verlauf durch geringe Änderungen des Durchmessers der Drähte zustande kommt, die nach und nach von den gelieferten Spulen auf der Krimpmaschine abgewickelt werden. Bei gleicher Drahtspannung würde sich dadurch die Resonanzfrequenz der Drähte entsprechend ändern und bei der Berechnung durch die ungenaue Annahme eines konstanten Drahtdurchmessers bzw. konstanter Massenbelegung zu scheinbaren Schwankungen der Drahtspannung führen. Leider ist eine systematische Überprüfung des Verhaltens des Drahtdurchmessers für eine vollständige Drahtrolle sehr aufwendig und wurde noch nicht durchgeführt.

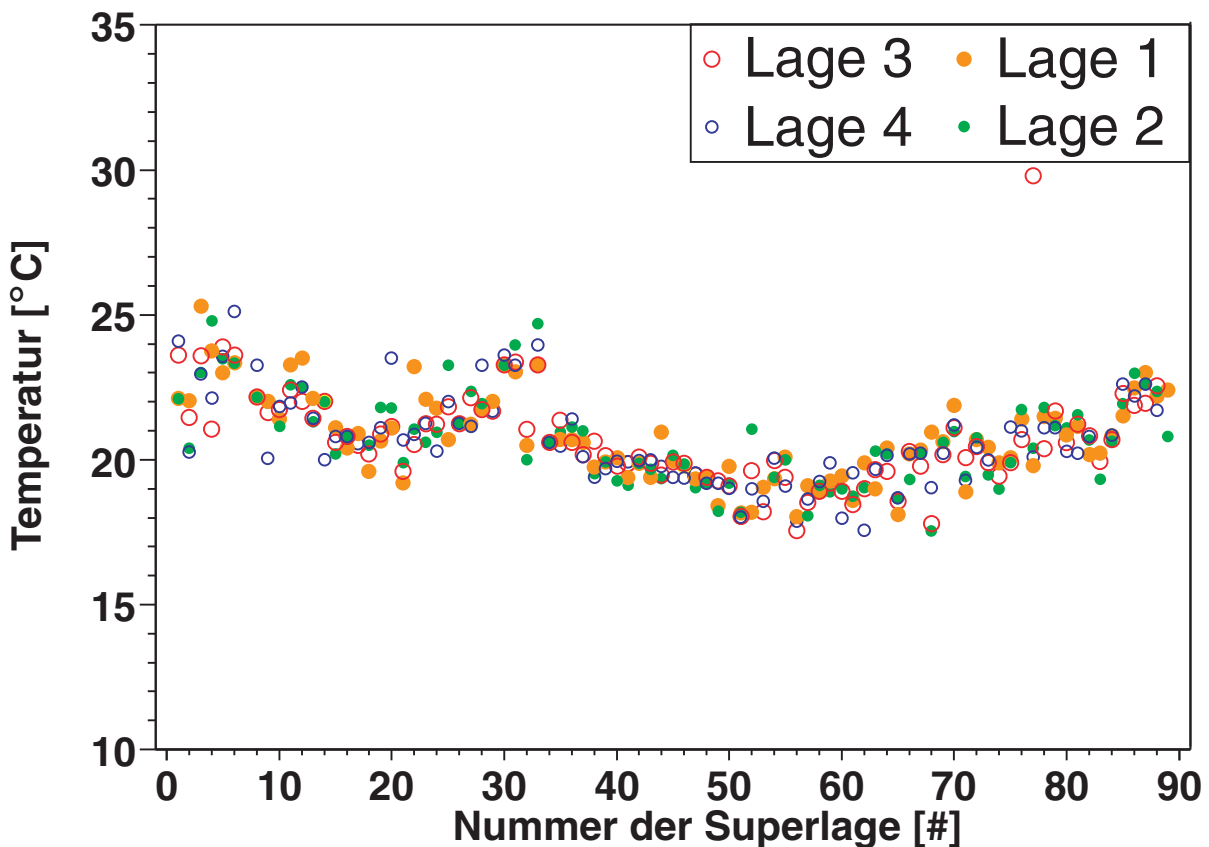


Abbildung 6.12: Hier sieht man den Verlauf der Temperatur in der Mitte des Tisches in °C gegen die Superlagen-Nummer.

Eine andere Hypothese besagt, dass die Systematik in der Hauptsache von Temperaturänderungen herrührt. Da die Messwerte über einen Zeitraum von 2 Jahren aufgenommen wurden, und der Temperaturverlauf in der Werkhalle im Laufe eines Jahres sehr ähnlich verläuft, erwartet man eine jährliche Periode. Dabei ist zu berücksichtigen, dass zu Beginn der Produktion wesentlich langsamer produziert wurde, als im routinierten, späteren Verlauf. Damit wäre die erste Jahresperiode im Vergleich zur zweiten gestaucht, wenn man statt der Zeit die Nummer der produzierten Superlage aufträgt, wie es in der

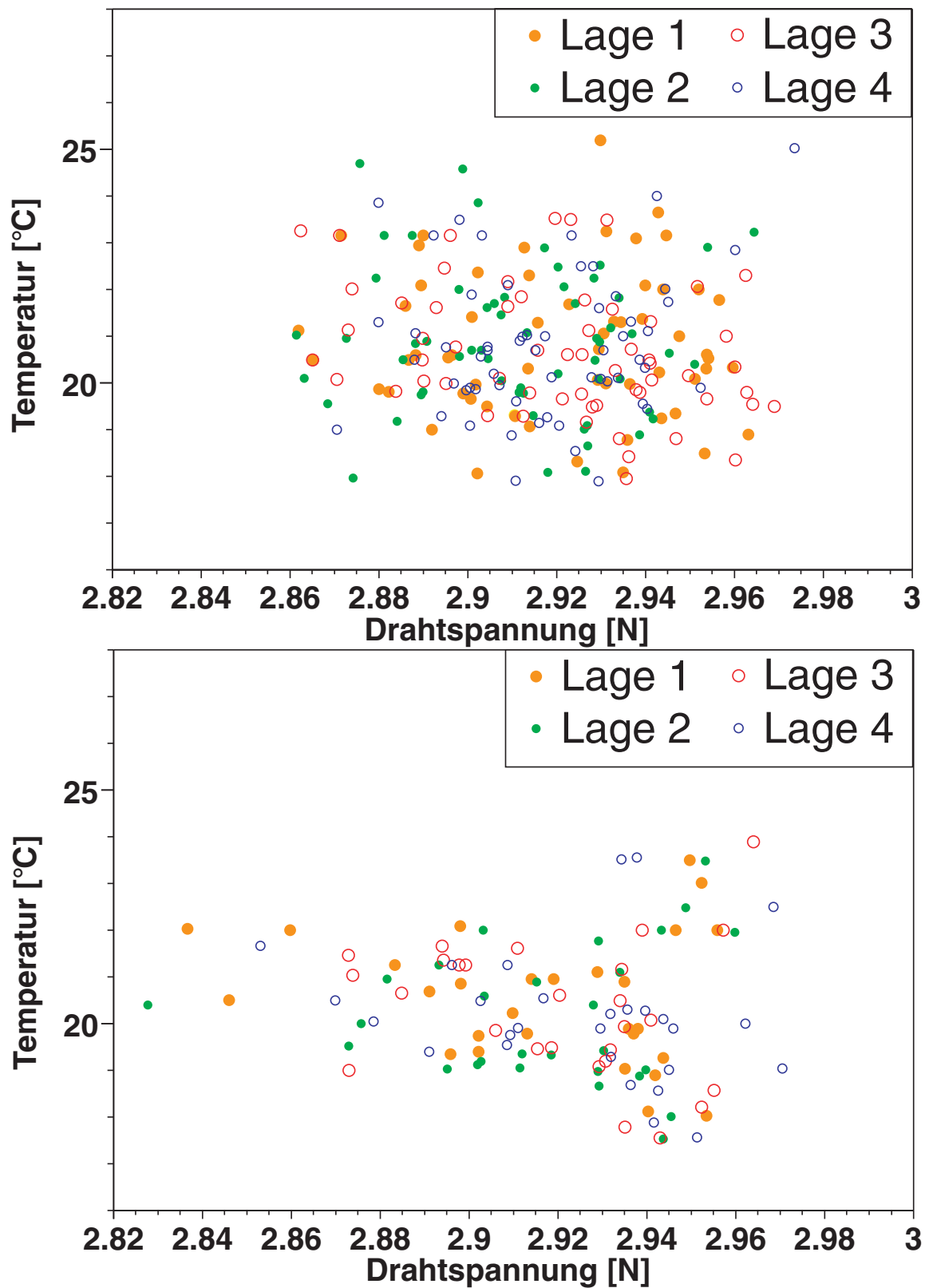


Abbildung 6.13: Aufgetragen ist die Temperatur in der Mitte des Tisches gegen die mittlere mechanische Spannung der Drähte. Weder bei den Messwerten der Phi-Lagen an Tisch 1 (oben) noch bei denen der Theta-Lagen an Tisch 4 (unten) lässt sich eine Korrelation erkennen.

Auftragung der Temperatur in der Mitte des Tisches gegen die Superlagen-Nummer in Abbildung 6.12 zu sehen ist.

Leider ist während der Messungen mit dem WTM 64 nur die Temperatur im Tisch systematisch mit gemessen und gespeichert worden. Es zeigt sich, dass es keine deutliche Korrelation zwischen der Drahtspannung und dieser Temperatur gibt. Dazu sind in den beiden Diagrammen in Abbildung 6.13 jeweils für Phi- und Theta-Lagen die Temperaturen, die während der Drahtspannungsmessung in der Mitte des Tisches gemessen wurden, gegen die entsprechenden Drahtspannungswerte aufgetragen.

Andererseits lässt sich die bei einer Temperaturänderung ΔT erwartete Drahtspannungsänderung ΔF abschätzen. Unter der Annahme, dass der Querschnitt A des Drahtes sich mit der Temperatur nur vernachlässigbar ändert, ergibt sich nach dem Hookeschen Gesetz bei Kenntnis der absoluten Längenänderung¹⁴ Δl mit der Temperatur:

$$\begin{aligned}\Delta F &= \Delta \epsilon \cdot E \cdot A \\ &\equiv \frac{\Delta l}{l_0} \cdot E \cdot A \\ &= E \cdot A \cdot \frac{1}{l_0} \cdot \alpha \cdot \Delta T,\end{aligned}$$

wobei $\Delta l = \alpha \cdot \Delta T$ benutzt wurde. Der Draht hat etwa das Elastizitätsmodul E von Stahl ($2 \cdot 10^{11} \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$), einen Querschnitt A von $0,01 \text{ mm}^2$ und etwa 2 m Länge. Die Driftzelle, in der der Draht eingespannt ist, besteht hauptsächlich aus Aluminium (linearer Ausdehnungskoeffizient $\alpha_{\text{Aluminium}} = 24 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), während der Draht aus Stahl ($\alpha_{\text{Eisen}} = 12 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) ist. Wenn die Temperatur steigt, dehnt sich die Driftzelle stärker aus, als der Draht. Um die effektive Längenänderung zu berechnen, muss deshalb $\alpha = \alpha_{\text{Aluminium}} - \alpha_{\text{Eisen}}$ verwendet werden. Folglich würde man eine Temperaturänderung von etwa 9°K benötigen, um eine Drahtspannungsänderung von 0,1 N zu erklären. Daher ist es möglich, dass die in der oberen Abbildung 6.11 beobachtete Systematik in der Drahtspannung durch Temperatureffekte erklärt werden kann. Es wäre nun eine genauere Buchführung aller Temperaturen nötig, die auf die Drahtspannung einen Einfluss haben können. Dabei muss auch die Temperatur bei der Krimpung der Drähte, die in einem anderen Raum stattfindet, berücksichtigt werden. Im Rahmen der bisherigen Messungen kann leider keine genauere Prüfung der Temperaturabhängigkeit der Drahtspannung stattfinden.

Wieder Bezug nehmend auf Abbildung 6.11 lassen sich im Verlauf der Messwerte keine systematischen Unterschiede zwischen den vier Einzellagen der Superlagen erkennen. Die Drähte werden also innerhalb einer Superlage mit gleichbleibender Qualität eingespannt. Positiv ist auch die Entwicklung der mittleren Streuung der Einzelmessungen (R.M.S.) für die mechanische Drahtspannung zu sehen. Sie ist im unteren Diagramm in Abbildung 6.11 dargestellt. Diese liegt in der Regel zwischen 0,02 und 0,05 N, was 0,7 bis 1,7 % entspricht. Die im zur Zeit verwendeten Messverfahren mit dem WTM 64 erreichte Messgenauigkeit beträgt etwa 1,3 %. Damit wurde im Rahmen der Messgenauigkeit für keine der untersuchten Superlagen ein signifikanter Unterschied in der Drahtspannung der Drähte einer Lage festgestellt. Man sieht aber, wie es mit der Zeit gelungen ist, die mechanische Spannung der Drähte besser in den Griff zu bekommen. Die Abweichungen vom Mittelwert sind nach der Produktion der ersten Superlagen offensichtlich kleiner geworden, was auch in Abbildung 6.14 zu sehen ist. Dort ist der mittlere Betrag der Abweichung vom Mittelwert für jede Einzellage der ersten 88 Superlagen dargestellt. Dieses Ergebnis muss zum einen

¹⁴Genauer sei $\Delta \epsilon = \frac{\Delta l_2}{l_0} - \frac{\Delta l_1}{l_0} = \frac{l_2 - l_0 - l_1 + l_0}{l_0} \equiv \frac{\Delta l}{l_0}$.

auf den mit der Zeit geübteren und sorgfältigeren Umgang mit den Drähten beim manuellen Einspannen in die Driftzellen zurückgeführt werden. Des Weiteren gelang es aber auch, die Mechanik der Krimpmaschine noch besser zu justieren und so die mechanische Vorspannung der zehn in einem Gang gekrimpten Drähte anzugleichen.

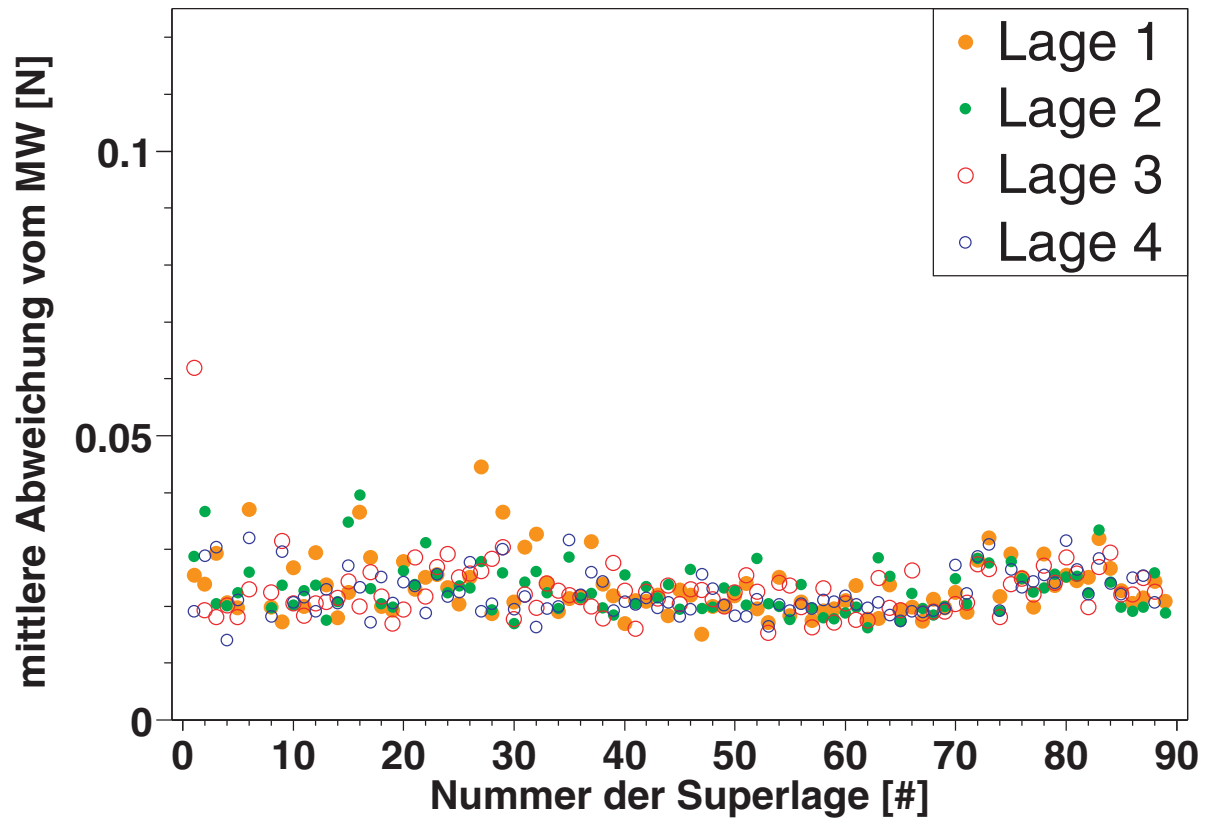


Abbildung 6.14: Für die ersten 88 Superlagen ist die mittlere lineare Abweichung vom Mittelwert je Einzellege zu sehen. Diese Abweichung ist etwa 0,02 N groß.

6.2 Drahtposition

6.2.1 Zielsetzung

Sinn und Zweck der CMS-Myonkammern ist es, Myonen hinter der Magnetspule des Detektors möglichst genau zu vermessen. Das Ziel ist, die auftretenden Myonspuren mit höchster Genauigkeit zu bestimmen. Aus den gemessenen Spuren lassen sich dann der Impuls und die Energie der Myonen aufgrund der Krümmung der Spuren im Magnetfeld berechnen. Für die Genauigkeit dieser Ortsmessung ist eine genaue Kenntnis der Position der gesamten Myonstation zum Rest des Detektors sowie der relativen Position der einzelnen Driftzellen bzw. Nachweisdrähte zur Myonstation notwendig. Die gesamte Myonstation wird mit dem CMS-Ausrichtungssystem ausgerichtet (Vgl. Abschnitt 3.3.7), während die Position der einzelnen Bestandteile einer Station relativ zueinander schon während der Produktion überprüft, und die geforderte Genauigkeit gewährleistet werden muss.

Die Ortsauflösung einer CMS-Driftkammer ist durch die Vielfachstreuung im Rückflussjoch des Magneten, welches aus Eisen besteht, limitiert. Indem man eine Ortsauflösung pro Myonkammer von $100\ \mu\text{m}$ fordert, wird die Genauigkeit der MB1 Kammern¹⁵ vergleichbar zum Beitrag durch Vielfachstreuung bis zu einem Transversalimpuls der Myonen von $200\ \text{GeV}$ [45]. Weil ein Segment einer Myonspur mit bis zu 8 Messpunkten in einzelnen Driftzellen gemessen wird, muss pro Zelle eine Ortsauflösung von $250\ \mu\text{m}$ gefordert werden (Vgl. Abschnitt 3.3.4). Diese Vorgabe zu erreichen, stellt zum einen für die mechanische Fertigung, zum anderen für das CMS-Ausrichtungssystem eine große Herausforderung dar. Im Rahmen der Produktion der Kammern muss deshalb die Genauigkeit des mechanischen Zusammenbaus einer einzelnen Superlage im Rahmen der Qualitätssicherung zuverlässig überprüft werden.

Eine wichtige Voraussetzung für die Positionsbestimmung der Myonspuren ist, dass das *elektrische Feld* innerhalb der Driftzelle nur innerhalb enger Toleranzen von der Sollform abweicht. Nur so kann aus dem gemessenen Driftzeitspektrum genau rekonstruiert werden, in welchem Abstand vom Draht das jeweilige Myon die Zelle durchquert hat. Die andere Voraussetzung ist die Kenntnis der genauen *absoluten Drahtposition*, da diese die erste Referenz für die gemessene Myonspur darstellt:

- **Elektrisches Feld:** Um die Geometrie des elektrischen Feldes sicherzustellen, wird neben der Drahtposition die mechanische Spannung der Driftzellendrähte überprüft (Vgl. Abschnitt 6.1). Für die Form des Feldes spielt die Drahtposition eine Rolle, denn wenn der Draht nicht zentriert in der Zelle gespannt ist, wird das elektrische Feld unsymmetrisch.
- **Absolute Drahtposition:** Weil die absolute Drahtposition als Referenz für die gemessene Myonspur dient, ist es wichtig die Position der Driftzellendrähte zu kennen. Um die geforderte Ortsauflösung von $250\ \mu\text{m}$ pro Zelle zu erreichen, wird dabei eine Abweichung um maximal $100\ \mu\text{m}$ von der absoluten Sollposition der Drähte toleriert, zumal auch die anderen Komponenten der Zelle (I-Profil, Mylar-Streifen, Zellendeckel und Abstandshalter) mit Abweichungen von ihren Sollpositionen behaftet sind. Darüber hinaus spielt die Drahtposition eine große Rolle, da die Drähte

¹⁵Muon Barrel 1

im Produktionsablauf am Ende des mechanischen Fertigungsprozesses einer Einzellege eingebaut werden, weshalb Abweichungen in der Positionierung der I-Profile, Abstandshalter und Zellendeckel sich auf die Drahtpositionen auswirken. Somit ist die Überprüfung der Drahtpositionen eine indirekte Überprüfung der Positionen aller Bestandteile einer Driftzelle. Um die Einhaltung der maximalen Abweichung von der Sollposition sicherzustellen, wird angestrebt, die Drahtpositionen mit einer Genauigkeit von einigen Mikrometern zu bestimmen.

Die zu messenden Myonspuren verlaufen vom Strahlkreuzungspunkt aus kommend vorwiegend senkrecht¹⁶ zu den Zellendrähten einer CMS-Myonkammer. In Kugelkoordinaten bzgl. des Detektors ausgedrückt, wobei die z -Richtung entlang der Strahlachse zeigt, werden zwei Superlagen (Phi-Superlagen) der Kammer benutzt, um die φ -Richtung zu messen, und eine Superlage (Theta-Superlage), um die ϑ -Richtung zu messen. Die einzelne Driftzelle misst dabei nur die beiden Koordinaten senkrecht zum Anodendraht. Folglich sind für die Qualitätssicherung in erster Linie diese beiden Koordinaten der Drahtposition von Bedeutung. Weiterhin ist die Abweichung von der Sollposition der Drähte in Richtung der Zellenhöhe von 13 mm (Vgl. Abbildung 3.11) für die Impulsmessung der Myonen weniger wichtig. Man kann annehmen, dass die absolute Koordinate in dieser Richtung nur vernachlässigbar von der Sollposition abweicht, da die Fixierung der Drähte in dieser Richtung allein durch die Deckplatten der Einzellege und die Zellendeckel gegeben ist. Letztere wurden zudem in separaten Tests auf ihre Genauigkeit überprüft. Die Koordinate der Drahtposition senkrecht zum Draht in der Ebene der Einzellege stellt die kritische Größe dar, wenn es darum geht, die Genauigkeit bei der mechanischen Fertigung der Einzellege zu überprüfen und somit die geforderte Ortsauflösung pro Zelle zu erreichen. Im Folgenden wird diese Koordinate der absoluten Drahtposition im CMS-Bezugssystem¹⁷ als absolute Drahtposition bezeichnet.

6.2.2 Messmöglichkeiten

Um die absolute Drahtposition zu bestimmen, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Es kommen dabei vor allem berührungslose Verfahren in Frage, um die Drähte nachträglich nicht zu verschieben oder sogar zu beschädigen. Nach der mechanischen Fertigung einer Superlage sind die einzelnen Drähte nicht mehr frei zugänglich. In diesem Fall wäre man also darauf angewiesen, die Superlage z.B. mit Röntgenstrahlung zu durchleuchten, um die Drahtpositionen zu messen. Dies ist aber zum einen sehr aufwendig und zum anderen lässt das Design der CMS-Myonkammern es dann nicht mehr ohne weiteres zu, fehlerhaft eingebaute Drähte zu reparieren. Deshalb bietet es sich an, die Drahtpositionen während der Produktion einer Superlage, wenn die entsprechende Einzellege noch offen ist, zu vermessen.

Eine gute Möglichkeit zur berührungslosen Messung ist, die Drähte optisch zu vermessen. Dazu wird sinnvollerweise eine computergesteuerte CCD-Kamera benutzt, so dass der Messvorgang automatisiert werden kann. Zusätzlich wird ein System benötigt, um diese Kamera unter Kenntnis der genauen Position zu den einzelnen Drähten bewegen zu können. Zu diesem Zweck könnte eine spezielle Messbrücke verwendet werden, die über

¹⁶Winkel größer 45° sind aufgrund der Geometrie selten.

¹⁷Dieses System bezieht die Positionen der Drähte auf die seitlich am ersten Draht, parallel zu den Drähten befindliche Kante, die von zwei präzise geschliffenen Eckklötzen an der Superlage gebildet wird (Vgl. Abschnitt 6.2.3.4).

den zu messenden Objekten genau positioniert wird. Solche Messbrücken sind allerdings sehr kostspielig, weshalb in der Aachener Produktionsstätte eine eigene Lösung entwickelt wurde.

6.2.3 Das Aachener Messsystem

6.2.3.1 Funktionsprinzip

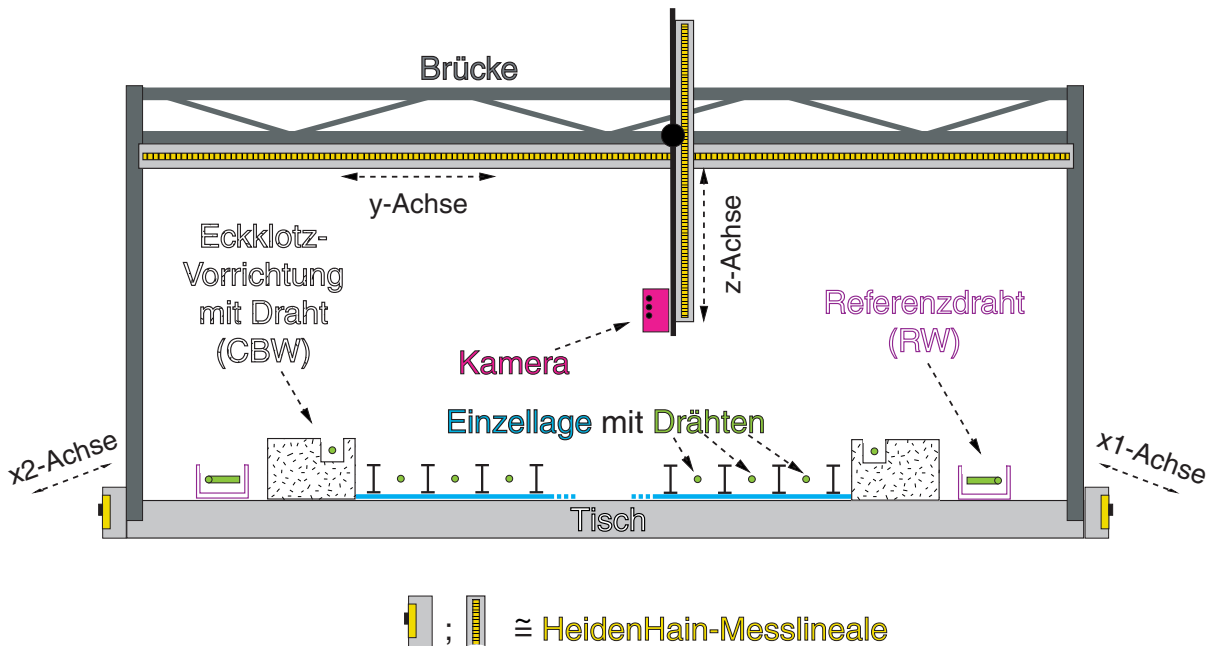


Abbildung 6.15: Schematische Darstellung des Aachener Messsystems mit der Brücke des Koordinatographen auf einem der Montagetische. Jede der vier Bewegungsachsen ist mit einem HeidenHain-Messlineal ausgestattet, um die Drahtpositionen der auf dem Tisch liegenden Einzellage mit Mikrometer-Genauigkeit messen zu können. Das Referenzsystem (RW und CBW) wird in Abschnitt 6.2.3.5 erläutert.

Mit dem Koordinatographen, der auf jedem der vier Montagetische montiert ist, ist die Möglichkeit gegeben, gut reproduzierbar jede Position auf dem Tisch anzufahren. Dieser kann folglich benutzt werden, um eine CCD-Kamera zur optischen Vermessung über den jeweiligen Draht zu bewegen. Zur genauen Positionsbestimmung reichen dabei die Schrittmotoren des Koordinatographen nicht aus. Stattdessen sind zusätzliche Messlineale an allen vier Achsen des Koordinatographen angebracht worden (Vgl. Abbildung 6.15). Diese Messlineale stammen von der Firma Heidenhain [85] und werden kurz Heidenhain-Lineale genannt. Mit diesen Bausteinen ist die Grundlage für ein eigenes Messsystem gegeben, das preisgünstig ist und den Anforderungen genügt [86, 87, 88].

