

Antriebs- und Meßtechniken für die Qualifizierung von Teilchenbeschleunigermagneten

Von der Fakultät für Maschinenwesen der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der
Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Ingenieur Axel Köster

aus Dinslaken

Berichter: Universitätsprofessor Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Manfred Weck
Universitätsprofessor Dr. rer.nat. Reinhart Poprawe M.A.

Tag der mündlichen Prüfung: 17.05.2000

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.

Diese Publikation wurde als elektronische Dissertation *ED/SS* an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen veröffentlicht und ist bei der Hochschulbibliothek der RWTH (<http://www.bth.rwth-aachen.de>) abrufbar.

Die Rechte für eine Verlagspublikation dieser Dissertation verbleiben beim Autor.

Vorwort

Kaum zwei Disziplinen haben in den vergangenen Jahrzehnten die Diskussion um Sinn und Unsinn der Grundlagenforschung derart geprägt wie die Raumfahrt und die Teilchenphysik. Dies ergibt sich schon allein daraus, daß die Experimente in diesen Fachrichtungen zu den aufwendigsten überhaupt zählen. Nur noch international lassen sich Großforschungseinrichtungen wie das Europäischen Labor für Teilchenphysik CERN in Genf finanzieren. Durch die Beteiligung zahlreicher Staaten bekommen dabei die *Gemeinnützigkeit* und das immer im Zentrum des Interesses stehende *Kosten/Nutzen-Verhältnis* eine völlig neue Bedeutung. Weltweite Grundlagenforschung ist ein Generationen-Vertrag der Menschheit.

Immer wieder zeigt Grundlagenforschung aber auch kurzfristige Früchte: Ohne bemannte Raumfahrt wäre die heutige zivile Satellitenkommunikation nicht auf ihrem fortgeschrittenen Entwicklungsstand. Ohne Galileo Galileis astronomisches Fernrohr wäre die damalige Schifffahrt um ein wichtiges Instrument ärmer gewesen. Und ohne Softwareentwicklung für die Nuklearforschung bei CERN gäbe es heute kein World Wide Web mit Millionen von Internet-Arbeitsplätzen – ein volkswirtschaftlicher Glücksfall.

Für die Grundlagenforscher steht jedoch nicht die Rechtfertigung ihrer Arbeiten anhand der kaum jemals zu beziffernden Kosten/Nutzen-Verhältnisse dieser *Spin-Offs* im Mittelpunkt. Die Faszination des Experiments und die Neugierde sind die treibenden Kräfte; ein Besuch der Genfer Einrichtungen des CERN verdeutlicht dies eindrucksvoll. Die Randbedingungen der Experimente sind oftmals so ungewöhnlich, daß die zugehörigen Apparaturen von der genormten Schraube an neu entwickelt werden müssen, weil keines der marktgängigen Instrumente den Anforderungen entspricht. Extrem hohe Magnetfelder, extrem niedrige oder hohe Temperaturen, Vakuumatmosphären «leerer als das Weltall» und extrem hohe Reaktionskräfte stellen außergewöhnliche Ansprüche an die Technik. Hinzu kommen auf der meßtechnischen Seite infinitesimale Signale, die es zu detektieren gilt, mit teilweise immensen Datenraten (bis 1200 Terabyte/Sekunde). In ihrer Gesamtheit bestehen die technischen Anlagen weitgehend aus Spezialentwicklungen und suchen damit an Komplexität ihresgleichen.

Besondere Faszination geht von der Interdisziplinarität großer Grundlagenforschungsprojekte aus. Überall wo Standardlösungen den Anforderungen nicht genügen, werden Fachspezialisten hinzugezogen, die dann in unmittelbaren Kontakt mit völlig fremden Forschungszielen und Entwicklungen kommen. Auf erstem Blick übertrieben erscheinende Pflichtenhefte für neue physikalische Geräte werden plötzlich verständlich. Umgekehrt werden hin und wieder die Grenzen des Machbaren aufgezeigt, manchmal auch ausgeweitet.

Zweifellos hat diese besondere Faszination auch den Autor nicht unberührt gelassen. Die Zusammenarbeit mit den Teilchenphysikern und Ingenieuren bei CERN war Herausforderung und Erlebnis zugleich. Ein besonderer Dank für ihre Unterstützung in dieser Herausforderung gebührt den am Projekt MOLE kreativ beteiligten Kollegen Christian Glöckner, Hans Jansen, Reinhard Charlier, Jürgen Gensicke und nicht zuletzt Tiemo Schafmeister und Oliver Paul für ihren unermüdlichen Einsatz. Dank und Anerkennung auch an das MTA-Team des CERN.

Für die wohlwollende Förderung und Betreuung dieser Arbeit sowie für die zahlreichen Anregungen bin ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Weck, Leiter der Abteilung Produktionsmaschinen am Fraunhofer-Institut für Produktionstechnologie und Inhaber des Lehrstuhls für Werkzeugmaschinen an der RWTH Aachen, besonders zu Dank verpflichtet.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. Reinhart Poprawe, Leiter des Fraunhofer-Instituts für Lasertechnik, danke ich für die kritische Durchsicht der Arbeit und für die Übernahme des Korreferats.

Aachen, im Dezember 1999

Axel Köster

Inhalt

1	EINLEITUNG	1
2	PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN	3
2.1	Hochenergiephysik.....	3
2.2	Materiesynthese	5
2.3	Teilchenbeschleuniger-Experimente.....	7
2.4	Der Ringbeschleuniger LHC.....	8
2.4.1	Proton-Proton-Kollisionen	8
2.4.2	Protonenenergie im LHC.....	10
2.4.3	Magnete im LHC	11
3	ZIELSETZUNG	17
3.1	Qualifizierung von Teilchenbeschleuniger-Magneten.....	17
3.2	Positionierung der LHC-Magnete.....	19
3.2.1	Vermessung vor der Installation.....	19
3.2.2	Auswirkung von Aufstellungsfehlern.....	19
3.3	Meßgrößen	23
3.4	Hilfsgrößen	23
3.4.1	Position des Meßgeräts.....	23
3.4.2	Gravitationsvektor	24
3.5	Anforderungen an die Meßmittel.....	24
4	STAND DER TECHNIK	25
4.1	LHC-Prototypmagnetenanalyse bei CERN.....	25
4.2	Spanndrahtmethode zur Feldsymmetrieanalyse.....	26
4.3	Qualitative Feldanalyse mit magnetooptischem Kolloid.....	27
5	MEBEINRICHTUNG FÜR LHC-MAGNETE	29
5.1	Anforderungen	29
5.2	Prinzip.....	29
5.3	Schema eines Magnetprüfstands.....	30
6	MEBTECHNISCHE LÖSUNGEN	33
6.1	Magnetfeldmessung	33
6.1.1	Überblick über Meßmethoden zur Flußdichtebestimmung.....	33
6.1.2	Analyse von Dipol- und Quadrupol-Feldtopologien	38
6.1.3	Dipol- und Quadrupol-Felderfassung mittels Drehspulen	40
6.1.4	Interpretation der Meßwerte.....	44

6.2	Gravimetrische Messung.....	46
6.2.1	Elektronische Wasserwaagen	46
6.2.2	Elektronische Pendel	48
6.3	Lagebestimmung der Drehspule.....	51
6.3.1	Anforderungen	51
6.3.2	Auswahl geeigneter optischer Fluchtungsmeßsysteme	53
6.3.3	Lasergeradheitsmeßsystem: Quelle und Detektoren.....	54
6.3.4	Reflektor-Lasergeradheitsmessung.....	60
6.3.5	Faserbündel-CCD-Detektor	69
6.3.6	Abbildungsoptische Fluchtungsmessung.....	73
6.3.7	Bewertung und Auswahl.....	77
6.3.8	Realisiertes Positionsmeßsystem	79
6.3.9	Virtuelle Zielmarke.....	80
6.3.10	Realisiertes Virtuelles Zielsystem	85
7	ANTRIEBE UND KONSTRUKTIVE LÖSUNGEN	87
7.1	Antriebe und Aktoren	87
7.1.1	Expansionzellen	88
7.1.2	Formgedächtnisaktoren.....	88
7.1.3	Piezoelektrische Aktoren	89
7.1.4	Picomotor.....	91
7.1.5	Wanderwellenmotor	93
7.1.6	Antriebsstrang mit Wanderwellenmotor USR-30.....	98
7.2	Die Robotsonde MOLE.....	102
7.2.1	Aufbau	102
7.2.2	Modulbauweise.....	103
7.2.3	Werkstoffe	104
7.2.4	Mitgeführte Meßmittel.....	105
7.2.5	Realisiertes System.....	110
7.3	Steuerungskonzept.....	111
7.3.1	Hierarchie	111
7.3.2	Ergonomie.....	112
7.3.3	Sicherheit	113
8	TYPISCHE MEßERGEBNISSE	115
9	ZUSAMMENFASSUNG.....	119
10	LITERATUR	121
11	FORMELANHANG	125
	LEBENS LAUF	129

Verwendete Abkürzungen und Formelzeichen

CCD	Charge Coupled Device, Rasterbildsensor für Kameras
CERN	Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
DFT	Discrete Fourier Transformation, Frequenzzzerlegungsalgorithmus über n Meßwerte
FFT	Fast Fourier Transformation, Frequenzzzerlegungsalgorithmus über 2^n Meßwerte
LEP	Large Electron Positron Collider, Vorgänger des LHC bei CERN
LHC	Large Hadron Collider, Großer Hadronen-Beschleuniger bei CERN
PSD	Position Sensitive Diode, Lateraleffektdiode
Φ	Magnetischer Fluß [Wb] ($1 \text{ Wb} = 1 \text{ V}\cdot\text{s}$)
ω	Rotationsgeschwindigkeit [s^{-1}]
θ	Phasenwinkel [rad] (z.B. θ_z Orientierung um die Z-Achse)
δ	Divergenzwinkel eines Laserstrahls [rad]
λ	Lichtwellenlänge [nm]
ε	Parallaxfehler; Projektion eines Hebelarms bei einem Fluchtungsfehler
ϑ	Temperatur [K]
μ_0	Magnetische Permeabilität des Vakuums
A	Fläche [m^2] (als A_{eff} wirksame Fläche einer Spule $\times$ Windungszahl)
B	Magnetische Flußdichte [Tesla]
C	Coulomb, Ladungseinheit
c	Lichtgeschwindigkeit ($c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$)
E	Energie [J] & [eV]
e^-	Elementarladung des Elektrons ($1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)
F	Kraft [N]
f	Brennweite einer Linsenordnung
g	Gramm, Masseeinheit
G	Gauß, Einheit der magnetischen Flußdichte bzw. Induktion ($10^4 \text{ Gauß} = 1 \text{ Tesla}$)
GeV	Giga-Elektronvolt, Einheit für Energie und Masseäquivalent ($10^9 \text{ eV} \equiv 1,77 \cdot 10^{-29} \text{ g}$)
H	Magnetische Feldstärke [A/m]

I	Elektrischer Strom [A] (auch: Ladungsstrom eines Protonenstrahls)
J	Joule, Energieeinheit ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$)
K	Kelvin, absolute Temperatureinheit ($0 \text{ K} = -273,15^\circ\text{C}$)
m	Masse [g]
mrاد	Millirad, Winkleinheit ($1 \text{ mrad} = 0,0573^\circ$)
m_{Ruhe}	Ruhemasse [g] oder [eV], Masse eines Elementarteilchens im Ruhezustand bei 0°K
n	Optischer Brechungsindex
n_0	Leerlaufdrehzahl
$\emptyset$	Durchmesser
q	Ladung [C]
T	Tesla, Einheit der magnetischen Flußdichte bzw. Induktion ($1 \text{ T} = 1 \text{ V}\cdot\text{s}/\text{m}^2$)
t	Zeit [s]
TeV	Tera-Elektronvolt, Einheit für Energie und Masseäquivalent ($10^{12} \text{ eV} \equiv 1,77 \cdot 10^{-26} \text{ g}$)
U	Spannung [V] (als U_{Ind} induzierte Spannung in einer Leiterschleife)
v	Geschwindigkeit [m/s]
V	Volt, Spannungseinheit
w	Windungszahl einer Spule
X	Laterale Achsbezeichnung (horizontal), als x Formelzeichen für horizontale Distanz
Y	Laterale Achsbezeichnung (vertikal), als y Formelzeichen für vertikale Distanz
Z	Longitudinale Achsbezeichnung, als z Formelzeichen für Länge

English Abstract

Metrology and mechatronics for automated probes used in particle accelerator magnets have to cope with unusual environmental conditions: High magnetic fields, casual vacuum and narrow space. This document discusses instrumentation solutions suited for use in magnetic fields of 8,5 Tesla by the example of a robot probe built for CERN's Large Hadron Collider *LHC*. The probe will measure and analyze the magnetic field topology inside dipole and quadrupole magnets of up to 15 m length, through an open aperture of Ø50 mm.

Solutions for rotating and linear drives, for rotation and position encoding, for inclination sensing and for the actual magnetic field analysis are discussed. Suitable materials and the field-compatible geometry applicable in each case are examined.

Furthermore, a selection of optical position and alignment measuring techniques suitable for high magnetic fields is presented and evaluated. A modified alignment measuring telescope was identified as an adequate solution for the lateral position detection of a probe inside a magnet. The modification steps towards a fully automated measuring system are described.

1 Einleitung

Introduction

Die vorliegende Arbeit beschreibt konstruktive Ansätze und meßtechnische Lösungen für Robot-Meßsonden, die unter hohen Magnetfeldern betrieben werden. Ein Prototyp, der für das Europäische Labor für Teilchenphysik CERN entwickelt wurde, dient als Versuchsträger. Seine Aufgabe ist die magnetische Vermessung von supraleitenden Ablenkmagneten des zukünftigen Ringbeschleunigers LHC (*Large Hadron Collider*). Die Ablenkmagnete dienen dazu, geladene Elementarteilchen bei extrem hohen Geschwindigkeiten auf einer Kreisbahn zu halten. Fertigungsbedingte Inhomogenitäten und Asymmetrien der Ablenkmagnetfelder stören die Kreisbahn und verringern die maximal erreichbare Teilchengeschwindigkeit. Sind die Inhomogenitäten allerdings bekannt, so kann eine geeignete Aufstellung und insbesondere eine abgestimmte Einbaureihenfolge der 3800 Ablenkmagnete des LHC diese Störungen minimieren. Die gemessenen Felddaten werden zugleich für die Qualitätskontrolle der industriell hergestellten Magnete herangezogen.

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die physikalischen Grundlagen von Elementarteilchenexperimenten und die Funktionsweise von Ringbeschleunigern, hier im Schema:

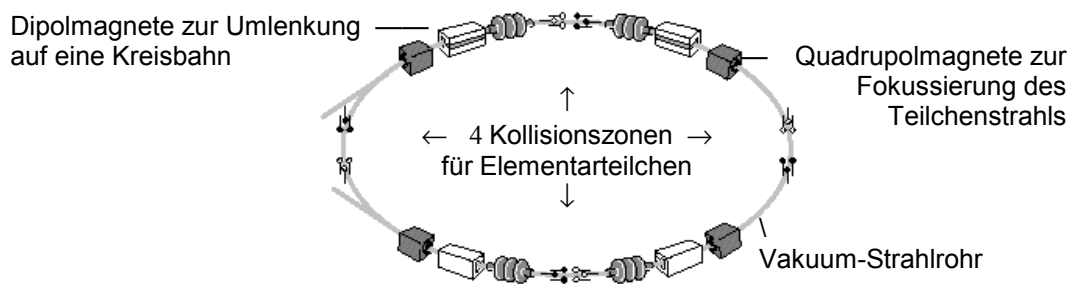


Abb. 1-1 Prinzip eines Ringbeschleunigers
Ring Collider principle

In weiteren Kapiteln werden, unter besonderer Berücksichtigung der magnetischen Kompatibilität, Methoden zur Erfassung von Dipol- und Quadrupolfeldern sowie zur Bestimmung von Position und Lage der Meßsonde diskutiert. Optische und elektrische Meßverfahren, die unter den gegebenen Randbedingungen verwendbar sind, werden beschrieben und bewertet.

Ein besonderes Augenmerk gilt den Antriebstechniken, die unter hohen Magnetfeldern eingesetzt werden können: Normale Elektromotoren versagen in Hochfeldanwendungen; nur eisenlose Motoren sind überhaupt einsetzbar. Als magnetfeldtaugliche Alternative zu Elektromotoren werden neuartige Piezoantriebe untersucht. Bei kompakter Baugröße können sie rotatorische wie auch translatorische Bewegungen ausführen, ohne Permanent- oder Elektromagnete zu benötigen.

Alle implementierten Meß- und Antriebstechniken gehorchen folgenden Anforderungen:

- Funktionsfähigkeit in einem umgebenden Magnetfeld von bis zu 8 Tesla
- Keinerlei Beeinflussung des magnetischen Feldes (magnetische Transparenz)
- Minimale Erzeugung eigener elektro- oder permanentmagnetischer Felder
- Beim Einsatz von Halbleitern: Verhinderung von Fehlfunktionen durch den Halleffekt
- Einsatzmöglichkeit im Strahlrohr (Ø50 mm), das alle LHC-Magnete durchzieht

An den Prototypen der Robot-Meßsonde werden darüberhinaus folgende Ansprüche gestellt:

- Automatische Positionierung entlang der Strahlrohre innerhalb der 15 m langen Magnete
- Meßbarkeit der absoluten Sondenkoordinaten auf $\leq 50 \mu\text{m}$ von außerhalb des Magneten
- Größtmöglicher Automatisierungsgrad der verschiedenen Meßaufgaben
- Hinreichende Miniaturisierung aller Komponenten für einen Durchmesser $< \text{Ø}46 \text{ mm}$
- Störungsfreie Anbindung rotierender Meßwertaufnehmer (keine Schleifringe o.ä.)
- Bevorzugter Einsatz nichtmagnetischer Kunststoffe, Verbundwerkstoffe oder Keramiken
- Geringstmögliche chemische Verunreinigung der Strahlrohr-Innenwand

Die realisierten Antriebs- und Meßtechniken werden in den Kapiteln 6 und 7 beschrieben. Einleitend werden zuvor die möglichen Alternativen diskutiert, die in einer vorangegangenen Machbarkeitsstudie ermittelt wurden. Kapitel 8 schließlich zeigt erste Ergebnisse von Messungen an realen Magneten bei CERN unter Einsatz der Prototyp-Robotsonde (/Bott99/).

2 Physikalische Grundlagen

Physical Basics

Teilchenbeschleuniger gehören neben bemannten Raumfahrtprojekten zu den teuersten technischen Experimenten der Menschheit. Abgesehen von der enormen Größe mancher Systeme ist die notwendige hohe Präzision kostentreibend. Gegenstand der Versuche sind Elementarteilchen von 10^{-12} mm Durchmesser und weniger, die in Frontalkollisionen aufeinandertreffen sollen. Dazu müssen die eingesetzten Geräte extrem genau justiert werden. Elektronische und magnetische Korrekturen setzen dort an, wo die mechanische Präzision ihre Grenzen erreicht.

Beim Aufbau des CERN-Ringbeschleunigers *LHC* wird für strahlführende Komponenten eine absolute Platzierungsgenauigkeit von 1/10 mm gefordert. Dies scheint im Vergleich zu den Genauigkeitsanforderungen der Fertigungsindustrie wenig. Bezogen auf die Gesamtgröße der Anlage, einem Ring von 8,5 km Durchmesser, entspricht 1/10 mm immerhin einer relativen Positionsgenauigkeit von $1,1 \cdot 10^{-8}$.

Ein kurzes Resümee der zugrundeliegenden Physik soll verdeutlichen, welchen Einfluß Präzision und Anlagengröße auf die Erfolgsaussichten eines Teilchenbeschleunigers haben.

2.1 Hochenergiephysik

High-Energy Physics

Nachdem der Begriff "Nuklear" gegenwärtig negativ belegt ist, hat sich CERN – ursprünglich *Centre Européen pour la Recherche Nucléaire* – umbenannt in *Centre Européen pour la Recherche des Particules*, im Deutschen "Europäisches Forschungszentrum für Hochenergiephysik". Was jedoch bedeutet "Hochenergiephysik"?

Um die Bausteine von Protonen, Neutronen und anderer Elementarteilchen zu entdecken, müßten diese Elementarteilchen zerteilt werden. Der Name "Elementar" sagt allerdings aus, dass dies unter natürlichen Umständen unmöglich ist: Protonen und Neutronen besitzen derart hohe innere Bindungsenergien, daß erst eine Teilchentemperatur von 2^{12} °C zum Zerfall führen würde. Im heutigen Universum ist diese Temperatur nirgendwo vorzufinden, wohl aber in seiner frühen Entstehungsphase, geschätzte 10^{-6} Sekunden nach dem Urknall. Ziel der

Hochenergiephysik ist es, diesen Zustand kurzzeitig experimentell herzustellen. In der folgenden Abkühlungsphase kann die Kondensation der freien Bausteine zu Elementarteilchen mittelbar beobachtet werden.

Es ist heute Stand der Erkenntnisse, daß jede Materie aus zwei Sorten von Bausteinen besteht, den schweren *Quarks* und den leichten *Leptonen*:

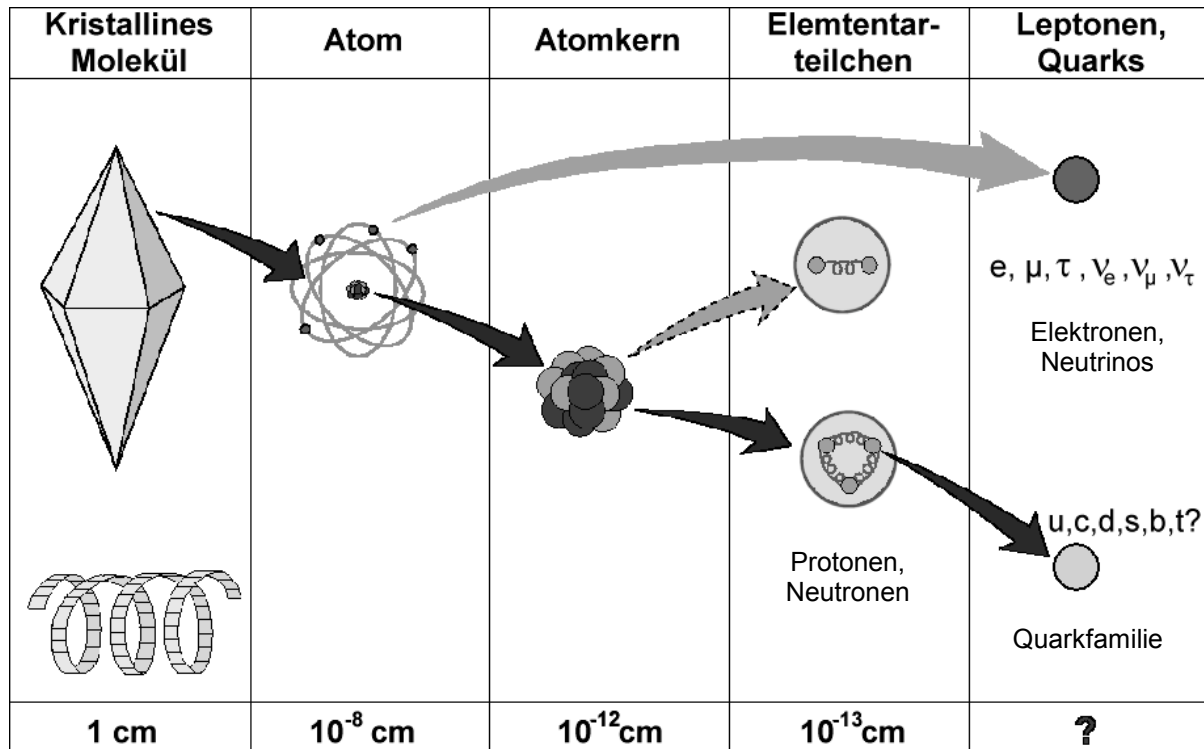


Abb. 2-1 Aktuelles Elementarteilchenmodell
Standard Model of Particle Physics

Quelle: CERN

Elektronen gehören der Leptonenfamilie an, sie können einzeln beobachtet werden. Quarks hingegen treten unter natürlichen Verhältnissen ausschließlich als Dreiergruppe auf: Protonen und Neutronen bestehen aus jeweils drei Quarks, deren elektrische Ladung entweder $^{-1}/3$ oder $^{+2}/3$ beträgt. Beim Proton ergibt die Summe der Ladungen +1, beim Neutron 0.