Da die Drähte mit einer bekannten mechanischen Spannung (3 N) gespannt sind, ist ihre Position über die gesamte Länge des Drahtes durch die Position der Drahtenden gegeben. Bei der Messung an einer Einzellage werden also die Drahtenden an jeder Seite der Lage angefahren und mit der CCD-Kamera auf Grundlage der Positionsangabe der

Heidenhain-Lineale vermessen. Phi- und Theta-Superlagen werden in 90° unterschiedlicher horizontaler Orientierung auf dem Tisch produziert. Die Drähte der Phi-Lagen sind demnach in x-Richtung (horizontale Richtung senkrecht zur Brücke des Koordinatographen) gespannt, die entscheidende zu messende Koordinate für die Drahtposition ist y (horizontale Richtung entlang der Brücke des Koordinatographen). Bei den Theta-Superlagen ist es gerade umgekehrt (Drähte in y-Richtung gespannt, zu messende Koordinate x). Die entsprechende Vertikale zu x und y wird als z-Koordinate bezeichnet.

6.2.3.2 Bestandteile

Das Aachener Messsystem setzt sich aus verschiedenen Bestandteilen zusammen, bei denen es sich zum Teil aus eigens entwickelten oder in Auftrag gegebenen sowie aus kommerziell verfügbaren Komponenten und Geräten handelt. Die wichtigsten Bestandteile des Systems sind:

- **Montagetisch:** Es handelt sich um insgesamt vier massive Stahltische, die für die Produktion der Myonkammern von einer Spezialfirma gegossen und äußerst genau gefräst wurden. Auf der Oberfläche der Tische sind Präzisions-Bohrungen angebracht worden, die die Grundlage der Referenzierungen sowohl für die Klebungen als auch für die Messungen (Vgl. Abschnitt 6.2.3.5) bilden. Zudem sind die Tische fest auf dem Boden der Werkhalle verankert und können über Stellschrauben genau justiert werden (Zur Planarität der Tische vgl. Abbildung 5.2).
- **Koordinatograph:** Die Brücke des Koordinatographen ist zur Versteifung und Justierung mit vielen Querverstrebungen versehen (Vgl. Abbildung 5.3). Auf der Brücke befindet sich eine große Halterung, welche sich in y-Richtung bewegen lässt, und auf dieser Halterung befestigt ist eine in z-Richtung bewegliche Achse, auf der der Messkopf bzw. der Klebekopf befestigt wird. Diese Achse kann computergesteuert mit Hilfe der Schrittmotoren in alle drei Raumrichtungen bewegt werden. Da die Brücke an beiden Seiten des Tisches beweglich montiert ist, gibt es zwei verschiedene x-Achsen (x_1 und x_2). Mit dem Koordinatographen werden die einzelnen Drähte zur Messung angefahren. Er misst $3,95\text{ m} \cdot 3,34\text{ m} \cdot 0,82(0,92^{18})\text{ m}$.
- **Schrittmotoren:** Zur Bewegung des Koordinatographen sind an den vier Achsen (x_1 , x_2 , y und z) Schrittmotoren angebracht, die von einer Steuerungseinheit der Firma Positec gesteuert werden. Vor der ersten gezielten Bewegung der Schrittmotoren muss eine Referenzfahrt durchgeführt werden, bei der jede Achse bis zu ihrem entsprechenden Endschalter bewegt wird, um den richtigen Nullpunkt zu finden. Bei einer Bewegung arbeiten die beiden x-Achsen synchron. Die Positec-Einheit erhält ihre Befehle von der entsprechenden Software des Steuerungscomputers, der die jeweils vom Benutzer gewünschte Position intern in Motorschritte umrechnet. Aus der Zahl von Motorschritten kann man umgekehrt die Position des Koordinatographen berechnen. Weil diese Positionsbestimmung nicht an die Genauigkeit der Messlineale reicht, kann sie für die Drahtpositionsmessung nur zum Vergleich benutzt werden. Zum reproduzierbaren Anfahren bestimmter Positionen (z.B. auch beim Klebprozess) ist das Positec-System sehr gut geeignet.

¹⁸Länge der beweglichen z-Achse.

- **Heidenhain-Lineale:** Diese Präzisionslineale geben eine Position auf Mikrometer genau an und können elektronisch ausgelesen werden. Sie arbeiten nach einem inkrementalen Messverfahren. Dabei besteht die Teilung der Messskala aus einer regelmäßigen Gitterstruktur. Von einem zunächst beliebig gesetzten Nullpunkt aus wird die Positionsinformation durch Zählen der einzelnen Inkremente (Messschritte) gewonnen. Als absoluter Bezug dienen zusätzliche Referenzmarken auf dem Maßband. Die mit der Referenzmarke festgelegte absolute Position des Maßstabs ist genau einem Messschritt zugeordnet. Die eigentliche Messung beruht auf dem sogenannten *Abbildenden Messprinzip*. Dieses benutzt eine optische Signalerzeugung: Zwei Strichgitter mit beispielsweise gleicher Teilungsperiode werden zueinander bewegt. Das Trägermaterial der Abtastplatte ist lichtdurchlässig, die Teilung der Maßverkörperung ist auf reflektierendem Material aufgebracht. Bei Bewegung des Lesekopfes werden von Photoelementen abwechselnd Licht und Schatten gemessen und so die Inkremente gezählt bzw. die Position gemessen. Die typische Positionsabweichung innerhalb einer Signalperiode beträgt dabei nur $\pm 0,4 \mu\text{m}$. Der Lesekopf jeder dieser Einheiten ist starr an der passenden Stelle der Koordinatographen-Brücke befestigt und alle vier Leseköpfe zusammen messen die Position des auf der z-Achse der Brücke montierten Messkopfes in drei Dimensionen. In einer vor der Verwendung der Lineale durchzuführenden Referenzfahrt induzieren Magnetschalter am Ende jeder Achse die automatische Nullpunkt-Kalibration der Lineale. Wie Messungen gezeigt haben, ergibt sich aufgrund der an der jeweiligen Bewegungsachse des Koordinatographen befindlichen Heidenhain-Messlineale eine nach Bewegungen mit dem Koordinatographen mit 1-2 μm Genauigkeit sehr gut reproduzierbare Positionsangabe.
- **Messkopf:** Zur optischen Vermessung der Myonkammer-Drähte wurde in Aachen eigens ein Messkopf entwickelt, dessen wichtigste Bestandteile darauf montierte Leuchtdioden zur Beleuchtung des Drahtes sowie zwei CCD-Kameras mit geeignetem Linsensystem sind. Dieser Messkopf, der anstelle des Klebekopfes auf dem Koordinatographen passgenau festgeschraubt werden kann, wird in Abschnitt 6.2.3.3 genauer beschrieben. Man fährt mit diesem Messkopf computergesteuert jeweils an beiden Enden der Einzellage jeden einzelnen Draht an und vermisst ihn.
- **Kalibrations-System:** Die Toleranz für die Drahtposition liegt bei $\pm 100 \mu\text{m}$. Um diese Toleranz zu überprüfen, ist es sinnvoll, ein Messsystem zu benutzen, das die Positionen mit deutlich höherer Genauigkeit als $\pm 100 \mu\text{m}$ vermessen kann. Angestrebt wird eine Genauigkeit von 10 - 20 μm . Dies ist vor allem aufgrund der 5 Größenordnungen größeren Ausmaße des Koordinatographen eine Herausforderung. Hier wird klar, dass genaueste Kalibrierungen nötig sind, um dieses Ziel zu erreichen. Sie werden in Abschnitt 6.2.3.6 beschrieben und im darauf folgenden Abschnitt 6.2.3.7 auf ihre Wirksamkeit hin untersucht.
- **Referenzsystem:** Die Messung liefert zunächst nur eine Drahtposition relativ zum Nullpunkt des Messsystems aus Montagetisch, Koordinatograph und Heidenhain-Linealen. Dieser Nullpunkt wird vor jeder Messreihe durch eine Referenzfahrt neu festgelegt. Daher müssen die Messwerte noch in das richtige Bezugssystem transformiert werden. Da die jeweilige Myonkammer mit Passbolzen auf dem Montagetisch und damit im Messsystem genau ausgerichtet wird, ist die entsprechende

Transformation durch eine einfache Translation gegeben¹⁹. Der Nullpunkt des CMS-Bezugssystems in der zu prüfenden Koordinate ist durch eine Kante gegeben, die aus zwei starr mit der Superlage verklebten, sehr präzise geschliffenen Eckklötzen gebildet wird (Vgl. genauer Abschnitt 6.2.3.4). Es wird also ein Referenzsystem benötigt, um die gemessenen vier Einzellagen einer Superlage zunächst aufeinander und dann auf den CMS-Nullpunkt zu beziehen. In Aachen wurden insgesamt zwei solche Bezugssysteme mit unterschiedlichen Eigenschaften entwickelt, die in Abschnitt 6.2.3.5 vorgestellt und untersucht werden. Zum einen ist dies ein System aus 25 fest installierten Leuchtdioden, zum anderen ein System aus 8 Referenzdrähten, jeweils zwei an jeder Ecke des Montagetisches.

- **Elektronik und Steuerungscomputer:** Von den Montagetischen werden Kabel zu drei großen Schränken im Randbereich der Werkhalle geführt, in denen die Elektronik zur Steuerung und Auslese sämtlicher elektrischer Geräte, die für Klebe- bzw. Messvorgänge benötigt werden, untergebracht ist. Das Elektroniksystem verarbeitet die vom Mess- und Klebesystem kommenden Signale weiter und stellt geeignete (z.B. serielle) Schnittstellen zur Anbindung an zwei Steuerungscomputer bereit. Ein flexibles System aus Schaltern ermöglicht es, jeden elektronischen Prozess wahlweise von einem der beiden Steuerungscomputern verarbeiten zu lassen, so dass jeder PC sowohl zum Klebe- als auch zum Messvorgang verwendet werden kann. Damit ist eine effektive Suche nach etwaigen Fehlfunktionen möglich und eine genügend große Redundanz gegeben, was unter anderem deshalb wichtig ist, weil der straffe Zeitplan bei der Myonkammerproduktion keine großen Verzögerungen zulässt.
- **Software:** Zur automatischen Steuerung des Klebesystems sowie als Kern des Kalibrierungsverfahrens und des Messsystems wurden in Aachen eine Vielzahl von Programmen entwickelt, die heute täglich genutzt werden. Ein kleiner Teil dieser Programme ist auf der Grundlage kommerzieller Software-Bibliotheken entwickelt worden, während andere Teile von Grund auf programmiert wurden. Das entstandene Programmpaket besteht hauptsächlich aus Labview-6i-Komponenten²⁰, während einige nahe an der verwendeten Elektronik arbeitende Programme, wie z.B. ein eigenes Modul zur Auslese und Steuerung der CCD-Kameras, in C und C++ geschrieben wurden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden viele Teile des Pakets weiterentwickelt oder aufgrund zusätzlicher und neuer Anforderungen hinzugefügt. Einige der Programme arbeiten als eigenständige Einheiten, während der Großteil Bestandteil eines der beiden Haupt-Programmpakete ist. Diese sind zum einen das zur automatischen Vermessung der Drahtpositionen während der Produktion verwendeten *Messprogramm* und zum anderen das zum automatischen Auftragen des Klebers während eines entsprechenden Produktionsschrittes beim Myonkammerbau benutzte *Klebeprogramm*. Da beide ursprünglich aus einem kombinierten Klebe-Mess-Programm weiterentwickelt wurden, sind sie sehr ähnlich aufgebaut und verwenden zum Teil die gleichen Labview-Bibliotheken. Die Programme zeichnen sich mittlerweile durch Robustheit und eine funktionelle Benutzeroberfläche aus. In der täglichen Praxis der Klebung bzw. Vermessung von Myonkammern haben sich beide bewährt.

¹⁹Dies wurde durch Messungen am Dioden-Referenzsystem überprüft und bestätigt (Vgl. Abschnitt 6.2.3.5.1)

²⁰Bei Labview handelt es sich um eine komfortable Umgebung, in der Programme in der graphischen Programmiersprache G entwickelt werden können. Der Quellcode wird dabei graphisch dargestellt und ein Programm wird vom G-Interpreter vergleichbar einer elektronischen Schaltung verarbeitet.

In den folgenden vier Abschnitten werden die physikalisch interessanten Details des Messsystems beschrieben und untersucht, die wichtig sind, um die geforderte Messgenauigkeit von wenigen Mikrometern bei der Positionsbestimmung zu erreichen.

6.2.3.3 Messkopf

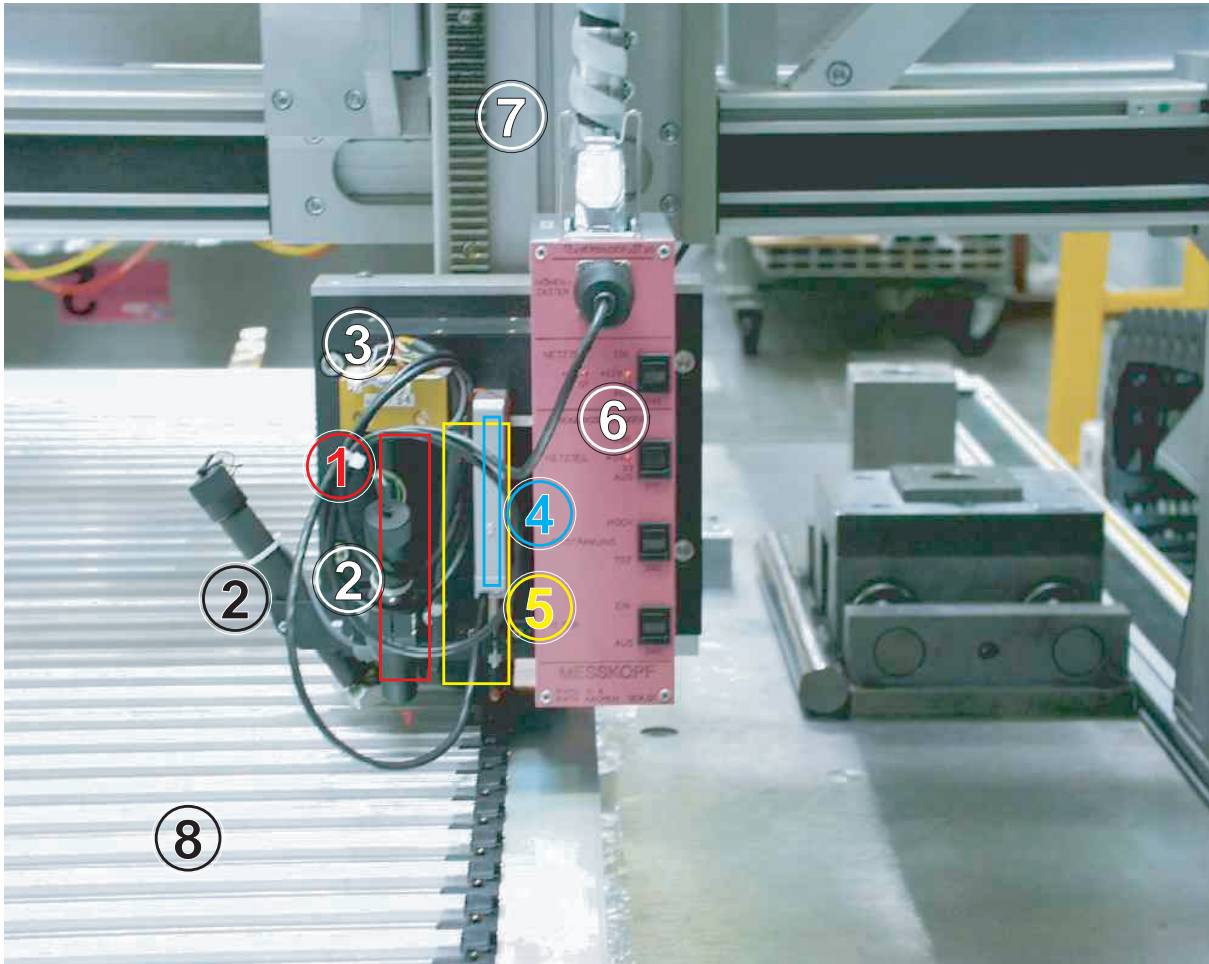


Abbildung 6.16: Dargestellt ist der Messkopf, während er am Ende einer Einzellege (8) entlang fährt und die einzelnen Drähte vermisst. Er wird an einer Montageplatte unmittelbar am Ende der beweglichen z-Achse (7) des Koordinatographen befestigt. Die Position der Draht- (1) bzw. Diodekamera (5) ist farbig gekennzeichnet. Am Messkopf befinden sich außen zwei schwarze Zylinder (2) in denen sich die Dioden mit Linsensystem zur Beleuchtung von Drähten in x - bzw. y -Richtung befinden. Weitere Bestandteile des Messkopfes sind der Neigungssensor (3), der Höhentaster (4 - blau) und die in einem rosafarbenen Kasten untergebrachte Elektronik (6) [71].

Auf dem Messkopf sind verschiedene Geräte montiert, um Myonkammern zu vermessen. Zum einen dient er dazu, optisch die Position von Objekten zu bestimmen, zum anderen kann man mit einem integrierten Berührungssensor Höhen abtasten. Der Messkopf

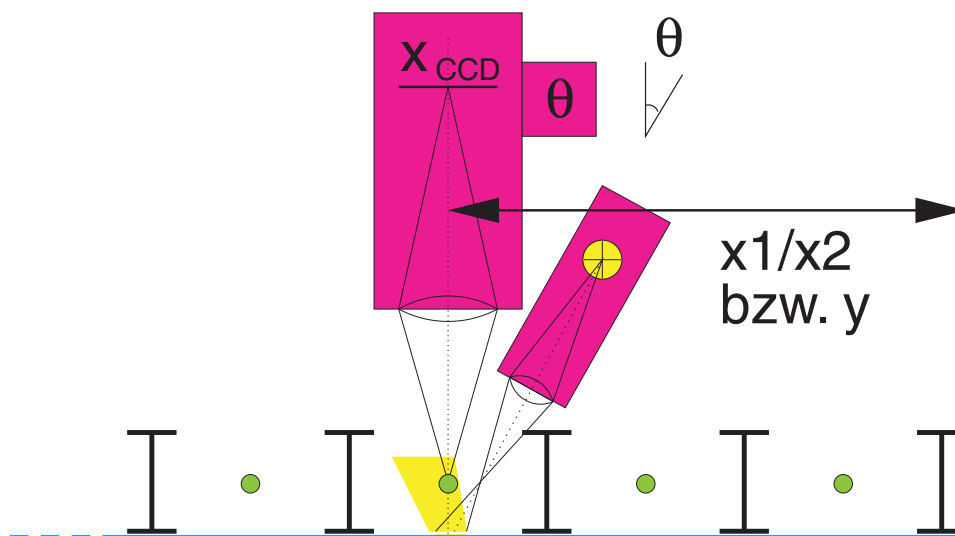


Abbildung 6.17: Prinzip der optischen Drahtpositionsmessung: Das Aluminiumblech unter dem Draht wird mit einer Leuchtdiode angeleuchtet und reflektiert das Licht zum Draht. In der Kamera beobachtet man den dunklen Draht vor hellem Hintergrund.

wird vor Gebrauch auf dem Koordinatographen montiert und kann dann computergesteuert in alle drei Raumrichtungen bewegt werden. Die Reproduzierbarkeit beim Anfahren einer bestimmten Position auf dem Montagetisch beträgt dabei wenige Mikrometer.

Das Kernstück des Messkopfes sind zwei CCD-Kameras, die über eine Elektronik von einem Computer gesteuert und ausgelesen werden können. Beide Kameras liefern ein Schwarz-Weiß-Bild, da für die spätere Bilderkennung vor allem Kontraste wichtig sind. Die eine Kamera hat eine große Tiefenschärfe und wird verwendet, um die Position der im Montagetisch eingelassenen Leuchtdioden aus verschiedenen Höhen zu vermessen. Sie wird in Sättigung betrieben, d.h. Belichtung und Verstärkung der Kamera sind so eingestellt, dass der Rand der Diodenblende möglichst gleichmäßig abgebildet, aber nicht überstrahlt wird. Bei der Vermessung der Drähte kommt es unter anderem darauf an, den Draht in einem genau definierten Fokus scharf zu sehen. Dadurch kann man aus der Höhe des Messkopfes auch die Höhe des Drahtes bestimmen. Aufgrund der unterschiedlichen Linsensysteme wird deshalb eine zweite Kamera benötigt. Diese andere Kamera hat eine geringere Tiefenschärfe und zudem eine sehr hohe Vergrößerung, da der Draht nur einen Durchmesser von $55 \mu\text{m}$ hat. Die Diodenkamera hat eine wesentlich geringere Vergrößerung, da die Blenden der Dioden einen Durchmesser von 3 mm haben. Die CCD-Chips der beiden Kameras befinden sich gemeinsam mit der entsprechenden Linsensystemen in jeweils einem schwarzen Zylinder. Diese Zylinder sind in Abbildung 6.16 zur Illustration farbig umrahmt dargestellt ((1) rot \rightarrow Drahtkamera, (5) gelb \rightarrow Diodenkamera).

Unmittelbar an der Drahtkamera sind zwei rote Leuchtdioden mit einer geeigneten Optik ebenfalls in schwarzen, etwas schmaleren Zylindern montiert (Abbildung 6.16 \rightarrow 2). Sie leuchten den Draht nicht direkt an, da dieser einen kreisrunden Querschnitt hat, und das reflektierte Licht demnach nicht eindeutig die Position des Drahtes anzeigen würde.



Abbildung 6.18: Bild vom dunklen Draht (vor hell angestrahlten Hintergrund) in der CCD-Kamera. Man sieht zwei grüne Geraden, die an den Rand des Drahtbildes angepasst werden und eine rote Gerade, die an das Zentrum gefittet wird, um die Position des Drahtes zu bestimmen.

Stattdessen leuchten die Dioden jeweils senkrecht zum Draht unter einem spitzen Winkel auf eine reflektierende Oberfläche unter dem Draht (Vgl. Abbildung 6.17). Der Winkel ist so gewählt, dass bei der Höhe über einer CMS-Drahtlage, in der der Draht in der Kamera scharf zu sehen ist, das Licht unmittelbar in die Optik der Drahtkamera reflektiert wird. Man bildet also mit der Kameraoptik das dunkle Bild des Drahtes vor hellem Hintergrund auf dem CCD-Chip ab und vermisst dieses Bild mit einer geeigneten Bilderkennungssoftware. In Abbildung 6.18 sieht man das Kamerabild während einer Positionsmessung. Das entsprechende Programm passt Geraden an den Rand des dunklen Drahtes und an sein Zentrum an, um seine Position genau zu bestimmen. Während der Vermessung einer Drahtlage wird der Messkopf dann automatisch zu jedem Draht gefahren. Ein Algorithmus sucht die genaue Position, in der der Draht hinreichend scharf zu sehen ist, und die aus dem Geradenfit gewonnenen Daten über die Position des Drahtes im Kamerabild werden zusammen mit der aktuellen Position des Messkopfes, wie sie aus der Auslese der Heidenhain-Messlineale bekannt ist, gespeichert und analysiert. Unten neben der Öffnung der Drahtkamera ist der Messkopf mit einem Ring aus Dioden bestückt, mit dem man I-Profile oder wahlweise Mylarstreifen beleuchten kann, um sie zu vermessen.

Zusätzlich ist auf dem Messkopf ein Neigungssensor angebracht (Abbildung 6.16→3), der die beiden Neigungswinkel der Kamera zur Raumachse in z -Richtung in μrad liefert, die sich bei Drehung der Kamera um zwei parallel zur x - (ϕ_x) bzw. y -Richtung (ϕ_y) liegende Achsen ergeben. Der Messbereich reicht von $-2600 \mu\text{rad}$ bis $+2600 \mu\text{rad}$ mit einer Genauigkeit von etwa einem Mikroradian. Der Sensor wird elektronisch ausgelesen und die Messwerte werden zur Korrektur der Drahtpositionsdaten verwendet (Vgl. Abschnitt 6.2.3.7). Der Neigungssensor hat außerdem einen eingebauten Temperatursensor der grob die Temperatur angibt.

Ein weiteres Bauteil am Messkopf ist der Berührungssensor zur Messung von Höhen. Man sieht in Abbildung 6.16→4 den silberfarbenen Quader aus dem ein Metallstift mit

einer abgerundeten Spitze herausragt. Berührt diese Spitze bei einer Fahrt des Messkopfes von oben nach unten eine Oberfläche, so wird der Stift in den Quader geschoben. Sensoren im Innern messen mit wenigen Mikrometern Genauigkeit, wie weit der Stift eingedrückt wurde, und man erhält daraus eine relative Höhenmessung. Zum Beispiel lassen sich die scheinbaren Abweichungen in der Höhe des Montagetes messen, die entstehen, da sich die Brücke des Koordinatographen aufgrund ihres Eigengewichtes durchbiegt und den Tisch für den Messkopf dann höher erscheinen lässt.

In dem rosafarbenen Kasten (Abbildung 6.16→6) ist das Netzteil und ein Teil der Steuerungselektronik des gesamten Messkopfes, etwa der CCD-Kameras, untergebracht. Über vier Schalter auf seiner Oberfläche kann man das Netzteil des gesamten Kopfes, das des Neigungssensors, sowie die Verstärkung und einen Filter des CCD-Signals schalten. Oben auf dem Kasten befindet sich ein mehrpoliger Stecker, über den alle Signale des Messkopfes zum PC weitergeleitet werden.

6.2.3.4 Koordinatensysteme

Zunächst findet man innerhalb des Messsystems fünf verschiedene Koordinatensysteme vor. Dies sind im einzelnen:

1. Rohkoordinaten (*Rohkoordinaten*)
 - (a) Raumkoordinaten aufgrund der Heidenhain-Messlineale an den Achsen des Koordinatographen,
 - (b) Pixelkoordinaten des Kamerabildes der Drahtkamera,
 - (c) Pixelkoordinaten des Kamerabildes der Diodenkamera.
2. Tisch-spezifisches Koordinatensystem nach Kalibration (*globale Koordinaten*)
3. Koordinaten auf Basis der Referenz-Leuchtdioden (*DREF-Koordinaten*)
4. Koordinaten auf Basis von 8 Referenzdrähten (*RW-Koordinaten*)
5. Koordinaten im endgültigen CMS-Bezugssystem (*CMS-Koordinaten*)

Das erste Koordinatensystem setzt sich im Wesentlichen aus den drei genannten Teilsystemen zusammen. Für die elektronische Messung im ersten dieser Teilsysteme (1.a) gibt die Firma Heidenhain die Genauigkeit mit $\pm 0,4 \mu\text{m}$ an. Es sind für jede einzelne der vier Bewegungsachsen (x1, x2, y und z) solche Heidenhain-Lineale vorhanden (Vgl. Abschnitt 6.2.3.2). Um Beeinflussungen durch Temperaturänderungen auszugleichen, sind die Lineale an einem Ende mit einer Feder gespannt aufgehängt. Sie liefern die Position des Koordinatographen und aufgrund der steifen Verbindung auch die der Kameras mit der für die Drahtposition benötigten Genauigkeit. Die beiden anderen Teilsysteme ergeben sich aus dem Pixelgitter auf den CCD-Chips der Draht- (1.b) bzw. der Diodenkamera (1.c). Jedes von ihnen gelieferte Bild ist in dieses Pixelgitter unterteilt, so dass man die Position eines Drahtes bzw. einer Diode auf dem Chip in solchen Koordinaten angeben kann. Aus der Position des Nullpunktes der jeweiligen Kamera in Bezug auf den Koordinatographen und ihrer Vergrößerung lässt sich die Position des abgebildeten Objektes in der x-y-Ebene rekonstruieren. In der Kombination dieser drei Teilsysteme werden zunächst die Daten der Kameras in das Heidenhain-System umgerechnet, so dass die Positionsangaben aufgrund des Kamerabildes in Millimetern vorliegen. Die unter Hinzunahme

der Heidenhain-Positionsmessung konstruierte Position wird im Folgenden als Position in **Rohkoordinaten** bezeichnet²¹. Dieses Koordinatensystem ist weder exakt rechtwinklig noch linear. Deshalb ist der logische Schritt, diese Rohkoordinaten über Kalibrationen so umzurechnen, dass das neue Bezugssystem mit ausreichender Genauigkeit rechtwinklig und linear ist.

Aus den Kalibrationen ergibt sich das zweite Koordinatensystem, in dem die Positionsangaben aus verschiedenen Einzelmessungen bereits untereinander vergleichbar sind. Die notwendigen Kalibrationen werden in Abschnitt 6.2.3.6 beschrieben und ihre Anwendung in Abschnitt 6.2.3.7 erläutert. Das Bezugssystem (2.) wird als **globales Koordinatensystem** bezeichnet. Doch in diesem System ist vor allem der Bezug zu der auf dem Tisch passgenau fixierten Superlage noch nicht eindeutig gegeben, da der Nullpunkt tisch-spezifisch ist und von Messung zu Messung variieren kann.