Zwar können Quarks wie auch Leptonen nochmals nach Ladung und Gewicht in 6 Klassen unterteilt werden, die Vielfalt ist jedoch für das heutige Universum ohne Bedeutung. Vier der sechs möglichen Quarktypen sind derart hochenergetisch, daß sie nicht natürlich existieren können. Sie sind gewissermaßen "Relikte" des Urknalls, die nur unter künstlich geschaffenen, extrem hohen Energiekonzentrationen vorübergehend entstehen. Der so erbrachte Nachweis

von Relikt-Materie vermittelt Einblicke in die Entwicklungsgeschichte des Universums. Dies ist allerdings nicht rein historisch zu verstehen, da die Grundlagen der heutigen Naturkräfte Gravitation, Elektromagnetismus und Kernwechselwirkungen ebenfalls zu diesem Zeitpunkt entstanden sind. Die Forschungen ebnen den Weg zu einem besseren Verständnis dieser Kräfte, möglicherweise zu zukünftigen neuen Energiequellen.

2.2 Materiesynthese

Matter Synthesis

Da Protonen und Neutronen im Experiment unteilbar scheinen, muß man deren Bausteine und verwandte Subelementarteilchen *synthetisieren*, wenn man sie beobachten will. Die Synthese von Materie ist möglich aufgrund der Äquivalenz von Energie und Masse über den Faktor $9 \cdot 10^{18}$ J/g, von Einstein formuliert als:

$$E = m \cdot c^2$$

Um hochenergetische Materie aus frühen Stadien des Universums zu erzeugen, müssen größte Energiemengen auf kleinstem Raum konzentriert werden. Spontan und scheinbar willkürlich entstehen daraus Partikel, deren Masse in Summe der zugeführten Energie ($\cdot 1/c^2$) entspricht. Diese energiereichen Partikel haben eine kurze Lebensdauer von $< 10^{-9}$ Sekunden. Je nach Impuls beträgt die währenddessen zurückgelegte Weglänge einige Millimeter bis Meter. Der Beobachter des Materieerzeugungs-Experiments darf also keinesfalls weiter als diese Distanz vom Entstehungsort entfernt sein, wenn er das Ereignis unverfälscht aufzeichnen will.

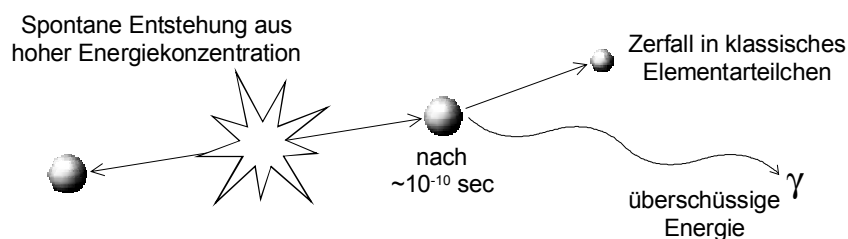


Abb. 2-2 Synthetisierte schwere Teilchen zerfallen in leichtere Elementarteilchen

Decay of synthetic heavy matter into lighter elementary particles

Liefert ein Teilchenbeschleuniger genügend hohe Energiekonzentrationen, so können ganze Schauer an exotischen Teilchen bei einem Syntheseexperiment entstehen. Dabei ist es unerheblich, in welcher *Form* die Energie zugeführt wird: Potentielle, thermische wie auch

kinetische Energieformen haben dasselbe Masseäquivalent. Bezogen auf *ein* Teilchen besteht zwischen den Energieformen keinerlei Unterschied – steigt die Teilchenenergie, so nimmt gleichzeitig die Teilchenmasse zu. Dies hat weitreichende Folgen:

»Die träge Masse von Materie erhöht sich mit steigender Geschwindigkeit.«

Die erhöhte Masse wird *relativistische Masse* genannt und kann aus der Ruhemasse m_0 (im energielosen, eingefrorenen Zustand) und der Teilchengeschwindigkeit v berechnet werden:

$$m_{(\text{relativistisch})} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

Dies erklärt die Unerreichbarkeit der Lichtgeschwindigkeit für alle Körper mit Ruhemasse. Im Grenzfall $v \rightarrow c$ wird der Nenner zu Null. Wegen $m_{(\text{relativ.})} \rightarrow \infty$ wäre zur Beschleunigung auf Lichtgeschwindigkeit eine unendlich hohe Kraft nötig.

Auch die potentielle Energie hat Einfluß auf die relativistische Masse. Bei der hypothetischen Trennung zweier Quarks würde die hinzuzufügende potentielle Energie den freien Quarks gewaltige Massen verleihen. Bei einer Wiedervereinigung würde diese Masse als Strahlung freigesetzt und aus dem Endprodukt verschwinden. Daraus folgt das scheinbare Paradoxon:

»Elementarteilchen wiegen weniger als die Summe ihrer Einzelbausteine.«

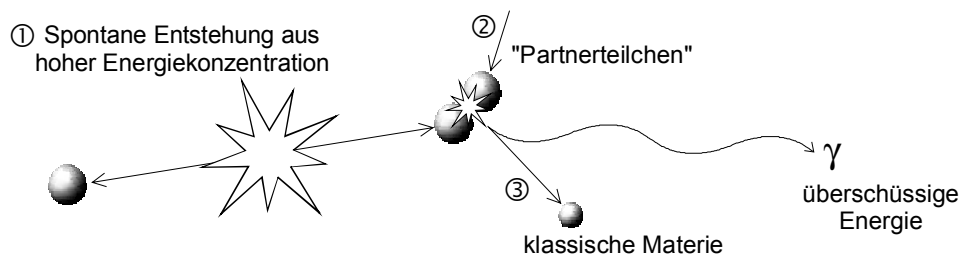


Abb. 2-3 Synthetisierte Materiebausteine kondensieren zu Elementarteilchen (vereinfacht)
Condensation of heavy matter into classical elementary particles (simplified)

2.3 Teilchenbeschleuniger-Experimente

Particle Accelerator Experiments

Die benötigte Energiedichte wächst bei Experimenten zur Erzeugung hochenergetischer Materie schrankenlos, weit jenseits der Möglichkeiten, die beispielsweise fokussierbare Strahlquellen bieten. Für die Erzeugung neuer Materie gemäß Energie-Masse-Äquivalenz ist die *Form* der zugeführten Energie allerdings unwichtig; anstelle der elektromagnetischen Energie eines Laserstrahls kann ebenso gut die kinetische Energie von Partikeln genutzt werden. Beim Einsatz beschleunigter Elementarteilchen ergibt sich schon aus der geringen Ausdehnung die gewünschte hohe Energiedichte. Die Art des Teilchens ist dabei nebensächlich, sofern es eine elektrische Ladung trägt und elektrostatisch beschleunigt werden kann:

- Vergleichsweise einfach lassen sich Elektronen auf sehr hohe Geschwindigkeiten ($v \approx c$) bringen, so daß ihre relativistische Masse die Ruhemasse weit übersteigt. Bei einer Frontalkollision zweier schneller Elektronen können somit schwerere Teilchen entstehen.
- In Betracht kommen außerdem Elektron-Positron-Kollisionen, bei denen zusätzlich zur kinetischen Kollisionsenergie die Ruheenergien (die Masse) von Materie und Antimaterie in der gegenseitigen Vernichtung freigesetzt werden.
- Hohe Ausbeuten können mit Proton-Proton-Kollisionen erreicht werden, da aufgrund der höheren Masse wesentlich geringere Geschwindigkeiten für dieselbe kinetische Energie aufgeprägt werden müssen. Allerdings sind auch die auftretenden Trägheitskräfte größer.
- Schließlich können schwere Ionen (z.B. Blei^+ , Gallium^+) als Träger von kinetischer Energie in Teilchenbeschleunigern eingesetzt werden. Ihr heterogener Aufbau erschwert allerdings die Interpretation der Ergebnisse von Materieexperimenten.

2.4 Der Ringbeschleuniger LHC

The Large Hadron Collider

2.4.1 Proton-Proton-Kollisionen

Proton-Proton collisions

Der bei CERN im Aufbau befindliche *Large Hadron Collider* LHC ist ein Werkzeug für Proton-Proton-Experimente. Die Protonen werden in gegenläufigen Vakuumröhren auf Kreisbahnen beschleunigt, bis sie eine Geschwindigkeit nahe derjenigen des Lichts erreicht haben. Aufgrund der großen Protonenzahl spricht man von "Teilchenstrahl". Insgesamt 200 Billionen Protonen mit einem Gesamtgewicht von $3,55 \cdot 10^{-15}$ g befinden sich im Betrieb in beiden Vakuumröhren. Die Protonen laufen zusammengefaßt zu *Paketen* von je 100 Milliarden in den Kreisbahnen. Die Pakete folgen einander im Abstand von 25 nsec und einem Intervall von 7,5 m.

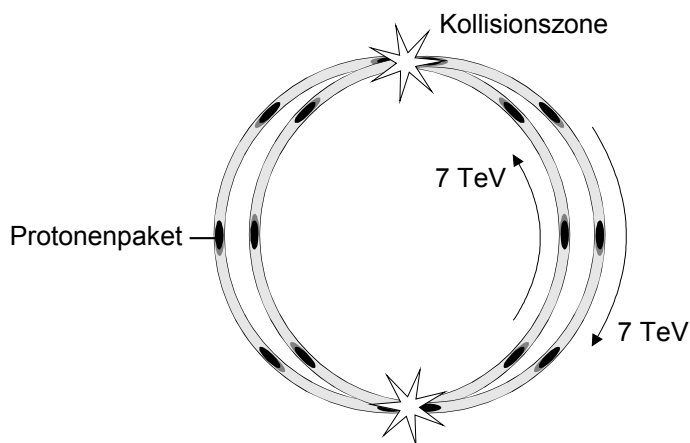


Abb. 2-4 Kollision gegenläufiger Protonenpakete (Schema)

Collision of counter-rotating proton packets

Auf mehreren begradigten Abschnitten des Rings vereinen sich beide Vakuumröhren, und die Teilchenstrahlen kreuzen sich in einem spitzen Winkel von $0,01^\circ$. Der LHC (siehe /LHC95/) besitzt vier solcher *Kollisionszonen*. Die Protonen setzen dort bei einer Frontalkollision ihre gesamte kinetische Energie frei, so daß daraus die gesuchte, hochenergetische Materie entstehen kann. Statistisch kollidieren von den 100 Millionen Protonen eines Pakets ca. 10~20 in jeder Begegnung. Die Kollisionszone ist umgeben von zahlreichen Sensoren und Detektoren, welche Fragmentspuren aufzeichnen und das vollständige Kollisionsereignis in Form einer Momentaufnahme festhalten. Die folgende Abbildung zeigt eine derartige, wenige Nanosekunden lange Momentaufnahme mit rekonstruierten Partikelspuren.

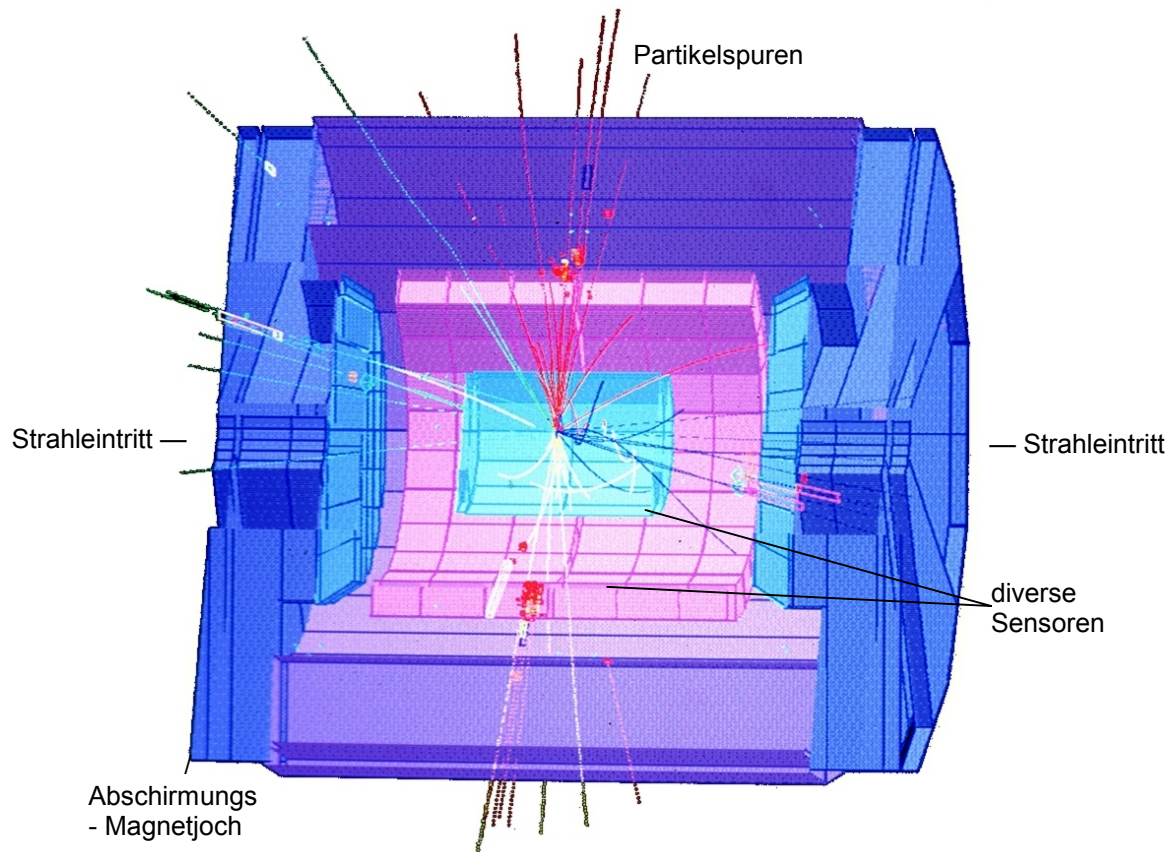


Abb. 2-5 Momentaufnahme einer Kollision mit rekonstruierten Partikelspuren

Snapshot of a collision with reconstructed particle trails

Rein rechnerisch ergibt sich eine Kollisionsrate von knapp einer Milliarde pro Sekunde, von denen jedoch nur 10~100 pro Sekunde als potentiell verwertbar eingestuft und aufgezeichnet werden. Die Datenrate beträgt hier 1200 Terabyte/Sekunde und übersteigt damit das weltweite Telekommunikationsaufkommen. Wissenschaftlich interessante Ereignisse sind allerdings statistisch so selten, daß sie nur alle paar Stunden oder sogar Tage auftreten. Sie müssen in aufwendigen Analysen aus den Aufzeichnungen herausgefiltert werden. Erst danach werden die aussichtsreichsten Kandidaten von Physikern beurteilt und interpretiert.

Die hohe Datenrate erklärt sich durch die Vielzahl der eingesetzten Sensoren: Aufgrund der Heterogenität der entstehenden Partikelschauer müssen Sensoren für das gesamte Spektrum an Teilchenenergien, elektrischen Ladungen und Wellenlängen vorhanden sein. Die Sensoren müssen lückenlos den Kollisionsraum umgeben, um eine korrekte Erfassung der Gesamtenergie (Kalorimetrie) zu ermöglichen. Zugleich ist für die Messung von Teilchenmomenten und -Impulsen eine hohe räumlich Auflösung erforderlich. Diese Anforderungen führen zu Nachweisgeräten in konzentrischer Sandwich-Bauweise. Die Sensoren für Ladungs- und

Impulsbestimmung, Spurdetektion und kalorimetrische Summenbildung werden schichtweise übereinander gebaut. Inklusiv magnetischer Abschirmung können diese Geräte eine beachtliche Größen erreichen, wie der Entwurf des im Aufbau befindlichen Nachweisgeräts ATLAS zeigt (/ATL94/):

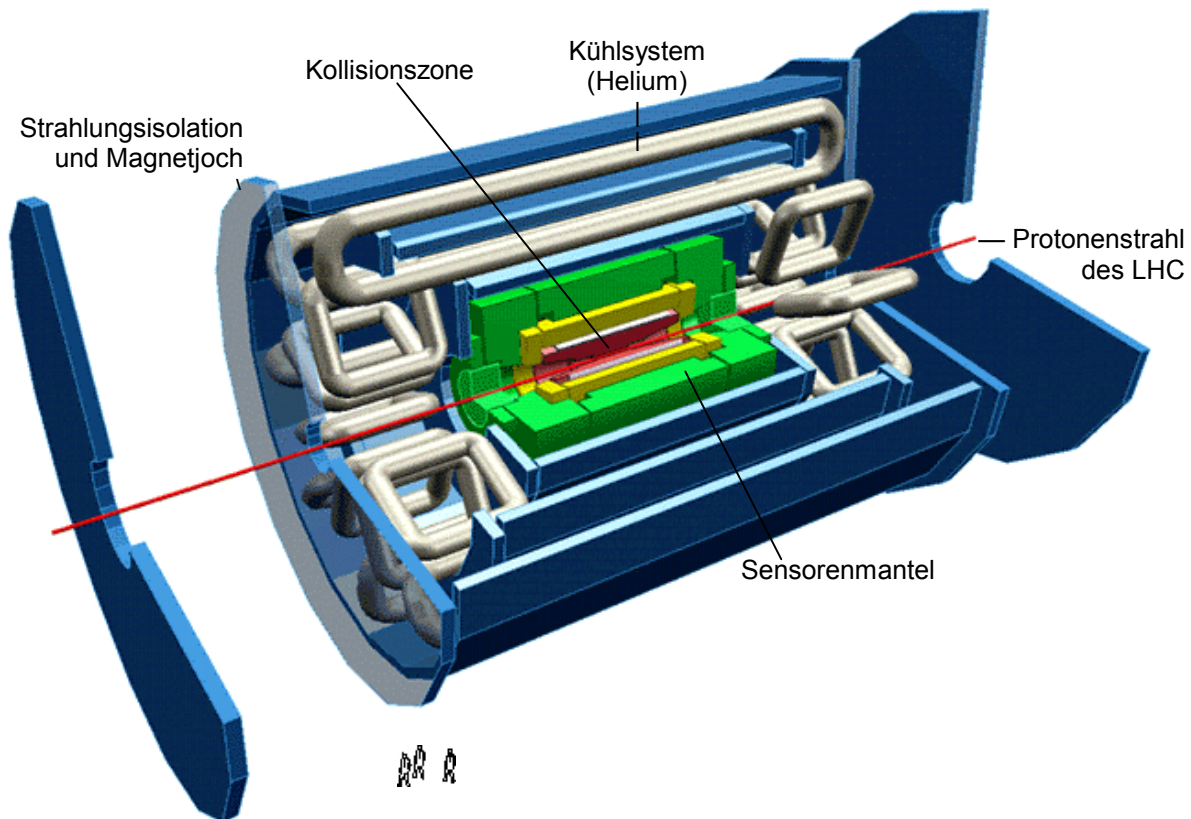


Abb. 2-6 Experimentaldetektor ATLAS mit Menschengruppe zum Größenvergleich
 ATLAS detector with group of humans for scale evaluation

Zum Schutz vor Fehlmessungen durch Höhenstrahlung werden die Detektoren und der Ringbeschleuniger in 100 m Tiefe installiert. Dadurch ist zugleich ein ausreichender Schutz gegen elektromagnetische Störungen aus der Umwelt und eine gute Abschirmung der für Lebewesen gefährlichen Synchrotronstrahlung gewährleistet, welche bei der Ablenkung hochenergetischer Teilchen entsteht.

2.4.2 Protonenenergie im LHC

Proton energy level in the LHC

Jedes Proton wird auf eine kinetische Energie von 7 Tera-Elektronvolt (TeV) beschleunigt. Diese Energie läßt sich entweder als kinetische Energie deuten, entsprechend einem durch ein Feld von 7 Billionen Volt beschleunigten Elektron, oder als Massezugewinn laut Energie-

Masse-Äquivalenz. Im Ruhezustand besitzen die Protonen eine Masse, die 1 GeV äquivalent ist. Im beschleunigten Zustand bei 7 TeV nimmt ihre Masse um das siebentausendfache zu:

$$1 \text{ eV} = 1 \cdot e^- \text{ J/C} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad \equiv \quad 1,77 \cdot 10^{-38} \text{ g relativistische Masse}$$

$$1 \text{ GeV} \quad \equiv \quad 1,77 \cdot 10^{-29} \text{ g Protonenmasse in Ruhe (ca.)}$$

$$7 \text{ TeV} \quad \equiv \quad 1,24 \cdot 10^{-25} \text{ g relativistische Protonenmasse}$$

Die Geschwindigkeit der Protonen läßt sich aus dem Ruhemassenäquivalent von 1 GeV und der Geschwindigkeits-Energie-Äquivalenzformel für Geschwindigkeiten $v \gg 0$ errechnen:

$$E \cdot \sqrt{1 - v^2/c^2} = m_{\text{Ruhe}} \cdot c^2$$

$$\text{mit } E = 7 \text{ TeV, } m_{\text{Ruhe}} = 1 \text{ GeV} \Rightarrow v = 99,9999989\% c$$

Zwei mit jeweils 7 TeV kollidierende Protonen haben gemeinsam 14 TeV oder das vierzehntausendfachen Energieäquivalent der Protonen-Ruhemasse. Bei einer frontalen Kollision wird also genug Energie frei, um 14000 neue Protonen zu erzeugen. In der Praxis entstehen meist weniger Teilchen, von denen einige vorübergehend den Großteil der Masse in sich vereinen.

2.4.3 Magnete im LHC

LHC Magnets

Magnetfelder dienen der Formung des Protonenstrahls und haben folgende Aufgaben:

1. Die Protonenpakete streben aufgrund der gleichnamigen Ladung in ihrem Inneren immer auseinander. Sie müssen regelmäßig gebündelt werden, was mit vierpoligen Magneten geschieht. Diese Quadrupolmagnete sind nur im Zentrum feldfrei; exzentrisch laufende Protonen erfahren eine Ablenkung zur Achse hin.
2. Um die Partikelstrahlen auf eine Ringbahn zu zwingen, umgeben Dipolmagnete mit einem homogenen orthogonalen Feld das Strahlrohr. Die Lorentzkraft der geladenen Teilchen im Feld kompensiert die Fliehkraft. Insgesamt befinden sich über den 26,7 km messenden Umfang des LHC-Rings verteilt 1300 Dipolmagnete à 15 m Länge und 2500 Quadrupole.