Diesen Bezug stellen die beiden in Abschnitt 6.2.3.5 vorgestellten Referenzsysteme her. Es ergeben sich dadurch zunächst zwei weitere Koordinatensysteme, jeweils eins für das entsprechende Referenzsystem. Mit dem Koordinatensystem auf Grundlage des Systems aus 25 Leuchtdioden (3.) wird zum einen der Nullpunkt mit festem Bezug zu einer auf dem Tisch fixierten Superlage definiert. Zum anderen lässt sich feststellen, ob das globale Koordinatensystem gegen die fixierte Superlage bzw. gegen den Tisch gedreht ist. Die Koordinaten in diesem Bezugssystem werden im Folgenden **DREF-Koordinaten** genannt. Das zweite Referenzsystem basiert auf insgesamt acht Referenzdrähten, jeweils zwei an jeder Ecke eines Tisches, die benutzt werden, um einen Nullpunkt mit festem Bezug zum Tisch und einer darauf fixierten Superlage zu definieren. Damit erhält man die hier mit **RW-Koordinaten** bezeichneten Positionsangaben (4.). Die acht Referenzdrähte können zusätzlich zur Kontrolle von Längenmessungen dienen.

Das endgültige Bezugssystem (5. - **CMS-Koordinatensystem**), welches vom CMS-Ausrichtungssystem benutzt wird, legt als Nullpunkt die „Kante der Superlage“ in der Nähe des ersten Drahtes fest. Genauer wird diese Kante von zwei Kanten an je einem Eckklotz gebildet. Diese beiden Eckklötze sind starr und genau mit den Enden eines C-Profiles verbunden, das dazu dient, die Superlage gasdicht abzuschließen. In Abbildung 6.19 sind die Kanten an den Eckklötzen des C-Profiles in hellblau markiert. Die Klötze sind präzise geschliffene Bauteile, die die eigentlichen Referenzobjekte darstellen und die Kante der Superlage im CMS-System definieren. Wenn das C-Profil an die fast fertige Superlage geklebt wird, werden die Eckklötze mit wenigen Mikrometern Genauigkeit über Haltevorrichtungen auf dem Tisch fixiert. Damit ergibt sich eine feste Beziehung zwischen der durch die Eckklötze definierten Kante der Superlage und dem Tisch mit dem darauf befindlichen Referenzsystem (DREF bzw. RW), auf das die Drahtpositionsmessungen bezogen wurden. Aus den beiden Referenzsystemen transformieren sich die Positionsdaten also durch Addition einer konstanten Verschiebung, die in einer zusätzlichen Referenzmessung bestimmt wird. Dazu sind in den Haltevorrichtungen der Eckklötze zusätzliche Drähte (*CBW* für **C**orner**B**lock-**W**ire) ebenfalls passgenau eingebaut, deren Position nach der Klebung der C-Profile vermessen wird.

²¹Die zusätzliche Positionsangabe aufgrund der Positec-Schrittmotoren wird lediglich zur Steuerung der Anlage verwendet, um eine gewünschte Position anzufahren. Für die Messung ist sie von untergeordneter Bedeutung, da die Heidenhain-Messlineale wesentlich genauere Werte liefern.

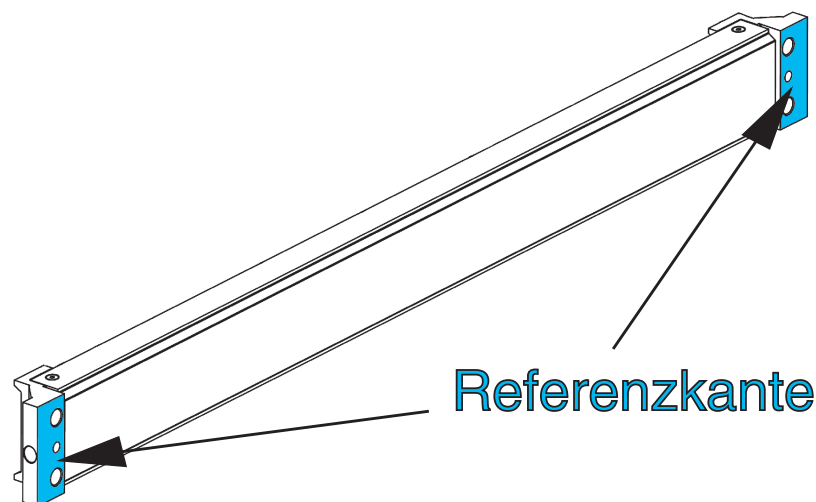


Abbildung 6.19: Dargestellt ist ein C-Profil, welches benutzt wird um die Superlage gasdicht abzuschließen. An den Enden sind passgenau zwei Eckklötze angeklebt, die sehr präzise geschliffen sind. Die hellblau dargestellte Kante (Referenzkante) beim ersten Draht der Superlage definiert den Nullpunkt des CMS-Koordinatensystems, in dem die endgültigen Drahtpositionsangaben vorliegen müssen [89].

6.2.3.5 Referenzsystem

Nach der Anwendung der in 6.2.3.6 und 6.2.3.7 erläuterten Kalibrationen auf die an einer Einzellage einer Superlage gemessenen Drahtpositionen ergeben sich zunächst relative²² Drahtpositionen. Das Referenzsystem muss deshalb die richtige Umrechnung in das CMS-Bezugssystem für die entsprechende Superlage garantieren, also den Bezug zu der aus den Eckklötzen gebildeten Kante der Superlage beim ersten Draht herstellen. Dadurch sind auch die Drahtpositionen zweier verschiedener Einzellagen zueinander referenziert. Die Drähte in den Haltevorrichtungen zu den Eckklötzen (CBW) haben einen auf wenige μm genau definierten Abstand von 10,000 mm von der Referenzkante der Superlage.

Aus der Vorgabe des Produktionsablaufes resultiert, dass die CBW nur bei der vierten Einzellage einer Superlage zusammen mit den Lagendrähten vermessen werden können. Ohne weitere Hilfsmittel sind deshalb zunächst ausschließlich die Drahtpositionen der vierten Einzellage richtig referenziert. Für ein vollständiges Referenzsystem werden also zusätzliche Referenzpunkte benötigt. Sinnvollerweise werden diese wie die Haltevorrichtungen der Eckklötze (bzw. die CBW) mit Passbohrungen auf dem Tisch fixiert. Im Aachener Referenzsystem gibt es zwei verschiedene Untersysteme, die jeweils die geforderten Referenzpunkte bereitstellen. Zum einen ist dies ein System aus 25 **Leuchtdioden**, die in entsprechenden Fassungen mittels Passbohrungen in den Tisch eingelassen sind (Siehe Abbildung 6.20), und zum anderen ein System aus acht²³ zusätzlichen **Referenzdrähten** (kurz: **RW** - engl. **R**eference **W**ires), die in entsprechenden Vorrichtungen dauerhaft an

²²Bezogen auf das sich aus dem bisher vorgestellten Teil des Messsystems ergebende globale Koordinatensystem. Dieses Koordinatensystem hat keinen sehr gut reproduzierbaren Nullpunkt.

²³Strenggenommen sind es nur vier Drähte, die jeweils rechtwinklig gespannt sind und so jeweils zwei Referenzpunkte definieren.

den vier Ecken jedes Tisches fixiert sind. Beide Systeme stehen auf wenige Mikrometer genau in einer festen Beziehung zu den CBW, also zum CMS-Bezugssystem, und können grundsätzlich zur Referenzierung der Einzellagen untereinander sowie zur absoluten Referenzierung benutzt werden. In den folgenden zwei Abschnitten werden sie beschrieben und auf ihre Wirksamkeit hin untersucht.

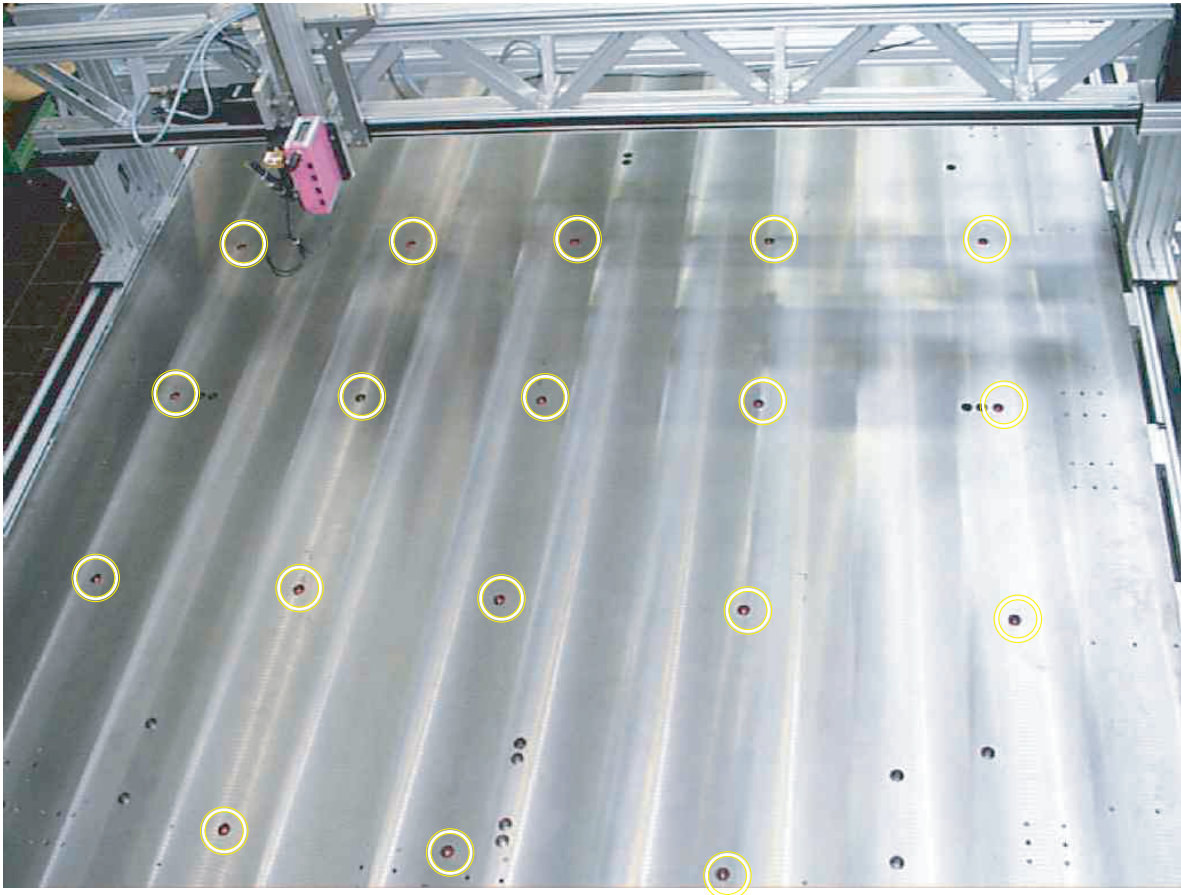


Abbildung 6.20: Oben links im Bild sieht man den Messkopf über dem Montagetisch mit dem Referenzsystem aus einem Gitter mit 25 roten Leuchtdioden, die, soweit im Bild sichtbar, mit gelben Kreisen markiert sind [71].

6.2.3.5.1 Leuchtdioden Dieses System aus Bezugspunkten besteht aus roten, lichtstarken Dioden mit einer Wellenlänge von $\approx (630 \pm 30)$ nm. Diese sind in ein Gehäuse gemäß Abbildung 6.21 eingebaut. Die Blendenöffnung hat einen Durchmesser von 3 mm, der Deckel ist geschwärzt, um Reflexionen zu vermeiden. Um die Leuchtkraft der Dioden voll auszunutzen, besteht der innere Zylinder, in dem sich die LED befindet, aus reflektierendem Metall. Zusammen mit der Streuscheibe soll eine optimale Ausleuchtung der Blende erreicht werden, deren Mittelpunkt schließlich die „Position der Diode“ $\vec{x}_{LED_{Tisch}}$ definiert. An das gemessene Kamerabild einer Diode wird ein Kreis gefittet, um diesen Mittelpunkt möglichst ungestört messen zu können. Wie in Abbildung 6.20 zu sehen ist, sind in jeden Montagetisch mit hoher Präzision fünf mal fünf passende Löcher gefräst, in die die Dioden mit ihrer Fassung eingesetzt sind. Die Verkabelung der Dioden befindet

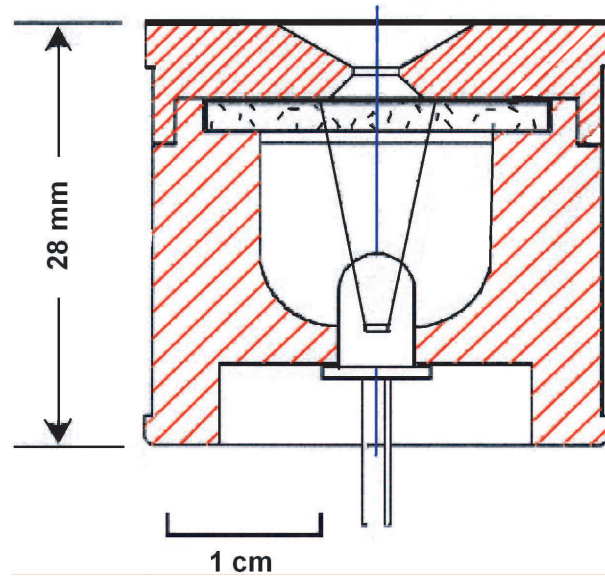


Abbildung 6.21: Schematische Darstellung der Fassung einer Diode [83].

sich unter dem Tisch. Jede Diode kann vom Steuerungscomputer aus einzeln an- und ausgeschaltet werden.

Aus dem präzisen Gitter der Leuchtdioden ergibt sich ein gutes Referenz-Koordinatensystem in der x-y-Ebene. Dies war wichtig, da zu Beginn der Entwicklung des Messsystems nicht klar war, ob die aus dem in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Teilsystem erhaltenen globalen Koordinaten ein rechtwinkliges, lineares Koordinatensystem bilden. Nach Messung der Diodenpositionen \vec{x}_{LED}^{global} mit der Diodenkamera lässt sich eine lineare Abbildung bestimmen, mit der die gemessenen globalen Diodenpositionen in das auf den Präzisionsbohrungen für die Dioden beruhende Referenz-Koordinatensystem (DREF) transformiert werden ($\vec{x} = \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}$):

$$\vec{x}_{LED}^{DREF} = \mathbf{A} \cdot \vec{x}_{LED}^{global} + \vec{x}_0$$

Die Transformationsmatrix \mathbf{A} und den Translationsvektor \vec{x}_0 dieser Abbildung bestimmt man durch einen entsprechenden Fit an die gemessenen Diodenpositionen. Der Nullpunkt des Koordinatensystems entspricht der Position der ersten LED, die dem Heidenhain-Nullpunkt am nächsten ist und von ihm einen Abstand \vec{x}_0 hat. Nun können die bereits in das globale Koordinatensystem umgerechneten Positionsdaten \vec{x}^{global} in einem letzten Schritt in das auf den Dioden basierende Referenzsystem transformiert werden:

$$\vec{x}^{DREF} = \mathbf{A} \cdot \vec{x}^{global} + \vec{x}_0$$

Begründet durch eine Vielzahl an Messungen über einen Zeitraum von vielen Monaten hat sich gezeigt, dass die Matrix \mathbf{A} mit großer Genauigkeit durch die Einheitsmatrix gegeben ist. Dies ist ein sehr wichtiges Ergebnis aus der Verwendung des Dioden-Referenzsystems, da es bedeutet, dass für die Umrechnung der globalen Koordinaten in das CMS-Bezugssystem die Translation entscheidend ist.

Zur Bestimmung dieser Translation ist es wichtig festzustellen, dass die im globalen Bezugssystem gemessenen Diodenpositionen insgesamt zwar beträchtliche, aber bei den Dioden untereinander gleiche scheinbare Verschiebungen zeigen. Dies wurde anhand der

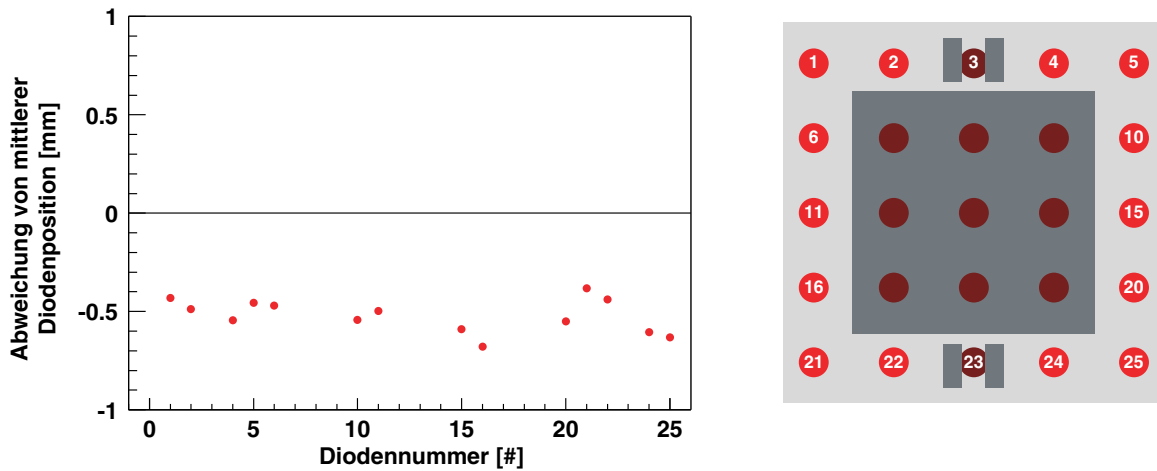


Abbildung 6.22: Im linken Diagramm ist die Abweichung einer typischen Messung von der über 40 Messungen gemittelten Diodenposition über die Diodennummer dargestellt. Die Skizze rechts zeigt das Gitter aus Dioden mit der verwendeten Nummerierung, wobei während der Produktion zugängliche Dioden hellrot eingezeichnet sind.

durchgeführten Messungen bestätigt. Im linken Diagramm in Abbildung 6.22 ist eine typische Messung der zur Referenzfindung stets benutzten 14 Dioden zu sehen. Während der Produktion einer Superlage sind nur die in der rechten Skizze hellrot gekennzeichneten 14 Dioden zugänglich.

An verschiedenen Tagen gemessene globale Diodenkoordinaten einer Diode können um bis zu 2 mm voneinander abweichen. Da der Nullpunkt in Bezug auf die auf dem Montagetisch produzierte Myonkammer im globalen Bezugssystem ad hoc nicht gegeben ist, kommt es zu solchen scheinbaren Translationen. Grundsätzlich erwartet man bei der Vermessung der Dioden und der Drähte die gleiche scheinbare Translation. Lange Zeit jedoch zeigten die gemessenen Diodenpositionen ein unerwartetes Verhalten, bei dem einzelne Messungen sehr große und unter normalen Umständen nicht zu erwartende Abweichungen aufwiesen. Als Ursache wurden schließlich unerwünschte Reflektionen des Umgebungslichts in der Nähe der Diode ausgemacht. Auch sind die Lichtverhältnisse bei der optischen Vermessung insgesamt von Bedeutung. Folglich wurde der Aufbau durch Blenden unmittelbar vor den Dioden und unmittelbar vor der Kamera verbessert.

Die folgenden Messungen zeigen die Wirkung dieser Modifikation. Für den ersten Montagetisch sind im oberen Teil in Abbildung 6.23 die Mittelwerte der Dioden- bzw. Drahtmessungen über die Superlagennummer gezeigt. Jede Messung fand dabei an einem anderen Tag statt und der insgesamt betrachtete Zeitraum sind 16 Monate. Im rechten Diagramm lässt sich ein anderes systematisches Verhalten der Daten erkennen, was zum größten Teil darauf zurückzuführen ist, dass der Tisch neu kalibriert wurde. Um zu erkennen, ob Dioden- und Drahtmessungen wie erwartet korreliert sind, ist im unteren Teil von Abbildung 6.23 die gemittelte Drahtposition gegen die gemittelte Diodenposition aufgetragen. Wie man sieht, ergibt sich bei den Messungen ohne zusätzliche Blenden keine nennenswerte Korrelation. Die Ausgleichsgeraden durch die Messpunkte haben Steigungen von

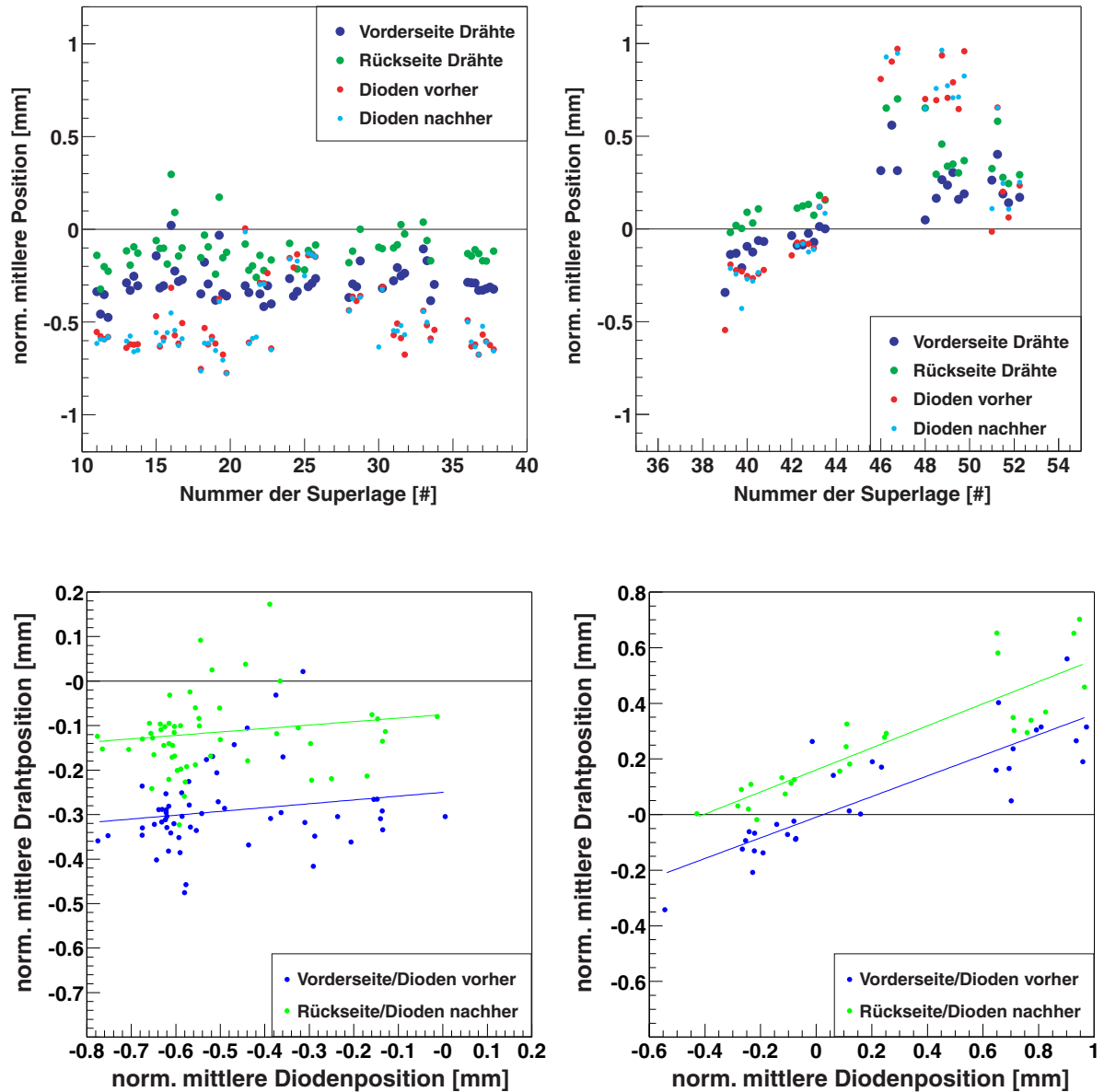


Abbildung 6.23: Oben sind die mittleren Positionen der Dioden und der Lagendrähte mit einem jeweils konstanten Abzug über die Superlagennummer aufgetragen. Links sind die Ergebnisse der Messungen ohne und rechts mit zusätzlichen Blenden auf den Dioden dargestellt. Unten ist die mittlere Drahtposition gegen die mittlere Diodenposition aufgetragen. Die blauen (grünen) Messpunkte zeigen die Messungen der Vorderseite (Rückseite) einer Lage gegen die Diodenpositionsmessung vor (nach) der Drahtmessung.

- 0,086 (blaue Punkte/Gerade - Messung der Dioden vorher, Drahtmessungen an der Vorderseite der Lage)
- 0,078 (grüne Punkte/Gerade - Messung der Dioden nachher, Drahtmessungen an der Rückseite der Lage),

was mit null verträglich ist. Anders sieht es bei den Messungen mit den Blenden aus. Das Diagramm unten rechts lässt eine deutliche Korrelation erkennen. Es besteht in guter Näherung ein linearer Zusammenhang. Legt man wieder Ausgleichsgeraden durch die Messpunkte, so haben diese nicht verschwindende Steigungen:

- 0.371 (blaue Punkte/Gerade - Messung der Dioden vorher, Drahtmessungen an der Vorderseite der Lage)
- 0.396 (grüne Punkte/Gerade - Messung der Dioden nachher, Drahtmessungen an der Rückseite der Lage).

Beide Werte sind bis auf eine Abweichung von 6 % gleich, was ebenfalls für einen allgemeinen linearen Zusammenhang zwischen Dioden- und Drahtpositionsdaten spricht. Damit ist die These begründet, die Dioden als Referenzsystem für die Drahtpositionen verwenden zu können. Einzelne Fehlmessungen innerhalb einer Diodenmessung lassen sich leicht identifizieren und können so bei der Bestimmung des richtigen Nullpunktes außen vor gelassen werden.

Ab Superlage 51 war das neu entwickelte Referenzsystem aus den vier auf dem Montagetisch fixierten Referenzdrähten etabliert, das im Folgenden beschrieben wird. Aufgrund dessen wurde im Rahmen dieser Arbeit aus Zeitgründen darauf verzichtet, die für die nachfolgenden Superlagen aussichtsreiche Implementierung der Umrechnung in das Dioden-Referenzsystem durchzuführen.

6.2.3.5.2 Referenzdrähte (RW) Eine Schwierigkeit bei der Verwendung des Diodensystems als Referenz für die Drahtpositionsmessungen ist, dass die gemessenen Objekte, aus verschiedenen Höhen vermessene, leuchtende Dioden einerseits und in stets demselben Abstand vermessene, dunkle Drähte andererseits, sehr unterschiedlich sind. Die Verwendung von zu den Lagendrähten sehr ähnlichen Referenzobjekten liegt deshalb nahe.

Dazu wurde an allen vier Ecken jedes Montagetisches eine kleine Vorrichtung mittels Passbolzen genau und dauerhaft fixiert. In diesen Vorrichtungen sind mit hoher Präzision drei Befestigungspunkte zum Einspannen eines Referenzdrahtes gefräst. Dieser Draht (RW) wird darüber in einem 90° Winkel gespannt, so dass jeweils ein Referenzpunkt für die x- und für die y-Koordinate, entsprechend der Lage der Drähte bei der Produktion einer Theta- bzw. Phi-Lage, im Messsystem gegeben wird. In Abbildung 6.24 sieht man die schematische Darstellung eines der vier Montagetische mit einer Drahtlage (orange), an dessen Ecken sich die in rot gezeichneten Referenzdrähte (RW) befinden. An den Ecken der Lage sind die Eckklotzdrähte (CBW) in grün veranschaulicht. Die RW haben bezüglich des Messverfahrens mit der Drahtkamera (Vgl. Abschnitt 6.2.3.3) eine zu den zu prüfenden Lagendrähten einer CMS-Myonkammer sehr ähnliche Geometrie. Damit sind die Messungen beider Drahtobjekte natürlicherweise gut vergleichbar. Zunächst muss aber die Reproduzierbarkeit der Referenzdrahtpositionen (RW) überprüft werden.

In einer mehrstündigen Dauermessung an Tisch 4 wurde in 16 aufeinanderfolgenden Einzelmessungen jeweils die für Theta-Lagen relevante x-Koordinate der Referenzdrähte

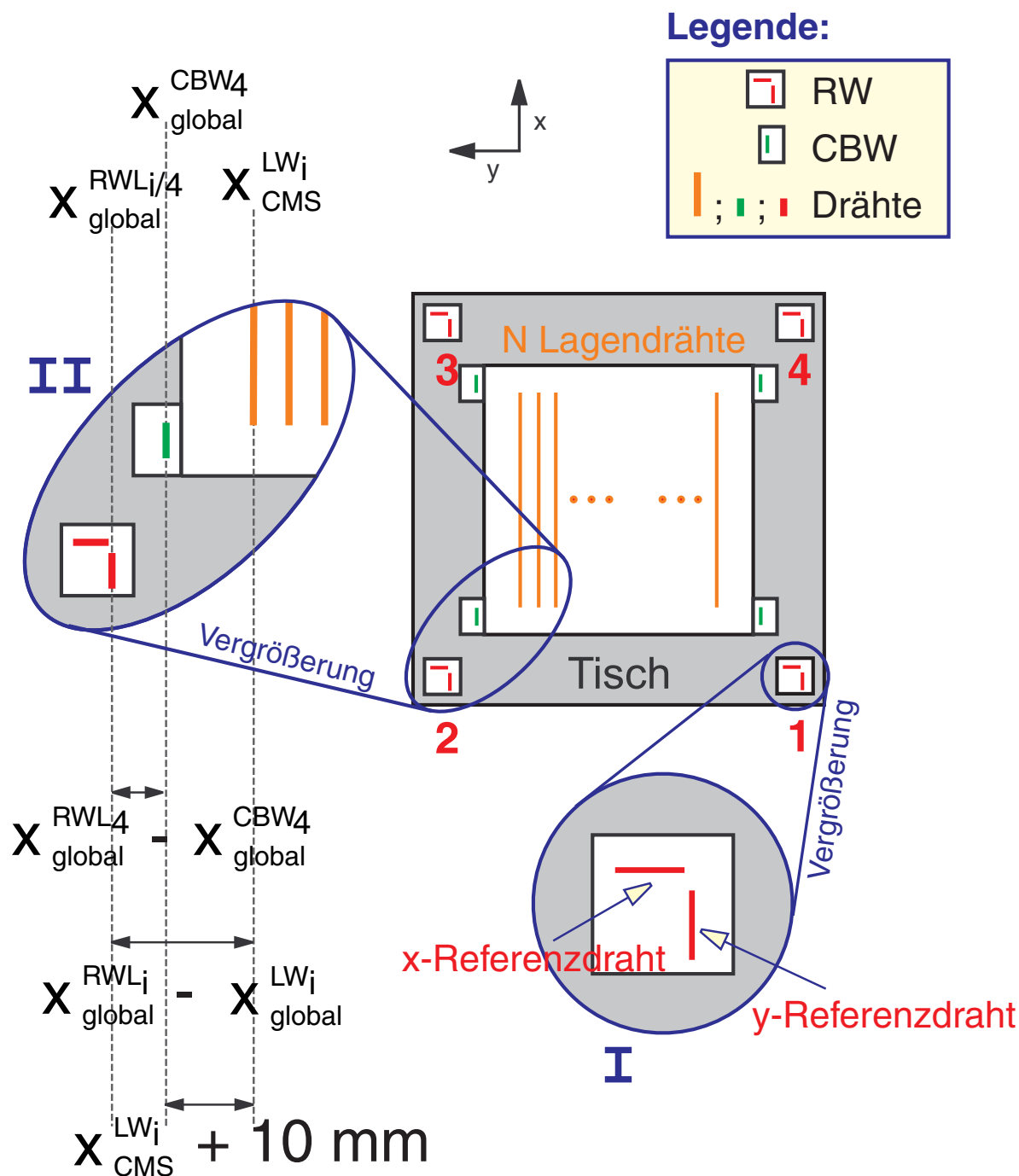


Abbildung 6.24: Schematische Darstellung des Referenzsystems aus 4 auf dem Tisch passgenau fixierten Referenzdrähten (RW) und den 4 jeweils nach Produktion der vierten Lage ebenfalls passgenau montierten Eckklotzdrähten (CBW). Dieses System wird verwendet, um die Drahtpositionen (LW) vom kalibrierten Messsystem (*global*) in das CMS-Bezugssystem (*CMS*) umzurechnen. Zu beachten ist, dass alle Abstände in beiden Bezugssystemen gleich sind. Deshalb gilt die links dargestellte Beziehung zwischen den Drahtabständen (Vgl. Formel 6.2).

(RW) im globalen Bezugssystem bestimmt. Dabei bewegte sich der Koordinatograph in einer Einzelmessung jeweils von Draht zu Draht und fuhr in einem Rechteck über den gesamten Tisch. Die Mittelwerte der 16 Messungen sind in dieser Tabelle mit ihren mittleren Fehlern aufgeführt:

Referenzdraht 1	(11,6298 +/- 0,0017) mm
Referenzdraht 2	(11,5054 +/- 0,0014) mm
Referenzdraht 3	(2995,4114 +/- 0,0010) mm
Referenzdraht 4	(2995,5691 +/- 0,0009) mm
Mittelwert	(1503,5289 +/- 0,0013) mm

Der über alle vier Referenzdrähte gemittelte Fehler der Einzelmessung und damit die Reproduzierbarkeit beträgt also recht genau $5 \mu\text{m}$. Dies gibt zugleich die Messgenauigkeit des Messsystems an, wenn man systematische, tagesabhängige Effekte wie die Verschiebung des Nullpunktes nicht mit berücksichtigt.

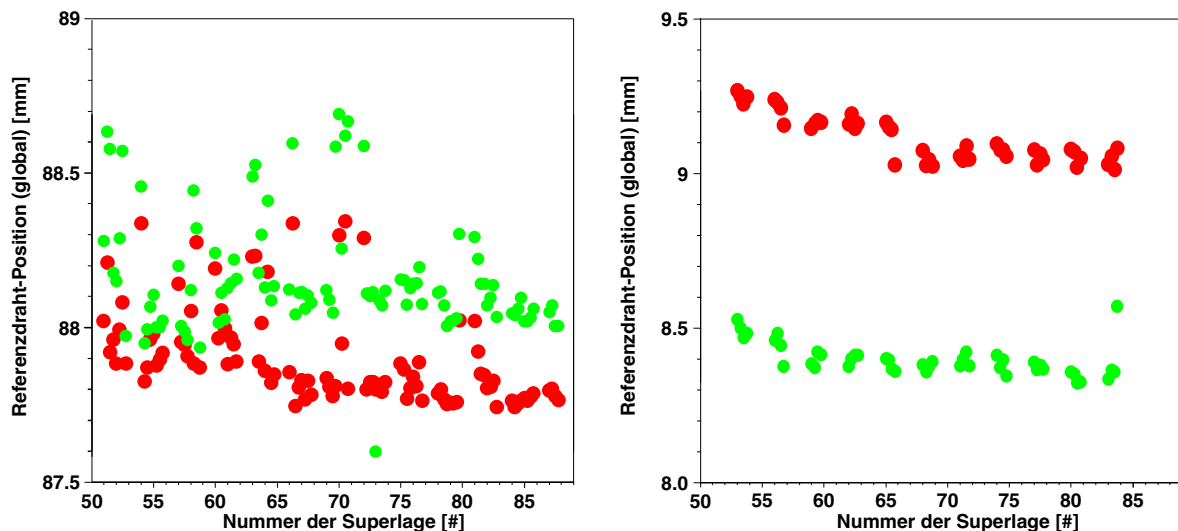


Abbildung 6.25: In den beiden Diagrammen ist die globale Position des ersten Referenzdrahtes an der Vorder- (rot) bzw. Rückseite (grün) über die Superlagen-Nummer aufgetragen. Links sind die Messungen an Tisch 1 (Phi-Lagen, y-Koordinate), rechts an Tisch 4 (Theta-Lagen, x-Koordinate) zu sehen.

In Abbildung 6.25 lassen sich systematische Effekte in einem dargestellten Zeitraum von 5 Monaten erkennen²⁴. Es gibt einen klaren Unterschied zwischen Messungen der x- (Theta-Lage, Tisch 4) und y-Koordinate (Phi-Lage, Tisch 1). Während die Größenordnung dieser systematischen Effekte für die y-Koordinate $\pm 350 \mu\text{m}$ beträgt, ist sie für die x-Koordinate nur etwa $\pm 150 \mu\text{m}$.

Die großen Schwankungen in der y-Koordinate der Referenzdrahtpositionen, die während der Produktion der Superlagen 50 bis 73 gemessen wurden, stammen von Fehlmessungen

²⁴Die Superlagen wurden chronologisch nummeriert. Dadurch entspricht die Nummer der Superlage einer Zeitangabe. Die Superlagen 50 bis 89 wurden in einem Zeitraum von etwa 5 Monaten produziert.

des Neigungssensors und daraus resultierender falscher Korrektur der Messdaten auf Neigungsabweichungen (zur Größe dieser Abweichungen vgl. Abschnitt 6.2.3.7). Dies ist leicht zu erkennen, wenn man die entsprechenden Neigungswerte für die betrachteten Superlagen aufträgt. Das absolute Messsignal des Neigungssensors ist an verschiedenen Tagen, teilweise von Stunde zu Stunde, nicht gut reproduzierbar. Der Grund für diese Fehlfunktionen ist leider trotz intensiver Fehlersuche und Studien nicht klar. Seit Verwendung der Referenzdrähte als Bezugssystem werden diese unphysikalischen Abweichungen aber herausgerechnet, da sie sowohl bei den Lagendrähten als auch bei den Referenzdrähten (RW) auftreten und sich somit weg heben. Voraussetzung dafür ist, dass während der Klebung bzw. Messung der Superlage keine zusätzlichen systematischen Effekte auftreten.

Ein weiterer Grund für die starke Systematik in y ist, dass der Koordinatograph von mechanischer Seite entlang der x -Achse besser geführt und ausgerichtet werden kann als entlang der y -Achse (Achse der Brücke). Diese beiden Achsen sind im Hinblick auf die mechanische Genauigkeit bei der Versteifung und Justierung sowie auf die Reproduzierbarkeit der Achsenbewegung über mehrere Tage grundsätzlich unterschiedlich gut geeignet. Der Koordinatograph wird entlang der x -Achse unmittelbar an dem massiven Montagetisch, auf beiden Seiten der Brücke geführt (Abbildung 5.3). Im Gegensatz dazu ist die bewegliche z -Achse entlang der y -Achse unmittelbar nur an der Brücke des Koordinatographen verankert, wodurch es bei Bewegungen in y -Richtung mehr störende Freiheitsgrade des mechanischen Systems gibt. Schließlich ragt die Brücke 82 cm über der Führung heraus. Andere Ursachen für Abweichungen der globalen Referenzdrahtpositionen können eine unzureichende Kalibration des Tisches und Störungen aus der Werkhallenumgebung während der jeweiligen Messung sein. Doch da diese Effekte in der Regel die Messungen der Referenzdrähte und der Lagendrähte gleichermaßen betreffen, heben sie sich größtenteils bei der Umrechnung der Lagendraht-Positionen in das CMS-Bezugssystem weg.

Indem man die kalibrierten, globalen Positionen der Eckklotz-Drähte mit den Positionen der auf dem Tisch montierten Referenzdrähte und schließlich den Positionen der Drähte in einer Einzellage in Beziehung setzt und verrechnet, ergeben sich für jede Superlage die endgültigen Positionsdaten, welche dann auf die aus den Eckklötzen gebildete Referenzkante der jeweiligen Superlage bezogen sind. Die Umrechnung erfolgt nach folgender einfachen Formel:

$$x_{\text{CMS}}^{\text{LW}_i} = x_{\text{global}}^{\text{LW}_i} - x_{\text{global}}^{\text{RWL}_i} - (x_{\text{global}}^{\text{CBW}} - x_{\text{global}}^{\text{RWL}_4}) - 10,000 \text{ mm} \quad (6.2)$$

$x_{\text{CMS}}^{\text{LW}_i} \cong$ Position des jeweiligen Drahtes aus einer Einzellage
(in endgültige Koordinaten für das CMS-Ausrichtungssystem)

$x_{\text{global}}^{\text{LW}_i} \cong$ Position des jeweiligen Drahtes aus einer Einzellage
(in globalen Koordinaten)

$x_{\text{global}}^{\text{RWL}_i} \cong$ Position des Referenzdrahtes parallel zu Lage i
gemessen (in globalen Koordinaten)

$x_{\text{global}}^{\text{CBW}} \cong$ Position des Eckklotzdrahtes parallel zu
Lage 4 gemessen (in globalen Koordinaten)

$x_{\text{global}}^{\text{RWL}_4} \cong$ Position des Referenzdrahtes parallel zu Lage 4
gemessen (in globalen Koordinaten)

10,000 mm \cong Der nominelle Abstand des Eckklotz-Drahtes zur
Referenzkante der Superlage.

Das Ergebnis der Analyse dieser auf die Referenzkante der Superlage (im obigen Sinne) bezogenen absoluten Drahtpositionen wird in Abschnitt 6.2.4 vorgestellt.

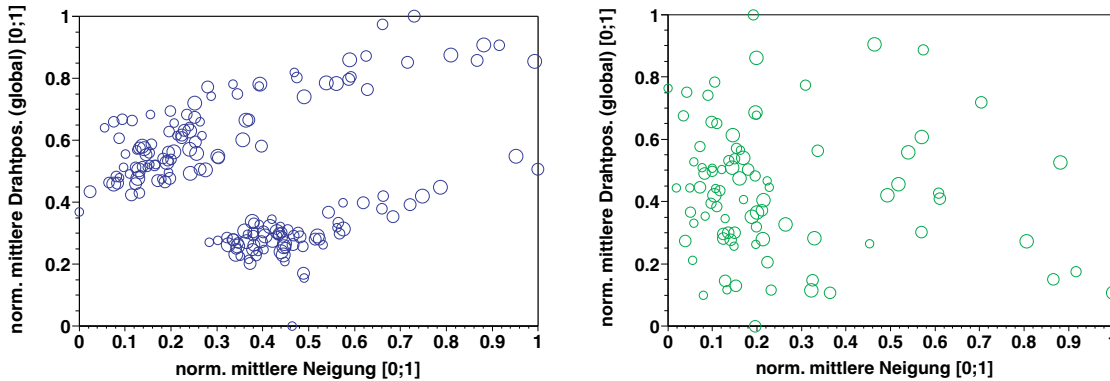


Abbildung 6.26: Dargestellt ist die über die jeweilige Lagenmessung gemittelte Drahtposition gegen die ebenfalls über die Lage gemittelte Neigung. Beide Größen wurden zum Vergleich auf das Intervall $[0;1]$ normiert (der kleinste auftretende Wert wurde auf 0 gesetzt, der größte auf 1). Im linken Diagramm (SL Phi 10 bis 75) liegen die Positionen im globalen Bezugssystem vor, im rechten (SL 51 bis 84) im endgültigen CMS-Bezugssystem.

Bevor die Drahtpositionen der vier Einzellagen einer Superlage zueinander referenziert werden, zeigen die Positionsdaten eine deutliche Abhängigkeit vom Absolutwert der gemessenen mittleren Neigung. Es wurde festgestellt, dass der Absolutwert der vom Neigungssensor gemessenen Neigung nicht gut reproduzierbar ist. Zwar misst der Neigungssensor relativ, bezüglich der Neigungswerte zu den einzelnen Lagendrähten untereinander, verlässlich, doch kann es aufgrund einer noch nicht verstandenen Fehlfunktion zu einem für eine einzelne Lagenmessung konstanten Absatz auf den absoluten Neigungswert kommen. Wie links in Abbildung 6.26 zu sehen ist, gibt es eine starke Korrelation zwischen der mittleren Drahtposition einer Drahtlage im globalen Bezugssystem und der über eine Lagenmessung gemittelten absoluten Neigung. Man beachte hierbei, dass die Positionsdaten im globalen Bezugssystem auf die Neigung korrigiert sind. Deshalb deutet die Korrelation auf ein Problem bei der Neigungsmessung hin. Dargestellt sind die Messungen an den Vorderseiten der Phi-Lagen (Tisch 1) 10 bis 75, wobei die Rückseiten das gleiche Verhalten zeigen. Bei den Theta-Lagen (Tisch 4) ist der Effekt ebenso, wenngleich schwächer ausgeprägt vorhanden.

Da der konstante Absatz auf den Absolutwert der Neigung bei der entsprechenden Messung der Referenz- und Eckklotzdrähte genau so auftritt, kann das Problem in natürlicher Weise durch die Referenzierung behoben werden, indem sich dann der konstante Absatz weghebt. Die im rechten Teil der Abbildung zu sehenden referenzierten mittleren Drahtpositionen im CMS-Bezugssystem zeigen fast keine Korrelation zur mittleren Neigung mehr.

Die Position der Referenzdrähte (RW) ist ohne Berücksichtigung tagesabhängiger, systematischer Effekte gut reproduzierbar ($5 \mu\text{m}$). Andererseits liegen auftretende systematische Effekte in der Größenordnung $150 - 350 \mu\text{m}$. Viele systematische Effekte heben sich aber aus den eigentlichen Drahtpositionsdaten einer Superlage durch die Referenzierung mit den RW weg, wenn die Effekte beide gleichermaßen betreffen, was meistens der Fall ist. Dadurch ist die endgültige Positionsangabe im CMS-Bezugssystem genauer, schätzungsweise $50 - 100 \mu\text{m}$. Das ursprünglich zur Referenzierung verwendete Diodensystem ist hingegen noch nicht etabliert. Leider wurde das Diodensystem durch die Verwendung zusätzlicher Blenden erst sehr spät während der Produktionsphase verbessert. 38 Superlagen waren zu diesem Zeitpunkt bereits geklebt und vermessen. Für diese Superlagen gibt es kein verwendbares zusätzliches Referenzsystem, das die 4 Einzellagen untereinander in Beziehung setzt. Glücklicherweise stellt sich heraus, dass der Nullpunkt des globalen Bezugssystems zumindest über einen Zeitraum von etwa zehn Tagen stabil bleibt. Daher ist es in Ermangelung einer optimalen Lösung legitim, die vier Lagen innerhalb des globalen Koordinatensystems auf die Eckklotz-Drähte zu beziehen ohne ein externes Referenzsystem zur Ermittlung eines gemeinsamen Bezugspunktes hinzuzuziehen.

Vor allem in Bezug auf die Verlässlichkeit der Messungen hat sich das einfachere und effektivere Referenzsystem der Referenzdrähte (RW) besser bewährt als das Diodensystem. Die Entwicklungsphase des Dioden-Referenzsystems wurde erst spät während der laufenden Produktionsphase durch die zusätzliche Verwendung von Blenden zu einem vorläufigen Ende gebracht. Weil ein Großteil der bisher produzierten Superlagen mit Bezug auf das Diodensystem vermessen wurde, ist eine nachträgliche Etablierung dieses Systems sinnvoll. Diese ist prinzipiell möglich, wie aus Abbildung 6.23 hervorgeht. Dann könnten die Dioden als zusätzliches Referenzsystem benutzt werden und als Kontrollsystem für das Referenzdrahtsystem (RW) dienen.

6.2.3.6 Kalibration

Ziel der Kalibration ist es einerseits, alle Messungen einzelner, für die Position bedeutender Größen in eine einzige, eindeutige Positionsangabe umzurechnen, und andererseits dabei eine Genauigkeit von wenigen Mikrometern relativ zum Referenzsystem zu erreichen.

Das gesamte System, welches aus dem Montagetisch mit dem Referenzsystem, dem Koordinatographen mit seinen drei Bewegungsachsen, den Heidenhain-Messlinealen und dem Messkopf mit Draht- und Diodenkamera besteht, ist von Natur aus sehr komplex. Deshalb sind viele Kalibrationen durch entsprechende Messungen nötig, um schließlich die gemessenen Rohdaten in Positionsangaben mit der geforderten Genauigkeit umrechnen zu können.

Sinnvollerweise teilt man die Korrekturen, die aufgrund dieser Kalibrationen auf die Rohdaten angewandt werden, in zwei Gruppen. Die eine Gruppe sind Korrekturen, die auf Eigenschaften der Montagetische mit Koordinatograph und Heidenhain-Linealen zurückgeführt werden (*Tischspezifische Korrekturen*). Die andere Gruppe sind Korrekturen, welche einzig auf den komplexen Aufbau des Messkopfes zurückzuführen sind und damit für jede Messung an einem anderen Tisch gleich bleiben (*Messkopfspezifische Korrekturen*).

Da die Kalibrationsmessungen insofern voneinander abhängen, als für eine entsprechende Messung bereits Kalibrationsparameter verwendet werden, die in einer vorhergehenden Messung bestimmt wurden, ist eine strikte Reihenfolge bei der Durchführung der Kalibrationsmessungen einzuhalten. Nur die messkopfspezifischen Messungen sind un-

abhängig voneinander und können in beliebiger Reihenfolge durchgeführt werden. Zuerst müssen alle messkopfspezifische Korrekturen bestimmt werden, dann die tischspezifische Korrekturen in der angegebenen Reihenfolge:

1. Messkopfspezifische Korrekturen

- **Vergrößerungsfaktor der Diodenkamera**
- **Abstand der beiden Kameras voneinander**
- **Umrechnung für die Drahtkamera**
- **Abstand der Kamera zum Draht**

2. Tischspezifische Korrekturen

- (a) **Transversale Abweichungen**
- (b) **Durchbiegung der Brücke**
- (c) **Neigungsfehler**
- (d) **Z-Achsenform und Kamerafehlausrichtung**
- (e) **Longitudinale Abweichungen**

In den folgenden Abschnitten werden die Korrekturen im Einzelnen beschrieben. Hinter der jeweiligen Korrektur ist in Klammern angegeben, ob die Korrektur auf Draht- oder Diodenpositionsmessungen oder auf beide angewendet wird. Der Erfolg der gesamten Kalibration wird dann in Abschnitt 6.2.3.7 deutlich.

6.2.3.6.1 Messkopfspezifische Korrekturen Die nun folgenden Korrekturen an den Rohdaten führen zu einer ersten, aus verschiedenen einzelnen Messwerten zusammengefassten, gut reproduzierbaren Positionsmessung. Nach Anwendung dieser Korrekturen ergibt sich ein Koordinatensystem, das weder rechtwinklig, noch linear ist, aber die Grundlage für die abschließende tischspezifische Kalibration bildet.

- **Vergrößerungsfaktor der Diodenkamera (Diode)**

Sowohl die Diodenkamera als auch die Drahtkamera geben die Position des vermessenen Objektes zunächst in Pixeln an. Um eine Positionsangabe in Millimetern zu erhalten, muss die Vergrößerung der jeweiligen Kamera bekannt sein. Die Drahtkamera misst immer im gleichen Abstand zum Draht, so dass die Vergrößerung einen konstanten Wert hat. Währenddessen werden die im Tisch befindlichen Dioden aus verschiedenen Höhen vermessen, um bei der Messung nicht mit der jeweiligen Superlage zu kollidieren. Deshalb muss der Vergrößerungsfaktor der Diodenkamera bestimmt werden²⁵.

Um aus der Messung der Diodenkamera in Pixeln die tatsächliche Position in Millimetern zu errechnen, soll eine lineare Transformation bestimmt werden. Diese setzt sich aus einer Konstanten, sowie einer Rotation und einer Vergrößerung zusammen.

²⁵ Am Ende einer Messung ist das Bild der Diode zentriert in der Kamera zu sehen, so dass die Vergrößerung weniger wichtig ist, wenn das Zentrum des Leuchtflecks der Diode angepasst wird. Doch da die Diode im Allgemeinen zunächst an einer anderen Stelle im Kamerabild zu sehen ist, spielt die Vergrößerung eine Rolle.

Dazu fährt man mit der Diodenkamera eine der im Tisch eingelassenen Dioden an und führt ein entsprechendes Programm aus, das nun die LED-Position in Pixeln misst, während der Messkopf zu den Punkten eines 3D-Gitters über der Diode bewegt wird. Bei jeder Höhe findet das Programm die lineare Transformation, die jeweils die Kamerakoordinaten in Pixeln optimal auf die Heidenhain-Koordinaten der Kamera abbildet. Der Rotationswinkel und die Vergrößerung werden gegen die Höhe z aufgetragen und eine Gerade wird an den Vergrößerungsgraphen angepasst. Währenddessen ergibt sich, dass der Rotationswinkel annähernd konstant ist. Das heißt, dass die z -Achse nicht verdreht ist.

- **Abstand der beiden Kameras voneinander (Draht und Diode)**

Ein weiterer wichtiger Parameter für die Kalibration des Messkopfes ist der effektive Abstand der optischen Achsen der beiden Kameras für Dioden- bzw. Drahtpositionsmessungen. Zu diesem Zweck wird mit beiden Kameras dasselbe Objekt gemessen, und so der Abstand bestimmt. Hier hat sich ein kleines Loch in einer Platine als geeignet erwiesen. Zunächst misst man durch eine Referenzfahrt an einer im Tisch befindliche Diode die Tischhöhe und legt dann die Platine mit dem Loch über die Diode. Mit einem zu diesem Zweck entwickelten Programm vermisst man dann mit beiden Kameras das kleine Loch und erhält den Abstand, der zur späteren Korrektur von Messwerten abgespeichert wird.

- **Umrechnung für die Drahtkamera (Draht)**

Für die Drahtkamera muss der jeweils gemessene Positionswert in Pixel-Einheiten in Millimeter umgerechnet werden. Die Drahtkamera hat eine so geringe Tiefenschärfe, dass man nur einen Vergrößerungswert benötigt. Zu seiner Bestimmung wird die Drahtkamera über einem Draht positioniert, so dass er sich im Brennpunkt befindet. Dann wird die Kamera einige zehntel Millimeter bewegt und eine gerade Linie wird an den Heidenhain(mm)-gegen-Kamera(pixel)-Graphen angepasst, um den gewünschten Parameter zu messen. Diese Aufgabe wird ebenfalls von einem kleinen Unterprogramm ausgeführt.

- **Abstand der Kamera zum Draht (Draht)**

Um den Abstand des Messkopfes zum Draht im Fokus zu bestimmen, wird ein Stück Draht über eine im Tisch eingebaute Diode gespannt. Man positioniert die Kamera darüber und führt eine Referenzfahrt in z -Richtung durch. Dann sucht man den Draht mit der Kamera. Wenn der Draht im Blickfeld der Kamera ist, wird er mit einem kleinen Unterprogramm automatisch scharf gestellt. Dann ist der Abstand der Kamera vom Draht im Fokus:

$$z_{(\text{HHain}) \text{ im Fokus}} - z_{\text{bzgl. Tisch referenziert}} + 0,0275 \text{ mm}$$

wobei der Drahtradius gerade $0,0275 \text{ mm} = 27,5 \mu\text{m}$ beträgt²⁶. Der Parameter wird wie alle anderen zur späteren Korrektur der Messdaten gespeichert.

²⁶Korrektur auf den Mittelpunkt der Drahtes.

6.2.3.6.2 Tischspezifische Korrekturen Durch die in diesem Abschnitt beschriebenen Korrekturen werden sämtliche systematische Abweichungen der Messdaten aufgrund der (bezüglich der angestrebten Messgenauigkeit von wenigen Mikrometern) groben Form des Koordinatographen deutlich reduziert. Am Ende steht ein eindeutiges, in guter Näherung rechtwinkliges und in allen drei Raumrichtungen lineares Koordinatensystem. Die Wirksamkeit der Korrekturen wird in Abschnitt 6.2.3.7 aufgezeigt.

- **Transversale Abweichungen (Draht und Diode)**

Weder die Brücke des Koordinatographen (in y -Richtung) noch die x -Achse, auf der die Brücke fährt, sind ideal gerade. Dadurch kommt es, wenn man ein geradliniges Objekt misst, zu Abweichungen, das heißt, dass eine Gerade nicht als Gerade erscheint, sondern scheinbar verformt ist. Daher sollen diese Abweichungen durch Kalibration herauskorrigiert werden. Zusätzlich hat man es mit einer geringen Torsion (Neigung um y) der Brücke zu tun, die ebenfalls zu diesen Abweichungen beiträgt.

Die Abweichungen in x -Richtung hängen dabei von der Position in y -Richtung ab und umgekehrt. Daher nennt man sie auch „transversale Abweichungen“. Um sie zu messen, benutzt man ein Referenzlineal, bei dem es sich im Wesentlichen um eine Vorrichtung mit einem langen, gespannten Draht handelt. Man fährt mit dem Messkopf, genauer der Kamera, an diesem Draht in der einen Richtung (x oder y) entlang, um die jeweils andere Koordinate (y oder x) mit Hilfe des Drahtes zu vermessen. Wenn es keine transversalen Abweichungen gäbe, lägen die Messpunkte alle auf einer Geraden. In der Realität jedoch werden die Messpunkte eine geradenförmige Kurve bilden, an die man eine Gerade anpassen kann. Damit bestimmt man die Residuen, also die Abweichungen von der angepassten Geraden. Die Kurve der Residuen wird als Teil der Kalibrationsdateien gespeichert und zur Korrektur späterer Messdaten eingelesen.

Um nun auch noch den Anteil der Torsion der Brücke um die y -Richtung zu vermessen, wird eine zweite Messung des Referenzdrahtes aus einer anderen Höhe gemacht. Dazu wird die Vorrichtung mit dem Referenzdraht einfach mit präzisen, eisernen Quadern aufgebockt. Dann berechnet man die Differenz der Residuen aus der zweiten Messung und der Residuen aus der ersten. Diese wird ausschließlich durch die Torsion (Neigung um y) der Brücke verursacht. Die Korrelation zu den Neigungswerten wird gefunden, indem das entsprechende Programm zunächst eine Gerade an das Neigung-um- y -gegen- y -Diagramm anpasst und deren Residuen berechnet. Die lineare Komponente dieser Neigungsmessung würde nur linear zur x -gegen- y -Kurve beitragen. Da die Differenz der Residuen aus den beiden Höhen verwendet wird, hat dieser lineare Anteil keine Auswirkungen auf die Messmethode. Es werden nur die berechneten Residuen zur Beschreibung der Korrelation zwischen Neigung und Position benötigt. Schließlich wird ein Faktor (Hebelarm) gefunden, mit dem die y -Neigungs-Residuen-Kurve multipliziert wird, und man so die x -Residuen-Differenz-Kurve erhält. Um auszuprobieren, ob die Korrekturen funktionieren, führt man eine Messung des Referenzlineals mit aktivierten Korrekturen durch. Die Abweichungen von der angepassten Geraden sind, wenn diese Messungen korrekt durchgeführt wurden, stark unterdrückt.