Zusätzlich zu den Magneten werden für die eigentliche Beschleunigung der Protonen hohle Hochfrequenz-Kondensatoren (*Radiokavitäten*) eingesetzt, deren elektrische Felder im Takt der durchfliegenden Protonenpakete umgepolt werden. Eine abwechselnde Anordnung der Kondensatoren, Dipole und Quadrupole führt zu folgendem schematischen Aufbau des Ringbeschleunigers:

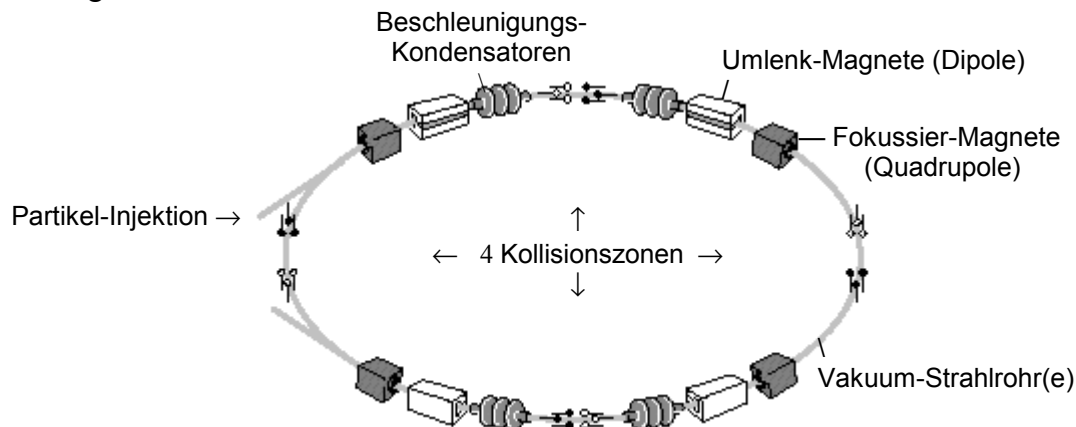


Abb. 2-7 Schematischer Aufbau eines Ringbeschleunigers
Basic Ring Collider layout

Die Feldstärke der Dipolmagnete ist maßgeblich für die maximale Teilchenenergie, die der LHC liefern kann. Mit steigender Energie wächst die relativistische Masse der umlaufenden Protonen und damit ihre Trägheit bzw. Fliehkraft. Die entgegengewirkende Lorentzkraft muß die Fliehkraft exakt kompensieren, so daß die Protonen an keinem Ort die Wand der Vakuumröhre berühren.

Um höhere Partikelenergien zu erreichen, sind entweder stärkere Magnete oder ein größerer Ringdurchmesser zwecks Fliehkraftverminderung erforderlich. Im Falle des LHC ist der Ringdurchmesser auf 8,5 km festgelegt, da sich CERN zum Einbau des LHC in einen bereits vorhandenen Tunnel entschieden hat. Im Vergleich zu Vorgängerexperimenten mußte daher die Feldstärke der Umlenkmagnete wesentlich gesteigert werden:

Die Dipolmagnete des LHC erreichen im Nennbetrieb eine homogenen Flußdichte von 8,36 Tesla. Die Erzeugung derartig hoher Feldstärken erfordert supraleitende Magnetspulen, in denen ein Gleichstrom von 12.000 A das Feld verlustfrei aufrechterhalten kann. Die Kühlung auf Supraleitungstemperatur erfolgt in einem Heliumbad bei 1,9 Kelvin. Das flüssige Helium entwickelt bei dieser Temperatur eine extrem hohe Wärmeleitfähigkeit. /LHC95/

Die Außenwände der Strahlröhre sind ebenfalls mit dem Kühlmittel in Kontakt, wodurch die im Inneren vorhandenen Restgasmoleküle an der Röhrenwand festfrieren. Durch diese großflächige *Kryoabsorption* ist es möglich, in der Röhre ein extrem gutes Vakuum zu erzeugen. Die aufwendige Kühlung erfordert eine ebenso aufwendige thermische Isolation, bestehend aus 18 m langen strahlungsisolierten Kryocontainern, die die Magnete umgeben:

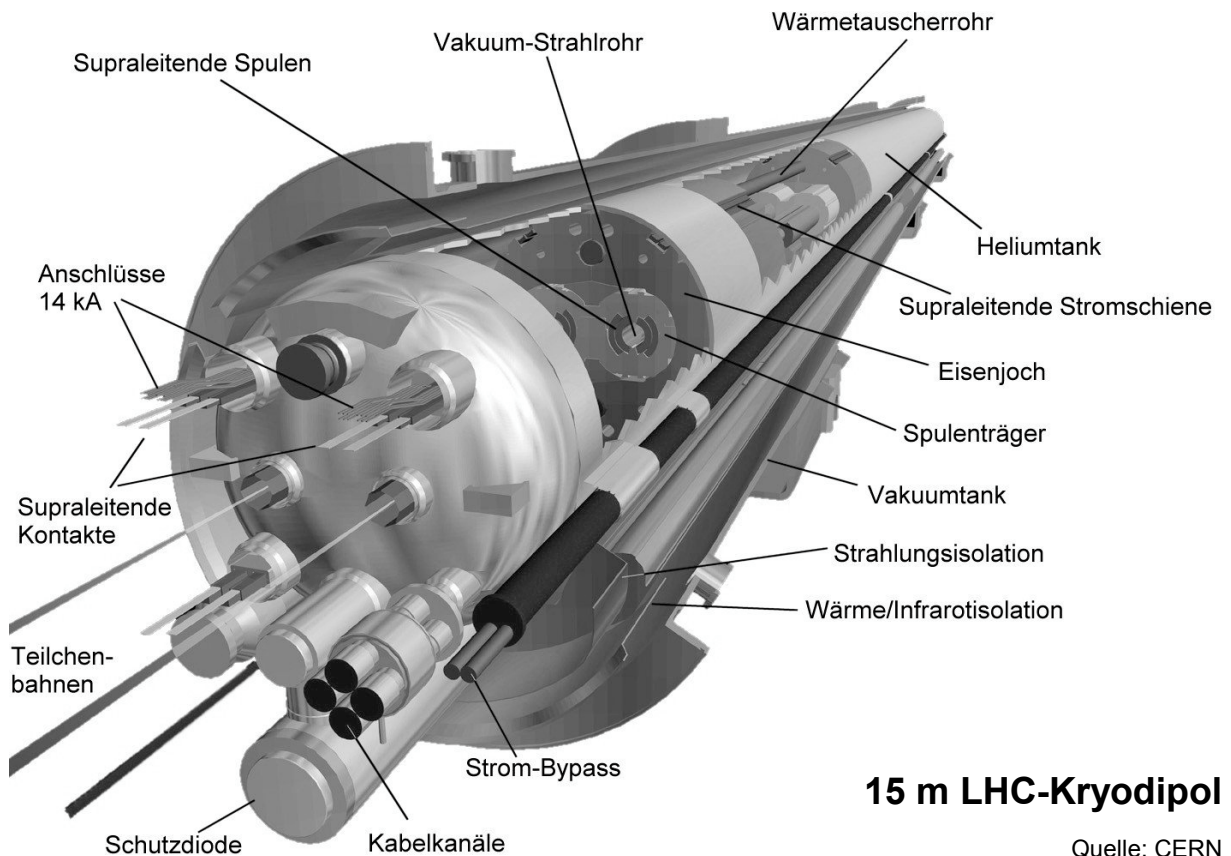


Abb. 2-8 Darstellung eines supraleitenden Dipolmagneten mit umgebendem Isoliertank

Drawing of a superconducting dipole magnet with thermal insulation casing

Bei ihrer endgültigen Installation werden die einzelnen Magnete miteinander verschweißt, so daß sie sich zu einem Ring von 26,7 km Länge schließen. Bei diesem Vorgang werden zunächst die Strahlrohre im Inneren vakuumdicht verflanscht. In den kurzen Abschnitten zwischen den Magneten laufen die Strahlrohre nicht frei, sondern innerhalb eines Mantels aus strahlungsisolierendem Material im umgebenden Vakuumcontainer. Auch ohne Heliumumspülung steigt die Temperatur der Strahlrohre auf diesen Abschnitten nicht über 5 Kelvin. Zum Abschluß der Installation werden Strom- und Heliumversorgungen verbunden und der außenliegende Vakuumcontainer auf der gesamten Länge geschlossen. Ein mechanischer Ein-

griff ist danach nicht mehr ohne weiteres möglich. Das folgende Bild zeigt eine Anordnung von supraleitenden 8,5-Tesla-Dipolmagneten im Probebetrieb:

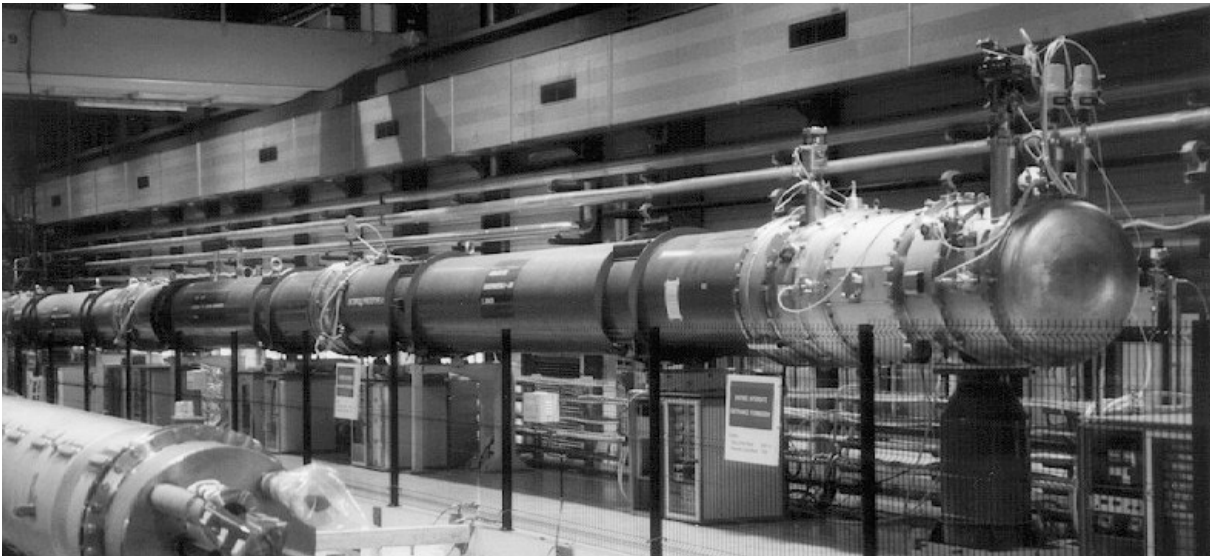


Abb. 2-9 Prototyp-Ringabschnitt aus mehreren zusammengeführten Dipolmagneten

Test-string of the accelerator consisting of several assembled dipole magnets.

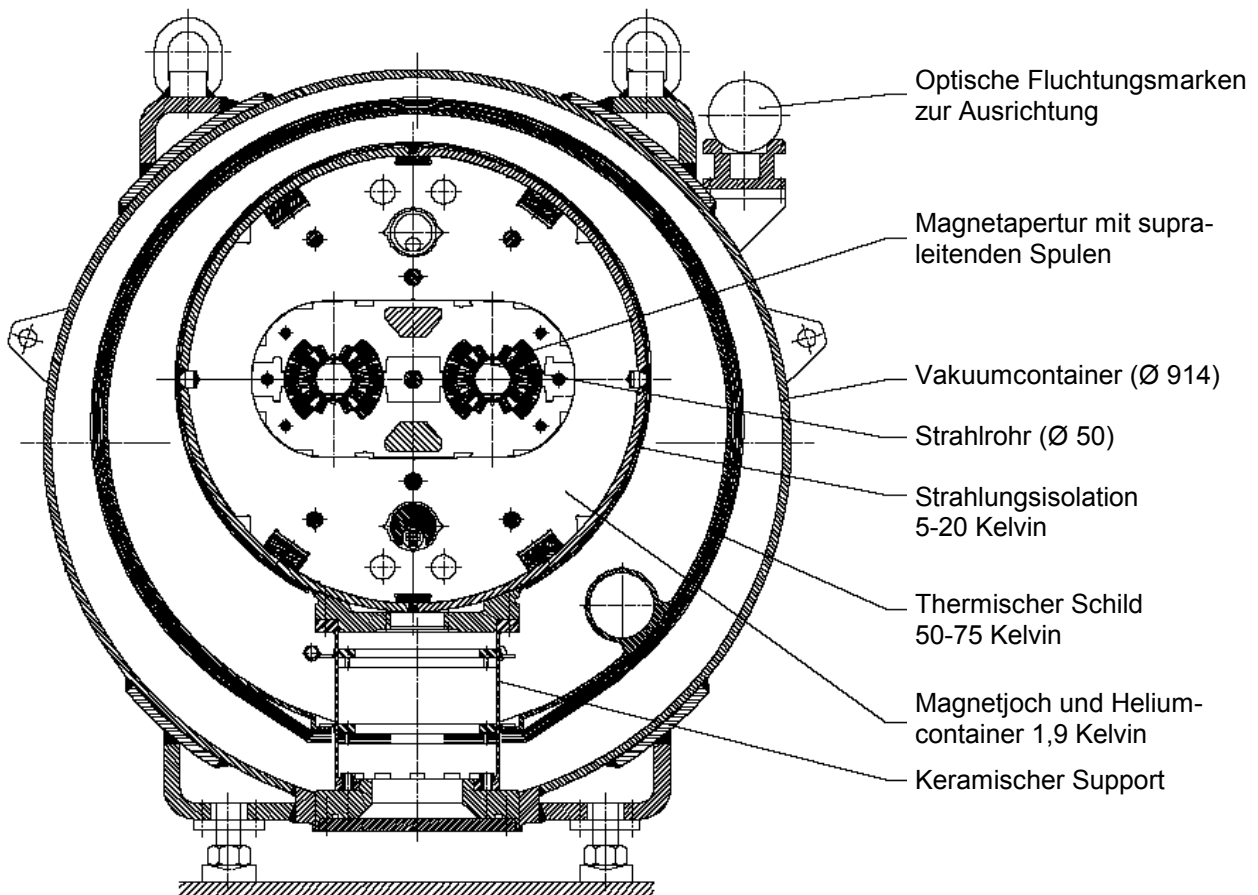


Abb. 2-10 Querschnitt eines LHC-Dipolmagneten mit Isoliercontainer

Cross-section of a LHC dipole magnet with insulation casing

Nach der Umlenkung des Protonenstrahls folgt die Fokussierung auf den gegenläufigen Strahl im Bereich der Kollisionszone. Um eine hohe statistische Kollisionswahrscheinlichkeit zu erlangen, wird eine Bündelung auf wenige μm^2 Querschnitt angestrebt. Die Informationsausbeute der Experimente ist direkt abhängig von der statistischen Kollisionswahrscheinlichkeit, genannt *Luminosität*. Diese hängt direkt von der Dichte der sich kreuzenden Protonenpakete ab. Jedes Paket à 100 Milliarden Protonen enthält insgesamt $1,77 \cdot 10^{-18}$ Gramm Masse. In der Kollisionszone herrscht also jederzeit – trotz Protonen – gutes Vakuum. Je besser die beiden Teilchenstrahlen dort aufeinander fokussiert werden, desto höher die Ausbeute. Die Bündelung wird durch elektromagnetische Linsen erreicht, vergleichbar mit der Fokussierung eines Elektronenstrahls im Elektronenmikroskop. Aufgrund der wesentlich höheren Teilchenenergien gelten jedoch andere Größenordnungen, wie die folgende Tabelle verdeutlicht:

	Elektronenmikroskop	LHC
Magnete	$\leq 1,5 \text{ T}$	$\leq 8,5 \text{ T}$
Partikelenergie	$< 0,1 \text{ MeV}$	$7 \cdot 10^6 \text{ MeV}$
Strahlstrom	$10^{-12} \dots 10^{-6} \text{ A}$	max. $0,53 \text{ A}$

Tabelle 1: Größenordnungsvergleich Elektronenmikroskop & LHC

Die geforderte Flußdichte von 8,5 Tesla stellt, obwohl nicht einmal sechsfach höher als in einem Elektronenmikroskop, eine große Herausforderung dar. Elektromagnete mit Eisenkern profitieren von der Verstärkung der Feldstärke durch das Eisen bis zu dessen Sättigungsfeldstärke von ca. 1,5 T. Sind alle Elementarmagnete im Eisen ausgerichtet, so erwächst hieraus keine Verstärkung mehr. Ein weiterer Anstieg der Flußdichte muß durch einen wesentlich steileren Anstieg (Faktor 1000) des Strombelags der Spule erreicht werden. So wird schon zum Erreichen von 3 T in einem gesättigten Eisenkernmagneten ein ca. 1000-fach höherer Strom benötigt als zum Erreichen von 1,5 T.

3 Zielsetzung

Objectives

3.1 Qualifizierung von Teilchenbeschleuniger-Magneten

Qualifying of Particle Accelerator Magnets

Für die Magneten des Teilchenbeschleunigers LHC wird eine Vorrichtung benötigt, die im industriellen Maßstab eine magnetische Vermessung der zu installierenden Umlenk- und Fokussiermagnete ermöglicht. Folgende Größen sind dabei von besonderer Bedeutung:

- Das Flußintegral, verantwortlich für die Gesamtablenkung
- Die Feldhomogenität, mit Einfluß auf die Strahlqualität
- Die magnetische Symmetrieebene, deren Lage die Ablenkungsrichtung vorgibt

Das *Flußintegral* eines Magneten geht in die Gesamtablenkung eines hindurchfliegenden Protons durch die Lorentzkraft ein. Das Flußintegral wird im laufenden Betrieb so gesteuert, daß die auftretenden Fliehkräfte bei der jeweiligen Protonenenergie exakt durch die Lorentzkraft kompensiert werden. Ein Zusammenhang zwischen Flußintegral und der extern einstellbaren Spulenstromstärke muß jedoch bekannt sein.

Eine gute *Feldhomogenität* bewirkt, daß alle umlaufenden Protonen um denselben Betrag abgelenkt werden, unabhängig von ihrem Abstand zur Strahlmitte. Anderenfalls findet eine *Dispersion* der Protonenenergien statt. Aus konstruktiven Gründen ist es allerdings praktisch unmöglich, ein absolut homogenes Dipolfeld zu erzeugen. Die vorhandenen Verzerrungen müssen daher entweder durch benachbarte Korrekturmagnete oder durch eine optimierte Aufstellungsreihenfolge von Magneten mit sich aufhebenden Feldverzerrungen kompensiert werden.

Die Lage der magnetischen *Symmetrieebene* entscheidet unter anderem, wie der Magnet an seinem endgültigen Standort zu installieren ist. Die Vermessung des Magnetfeldes relativ zu externen Zielmarken ermöglicht die Erstellung präziser geometrischer Aufstellvorschriften für jeden einzelnen Magneten.

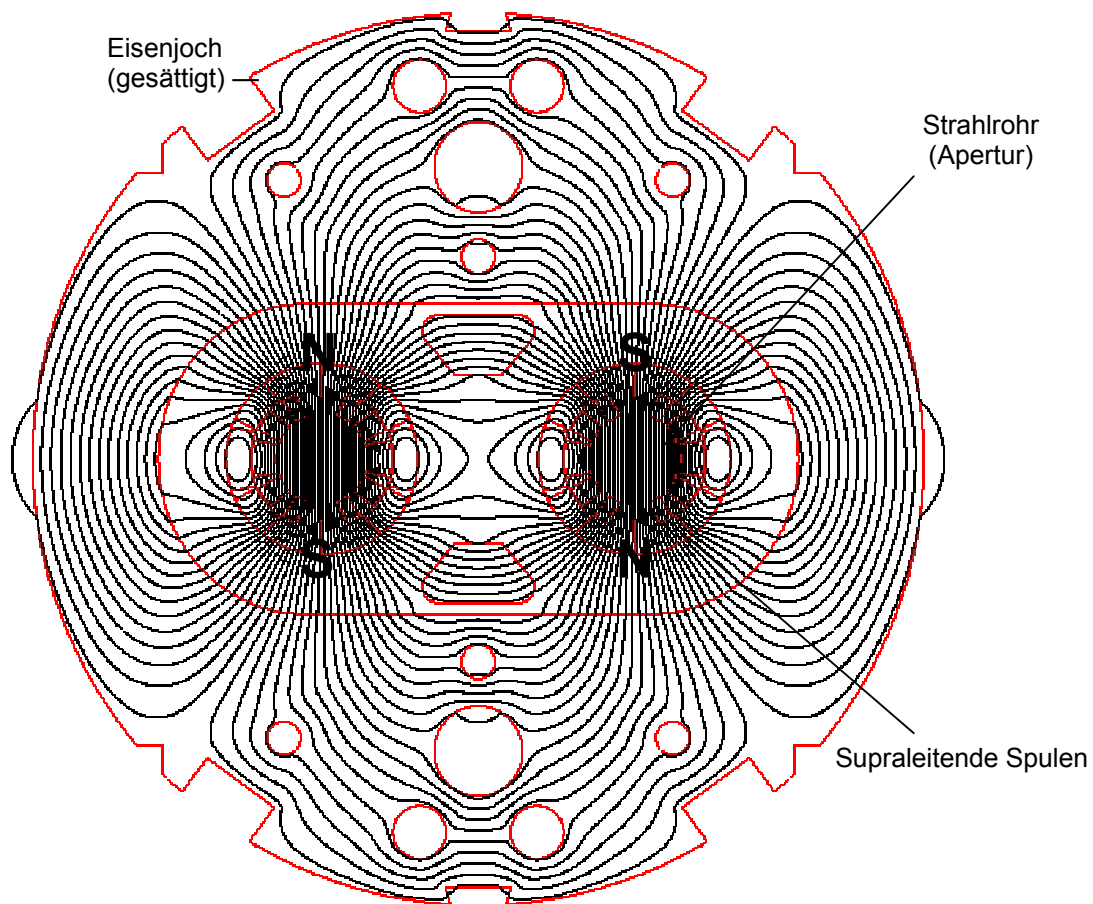


Abb. 3-1 Feldlinien im Querschnitt eines LHC-Dipolmagneten (aus Abb. 2-10)
 Magnetic field in the section of a LHC dipole yoke

Wie in der Abbildung gezeigt, ist in den beiden Vakuumröhren inmitten des Magnetjochs das Feld homogen und parallel ausgerichtet. Die Vakuumröhren bilden die zwei "Luftspalten" des magnetischen Kreises und werden *Apertur* genannt. Das Dipolfeld ist genaugenommen nur in der Mitte der Aperturen annähernd ideal. Zum Rand hin erscheinen Feldinhomogenitäten mit mehrpoliger Symmetrie, die durch nachgeschaltete Korrekturmagneten kompensiert werden müssen. Aufgrund der Leiteranordnung dominiert hier eine 22-polige Inhomogenität.