Man beachte, dass diese Korrekturen nur sicherstellen, dass Geraden als solche erscheinen. Es wird kein Versuch unternommen, die Steigung in einem rechtwinkligen

Referenzsystem zu finden, da ein solches Referenzsystem zu diesem Zeitpunkt der Kalibration noch nicht etabliert werden kann. Stattdessen kann man aber aus der Messung der Tischdiodenpositionen, deren Koordinaten im tischeigenen rechtwinkligen Referenzsystem bekannt sind, eine geeignete lineare Koordinatentransformation (die Geraden in Geraden transformiert, aber nicht notwendigerweise rechtwinklig) zwischen den beiden Koordinatensystemen finden. Die zweijährige Erfahrung mit dem Tischsystem hat aber gezeigt, dass diese Transformation in sehr guter Näherung der Identität entspricht, so dass man darauf verzichten kann.

- **Durchbiegung der Brücke (Draht und Diode)**

Aufgrund der Durchbiegung der Brücke scheint der Montagetisch bei Messungen mit dem Höhentaster uneben zu sein. Dieser Effekt kommt hauptsächlich durch die Durchbiegung der Brücke des Koordinatographen und Unebenheiten der x-Achse zustande. Die tatsächlichen Unebenheiten des Tisches sind mit unter $20\mu m$ (Vgl. Abbildung 5.2) minimal und können vernachlässigt werden.

Um diese Korrekturen zu bestimmen, wird der Tisch mit dem Höhentaster vermessen. Mit vom Tisch eingedrücktem Höhentaster fährt man einmal die x- und einmal die y-Achse entlang. Die zweidimensionale Korrekturtabelle für den gesamten Tisch ergibt sich dann einfach aus der Summe der Abweichungen entlang der beiden Achsen. Dies gilt nur deshalb in guter Näherung, weil die Brücke zusätzlich versteift und sowohl die Brücke als auch die x-Achse von mechanischer Seite gut ausgerichtet wurden. Die gemessenen scheinbaren Höhenabweichungen werden gespeichert und später zur Korrektur der Messdaten wieder eingelesen.

- **Neigungsfehler (Draht und Diode)**

Dadurch dass die Kamera während einer Positionsmessung zum Lot geneigt ist, kommt es zu einem systematischen Messfehler. Die Neigung kommt etwa durch die Neigung der Bewegungsachse des Koordinatographen in z -Richtung zustande, deren Drehpunkt man zunächst nicht genau kennt. In Abbildung 6.27 ist der Effekt stark übertrieben für die Messung der x -Koordinate skizziert. Dargestellt sind die Brücke des Koordinatographen in Dunkelgrau, an dem die Bewegungsachse in z -Richtung mit dem Messkopf aufgehängt ist, und das Heidenhain-Messlineal, welches sich für die x -Richtung direkt am Montagetisch befindet. Die Kamera blickt aus einer Höhe z und unter einem Winkel φ_j ($j = y, x$) auf das zu messende Objekt, z.B. einen Draht. Der Index j steht für die Achse, um die die Kamera gedreht ist.

$l(z)$ ist der Abstand der Kamera vom Drehpunkt der Bewegungsachse des Koordinatographen in z -Richtung, wobei dieser Drehpunkt für die Messung der x - und der y -Koordinate jeweils unterschiedlich ist. Bei Messung der x -Koordinate wird er als Hebelarm l_x bezeichnet, bei Messung der y -Koordinate entsprechend als l_y . Der Abstand von diesem Drehpunkt zum Ort der Messung am Heidenhain-Lineal für die jeweilige Koordinate wird mit Z_i ($i = x, y$) bezeichnet. Z_y ist also auch wesentlich kleiner als $l(z)$, denn das Heidenhain-Lineal für die y -Koordinate befindet sich unmittelbar an der Brücke des Koordinatographen. Die Abweichung, auf die die Positionsmessung korrigiert werden muss, also der Neigungsfehler, um den es hier geht, ist die Strecke Δx in der Skizze.

Es gilt, dass der Winkel φ_j sehr klein verglichen mit den anderen Größen in der Skizze ist. φ_j liegt im Bereich $\pm 2,6$ mrad bzw. $\pm 0,15^\circ$, so dass Terme $\sim \varphi_j^2$ ver-

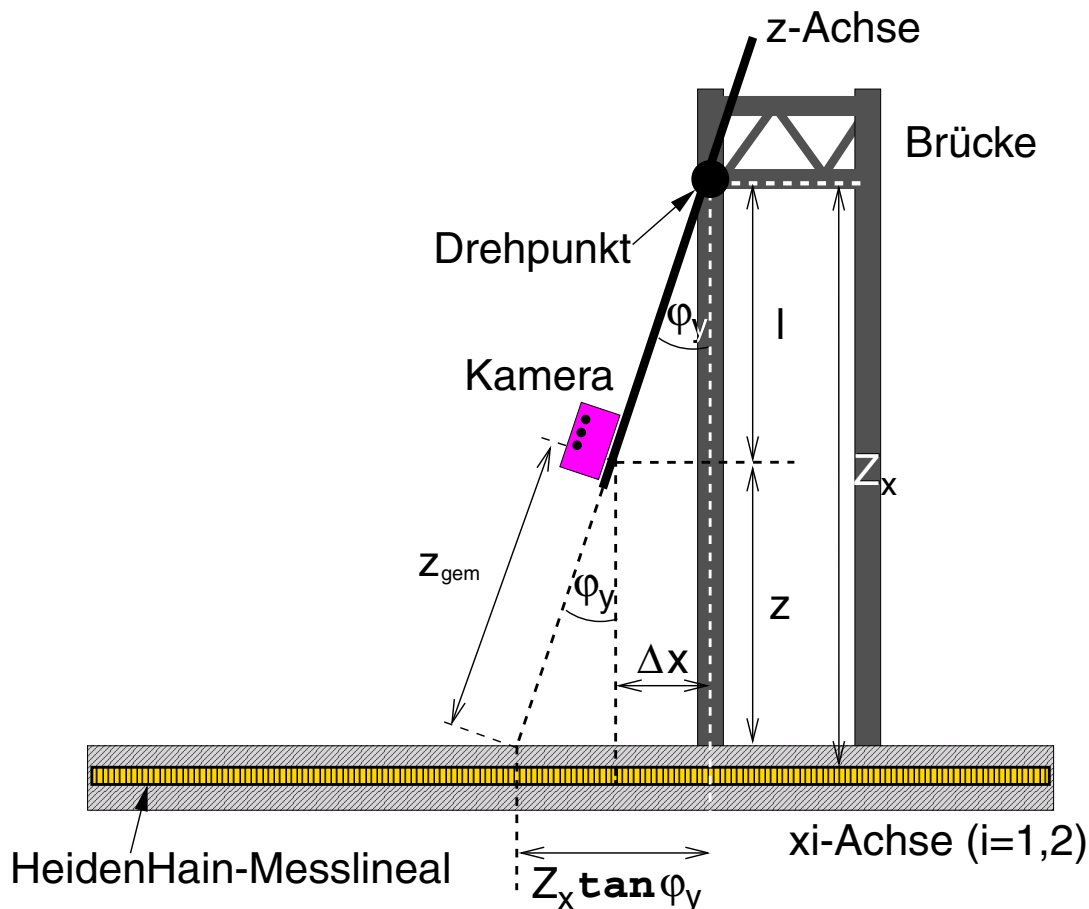


Abbildung 6.27: Skizze zur Entstehung des Neigungsfehlers (dargestellt für die Messung der x-Koordinate). Dieser kommt in dieser komplexeren Form zustande, da die Höhe der Kamera, die ihres Drehpunktes und die des Heidenhain-Messlineals nicht identisch sind [90].

nachlässigt werden können. Damit kann man $\tan \varphi_j \approx \varphi_j$ nähern. Der Effekt ist mit bloßem Auge nicht zu erkennen. Mit der Näherung gilt für die Abweichung Δx :

$$\begin{aligned} \Delta x &\approx l_i(z) \cdot \varphi_j \\ &= (a_i \cdot z + Z_i) \cdot \varphi_j \quad (i = x, y, j = y, x) \end{aligned} \quad (6.3)$$

$l_i(z)$ hat die Bedeutung eines Hebelarmes und die Konstante a_i kann experimentell etwas vom erwarteten Wert²⁷ ± 1 abweichen. Zusätzlich zu der beschriebenen Abweichung Δx ergibt sich durch die Neigung der Kamera auch eine Verschiebung des Drahtes im Kamerabild. Da der Abstand zwischen Draht und Kamera aber für alle Messungen gleich ist, lässt sich diese durch einen Term $C \cdot \varphi_j$ mit einer Konstanten C beschreiben. Bestimmt man den Hebelarm experimentell, so geht dieser Effekt in

²⁷Dadurch dass das jeweilige Heidenhain-Messlineal bei der Bewegungsachse des Koordinatographen in x -Richtung *unterhalb* und bei der in y -Richtung *oberhalb* des Bezugspunktes liegt, sind beide Werte (+1 und -1) möglich.

die Messung des Achsenabschnitts von $l_i(z)$ ein, also $Z_i^{gem} = Z_i + C$. Damit ergeben sich die Neigungskorrekturen mit $l_i(z) = a_i \cdot z + Z_i^{gem}$ ($i = x, y$) zu:

$$\begin{aligned}\Delta x_{\text{Neigung}}(\varphi_y, z) &= l_x(z) \cdot \varphi_y \\ \Delta y_{\text{Neigung}}(\varphi_x, z) &= l_y(z) \cdot \varphi_x\end{aligned}$$

Der Hebelarm wird experimentell mit Hilfe eines zweiten Referenzlineals bestimmt, auf dem 50 Drähte im Abstand von 42 mm mit höchster Genauigkeit von wenigen μm positioniert sind. Dazu stellt man das Lineal parallel zu der entsprechenden Achse auf und misst für alle Drähte ihre Position und Neigungswinkel. Wie bei der Vermessung einer Einzellage einer Myonkammer wird jeder Draht einzeln angefahren und vermessen. Man trägt die Abweichungen der Drahtpositionen von den Sollpositionen gegen den entsprechenden Neigungswinkel auf und passt eine Gerade an diese Daten an:

$$\Delta i(\varphi) = l_i(z) \cdot \varphi + \varphi_0 \quad (i = x, y)$$

So bestimmt man den Hebelarm $l_i(z)$ für die jeweilige Höhe z . Dann wird die Messung für verschiedene Höhen wiederholt, indem man passende Metallblöcke unter das Referenzlineal legt. Durch eine weitere Geradenanpassung an die Daten erhält man den Hebelarm in Abhängigkeit von der Höhe:

$$l_i(z) = a_i \cdot z + Z_i^{gem} \quad (i = x, y)$$

und bestimmt die Koeffizienten a_i und Z_i^{gem} . Typische Werte sind $a_x = 1.1045$ und $Z_x^{gem} = -462.2$ mm bzw. $a_y = -1.0560$ und $Z_y^{gem} = -24.5$ mm. Diese Werte variieren von Tisch zu Tisch ein wenig. Der Unterschied der Z_i^{gem} kommt durch die unterschiedliche Position der Heidenhain-Messlineale zustande.

• Z-Achsenform und Kamerafehlausrichtung (Diode)

Diese Korrekturen rühren daher, dass zum einen die z-Achse nicht ideal gerade ist (z-Achsenform) und zum anderen die optische Achse der Kamera mit ihrem Linsensystem nicht mit der z-Achse übereinstimmt. Der zweite Effekt spielt nur für Diodenmessungen eine Rolle, da diese aus verschiedenen Höhen durchgeführt werden. Er kann für Messungen mit der Drahtkamera außer Acht gelassen werden.

Beide Effekte werden zunächst nur für die Diodenkamera gemessen und korrigiert. Eine Korrektur des entsprechenden Effektes für die Drahtkamera ist dann mit dem „Abstand der beiden Kameras“ (Vgl. Abschnitt **Messkopfspezifische Korrekturen**) leicht zu berechnen.

Um nun die Form der z-Achse zu messen, misst man eine Untermenge der im Tisch eingelassenen Dioden mit der Diodenkamera. Jede gewählte Diode wird aus verschiedenen Höhen je 3 Mal gemessen, wobei jeder der drei Durchgänge ein wenig in x oder y versetzt stattfindet. Gemessen werden die Koordinaten der Diode sowie die vom Neigungssensor gelieferten Werte für die Neigungswinkel. Daraus lassen sich dann die Korrekturparameter ausrechnen.

Dazu werden zunächst die Neigungswerte entlang der z-Achse über alle Dioden gemittelt. Die sich so ergebende Neigungskurve wird dann als Konstante interpretiert, d.h. als eine durchschnittliche Neigung (prinzipiell die globale Neigung der z-Achse)

plus einer lokalen Abweichung wegen der Form der z-Achse. Diese lokalen Abweichungen werden gespeichert. Dann wird ein Scan durchgeführt, um den Hebelarm zu finden, der mit dieser lokalen Neigung verknüpft ist. Das Auswahlkriterium ist, dass die darauf korrigierten gemessenen Koordinaten so genau wie möglich auf einer geraden Linie liegen. Wenn diese Hebelarme gefunden sind (einer für die x-Neigung, einer für die y-Neigung), sieht man, dass die Geradenanpassungen an die x- oder y-Position-gegen-z-Diagramme in guter Näherung konstant sind. Diese Neigung ist der Winkel, der von der z-Bewegungsrichtung und der optischen Achse der Kamera gebildet wird.

- **Longitudinale Abweichungen (Draht und Diode)**

Die Angabe der Position in μm durch das Heidenhain-System bezieht sich zunächst nur auf die Ausleseelektronik an den Messstreifen. Bei den Ausmaßen des Koordinatographen wird klar, dass die Bewegungskurve, die die Halterung für Mess- bzw. Klebekopf vollzieht, auf der μm -Skala nicht linear sein kann. Es ist daher nötig, diese Unebenheiten und Ungenauigkeiten beim Anfahren einer Position genau zu vermessen. Am einfachsten tut man dies, indem man ein unabhängiges Objekt mit genau bekannten Ausmaßen vermisst. Verwendet wird dazu das Referenzlineal mit 50 präzise positionierten Drähten. Indem man dieses Lineal in x- bzw. y-Richtung vermisst, kann man die zugehörige Kalibrationskurve aufnehmen. Man misst die Abweichungen von der Sollposition in x-Richtung in Abhängigkeit von der x-Koordinate bzw. die von der Sollposition in y-Richtung in Abhängigkeit von der y-Koordinate. Daher spricht man von dieser Kalibrationsmessung als der Messung der „longitudinalen Abweichungen“ .

Bei der Kalibrationsmessung verschiebt man das Referenzlineal mehrfach um einige Zentimeter und wiederholt die Messung. Damit werden zum einen die meisten Positionen mehrfach vermessen und können gemittelt werden. Zum anderen erhält man die Kalibrationskurve für die gesamte Bewegungsachse. Durch die gemittelten Messwerte wird ein kubischer Spline gelegt. Dies ist eine Standardmethode, um eine möglichst glatte Kurve an die Daten anzupassen. Diese Kalibrationskurven werden abgespeichert und später zur Korrektur der Positionsdaten eingelesen. Für die x-Richtung, in der man zwei Bewegungsachsen hat, werden zwei Kalibrationskurven aufgenommen, jeweils in der Nähe jeder einzelnen Achse. Schließlich wird zwischen beiden Achsen linear interpoliert.

6.2.3.7 Anwendung der Korrekturen

In diesem Abschnitt soll die Anwendung der beschriebenen Korrekturen auf die Rohdaten zu den Drahtpositionen einer vermessenen Einzellage beschrieben werden. Als zu messende Lage wurde das bereits erwähnte Referenzlineal mit 50 Drähten entlang der für Theta-Lagen relevanten x-Koordinate an Tisch 4 benutzt.

Nachdem die Gesamtheit der Kalibrationsparameter für einen Tisch vorliegt, sind die einzelnen Korrekturen unabhängig voneinander, da die jeweilige Abweichung schlicht zu den Rohwerten addiert wird. Abbildung 6.28 zeigt in fünf einzelnen Diagrammen die Anwendung der für Drahtpositionsdaten relevanten Korrekturen. Im ersten Diagramm wird der Effekt aller Korrekturen gezeigt, indem die Verteilung der Messwerte ohne Korrekturen und die entsprechende Verteilung mit allen Korrekturen eingezeichnet sind. Die

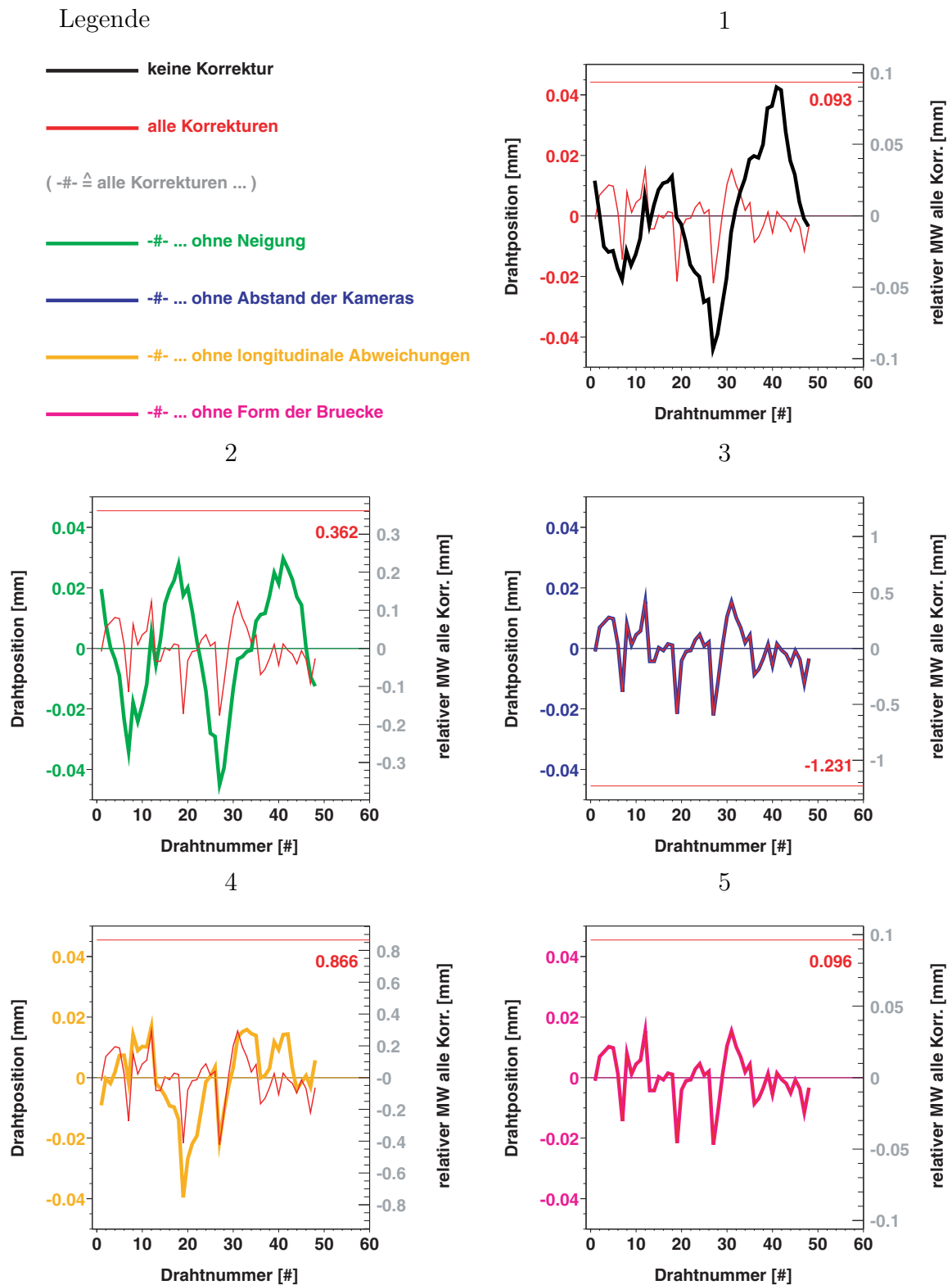


Abbildung 6.28: Anwendung der relevanten Kalibrationskorrekturen für eine Drahtpositionsmessung. Auf der rechten Skala ist jeweils eingetragen, wie sich der Mittelwert der Verteilung durch die Korrektur ändert.

übrigen vier Diagramme veranschaulichen jeweils dadurch die Wirkung einer einzelnen Korrektur, dass alle Korrekturen bis auf diese eine Korrektur angewandt wurden. Die Mittelwerte der sich ergebenden Verteilungen sind als null definiert, damit sich relative Änderungen besser erkennen lassen. In jedem Diagramm ist zusätzlich die relative Lage des Mittelwertes der vollständig korrigierten Verteilung als horizontale Linie eingezeichnet. Die dementsprechende Messskala ist am rechten Rand des Diagramms angegeben. Die rote Kurve zeigt jeweils die endgültige Verteilung im globalen Bezugssystem. Im Einzelnen lässt sich bei der Anwendung der Korrekturen feststellen:

1. **keine Korrektur** - Es sind nur die elementaren Umrechnungen, wie die Gewichtung der Messwerte der beiden Heidenhain-Lineale (x_1 und x_2) für die x -Koordinate, und erste messkopfspezifische Korrekturen angewandt. Die Messwerte zeigen eine starke Systematik einer Größenordnung von $\pm 40 \mu\text{m}$.
2. **Neigungskorrektur** - Der Mittelwert der Verteilung verschiebt sich um etwa $360 \mu\text{m}$. Für die einzelnen Messwerte ergeben sich deutliche Korrekturen, die einen großen Teil der beobachteten Systematik herauskorrigieren.
3. **Abstand der beiden Kameras** - Natürlicherweise führt diese Korrektur zu einer konstanten Verschiebung von etwa $1,2 \text{ mm}$.
4. **longitudinale Abweichungen** - Die eigentliche Charakteristik des Tischsystems wird herauskorrigiert. Die Korrektur führt zu einer konstanten Verschiebung aller Positionswerte um etwa $0,9 \text{ mm}$. Zusammen mit der Neigungskorrektur entfernt diese Korrektur die relative Systematik innerhalb der Verteilung.
5. **Form der Brücke** - Da der Koordinatograph bei einer Messung entlang der x -Achse senkrecht zur Brücke bewegt wird, ergibt sich nur ein konstanter Absatz auf die ganze Verteilung. Dieser beträgt etwa $0,1 \text{ mm}$. Die Form der x -Achse führt zu einer Korrektur in y -Richtung und hat für die x -Koordinaten keine Auswirkungen.

Insgesamt wurde die Streuung der Messwerte für die x -Koordinate durch die Korrekturen von $\pm 40 \mu\text{m}$ auf $\pm 20 \mu\text{m}$, das heißt um 50% , verbessert. Eine entsprechende Analyse für Messungen entlang der y -Achse zeigt eine Verbesserung von etwa $\pm 60 \mu\text{m}$ auf $\pm 40 \mu\text{m}$. Die verbleibende Streuung der Messwerte ist hauptsächlich auf die Toleranzen des Referenzlineals und statistische Effekte zurückzuführen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass innerhalb eines Zeitraumes von mehreren Stunden eine Reproduzierbarkeit im globalen Bezugssystem von etwa $5 \mu\text{m}$ erreicht wird. Dabei ist das globale Bezugssystem durch das *kalibrierte* Messsystem aus Montagetisch, Koordinatograph und Heidenhain-Linealen gegeben. Diese Reproduzierbarkeit wurde anhand von Dauermessungen an den fest am Tisch montierten Referenzdrähten (RW) bestimmt (Vergleiche Abschnitt 6.2.3.5.2). Zusätzlich wurden aber zeitabhängige Effekte festgestellt, die tagesabhängig zu einer Verschiebung des Nullpunktes des kalibrierten Messsystems führen. Die relative Messgenauigkeit des Messsystems bleibt von diesen Verschiebungen unbeeinflusst, was durch regelmäßige Kontrollmessungen an dem Referenzlineal überprüft wurde. Aufgrund der zeitabhängigen Effekte, deren Ursache noch nicht geklärt werden konnte, benötigt man ein gutes Referenzsystem, von dem die schließlich erreichte absolute Messgenauigkeit abhängt. Mit dem System aus Referenzdrähten wird eine absolute Genauigkeit von etwa $50 \mu\text{m}$ erreicht. Dies reicht aus, um die Qualität der Myonkammern im Hinblick auf die Drahtposition zu überprüfen.

6.2.4 Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Drahtpositionsmessungen an den ersten 87 in Aachen produzierten Superlagen vorgestellt. Dabei wurden verschiedene Effekte, welche die Positionsdaten betreffen, festgestellt und größtenteils verstanden.

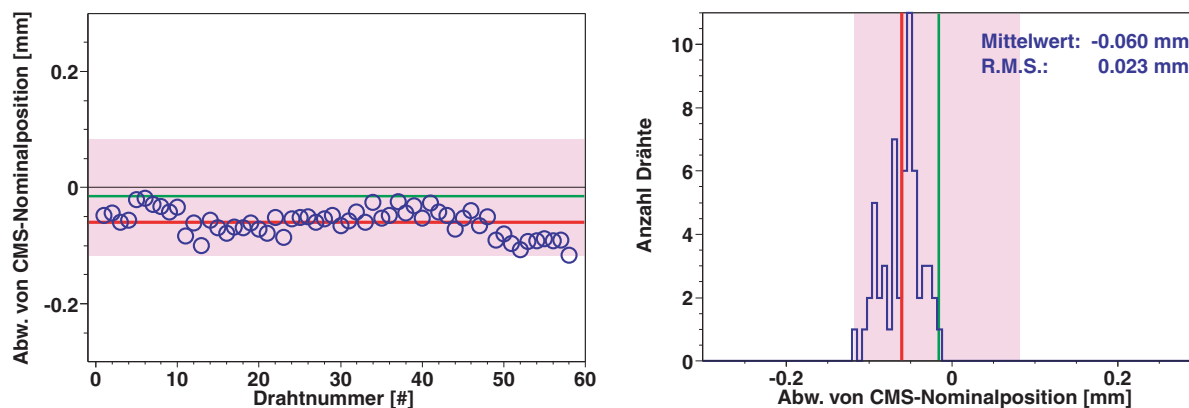


Abbildung 6.29: Für eine Seite einer typischen Einzellage einer Aachener Myonkammer ist links die Abweichung von der Nominalposition im CMS-Bezugssystem gegen die Drahtnummer aufgetragen. Rechts ist das zugehörige Histogramm zu sehen. Die rote Linie gibt jeweils den Mittelwert der Verteilung an.

Nachdem, wie in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben, die Messwerte zur Drahtpositionsbestimmung aufgenommen, kalibriert und in das endgültige Bezugssystem transformiert wurden, ergibt sich für jede der vier Einzellagen einer Superlage die festgestellte Abweichung von der Nominalposition im CMS-System. Das Ergebnis der Datenanalyse einer typischen Einzellage einer Aachener Myonkammer in Bezug auf die Drahtpositionen ist in Abbildung 6.29 zu sehen. Links sieht man die Verteilung der Abweichung von der Nominalposition über die Drahtnummer. An der Tatsache, dass die mittlere Streuung der Einzelmessung typischerweise nur 0,03 mm beträgt, wird deutlich, wie genau der nominelle Abstand der Drahtpositionen und damit auch der Driftzellen eingehalten wird. Damit werden hohe Anforderungen an die mechanische Genauigkeit erfüllt.

Wie man im zugehörigen Histogramm rechts in Abbildung 6.29 erkennt, folgen die Messwerte in guter Näherung einer Gaußverteilung. Dies bestätigt zum einen die gleichbleibende Qualität der Driftzellen bezüglich der Drahtposition innerhalb einer Einzellage, zum anderen die Funktionstüchtigkeit des Messsystems vor allem in Bezug auf eine erfolgreiche Kalibration. Es wurde beobachtet, dass der Mittelwert der Verteilung mehrere hundertstel Millimeter vom Nominalwert abweichen kann. Diese Abweichung ist auf systematische Effekte zurückzuführen, die sich mit der Zeit ändern. Solange die Ursache für solche Effekte nicht verstanden ist, können sie nicht vom Kalibrationssystem erfasst werden. Glücklicherweise bleiben die meisten dieser Effekte über den Zeitraum der Produktion einer Superlage konstant, so dass der Operateur dennoch beurteilen kann, ob eine tatsächliche Verschiebung der Drahtpositionen und damit unter Umständen der anderen Komponenten der Superlage vorliegt oder nicht. Die meisten dieser scheinbaren Verschiebungen rechnen sich zwanglos durch die Referenzierung mit den Referenzdrähten (RW) und den Eckklotzdrähten (CBW) heraus, doch kann diese Referenzierung erst nach

der Produktion der vierten und letzten Einzellage erfolgen. Dies kann zu Schwierigkeiten bei der Einhaltung der Qualitätsnormen führen. In einem solchen Fall läge die gesamte Drahtlage im Vergleich zu den anderen Drahtlagen der Superlage unter Umständen nicht an der richtigen Position, wodurch die Superlage selbst nicht richtig ausgerichtet wäre.

Entscheidend für die spätere Verwendung der Drahtposition innerhalb des CMS-Ausrichtungssystems im laufenden Betrieb des Detektors ist die Position der Drähte relativ zum Mittelwert der Drahtposition einer gesamten Superlage. Dieser Mittelwert ist einfach ein zusätzlicher Parameter für das Ausrichtungssystem, der angibt, wie genau die Referenzkante der Superlage zu den einzelnen Drahtlagen positioniert ist. Dabei ist zwar die Kenntnis des Parameters wichtig, doch ist dieser keiner bestimmten Qualitätsnorm unterworfen. Die Positionen der Drähte dürfen relativ zu diesem Mittelwert der Superlage nicht mehr als $100 \mu\text{m}$ von der Nominalposition abweichen. Um dies zu überprüfen, ist im Beispiel in Abbildung 6.29 der Mittelwert der Superlage als grüne Linie eingezeichnet. Der aus Sicht der Qualitätssicherung erlaubte Bereich für die Drahtposition von $\pm 100 \mu\text{m}$ um diesen Mittelwert ist rosafarben gekennzeichnet. Wie man sieht, fällt insgesamt die absolute Streuung der Messwerte in der Regel in diesen Bereich.

Zusätzlich zu jeder Positionsmessung wird auch die aktuelle Temperatur im Tisch registriert. Da sich sowohl die Zellen der Driftkammer als auch das gesamte Messsystem in Abhängigkeit von der Temperatur ausdehnen, wird auch eine Abhängigkeit der Drahtposition von der Temperatur erwartet. Tatsächlich ergibt sich eine Korrelation bei der Auftragung des mittleren Drahtabstandes gegen die im Tisch gemessene Temperatur. Diese ist in Abbildung 6.30 gezeigt. Die Ausgleichsgeraden ergeben sich durch einen χ^2 -Fit zu

- $x = (5,01 \pm 0,35) \cdot 10^{-4} \frac{\text{mm}}{^\circ\text{C}} \cdot (T[^\circ\text{C}] - 17,5) + (41,990000 + (0,008943 \pm 0,000093)) \text{ mm}$
(Vorderseite - blau)
- $x = (5,92 \pm 0,54) \cdot 10^{-4} \frac{\text{mm}}{^\circ\text{C}} \cdot (T[^\circ\text{C}] - 17,5) + (41,990000 + (0,00845 \pm 0,00015)) \text{ mm}$
(Rückseite - grün).

Für dieses Ergebnis ergibt sich eine aufschlussreiche Erklärung:

Der Vergleich der Mittelwerte aus den beiden Gleichungen mit der thermischen Ausdehnungsformel $l = l_0 \cdot (1 + \alpha \cdot T[^\circ\text{K}])$ (bzw. $\frac{\Delta l}{l_0} = \alpha \cdot \Delta T$) liefert für den linearen Ausdehnungskoeffizienten α das Ergebnis $(13,1 \pm 1,2) \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$. Insgesamt spielen bei der hier vorliegenden Temperaturabhängigkeit zwei Haupteffekte eine Rolle. Zum einen dehnt sich die Myonkammer selbst, welche zum größten Teil aus Aluminium ($\alpha_{\text{Aluminium}} = 23,1 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$) besteht, mit der Temperatur aus. Zum anderen ziehen sich die Driftzellen *scheinbar* zusammen, da sich das Messsystem in Abhängigkeit von der Temperatur ausdehnt. Der Ausdehnungskoeffizient des Messsystems ist, wie der der Heidenhain-Messlineale, im Wesentlichen gleich dem von Eisen ($\alpha_{\text{Eisen}} = 12,0 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$) bzw. Guss-eisen. Durch die Ausdehnung des Maßstabs erscheint ein gemessenes Objekt kürzer, als es eigentlich ist, so dass beide Temperatureffekte entgegengesetzt wirken. Man erwartet also

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{gesamt}} &= \alpha_{\text{Aluminium}} - \alpha_{\text{Eisen}} \\ &= (23,1 - 12,0) \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1} \\ &= 11,1 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}, \end{aligned}$$

was gut mit dem gemessenen Wert übereinstimmt.

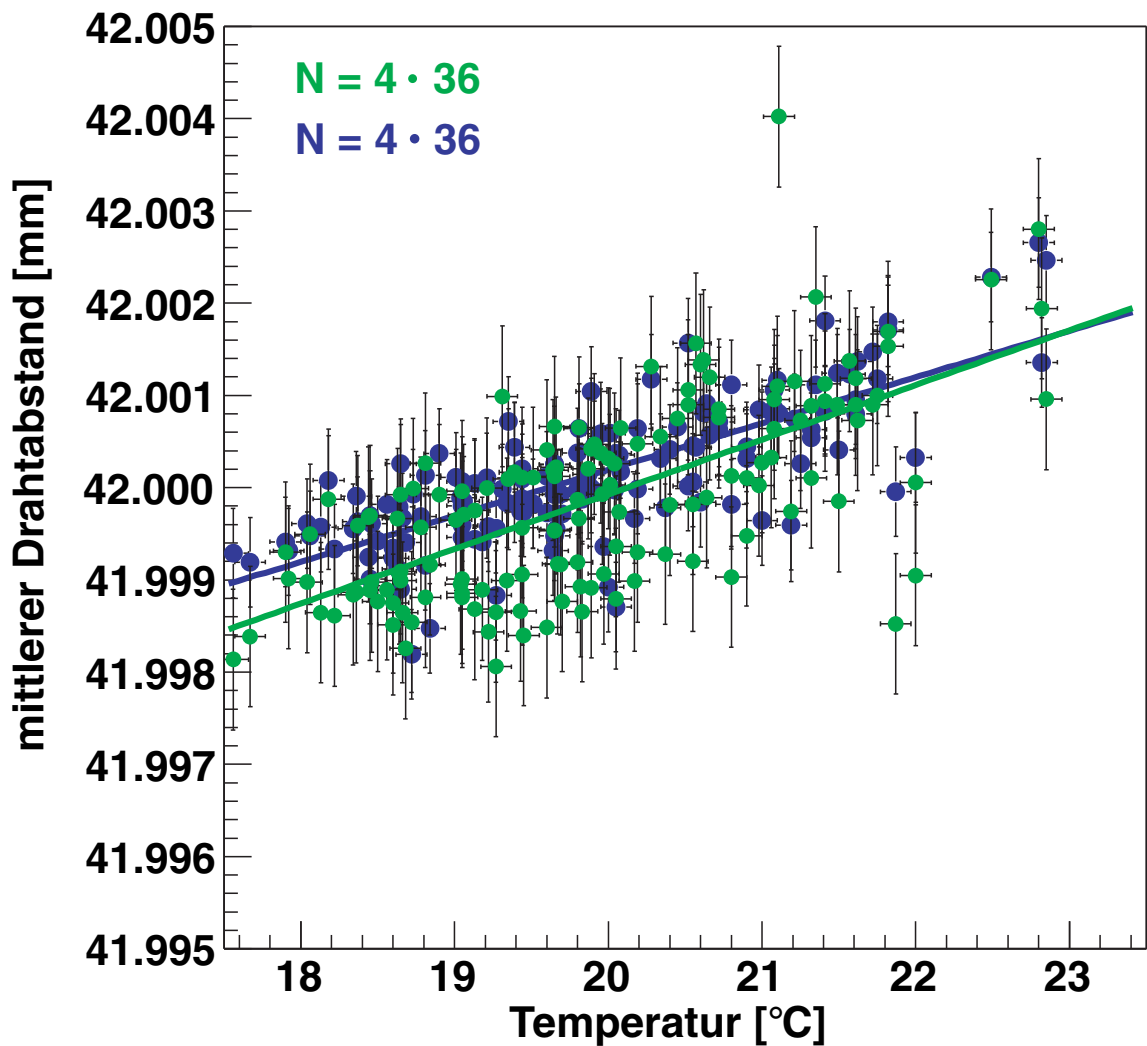


Abbildung 6.30: Für 36 Superlagen aus je 4 Einzellagen ist der über die Drähte einer Einzellage gemittelte, gemessene Drahtabstand gegen die Temperatur im Tisch zur Zeit der Messung aufgetragen. Es ist sowohl für die Vorderseiten (blau) als auch für die Rückseiten (grün) eine deutliche Korrelation in ähnlicher Größe zu sehen.

Seit Beginn der Produktion Ende April 2001 bis Anfang Juni 2003 wurden in Aachen 87 Superlagen produziert, vermessen und getestet. Dabei werden die Superlagen der Reihe nach durchnummeriert. Aufgrund eines Unfalls bei Gasdichtigkeitstests wurde die fertig produzierte Superlage 7 unbrauchbar und deshalb aus der Produktion genommen. Die verbleibenden 86 Superlagen wurden im Rahmen dieser Arbeit im Hinblick auf die Position der Signaldrähte analysiert.

In den Diagrammen in Abbildung 6.31 und 6.32 sind die Abweichungen der Mittelwerte der Drahtposition von der Nominalposition jeder der untersuchten Superlagen gegen die Superlage aufgetragen. Die Werte streuen in einem Bereich von $\pm 200 \mu\text{m}$. Da die Position der Eckklotzhalterungen mit den zur Referenz verwendeten Drähten (CBW) auf dem Tisch von mechanischer Seite auf wenige hundertstel Millimeter genau eingehalten wird, zeigt die Streuung der besagten Mittelwerte, dass sich die Position der Referenzkante relativ zur jeweiligen Superlage ändert. Die Position der Referenzkante relativ zur Superlage muss zwar bekannt sein, doch ist die beobachtete Streuung dieser Größe unkritisch.

Am Anfang der Produktionsphase war die Entwicklung der Messapparaturen und Programme zur Drahtpositionsbestimmung sowie die endgültige Kalibration der Tische noch nicht abgeschlossen. Daher gestaltet sich die Analyse der in diesem Zeitraum aufgenommenen Daten als schwierig. Wie in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben, war bis zur Produktion von Superlage 39 kein verwendbares Referenzsystem vorhanden. Aus diesem Grund und aus Zeitgründen wurden die Superlagen 1 bis 50 innerhalb des globalen Bezugssystems und nur mit Hilfe der Eckklotzmessungen referenziert.

Bei der Vermessung einiger weniger Superlagen bzw. Einzellagen traten Probleme in Form von Fehlfunktionen einzelner Komponenten des Messsystems auf. Dabei ist für die Referenzierung vor allem eine Fehlmessung der Eckklotzdrähte störend. Da die Positionen dieser Drähte auch im globalen Bezugssystem sehr gut reproduzierbar sind, ist es legitim, in Fällen, in denen keine verwertbare Messung der Eckklötze vorliegt, die entsprechende Messung des Eckklotzes aus der Produktion einer unmittelbar vorhergehenden oder nachfolgenden Superlage zu verwenden. Tabelle 6.1 zeigt die aufgetretenen Schwierigkeiten für den behandelten Produktionszeitraum mit der jeweils angewandten Vorgehensweise.

Die Ergebnisse der Drahtpositionsanalyse sind in den Abbildungen 6.33 (für Phi-Superlagen) und 6.34 (für Theta-Superlagen) zu sehen. Rechts von der eingezeichneten hellblauen Linie beginnt der Zeitraum, in dem mit den auf dem Tisch fixierten Referenzdrähten (RW) ein verlässliches Bezugssystem vorlag und verwendet wurde. In jedem der vier Diagramme sind die über die Drähte der jeweiligen Einzellage gemittelten Abweichungen von der Nominalposition im CMS-Bezugssystem gegen die Superlagennummer eingezeichnet, wobei von dieser Abweichung der Mittelwert der Drahtpositionen der jeweiligen Superlage abgezogen wurde. Die gemessenen Mittelwerte der vier Einzellagen einer jeweiligen Superlage sind farbig markiert: Lage 1 - rot; Lage 2 - grün; Lage 3 - blau; Lage 4 - gelb. Die Fehlerbalken geben die mittlere Streuung der Einzelmessungen zum dargestellten Mittelwert an²⁸. Zusätzlich ist der aus Sicht der Qualitätssicherung zulässige Bereich von Abweichungen bis $\pm 100 \mu\text{m}$ zum Mittelwert der jeweiligen Superlage rosa-farben dargestellt.

Aufgrund eines falschen Verständnisses der richtigen Referenzierung während der Produktion der Einzellagen untereinander, kam es zu einer geringen, irrtümlichen Drehung einer ursprünglich richtig auf dem Tisch positionierten Lage 1. Die mittlere Drahtposition

²⁸Die Messung zur Rückseite von Superlage Phi-Invertiert 18 Lage 4 ist mit ihrem Mittelwert von 0,761 mm nicht eingezeichnet.

SL	Typ	Lage	Vorder-/ Rück seite	Problem	Vorgehen
1	Phi	2	V+R	Messung fehlt.	÷
18	PhiInv	4	R	Tatsächliche Abweichung der Drahtpositionen um etwa -0,7 mm.	÷
33	Phi	1-4	R	Eckklotzmessung aufgrund falsch gemessener Kamera-Koordinaten nicht brauchbar.	Eckklotzmessung durch Daten von SL 36 ersetzt.
43	Phi	1-4	V+R	Eckklotz(EK)-Neigungsmessung und Neigungswerte der Lagendraht- Messungen von Lage 4 fehlerhaft.	Neigungswert von EK SL 42 eingesetzt. Über alle Einzellagen gemittelte Neigungs- werte eingesetzt.
47	Theta	1-4	V+R	EK-Messungen nicht in Ordnung (Die Bewegung des Koord. wurde während der Messung durch herausstehende Schraube gestört.)	EK-Messung von SL 50 eingesetzt.
53	Theta	1-4	R	EK-Messung aufgrund falsch gemessener Kamera-Koordinaten fehlerhaft.	EK-Kamerakoord.- Messung von SL 50 eingesetzt.
59	Theta	1	R	Tatsächliche Abweichung der Drahtposition.	÷
68	Theta	1-4	V	EK-Messung aufgrund falsch gemessener Kamera-Koordinaten fehlerhaft.	EK-Kamerakoord.- Messung von SL 71 eingesetzt.

Tabelle 6.1: In der Analyse der Drahtpositionsdaten der Superlagen 1 bis 87 wurden diese Probleme an den Messungen festgestellt und soweit möglich behoben.

der Superlage 61 Phi Rückseite Lage 1 weicht deshalb um etwa 200 μm von der Nominalposition ab. Superlage 59 Theta Rückseite Lage 1 zeigt aus dem gleichen Grund im Vergleich zu den Lagen 2-4 eine Verschiebung um etwa 150 μm . Von diesen Abweichungen abgesehen erfüllen die Drahtpositionen seit Einführung des funktionierenden Referenzsystems aus den vier Referenzdrähten (RW) klar die Anforderungen der Qualitätssicherung einer Abweichung von maximal $\pm 100 \mu\text{m}$ vom Mittelwert der jeweiligen Superlage.

Wie die Verteilungen weiterhin zeigen, ist die Streuung der mittleren Abweichungen von der Nominalposition seit Einführung des Referenzsystems mit den vier auf dem Tisch passgenau fixierten Referenzdrähten deutlich geringer geworden. In dem davor liegenden Zeitraum wird die Genauigkeit des Messsystems im Wesentlichen durch die erreichte Genauigkeit im globalen Bezugssystem bestimmt. Diese ist aufgrund temporär variierender systematischer Effekte im Bereich von zehntel Millimetern begrenzt. Durch die Messung der Eckklotzdrähte (CBW) allein ist zum einen keine vollständige Referenzierung gegeben, und zum anderen werden damit nicht alle diese temporären Effekte korrigiert.

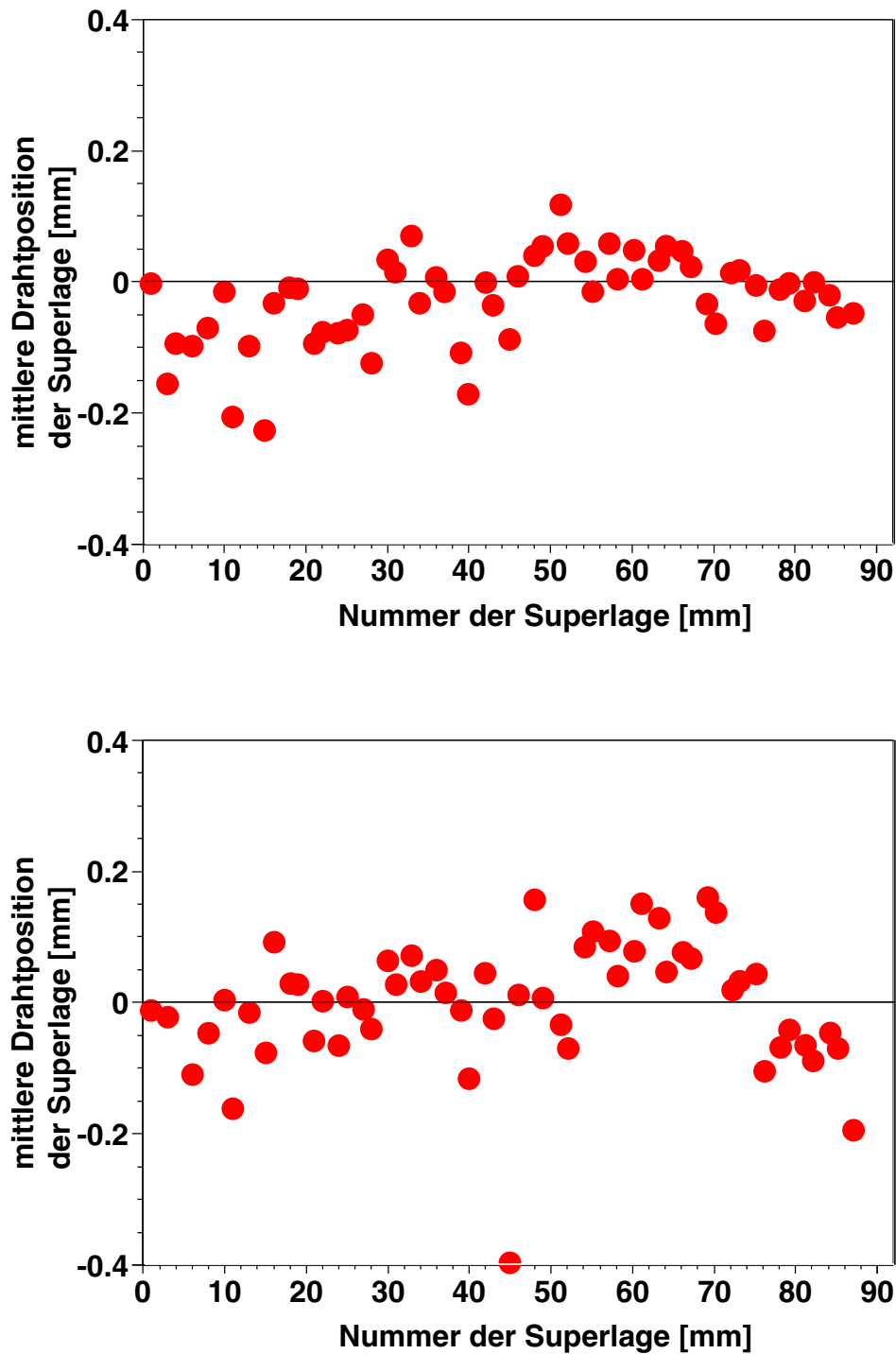


Abbildung 6.31: In den beiden Diagrammen ist die über die Drähte der gesamten Superlage gemittelte Abweichung von der Nominalposition im CMS-Bezugssystem gegen die Superlagennummer für alle **Phi-Lagen** aus den ersten 86 Superlagen aufgetragen. Oben sind die Messungen an der Vorderseite, unten an der Rückseite der Einzellagen gezeigt.

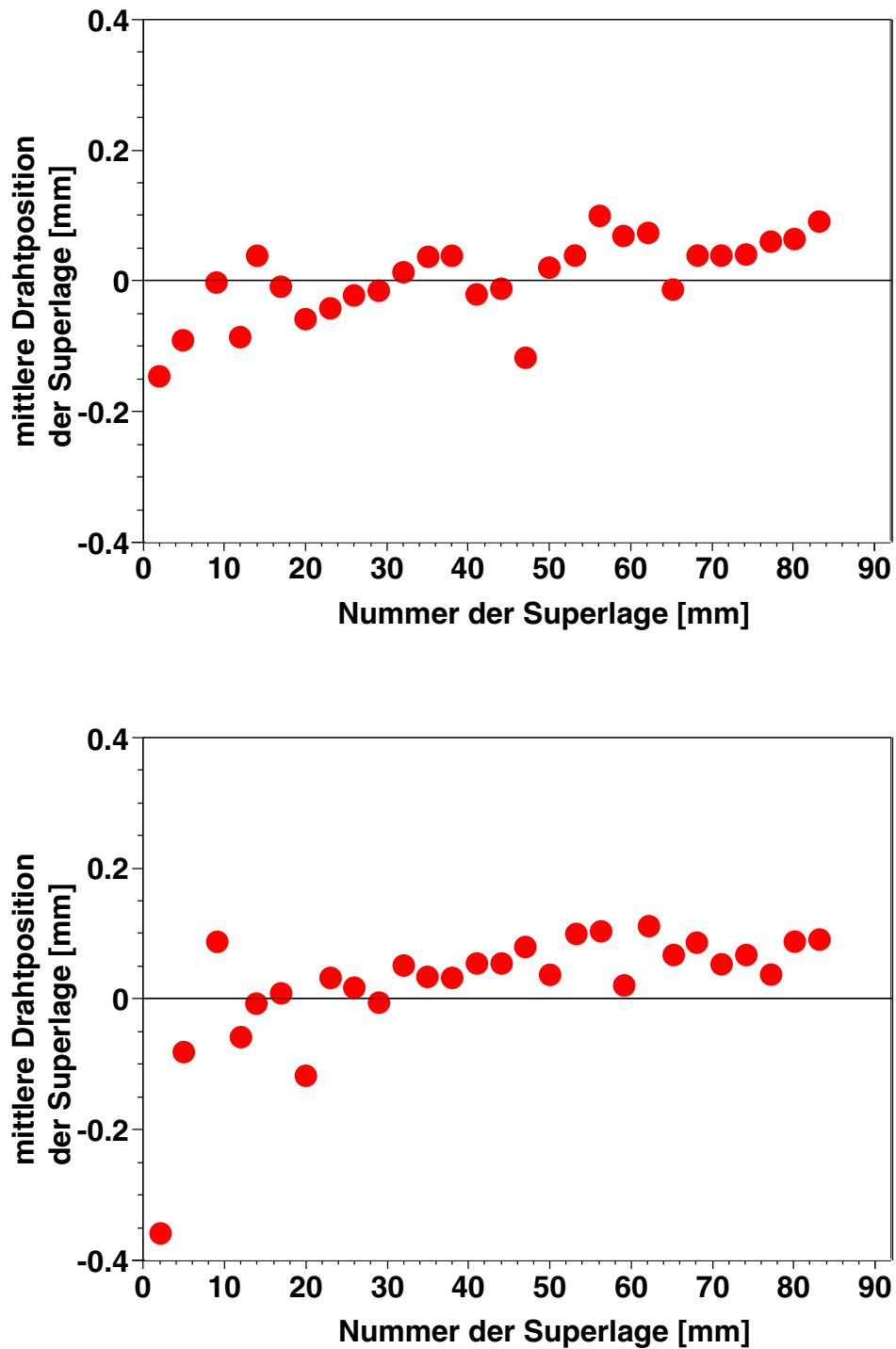


Abbildung 6.32: Analog zu Abbildung 6.31 ist die gemittelte Abweichung von der Nominalposition im CMS-Bezugssystem gegen die Superlagennummer für alle **Theta-Lagen** aus den ersten 86 Superlagen dargestellt. Die Messungen an der Vorderseite sind wiederum oben, die an der Rückseite der jeweiligen Superlage unten gezeigt.

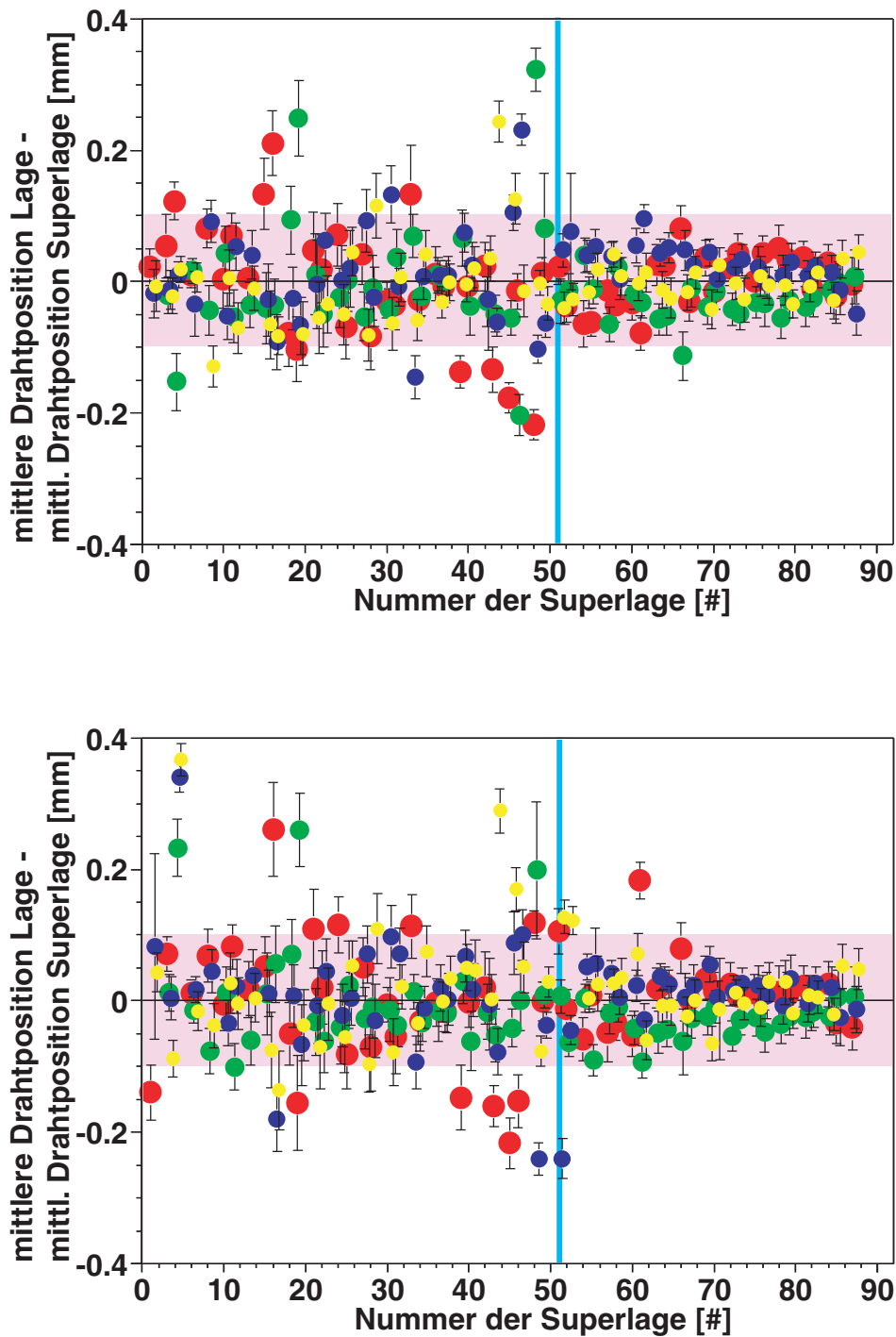


Abbildung 6.33: In den beiden Diagrammen ist die über die Drähte der jeweiligen Einzellage gemittelte Abweichung von der Nominalposition im CMS-Bezugssystem abzüglich der über die jeweilige Superlage gemittelten Position in diesem Bezugssystem gegen die Superlagennummer für alle **Phi-Lagen** aus den ersten 86 Superlagen aufgetragen. Oben sind die Messungen an der Vorderseite, unten an der Rückseite der Einzellagen gezeigt. Rot: Lage 1, Grün: Lage 2, Blau: Lage 3, Gelb: Lage 4.