Ebenso weisen die zur Strahlfokussierung eingesetzten Quadrupolmagnete (Feldlinienschnitt in Abb. 3-3) einen mehrpoligen inhomogenen Anteil auf. Für alle nicht kompensierbaren Inhomogenitäten werden Korrekturmagnete mit gleicher Polzahl benötigt. Aus dem in Polarkoordinaten gemessenen Magnetfeld können mittels Fouriertransformation die Koeffizienten (Amplitude und Lage) der höherpoligen Fehleranteile bestimmt werden. Anhand dessen wird die optimale Einbaulage und die Reihenfolge aller Haupt- und Korrekturmagneten ermittelt.

3.2 Positionierung der LHC-Magnete

Positioning of LHC Magnets

3.2.1 Vermessung vor der Installation

Field analysis prior to Installation

Die Vermessung der Magnete *vor* ihrem Einbau hat mehrere Gründe: Im Gegensatz zu klassischen Magneten verhindert bei supraleitenden Magneten der thermisch isolierende Vakuum-Kryotank jegliche Nachbesserung. Einmal installiert und in Betrieb werden die Magnetspulen vollkommen unzugänglich. Die Kryo-Container benachbarter Magneten werden miteinander verschweißt und an eine gemeinsame Kühl- und Stromversorgung angeschlossen.

Überdies werden die Magnete bei der Inbetriebnahme bis auf 1,9 K abgekühlt. Aufgrund von thermischer Kontraktion verändert sich dabei ihrer Lage relativ zum umgebenden Container. Diese Veränderung muß vorher bekannt sein, damit im warmen Zustand ein geometrischer Offset vorgesehen werden kann, der beim Abkühlen zu Null wird.

Während der Installation im Beschleunigerring werden die Magnetcontainer so ausgerichtet, daß die magnetischen Achsen exakt mit der geplanten Teilchenbahn zusammenfallen. Dazu muß die Feldtopologie relativ zu äußeren Merkmalen am Magnetcontainer bekannt sein.

Wie bereits erwähnt wird auch die Aufstellreihenfolge der Magnete anhand der ermittelten Feldtopologie optimiert: Magnete mit sich gegenseitig aufhebenden Feldverzerrungen werden bevorzugt benachbart installiert. Damit entfallen Korrekturen durch spezielle Zusatzmagnete.

3.2.2 Auswirkung von Aufstellungsfehlern

Misalignment Effects

3.2.2.1 Winkeltoleranzen

Angular Tolerances

Dipolfelder dienen der Umlenkung geladener Teilchen in der Ringebene. Die Dipolfeldlinien müssen im genutzten Bereich exakt orthogonal zur Ebenen verlaufen. Nur dann ist eine Ablenkung ausschließlich in der Ringebene und eine maximale Energieausbeute gewährleistet.

Jegliche Abweichung des Teilchenstrahls aus der Ebenen heraus muß an anderer Stelle korrigiert werden und summiert sich zu einer Auf- und Abwärts-Oszillation der Protonen. Mit der Synchrotronstrahlung, die generell bei der Umlenkung schneller Protonen entsteht, erwächst aus der Oszillation ein Energieverlust. Vom Beschleuniger muß jedoch bereits der Energieverlust durch die Umlenkung auf eine Kreisbahn permanent nachgeliefert werden. Bei 7 TeV werden im LHC kontinuierlich 4 kW Synchrotronstrahlung je Ring von den Protonen abgegeben. Jede Störlast verhindert dabei einen optimalen Wirkungsgrad der Anlage.

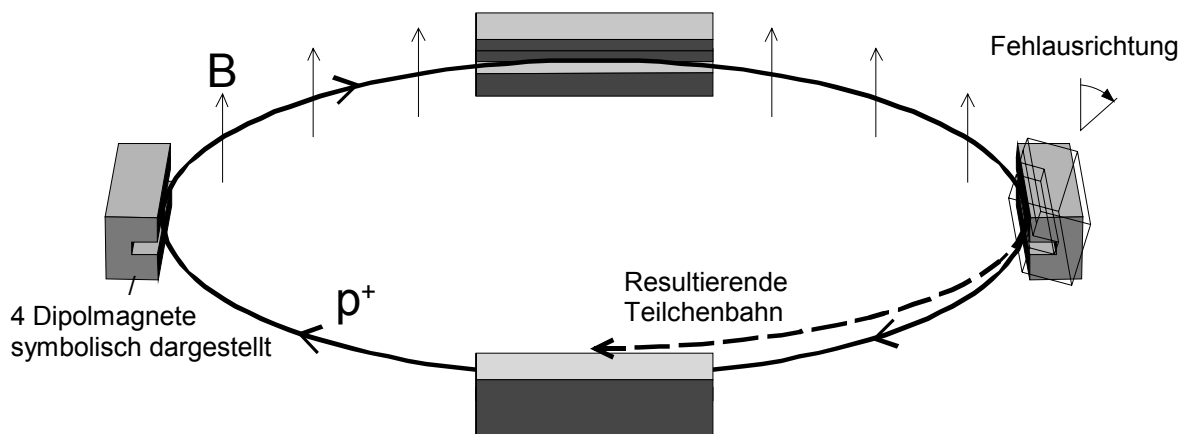


Abb. 3-2 Auswirkung der Verkippung eines Dipolmagneten
Effect of erroneous dipole magnet tilt

Als geeichtes Lotmaß für die Ausrichtung der Dipole dient die Gravitation. Es darf allerdings nicht übersehen werden, daß nur im Zentrum des Rings die Gravitation exakt in Richtung der Ringachse wirkt. Auf dem Umfang, in 4,25 km Entfernung vom Zentrum, sind Gravitationsvektor und Ringachse nicht mehr parallel. Die Richtungsabweichung des Gravitationsvektors an zwei gegenüberliegenden Punkten eines Ø8,5 km-Rings kann abgeschätzt werden zu $0,08^\circ$ oder 1,4 mrad.

Ein zusätzliche Erschwernis ergibt sich aus der Tatsache, daß der Tunnel für den LHC nicht waagerecht liegt, da man sich bei seinem Bau nach den umgebenden geologischen Gesteinsschichten richten mußte. Der Ring weist infolgedessen ein mittleres Gefälle von 1,5 % auf. Diese Abweichung vom Gravitationsvektor erschwert zusätzlich die Kalibrierung der lotrechten Ausrichtung. Sie überlagert sich dem zuvor erwähnten Parallaxenfehler von 1,4 mrad.

3.2.2.2 *Longitudinale Toleranzen* Longitudinal Tolerances

Hierunter fallen fertigungsbedingte Längenabweichungen der Magnete sowie longitudinale Positionsfehler, wobei letztere durch die geringe Bahnkrümmung naturgemäß unkritisch sind.

Da die Magnete durchweg bei einer gleichbleibenden Temperatur von 1,9 K betrieben werden, tritt im Betrieb keine thermische Geometrievarianz auf. Allerdings unterscheidet sich die Geometrie eines kalten Magneten nennenswert von seiner Geometrie bei Raumtemperatur. Die magnetische Vermessung muß daher zwingend auf die Magnetgeometrie im gekühlten Zustand bezogen werden, d.h. es sind Vergleichsmessungen notwendig.

Generell ist eine Längenkontraktion der Magnete weniger kritisch, da allein das Feldintegral über die Gesamtlänge Einfluß auf die Protonenbahn hat. Die Kontraktion führt einerseits zur Verkürzung des Teilchenweges im Feld, andererseits aber zu einer Zunahme der lokalen Flußdichte. Damit bleibt das Feldintegral und die ablenkende Kraft konstant:

$$\text{Lorentzkraft} \quad \vec{F}_{\text{Lorentz}} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad \text{mit } q \cdot v_{p+} = I_{p+} \cdot dz$$

$$\text{bei } I = \text{const.} \Rightarrow |F| = I \cdot \int_Z B dz$$

$$\text{bei Längenkontraktion:} \quad \int_Z B dz \cong \int_{Z-\Delta Z} (B + \Delta B) dz$$

3.2.2.3 *Laterale Toleranzen* Lateral Tolerances

Laterale Toleranzen betreffen den Versatz der Magnete vom optimalen Standort, entweder seitlich oder aus der Ringebene heraus. Je nach Magnettyp ist dies unterschiedlich kritisch:

- Dipolmagnete haben entlang der Teilchenbahn ein konstantes homogenes Feld, das erst in einigen Millimetern Abstand vom Strahl nennenswerte Gradienten zeigt. Solange bei einem Aufstellungsfehler die reale Teilchenbahn nicht den homogenen Bereich verläßt, bleibt das Feldintegral über die Bahnlänge und damit die wirksame Ablenkung konstant.

- Quadrupole und Magnete höherer Ordnung sind entlang ihrer magnetischen Mittelachse feldfrei, wohingegen außerhalb der Mittelachse ein Feldgradient existiert (siehe Abbildung). Ein Quadrupolfeld ist axialsymmetrisch und fokussiert den Teilchenstrahl je nach Polung in der waagerechten oder der senkrechten Ebene. Es findet keine Kreisbahn-Ablenkung statt, weswegen Multipolmagnete auf den geraden Segmenten zwischen zwei Dipolmagneten installiert werden. Im Vergleich zu Dipolmagneten bewirkt bereits ein wesentlich geringerer lateraler Aufstellungsfehler eine Teilchenablenkung von der idealen Bahn. Die daraufhin entstehende Oszillation der Teilchen führt zu einem Energieverlust auf Kosten der maximal erreichbaren Partikelenergie; zugleich verschlechtern sich die Fokussierung und die Energiedispersion der Protonenwolken.

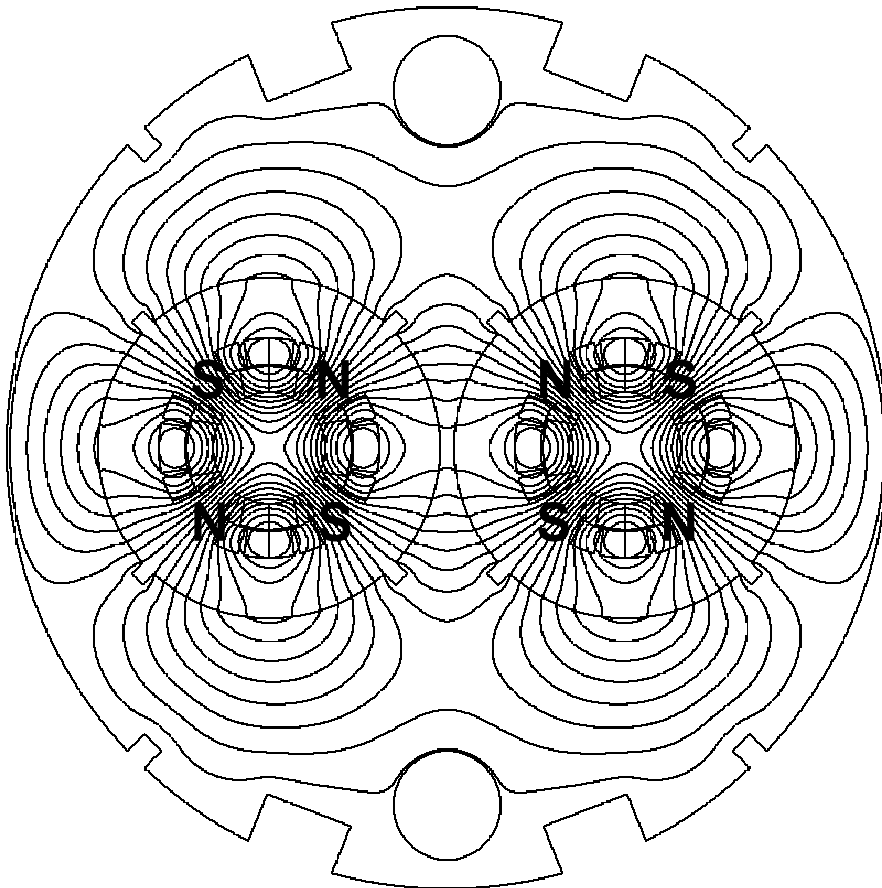


Abb. 3-3 LHC Doppel-Quadrupol, im Zentrum jeweils feldfrei
Magnetic field in the section of a quadrupole yoke

3.3 Meßgrößen

Measured Quantities

Ergebnis der Messungen soll eine für jeden Magneten relativ zum Außencontainer bekannte Feldtopographie sein. Für sämtliche Positionen entlang eines Magneten sind daher folgende Größen zu bestimmen:

- Magnetische Induktion und magnetischer Fluß;
- Intensität und Orientierung des Hauptfeldes (z.B. Dipolfeld)
- Intensität und Orientierung von Verzerrungen (z.B. überlagertes Quadrupolfeld)
- Symmetriezentrum oder Hauptachse des Magnetfeldes

Diese Eigenschaften lassen sich vollständig aus der Messung der Flußdichte in unterschiedlichen Orientierungen gegenüber dem Lot gewinnen. Als Meßinstrument werden daher Induktionsspulen eingesetzt, die waagrecht im Strahlrohr gedreht werden. Im Idealfall stimmt die Spulendrehachse mit der Achse des Strahlrohrs überein.