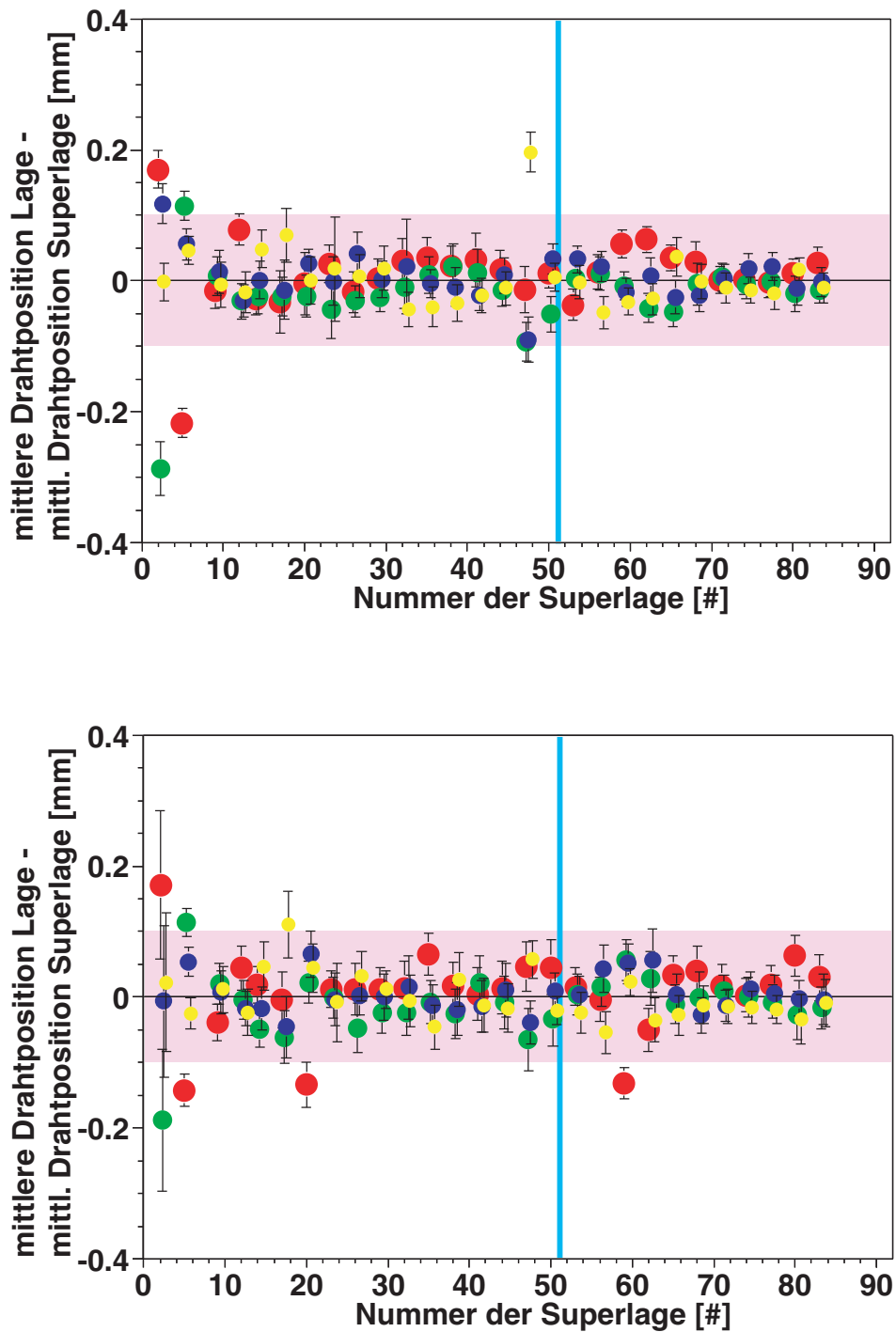


Abbildung 6.34: Analog zu Abbildung 6.33 ist die gemittelte Abweichung von der Nominalposition im CMS-Bezugssystem abzüglich der über die jeweilige Superlage gemittelten Position in diesem Bezugssystem gegen die Superlagennummer für alle **Theta-Lagen** aus den ersten 86 Superlagen dargestellt. Die Messungen an der Vorderseite sind wiederum oben, die an der Rückseite der jeweiligen Einzellage unten gezeigt. Rot: Lage 1, Grün: Lage 2, Blau: Lage 3, Gelb: Lage 4.

Der Zusammenhang gilt vor allem für die auf Tisch 1 produzierten Phi-Lagen. Die mechanische Feinjustierung und Kontrolle der y-Achse des Koordinatographen, die für die ϕ -Lagen relevant ist, ist wegen der anderen Geometrie schwieriger als die der x-Achse (Vgl. Abschnitt 6.2.3.5.2). Allgemein sind Bewegungen und damit Messungen bezüglich des Montagetisches entlang der x-Achse präziser als entlang der y-Achse. Die in x-Richtung vermessenen Theta-Superlagen zeigen eine wesentlich geringere Streuung als die in y-Richtung vermessenen Phi-Lagen (Vgl. Abbildung 6.34 mit 6.33).

Bezüglich der größeren Abweichungen von den Nominalpositionen in der Zeit vor Einführung des funktionierenden Referenzsystems (RW) kann im Nachhinein nicht eindeutig bestimmt werden, ob diese Abweichungen auf die fehlende Referenzierung und damit auf Messfehler zurückzuführen sind, oder ob es sich um tatsächliche Positionierungsfehler und damit schlecht ausgerichtete Superlagen handelt. In wenigen Fällen wurde durch Vergleich mit den Ergebnissen aus der Analyse der Daten von kosmischen Myonen (Vgl. Abschnitt 6.5) festgestellt, dass es sich tatsächlich um fehlerhaft geklebte Superlagen handelt. Insgesamt erfüllen aber auch die vor Einführung des RW-Referenzsystems produzierten Superlagen die Qualitätsnorm von $\pm 100 \mu\text{m}$.

Die Analyse der Messwerte hat gezeigt, dass die Qualitätsnorm von $\pm 100 \mu\text{m}$ erreicht wird. Die Genauigkeit bei der Produktion der Kammern konnte dank der stetigen Kontrolle der Drahtposition verbessert werden und viele störende Effekte, sowie kleinere Fehler im Produktionsprozess konnten aufgedeckt und beseitigt werden. Das Messsystem zur Bestimmung der absoluten Drahtposition wird heute erfolgreich zur Qualitätssicherung eingesetzt.

6.3 Hochspannung

Da die CMS-Driftzelle bei Hochspannung betrieben wird, ist es nötig, die Hochspannungsfestigkeit zu testen. Endgültige Sicherheit gibt der Test allerdings nur, wenn auch im endgültigen Füllgas getestet wird. Grundsätzlich ist zu erwarten, dass zu Beginn der Hochspannungstests noch mehr Verschmutzungen in den Driftkammern vorhanden sind, und diese zum Teil beim Anlegen von Hochspannung durch das kurzzeitige Auftreten von Überschlügen entfernt werden. Dadurch halten die Kammern die angelegte Hochspannung mit der Zeit immer besser, je länger man Hochspannung anlegt. Diesen Vorgang nennt man „trainieren“.

Auftretende Kriechströme können durch das Training verringert werden. Die so behandelte Kammer gilt als hochspannungsfest, wenn die Restströme in endgültigen Kammergas unter 50 nA pro Hochspannungskanal²⁹ betragen [91]. Beispielsweise muss der Reststrom pro Drahtkanal damit kleiner sein als die Messgenauigkeit des verwendeten Gerätes von 10 nA. Der Reststrom ist empfindlich abhängig von der Betriebsdauer der Hochspannung und von der Feuchtigkeit des Gases.

Um die Kammern mit Hochspannung testen zu können, sind in Aachen Elektronik und Software zu deren Steuerung entwickelt worden, die den systematischen Test mit Hochspannung erlauben. Von den ersten 87 Kammern, die in Aachen mit Hochspannung getestet wurden, bestanden alle nach dem Training bzw. nach Reparaturen an der Hochspannungselektronik die Kriterien der Qualitätskontrolle bzgl. der Hochspannung [53].

6.4 Gasdichtigkeit

Im CMS-Detektor werden die Myonkammern in einem geschlossenen Gaskreislauf fortwährend von $ArCO_2$ (85%/15%) durchflossen. Dabei ist es wichtig, dass die Kammern kein Gas verlieren, da es sonst zu Verunreinigungen durch Sauerstoff kommen würde. Dieser Sauerstoff kann freie Elektronen abfangen, wodurch die durch Teilchenspuren erzeugten Elektronen nicht mehr zum Anodendraht gelangen können. Er verändert außerdem die Driftzeit der Elektronen, z.B. bei einer Verunreinigung von 1000 ppm um etwa 10 Nanosekunden. Die Verunreinigung mit Sauerstoff muss deshalb unter 500 ppm liegen [45].

Um nun die Gasdichtigkeit zu überprüfen wird die Superlage einem geringen Überdruck von 20-50 mbar ausgesetzt, währenddessen man den Druckabfall über einen Zeitraum von einigen Stunden misst. Der Druckabfall verhält sich näherungsweise exponentiell. Man gibt daher als Maß für die Dichtigkeit die Zeitkonstante τ an, die sich nach folgender Formel berechnen lässt:

$$\tau = \frac{t_i - t_0}{\ln \frac{P_0}{P_i}} \quad (6.4)$$

Hierbei sind P_0 und P_i zum Außenluftdruck relative Drücke. Der Anfangsdruck zur Zeit t_0 ist P_0 , der Druck nach der Zeitdifferenz $\delta t = t_0 - t_i$ ist P_i . In Abbildung 6.35 sind die gemessenen Zeitkonstanten für die ersten 39 produzierten Superlagen aufgeführt. Die Superlagen erfüllen die Anforderung $\tau \geq 140$ min größtenteils recht deutlich. Alle Messungen wurden mit jeweils einem HV- und einem FE-Deckel³⁰ gemacht [92].

²⁹Ein Hochspannungskanal enthält mehrere Draht-, Streifen- bzw. Kathodenkanäle (8, 16 bzw. 16).

³⁰HV - engl. **H**igh **V**oltage, bezeichnet die Seite, an der Hochspannung angelegt wird. FE - engl. **F**ront **E**nd, bezeichnet die Seite, die mit Auslese-Elektronik bestückt ist.

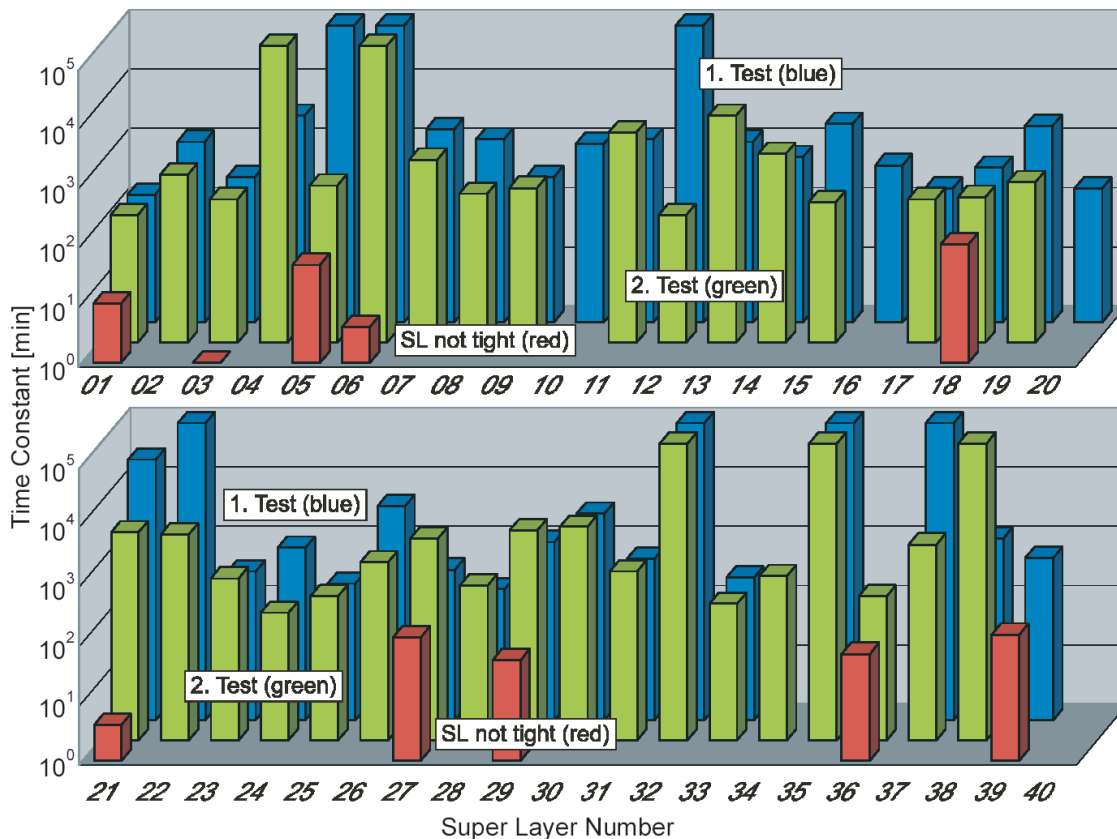


Abbildung 6.35: Die Zeitkonstanten der Druckabnahme in den ersten 39 Superlagen (nach Formel 6.4 gemessen). Die Dichtigkeit des mechanisch fertigen Objekts wird mit der ersten Messung (blau) überprüft. Die zweite Messung (grün) erfolgt nach kompletter Elektronikbestückung der Superlagen. Zeitkonstanten der Superlagen, die beim ersten Test als undicht eingestuft wurden, sind als rote Säulen dargestellt. Die endgültige Kontrolle haben alle Superlagen bestanden [92].

Während des Betriebs der Driftkammern im CMS-Detektor wird der Gasdruck in jeder Superlage kontinuierlich durch kommerzielle Drucksensoren geprüft, deren Genauigkeit durch ein in Aachen entwickeltes Kalibrationsverfahren deutlich verbessert werden konnte. Die Drucksensoren werden über eine eigene Elektronik, die zur Zeit in Aachen entwickelt wird, ausgelesen und vor allem auf ihre Funktionstüchtigkeit hin überwacht. Alle für die Driftkammern des Zentralbereichs benötigten Drucksensoren werden in Aachen kalibriert und für den Einbau in das Myonsystem vorbereitet [93].

6.5 Test mit kosmischer Strahlung



Abbildung 6.36: Der Aachener Teststand für Hochspannung und kosmische Myonen [71].

Der abschließende Test mit kosmischen Myonen an den CMS Myonkammern findet im Teststand statt, wie er in Abbildung 6.36 zu sehen ist. Die fertige Superlage oder Myonkammer wird in das dort gezeigte rosafarbene Gestell eingebracht. Im Dach und im Boden des Gestells befindet sich je eine Lage aus Plastik-Szintillatoren, die zur Triggerung eingesetzt werden. Eine entsprechende Koinzidenzschaltung reagiert, wenn beide Szintillatorschichten und damit auch die zu testende Myonkammer von einem Myon der kosmischen Höhenstrahlung durchflogen wurden. Das Triggersignal ist dabei gegenüber dem echten Zeitpunkt des Teilchendurchgangs aufgrund der Laufzeiten in Kabeln und Triggerlogik um etwa 100 Nanosekunden verzögert.

In einer Analyse der aufgenommenen Daten werden Driftzeitspektren der einzelnen Zellen untersucht, um deren Funktionstüchtigkeit zu überprüfen. Aus dem Vergleich der Myonspuren (Vgl. Abbildung 6.37), welche aus den Messungen dreier Einzellagen bestimmt werden können, lassen sich Aussagen über die Geometrie einer Superlage (4 Einzellagen) sowie einer gesamten Kammer treffen. Eine Myonspur wird rekonstruiert, indem

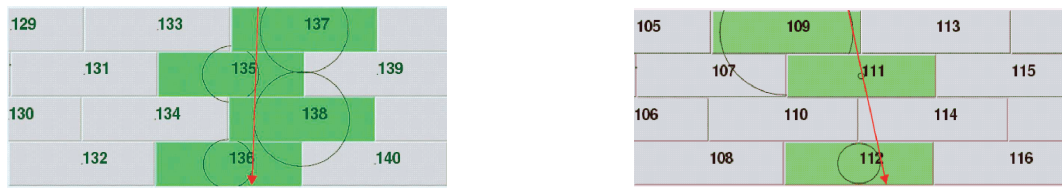


Abbildung 6.37: Zwei Spuren durch die getroffenen Zellen einer Superlage [53].

eine entsprechende Gerade an die Kreise mit Mittelpunkt am Draht angepasst wird (Abbildung 6.37). Der Radius dieser Kreise ist jeweils proportional zur gemessenen Driftzeit, da die Driftgeschwindigkeit in der Zelle nahezu konstant ist.

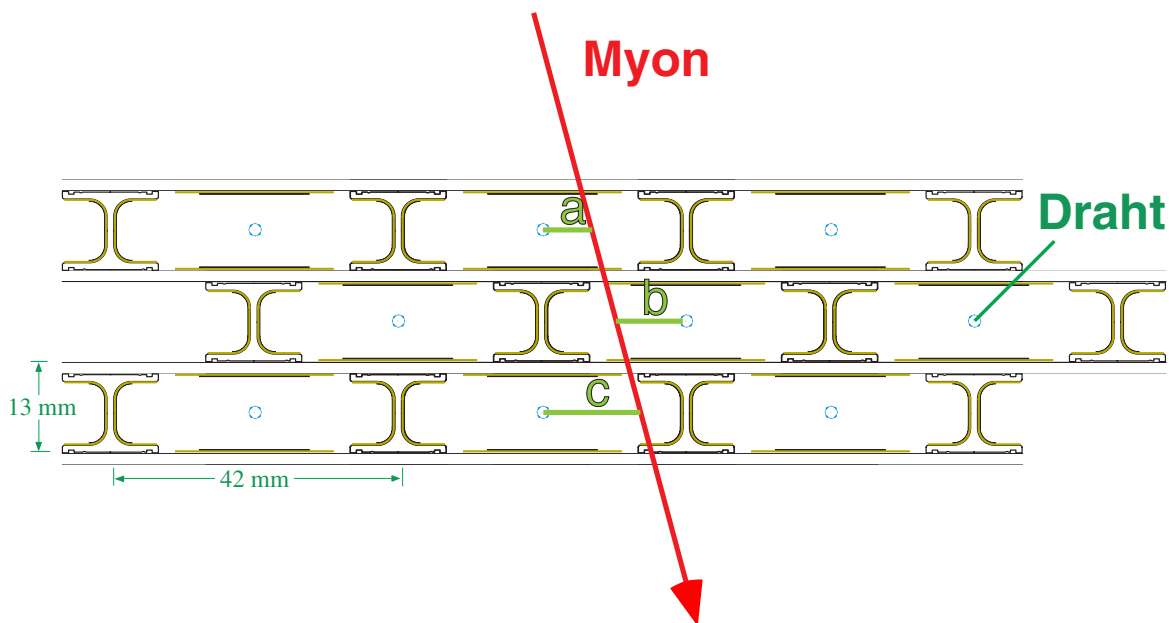


Abbildung 6.38: Bestimmung der *Meantime* aus den Driftzeiten dreier übereinander liegender Zellen für ein Myon-Ereignis: $MT = \frac{1}{2}(a + c) + b$.

Um die Geometrie einer Superlage zu überprüfen, werden pro Superlage etwa 20000 Ereignisse gesammelt. Bei der Analyse dieser Ereignisse ist es sinnvoll, sich die sogenannten *Meantime*-Verteilungen anzusehen. Dazu werden für jedes Ereignis die Abstände (a, b, c) von der Myonspur zum Draht dreier übereinander liegender Zellen benötigt (Abbildung 6.38). Die *Meantime* MT berechnet sich dann zu $MT = \frac{1}{2}(a + c) + b$. Man kann sich nun leicht überlegen, dass diese Größe gerade die halbe Zellenbreite (21 mm) ergeben muss, wodurch es durch die Verteilungen der *Meantime* möglich ist, Aussagen über die Driftkammergeometrie zu treffen. Üblicherweise wird die *Meantime*, welche aus den Lagen 1-3 bestimmt wird, als „MT1“ abgekürzt, während die aus den Lagen 2-4 berechnete *Meantime* mit „MT2“ bezeichnet wird [95].

Bei den Messungen der *Meantime* treten erwartungsgemäß Abweichungen vom Nominalwert auf. Diese lassen sich mit einer Vorhersage dieser Abweichungen aus der optischen Bestimmung der Drahtpositionen vergleichen. Es zeigt sich, dass die Ergebnisse aus beiden Messverfahren gut übereinstimmen. Zum Vergleich der Ergebnisse wird zunächst die

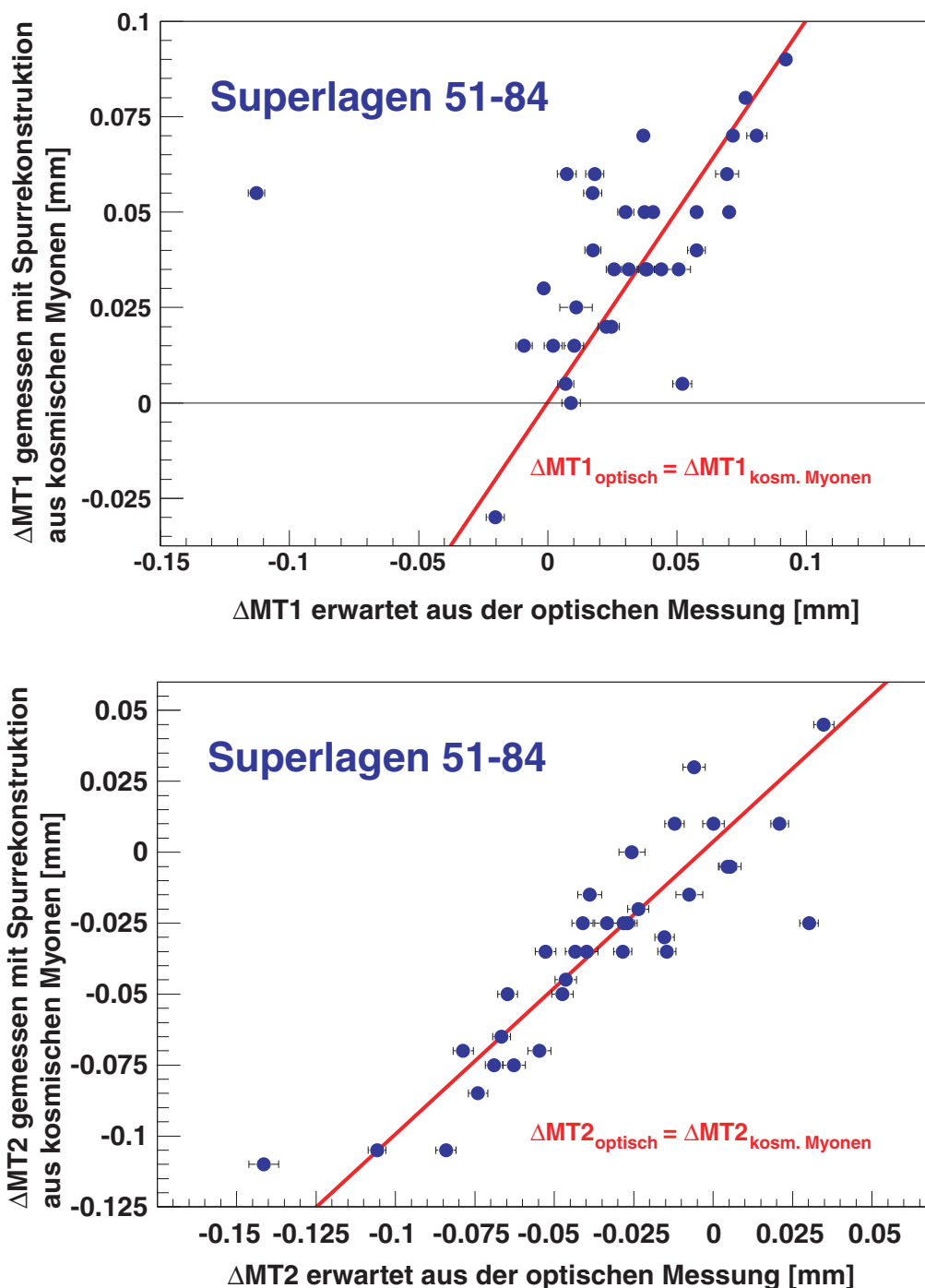


Abbildung 6.39: Exemplarisch ist für die Superlagen 51-84 die mittels Spurrekonstruktion aus den Daten von kosmischen Myonen gefundene Abweichung der Meantime (MT) vom Nominalwert (21 mm) gegen die entsprechende aus den optisch bestimmten Drahtpositionen vorhergesagte Abweichung der Meantime aufgetragen. MT1 (oberes Diagramm) wurde aus den Lagen 1-3, MT2 (unteres Diagramm) aus den Lagen 2-4 bestimmt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse aus beiden Messverfahren.

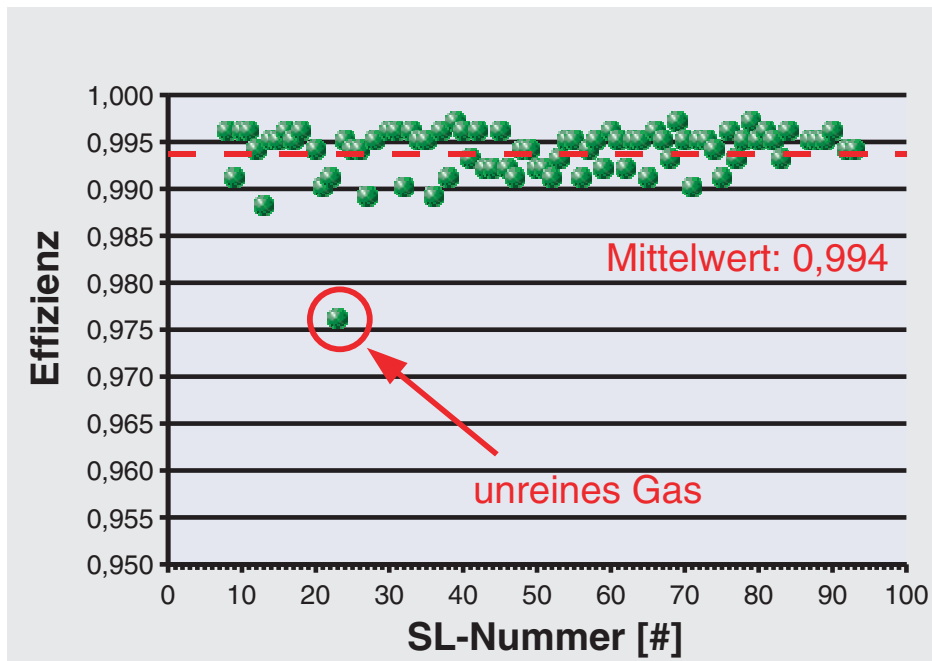


Abbildung 6.40: Dargestellt sind die aus kosmischer Strahlung gemessene Effizienzen der ersten 97 Superlagen. Die mittlere Effizienz beträgt 99,4 % [94].

Abweichung ΔMT der Meantime vom Nominalwert berechnet:

$$\begin{aligned}\Delta MT1_{\text{kosm. Myonen}} &= MT1 - 21\text{mm} \\ \Delta MT2_{\text{kosm. Myonen}} &= MT2 - 21\text{mm} .\end{aligned}$$

Wenn die Drähte sich genau an der Nominalposition innerhalb der Superlage befänden, wären diese Abweichungen gleich null. Da aber die Drähte nicht mit absoluter Genauigkeit positioniert werden können, erwartet man einen kleinen, von null verschiedenen Wert der Abweichung ΔMT . Aus den Abweichungen der Drahtpositionen von der Nominalposition, die mit dem in Abschnitt 6.2 erörterten Messverfahren während der Produktion bestimmt wurden, lässt sich dieser Wert $\Delta MT_{\text{optisch}}$ wie folgt bestimmen:

$$\begin{aligned}\Delta MT1_{\text{optisch}} &= -\frac{1}{2} \cdot \Delta DP_1 + \Delta DP_2 - \frac{1}{2} \cdot \Delta DP_3 \\ \Delta MT2_{\text{optisch}} &= -\frac{1}{2} \cdot \Delta DP_2 + \Delta DP_3 - \frac{1}{2} \cdot \Delta DP_4 ,\end{aligned}$$

wobei ΔDP_i die über die i -te Lage gemittelte Abweichung der optisch gemessenen Drahtposition von der Nominalposition ist. Beide Meantime-Werte sind exemplarisch für 34 Superlagen in Abbildung 6.39 gegeneinander aufgetragen. Die rote Gerade gibt den Fall an, in dem beide Größen exakt gleich sind. Als Fehlerbalken ist die geometrische Summe der Fehler der Mittelwerte über die jeweiligen Lagen eingezeichnet. Eine Fehlerabschätzung der aus den kosmischen Daten bestimmten Meantime wurde noch nicht durchgeführt. Ein Datenpunkt (Superlage 51) im oberen Diagramm in Abbildung 6.39 weicht besonders stark ab, wobei eine befriedigende Erklärung dafür noch nicht gefunden wurde. Insgesamt lässt sich aus der geringen Streuung der Werte eine ausgezeichnete Übereinstimmung der

Ergebnisse aus beiden Messverfahren (optische Drahtpositionsbestimmung und Spurrekonstruktion mit kosmischen Myonen) erkennen.

Mit Hilfe der Daten aus der kosmischen Strahlung werden die Effizienzen der Superlagen und bei hoher Statistik sogar die einzelner Zellen bestimmt. Die gemessenen Effizienzen der ersten 97 Superlagen sind in Abbildung 6.40 dargestellt. Der abweichende Effizienzwert im Diagramm ist auf ein zum Zeitpunkt der Messung unreines Kammergas zurückzuführen. Die mittlere Effizienz der dargestellten Superlagen ergibt sich zu 99,4 %. Für die Kontrolle der Geometrie sowie für die Funktionstüchtigkeit einer vollständigen Myonkammer nach der Klebung aus zwei Phi-Lagen, einer Theta-Lage und der Bienenwabenstruktur stellt der Test mit kosmischen Myonen die abschließende Instanz zur Qualitätssicherung dar.

Kapitel 7

Ausblick

Erst das LHC-Projekt wird mit Sicherheit Klarheit über die Existenz oder Nicht-Existenz des Higgs-Bosons bringen, und es wird sich zeigen, ob das Standardmodell mit einem verstandenen Mechanismus zur Massenerzeugung gekrönt werden wird oder ob die Notwendigkeit eines anderen Modells für die grundlegende Frage nach dieser zentralen Eigenschaft der Materie entsteht.

Die Aachener Myongruppe ist zuversichtlich bis 2006 alle 70 Präzisions-Myonkammern zum Einbau in den CMS-Detektor zum CERN geliefert zu haben. Nach der Überwindung der Anfangsschwierigkeiten hat sich ein routinierter Produktionsbetrieb mit sich stetig verbessernder Einhaltung der geforderten Qualitätsnormen entwickelt, der die Genauigkeit beim Bau und Robustheit der Driftkammern gewährleisten wird.

Nach dem erfolgreichen, täglichen Einsatz des zu diesem Zweck neu entwickelten Messgerätes zur Überprüfung der mechanischen Drahtspannung hat sich auch das Messsystem zur Bestimmung der absoluten Drahtposition als Werkzeug zur Sicherung der Qualität der Driftkammern etabliert. Das Ergebnis einer absoluten Drahtposition kann in Zukunft Fehler bei der mechanischen Fertigstellung der Kammern aufdecken und vermeiden helfen.

Dank des großen Einsatzes aller Beteiligten gelang es, die geforderte Produktionsgeschwindigkeit von zwei Myonkammern pro Monat zu erreichen. Bis Ende 2003 wurden bereits 36 Kammern vollständig produziert. Damit sind heute bereits mehr als die Hälfte aller 70 Kammern gebaut und getestet wurden. Sowohl der technische als auch der zeitliche Plan wird eingehalten.

Insgesamt verspricht der eindrucksvolle Fortschritt bei der Konstruktion des gesamten CMS-Detektors ein erfolgreiches Experiment, das für den Endspurt bei der Suche nach dem Higgs-Boson genau so gerüstet sein wird, wie für die Suche nach anderen neuen Phänomenen in der Elementarteilchenphysik.

Anhang A

Software für die Krimpmaschine

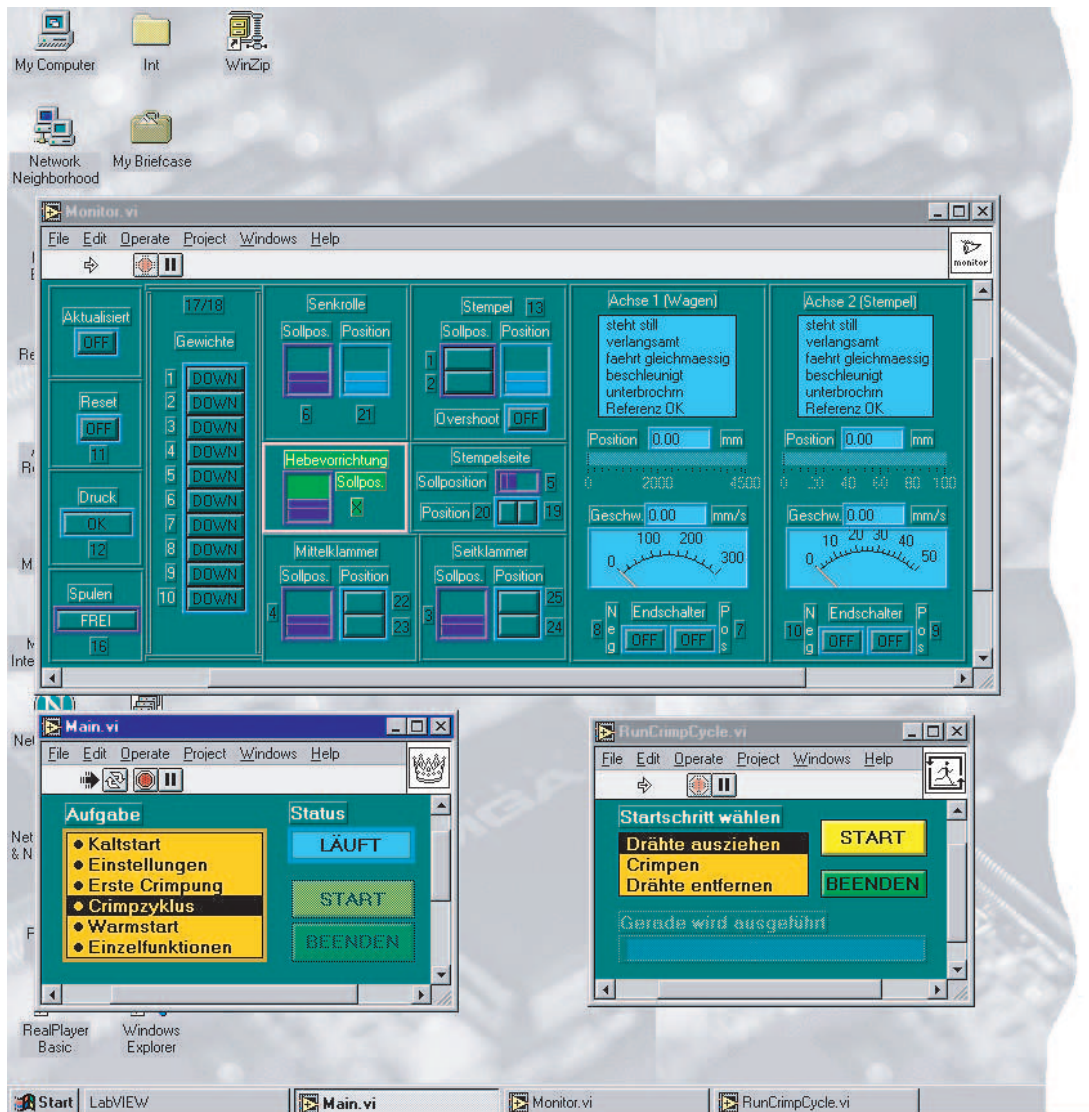


Abbildung A.1: Die Benutzeroberfläche der LabVIEW-Software für die Krimpmaschine [96].

Anhang B

Software für das WTM 64

B.1 Fehlerbits

Bei dem verwendeten Algorithmus der Software für das WTM 64 kann es zu verschiedenen Fehlern kommen, die bei ihrem Auftreten durch insgesamt 16 Fehlerbits in einem hexadezimalen 16-Bit-Wort vom Programm angezeigt werden. Dieses Wort ist 0 (Zero) wenn der entsprechende Draht fehlerfrei gemessen werden konnte. Das „LOW BYTE“ des Wortes steht für die Fehlerbits beim Abwärtsscannen (2. Scan), während das „HIGH BYTE“ für die Bits beim Aufwärtsscannen (3. Scan) steht. Wenn die betreffende Resonanzspitze während des ersten Scans nicht gefunden wurde, wird der Fehlercode auf 0x4000, also Bit 6 im „HIGH BYTE“, gesetzt. Die Bedeutungen der anderen Fehlerbits in einem der beiden Bytes sind:

1. Bit 0 - Es wurden keine Daten über der beim ersten Scan gesetzten Schwelle und damit kein Signal gefunden.
2. Bit 1, 3 - Es wurde kein Übergang von „unter-dem-Schwellwert“ nach „über-dem-Schwellwert“ vor bzw. hinter dem Maximum gefunden. Beide Bits sind gleichbedeutend und weisen auf ein unsauberes bzw. unklares Signal hin.
3. Bit 2 - Das Signal liegt schon zu Beginn des durchgefahrenden Frequenzbereichs über dem Schwellwert. Dies deutet darauf hin, dass entweder der Frequenzbereich zu klein gewählt wurde, oder dass andere Störungen oder Rauschen auftreten.
4. Bit 4 - Die Breite der gemessenen Resonanzspitze liegt unter einem im Programm einstellbaren Wert für die Breite der Spitze. Dies deutet ebenfalls auf störendes Rauschen hin.
5. Bit 5 - Der Bereich innerhalb der aufgenommenen Spitze, indem das Signal sich im Überlauf (engl. *overflow*) befand, also über 4,95 V groß war, ist breiter als über den entsprechenden Parameter („Max Ratio: Overflow-Width / Width at 2/3“) zugelassen. Dies deutet darauf hin, dass die Hochspannung zu hoch gewählt wurde.
6. Bit 7 - Auf- bzw. Abwärtsscan des Spektrums liefern zu verschiedene Werte für die Resonanzfrequenz. Unterscheiden sich die beiden bestimmten Resonanzfrequenzen um mehr als 1 Hz, wird dieses Bit gesetzt. In diesem Fall lässt sich offensichtlich aufgrund von störenden Effekten aus der Umgebung keine klare Resonanzspitze

vermessen. Es empfiehlt sich, die Messung mit z.B. veränderter Hochspannung zu wiederholen.

B.2 Benutzeroberfläche

Nach dem Start der WTM64-Software hat der Benutzer verschiedene Aktionsmöglichkeiten. Diese Aktionen gliedern sich wie folgt:

1. (1) „Global Setup (Modify all parameters at once)“- Mit dieser Aktion können alle Parameter des Programms in einem Arbeitsgang modifiziert werden. Dies sind:
 - (Highvoltage) Hochspannung, mit der die Drähte zu Schwingungen angeregt werden,
 - (Frequencies:) (local) meint die aktuell eingestellte Frequenz; (Start) und (Final) stehen für das Frequenzintervall, das gescannt werden soll; (Step) ist die Schrittweite mit der gescannt wird; (HV periods between steps) sind die Anzahl der Perioden der Wechselhochspannung, die zwischen zwei Scanschritten liegen sollen; (# repeat-s each frequency) gibt an, wie oft die Einzelmessung wiederholt werden soll,
 - (Peak criteria:) (Number noise-RMSs over baseline (for minimum signal)) der Faktor um den das Signal mindestens stärker sein soll, als das Rauschniveau; (Minimum width at 2/3 of max. amplitude [Hz]) die minimale Breite des Peaks an der gesetzten Schwelle; (Maximum width of Spikes [Hz]) die maximale Breite eines Spikes, über die hinaus trotz Unterschreiten der Schwelle weitergescannt werden soll; (Max Ratio: Overflowwidth / Width at 2/3) das maximale Verhältnis der „Overflowbreite“, also der Breite des Bereichs, in dem das Signal über dem maximalen Signal von 4.95 V liegt, zu der Peakbreite bei der Schwelle; (Overflow [Volts]) das maximale Signal, dessen Wert (4,95 V) nicht geändert werden sollte,
 - (Sensors used (contiguous:)) (First) der erste benutzte Sensor; (Last) der letzte benutzte Sensor,
 - (Wire Limits:) (First Wire #) erster zu messender Draht (Last Wire #) letzter zu messender Draht,
 - (Mode number of oscillation (n = 1,2,3 ..)) die Nummer des Schwingungsmodus, also 1 für die Grundschiwingung, 2 für die erste Oberschiwingung, 3 für die zweite Oberschiwingung usw. ,
 - (Temperature in DEG C) die Standardtemperatur in °C,
 - (Wire diameter [10⁻⁶m]) der Drahtdurchmesser in μm ,
 - (Wire density [$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$]) die mittlere Dichte der Drähte,
 - (Wire length [m]) die Drahtlänge in Metern,
 - (Colored cyan:) (Warning when Resonance < X [Hz]) (Warning when Resonance > Y [Hz]) Warnung des Benutzers durch farbige Darstellung der Messwerte in Cyan, wenn die Resonanzfrequenz eines Drahtes unterhalb des Wertes „X“ bzw. oberhalb des Wertes „Y“ liegt,

- (Colored magenta) (Warning when Signal < X [V]) (Warning when Signal > Y [V]) Warnung des Benutzers durch farbige Darstellung der Messwerte in Magenta wenn das gemessene Signal eines Drahtes unterhalb des Wertes „X“ bzw. oberhalb des Wertes „Y“ liegt,
2. (2) „Set Frequency“- Setzen der aktuell eingestellten Frequenz für eine Einzelmessung, unabhängig von einem Scan,
 3. (3) „Set HV“- Setzen der benutzten Hochspannung,
 4. (4) „Measure once“- Einmalige Einzelmessung, unabhängig von einem regulären Scan,
 5. (5) „Scanning (using globals)“- Regulärer Scan, also Messung mit dem oben beschriebenen Algorithmus einer CMS-Myonkammer-Drahtlage. Der Benutzer wird dazu zunächst nach dem Superlagentyp, der Superlagennummer und der Lagenummer, sowie nach der Nummer des letzten zu messenden Drahtes, der aktuellen Temperatur und schließlich einem Dateinamen gefragt. Dann wird er aufgefordert, den Sensorkasten auf der offenen Lage zu justieren und die Messung zu starten,
 6. (6) „Errorcodes (Text)“- Erklärender Text zu den Fehlerbits (Vgl. Abschnitt B.1!),
 7. (7) „Translate errorcode“- Automatische Übersetzung eines 16-Bit-Fehlerwortes in die einzelnen Bits,
 8. (8) „Erase and input new comment“- Optionale Eingabe eines Kommentars zur Messung,
 9. (9) „View results“- Die Ergebnisse der letzten Messung anzeigen,
 10. (-1) „Exit“- Das Programm verlassen,
 11. (-2) „Save/Load settings “- Alle Parameter des Programms in eine Datei schreiben oder aus einer Datei lesen.

In der Regel wird der Benutzer einfach den Menüpunkt „Scanning“ wählen, um die Messung zu starten.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Prof. Dr. A. Böhm danken, der mir die interessanten Themen dieser Arbeit ans Herz gelegt hat und mir ermöglichte, diese Arbeit anzufertigen. Er hatte stets für alle Fragen und Probleme ein offenes Ohr, auch wenn er noch so viel zu erledigen hatte. Die fachlichen Diskussionen mit ihm haben diese Arbeit entscheidend weiter gebracht.

Gleichermaßen danke ich Prof. Dr. T. Hebbeker, der durch seine scharfsinnigen Fragen und erhellende Gespräche bei der Lösung vieler fachlicher Fragestellungen eine wichtige Rolle gespielt hat. Außerdem danke ich ihm herzlich für seine Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen.

Für den sachkundigen Rat und viele nützliche Detailinformationen rund um das Myonensystem und die Produktion der Myonkammern danke ich Dr. H. Reithler.

Die gute Zusammenarbeit mit ihr und ihre Fähigkeit, komplexe Sachverhalte auf den Punkt zu bringen, möchte ich anführen, wenn ich Dr. K. Hoepfner danke.

In fachlichen Diskussionen half mir Dr. H. Fesefeldt oft, die notwendigen Schritte bei der Datenanalyse schneller zu erkennen.

Bei den technischen Schwierigkeiten mit der Higgs-Analyse unterstützten mich Dr. A. Strässner und Dr. S. Wynhoff bei einem Forschungsaufenthalt am CERN.

Dr. A. Adolf war eine große Hilfe bei der praktischen Verbesserung des Messsystems zur Drahtpositionsbestimmung und bei zahlreichen Messungen. Zudem danke ich ihm für seinen bodenständigen Rat in vielen Situationen.

Stellvertretend für alle Mitglieder der mechanischen und elektrischen Werkstatt, die so großen und erfolgreichen Einsatz für die in dieser Arbeit behandelten Gegenstände rund um den Myonkammerbau gezeigt haben, danke ich insbesondere ihren Leitern Herrn B. Phillips und Herrn G. Hilgers. Auch Herrn H. Szczesny, Herrn W. Reuter und Herrn K. Bosseler danke ich ganz herzlich für die stets unkomplizierte Hilfe und die gute Zusammenarbeit.

M. Duda danke ich dafür, dass ich von seinen großen Programmier- und Computerkenntnissen profitieren durfte.

E. Hermens danke ich für die vielen kleinen Hilfestellungen bei praktischen Problemen, für die schönen Fotos in dieser Arbeit und für schmackhafte Nervennahrung in Form selbstgebackener Kekse.

Viele hilfreiche Hinweise und Diskussionen verdanke ich M. H. Zöller, mit dem ich mir das Büro und die mühevollen Aufgabe des täglichen Gangs zum Kaffeeautomaten teilen durfte.

Schließlich danke ich meinen Eltern, meiner Schwester und vor allem meiner Freundin, sowie allen Freunden und Kollegen, die durch ihre Unterstützung in vier erlebnisreichen Jahren zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Lebenslauf

24. Juli 1971	Geboren in Geilenkirchen als Sohn von Horst Hermann und Agnes Janssen
August 1977	Einschulung in Katholische Grundschule Übach
Februar 1980	Wechsel zur Katholischen Grundschule Geilenkirchen
August 1981	Wechsel zum Bischöflichen Gymnasium St. Ursula Geilenkirchen
Juni 1990	Abitur
August 1990	Beginn Zivildienst im Franziskusheim in Geilenkirchen
Oktober 1991	Beginn des Studiums der Physik an der RWTH Aachen
Oktober 1993	Vordiplom in Physik
April 1996	Beginn des Lehramtstudiums der Sekundarstufe I und II in den Fächern Physik und Mathematik
November 1999	1. Staatsexamen
Dezember 1999	Stipendium des Graduiertenkollegs (DFG) „Elementarteilchenphysik an der TeV-Skala“
seit Dezember 2000	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am III. Phys. Inst. A bei Prof. Dr. A. Böhm

Literaturverzeichnis

- [1] P. Wienemann. *Suche nach dem Higgs-Boson im Vier-Jet-Kanal mit dem L3-Detektor bei LEP*. Dissertation, RWTH Aachen, 2002. Das Theoriekapitel wurde durch diese Dissertation angeregt.
- [2] E. Noether. *Collected Papers*. Springer Verlag, 1983.
- [3] H. Weyl. Eine neue Erweiterung der Relativitätstheorie. *Ann. Phys.*, 59:101, 1919.
- [4] A. Einstein. Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. *Ann. Phys.*, 49:50, 1916.
- [5] C. N. Yang, R. L. Mills. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance. *Phys. Rev.*, 96:191, 1954.
- [6] G. 't Hooft. Renormalization of Massless Yang-Mills Fields. *Nucl. Phys.*, B 33:173, 1971.
- [7] F. Halzen, A. D. Martin. *Quarks and Leptons*. John Wiley & Sons, 1984.
- [8] D. H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, 2000.
- [9] K. Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev.*, D66, 2002.
- [10] K. Lesko. Neutrino experiments. *International Europhysics Conference on High Energy Physics EPS (July 17th-23rd) in Aachen, Germany*, 2003.
- [11] Altmann et al. GNO solar neutrino observations: results for GNO I. *Phys. Lett.*, B490:16–26.
- [12] The Sudbury Neutrino Observatory. <http://www.sno.phy.queensu.ca/>.
- [13] S. Fukuda et al. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data. *Phys. Lett.*, B 539:179, 2002. Super-Kamiokande Collaboration.
- [14] N. Schmitz. Die innere Struktur von Proton und Neutron (Teil II). *Naturwissenschaften*, 75:559–566, 1988. Springer Verlag.
- [15] F. Sciulli. Neutron and proton structure today. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 359:241–256, 2001.
- [16] S. L. Glashow. Partial-Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579, 1961.

- [17] A. Salam. *Elementary Particle Theory*. Ed. N. Svartholm „Almqvist and Wiksell“, Stockholm, 1968. 367.
- [18] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264, 1967.
- [19] P. W. Higgs. Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields. *Phys. Lett.*, 12:132, 1964.
- [20] P. W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508, 1964.
- [21] P. W. Higgs. Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons. *Phys. Rev.*, 145:1156, 1966.
- [22] F. Englert, R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321, 1964.
- [23] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585, 1964.
- [24] S. Weinberg. *Phys. Rev.*, D 13:974, 1976.
- [25] S. Weinberg. *Phys. Rev.*, D 19:1277, 1979.
- [26] E. Fermi. Versuch einer Theorie der β -Strahlen. *Z. Phys.*, 88:161, 1934.
- [27] Z. Kunszt, S. Moretti, W. J. Stirling. Higgs Production at the LHC: an Update on Cross Sections and Branching Ratios. *ETH-TH-96*, 48, 1996.
- [28] A. Djouadin, J. Kalinowski, M. Spira. HDECAY: a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension. *hep-ph/9704448*, 1997.
- [29] P. Janot. *HZHA in G. Altarelli, T. Sjöström, F. Zwirner*, Physics at LEP2, Band 2, CERN 96-01 edition, 1996.
- [30] P. Giacomelli. *The Search for the Standard Model Higgs Boson: Results at LEP 100 and Prospects for LEP 200*. CERN-PPE/93-18, 1993.
- [31] G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi. *Z Physics at LEP 1, Band 2*. Higgs Search And New Physics, CERN 89-08, 1989.
- [32] N. V. Krasnikov, V. A. Matveev. *Search for Standard Higgs Boson at Supercolliders*. hep-ph/9909490, 1999.
- [33] R. N. Cahn. The Higgs boson. *Rep. Prog. Phys.*, 52:389, 1989.
- [34] W.-Y. Keung, W. J. Marciano. Higgs-scalar decays: $H \rightarrow W^\pm + X$. *Phys. Rev.*, D 30:248, 1984.
- [35] A. Hasenfratz. *Quantum Fields on the Computer*. Ed. M. Creutz, World Scientific, Singapur, 1992. 125.
- [36] T. Hambye, K. Riesselmann. *SM Higgs mass bounds from theory*. DO-TH 97/18, DESY 97-152, 1997. hep-ph/9708416.

- [37] Die LEP-Kollaborationen. *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. CERN-EP-Note in Vorbereitung.
- [38] M. Quiros. *Perspectives in Higgs Physics*. Ed. G. Kane, World Scientific, Singapur, 1997.
- [39] M. Sher. Precise vacuum stability bound in the standard model. *Phys. Lett.*, B 317:159, 1993.
- [40] M. Sher. Addendum. *Phys. Lett.*, B 331:448, 1994.
- [41] S. Dawson. *Introduction to Electroweak Symmetry Breaking*. hep-ph/9901280, 1999.
- [42] <http://tesla.desy.de/>.
- [43] <http://lhcinallation.web.cern.ch>.
- [44] CMS Homepage. <http://cmsdoc.cern.ch>.
- [45] CMS Kollaboration. *The Muon Project: Technical Design Report*. CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3, 1997.
- [46] CMS Homepage. <http://cmsdoc.cern.ch>. (Diagramme von D. Denegri).
- [47] CMS Kollaboration. *The Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*. CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4, 1997.
- [48] S. Cittolin. *Data Acquisition, Networking and Data Acquisition, Networking and Computing at LHC, Computing at LHC*. CERN/EP-CMS, summer student lectures, 2003.
- [49] I. Azhgirey, A. Uzunian. *Background electrons track length distribution in CSCs*. CMS TN/**94-267**.
- [50] H. Reithler, M. Wegner. *Abbildung*.
- [51] M. Wegner. *Studien zum Verhalten von Myonkammern unter hohen Untergrundraten*. Dissertation, RWTH Aachen, 1999.
- [52] Z. Zhao et al. A study of electron drift velocity in Ar – CO₂ and Ar – CO₂ – CF₄ gas mixtures. *Nucl. Instr. and Meth.*, A340:485, 1994.
- [53] C. Autermann. Funktionstests von CMS-Myon-Kammern. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 2002.
- [54] R. Veenhof. *Garfield - A drift-chamber simulation program*, CERN program library W5050 edition.
- [55] M. Maggi et al. High rate performance of a standard double gap RPC. In *Proceedings of the 4th International Workshop of Resistive Plate Chambers and Related Detectors*, Neapel, Oktober 1997.

- [56] M. F. Garcia. *Un Sistema de Alineamiento para el Experimento CMS (Detector Solenoidal de Muones) del Gran Colisionador Hadronico (LHC)*. PhD thesis, CSIC- Univ. de Cantabria, 2001.
- [57] L. Brunel. *CMS TN/94-239*.
- [58] J. C. Gayde et al. *CMS TN/94-250*.
- [59] G. Chiarelli. *Higgs Discovery Before LHC?* I.N.F.N. Sezione di Pisa, FERMILAB-CONF-01/092-E edition, 2001.
- [60] R. E. Hughes. *Prospects for Higgs Searches at CDF in Run II*. Department of Physics The Ohio State University, dpf 2000 edition, August 2000.
- [61] R. E. Hughes. Prospects for Higgs Searches at CDF in Run II. *Int. Journal of Modern Physics A*, 16, 2001.
- [62] B. Winer, J. Kroll. *Blessing Talk*. CDF Meeting, Summary Note CDF 6353 edition, Juli 2003.
- [63] B. Winer. *CDF Meeting*. Ohio State University, 2003.
- [64] T. Sjöstrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin. *PYTHIA 6.154*, 2001. *Computer Phys. Commun.* 135, 238 (LU TP 00-30, hep-ph/0010017).
- [65] CMSIM Homepage. <http://cmsdoc.cern.ch/cmsim/cmsim.html>.
- [66] COBRA Homepage und Userguide. <http://cobra.web.cern.ch/cobra/>.
- [67] ORCA Homepage und Userguide. <http://cmsdoc.cern.ch/orca/>.
- [68] J. Weng. Analyse des Kanals $H \rightarrow 4\mu$ in der objektorientierten Softwareumgebung von CMS. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), 2003.
- [69] N. Neumeister. Muon Reconstruction and Online Event Selection in CMS. In *LHC Days in Split*, Kroatien, Oktober 2002.
- [70] D. Zer-Zion, S. Villa. *A new look at $H \rightarrow 4\mu$* . CMS week, CERN, Juni 2002.
- [71] E. Hermens. *Fotographie*.
- [72] E. Hermens. *Messung im Rahmen der Qualitätssicherung*.
- [73] <http://www.berger-lahr.de>.
- [74] <http://www.proseq.com>.
- [75] <http://www.tensionmeters.com>.
- [76] M. R. Convery, K.T. McDonald. *Noncontact measurement of the tension of a wire*. Joseph Henry Laboratories, Princeton University, 1996.
- [77] M. R. Convery. *A Device for Quick and Reliable Measurement of Wire Tension*. Princeton/BaBar, TNDC-96-39, 1996.

- [78] A. Andryakov, V. Kulikov, A. Nedosekin. Electrostatic digital method of wire tension measurement for KLOE drift chamber. *Nucl. Instrum. & Meth.*, A409:63–64, 1998.
- [79] ATLAS internal note. *MDT wire tension measurement using an electrostatic method*. ATLMUON-38-264.
- [80] L. Gutay, A. Bujak. University of Purdue.
- [81] S. Czellar. CERN.
- [82] Bergmann, Schäfer. *Mechanik, Akustik, Wärme*. Band 1, de Gruyter.
- [83] H. Reithler. *Abbildung*.
- [84] <http://www.ansoft.com/maxwellsv/>.
- [85] <http://www.heidenhain.de>.
- [86] H. Reithler, K. Banicz, M. Wegner, S. Meyer. Die Entwicklung und Realisierung des Messsystems zur Drahtpositionsbestimmung baut auf Arbeiten dieser Kollegen auf bzw. ist in Zusammenarbeit mit Ihnen entstanden.
- [87] S. Meyer. Präzisionsmessungen an Myonkammern mit einer digitalen Kamera. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 2002.
- [88] K. Banicz, M. Wegner. Die erste Version der Software zum Aachener Mess- und Klebesystem wurde von K. Banicz entwickelt. M. Wegner führte diese Arbeit fort und entwickelte die erste in der Serienproduktion der Myonkammern eingesetzte Version der Programme. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Software modifiziert, weiterentwickelt und stabilisiert.
- [89] M. Benettoni. *Abbildung (überarbeitet)*.
- [90] S. Meyer. *Abbildung (überarbeitet)*.
- [91] CMS. *Drift Tubes Quality Control Manual and Procedures, Version 7*, Februar 2002.
- [92] M. Sowa. Aufbau, Kalibration und Anwendung einer Messapparatur zur Überwachung des Gasdrucks in den CMS-Myonkammern. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 2003.
- [93] M. Sowa. Dissertation, RWTH Aachen. (in Vorbereitung).
- [94] M. Bontenackels. *Diagramm*.
- [95] R. Mameghani. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 2004. (in Vorbereitung).
- [96] Die Software zur Krimpmaschine wurde von K. Banicz entwickelt und im Rahmen dieser Arbeit geringfügig modifiziert.