Da die Felder zeitlich konstant sind, bestimmt die Eigenbewegung einer Induktionsspule die gemessene Induktionsspannung. Dieses schlichte, nahezu rückwirkungsfreie Meßprinzip birgt weitere Vorteile: Es ist sowohl geeignet für Messungen in supraleitenden Magneten unter 8,5 Tesla, als auch für Messungen bei abgeschalteter Kühlung ohne Supraleitung. In diesem Fall können die Magneten nur schwach bestromt werden und bauen ein Feld von $\sim 0,05$ Tesla auf.

3.4 Hilfsgrößen

Auxiliary Quantities

3.4.1 Position des Meßgeräts

Position of the Measuring Instruments

Die Orientierung und Winkelgeschwindigkeit der sich drehenden Induktionsspulen muß zu jedem Augenblick präzise erfaßt werden, um das Feld aus den Messungen rekonstruieren zu können. Weiterhin muß die Lage der Spulen im Raum bekannt sein, um die Feldgeometrie relativ zum äußeren Magnetcontainer zu kennen. Hierfür ist ein telemetrisches System notwendig, das die Position der Spulen in den drei Raumachsen X, Y, Z überwacht.

Die laterale Position der Induktionsspule in den Achsen X und Y ist nicht beeinflussbar. Sie wird durch die Lage des umgebenden Strahlrohrs festgelegt. Da die Mitte des Strahlrohrs von der idealen magnetischen Mittelachse stellenweise abweichen kann, liegen die Induktionsspulen dort ebenfalls nicht zentrisch. Dieser Fluchtungsfehler soll gemessen werden, und zwar mit:

- 100 µm Unsicherheit bei Dipolmagneten und
- 20 µm Unsicherheit bei Quadrupolmagneten.

Im ungünstigsten Fall muß die Lagemessung der Spulen eine Entfernung von bis zu 15 m überbrücken: Die kalibrierte Lagemeßvorrichtung befindet sich an einer Stirnseite eines Magneten, während die Meßsonde am anderen Ende des Magneten im Strahlrohr Daten aufzeichnet.

Die Lagemessung kann außerhalb des Strahlrohrs auf äußere Zielmarken am Magnetcontainer bezogen werden. Die magnetische Streufeldstärke an den Stirnseiten ist für elektronische Geräte unkritisch.

3.4.2 Gravitationsvektor

Gravity Vector

Die Orientierung der Spulen ist global absolut bestimmbar, wenn die lotrechte Orientierung durch eine mitgeführte elektronische Wasserwaage gefunden werden kann. Für die Erfassung der Lage relativ zur Gravitation ist eine Genauigkeit von 0,1 mrad oder 0,0057° erforderlich. Eine Beeinflussung der elektronischen Wasserwaage durch das Magnetfeld sollte entweder ausgeschlossen werden oder kompensierbar sein.

3.5 Anforderungen an die Meßmittel

Requirements on the Measuring Equipment

Aufgrund der Randbedingungen müssen die eingesetzten Komponenten folgenden Anforderungen genügen:

- Zugang zu jedem Ort innerhalb der Ø50 mm × 15 m messenden Strahlrohre im Magnet;
- Keine Beeinflussung des zu messenden Magnetfeldes;
- Keine Beeinträchtigung durch das magnetische Feld bis 8,5 Tesla.

4 Stand der Technik

State of Technology

4.1 LHC-Prototypmagnetenanalyse bei CERN

Prototype LHC Magnetic Field Analysis at CERN

Zur Analyse der Prototypmagneten für den LHC wurde bei CERN eine Anlage installiert, die eine Präzisions-Drehspule an einer langen Stange in das Strahlrohr im Inneren des Magneten hineinschiebt. Die Rotation der Drehspule erfolgt ebenso über die Schubstange. Am außenliegenden Antrieb wird die aktuelle Spulenorientierung durch Winkelencoder ermittelt.

Eine zu berücksichtigende Fehlerquelle ist die Eigentorsion der 15 m langen Stange. Bei einer Belastung führt sie zu einem Winkelfehler zwischen Spule und Winkelmeßeinrichtung. Aus diesem Grund besteht die Stange aus besonders torsionssteifer Keramik. 10 Keramikzylinder von jeweils 1,5 m Länge sind über Kupplungselemente verbunden, die der gesamten Stange Biegenachgiebigkeit verleihen, ohne die Torsionssteifigkeit zu beeinträchtigen:



Quelle: CERN

Abb. 4-1 Segmentierte Keramik-Schub-/Drehstange (weiß) zum Positionieren einer Drehspule
Segmented ceramics pole (white) for positioning and turning of a measuring coil

Die Kupplungssegmente tragen außerdem Kugellager für eine reibungsarme Drehung der Stange und Rollenelemente für die Linearbewegung in den Magneten hinein.

Aus Gründen der Kompatibilität mit den vorherrschenden Magnetfeldern sind all diese Komponenten aus nicht magnetisierbarem und schlecht leitendem Material gefertigt: Die Kugellager aus Vollkeramik, die Kupplungselemente aus Titan. Die Stange ist durchgehend hohl, damit die Signale der einzelnen Spulenwicklungen durch Koaxialleitungen aus dem Magneten geführt werden können.

Aufgrund der Biegenachgiebigkeit der segmentierten Stange können auch ringförmig gekrümmte Dipolmagnete durchfahren werden. Zugleich ist allerdings eine externe Auffangmechanik erforderlich, die verhindert, daß die Stange beim Herausfahren durchhängt und dabei bricht. Ein hoher Platzbedarf und materieller Aufwand kennzeichnen diese Testmethode. Sie wird daher für die Qualifizierung von Magneten in großer Zahl im industriellen Umfeld als ungeeignet angesehen. Für die Vermessung höchster magnetischer Flußdichten ist sie allerdings derzeit als "Laborstandard" zu betrachten. /Wal97/

4.2 Spanndrahtmethode zur Feldsymmetrieanalyse

Stretched-Wire Method for Field Symmetry Analysis

Bei der Einrichtung des Protonenbeschleunigers HERA im Deutschen Elektronensynchrotron DESY wurde die Feldsymmetrie von Magneten zum Strahllagemonitoring mit einem stromdurchflossenen Spanndraht analysiert. Diese Methode eignet sich insbesondere zur Ermittlung des feldfreien Zentrums gerader Quadrupole. Mit zunehmender Länge oder zunehmender torusförmiger Krümmung der Magnete wird diese Methode weniger zweckmäßig.

Der Spanndraht wird zentrisch durch das Strahlrohr gezogen und mit einem Strompuls beaufschlagt. Infolge der Beschleunigung durch die Lorenzkraft zeigt der Spanndraht lokale, feldstärkeabhängige Auslenkungen, die sich als Wanderwellen auf dem Draht ausbreiten. In den beiden außerhalb des Magneten stirnseitig angebrachten Spannvorrichtungen werden die Auslenkungen der Wanderwelle zeitaufgelöst gemessen.

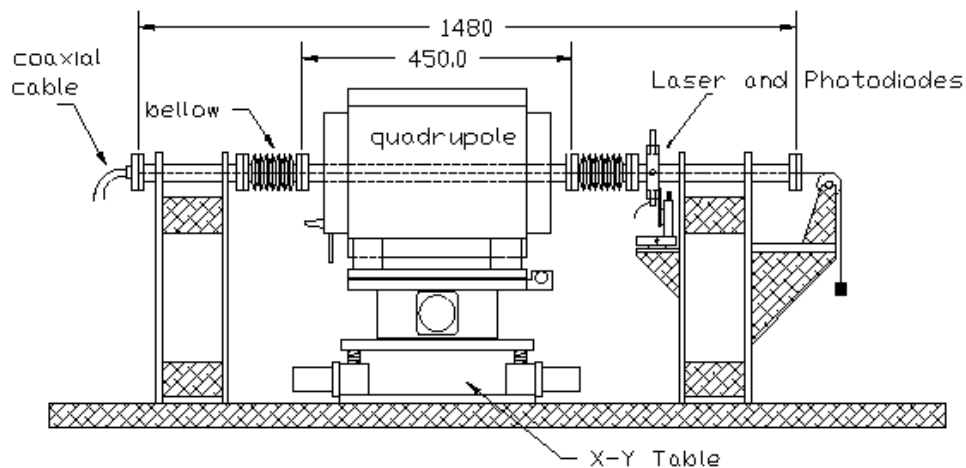


Abb. 4-2 Magnetfeldanalyse mittels Spanndraht, Quelle: /Bri96/
Magnetic field analysis with stretched wire method

Drahtmaterial: Kupfer-Beryllium $\varnothing 130 \mu\text{m}$, Wichte 0,11 g/m

Zugspannung: 4,5 N

Durchhang im Magneten: $2,7 \mu\text{m}$

Gruppengeschwindigkeit der Auslenkung: 200 m/sec

Der Magnet wird lateral bewegt und geneigt, bis eine minimale Auslenkung des Drahtes gemessen wird. Das Feldzentrum kleinerer Quadrupolmagnete kann auf diese Weise mit einer Präzision von $25 \mu\text{m}$ bestimmt werden /Bri96/. Für Dipole ist die Methode nicht anwendbar.

4.3 Qualitative Feldanalyse mit magnetooptischem Kolloid

Field shape analysis with magneto optic colloid

Die magnetooptische Doppelbrechung einiger Stoffe (vgl. Kapitel 6.1.1.4) kann dazu genutzt werden, starke Magnetfelder optisch sichtbar zu machen. Am RHIC *Relativistic Heavy Ion Collider* des Brookhaven National Laboratory in New York wurde auf diese Weise die Lage von Magnetfeldern in langen Quadrupolmagneten optisch analysiert. /Gold93/

Ein ferrofluidisches Kolloid, das magnetooptische Doppelbrechung aufweist, wird in einem flachen transparenten Behälter durch das Strahlrohr gezogen und dabei rückseitig mit polarisiertem Licht beleuchtet. Außerhalb des Strahlrohrs wird das transmittierte Licht durch einen Polarisationsfilter hindurch mit einer Zoom-CCD-Kamera aufgenommen. Unter dem Einfluß

hoher Flußdichte dreht das Kolloid die Schwingungsebene der Lichtwellen, so daß letztere den normalerweise sperrenden Polarisationsfilter durchdringen können. Die Lichtintensität nach dem Polarisationsfilter ist ein Maß für die magnetische Flußdichte am Einsatzort des Kolloids. Dunkle Bildstellen bedeuten Feldfreiheit:

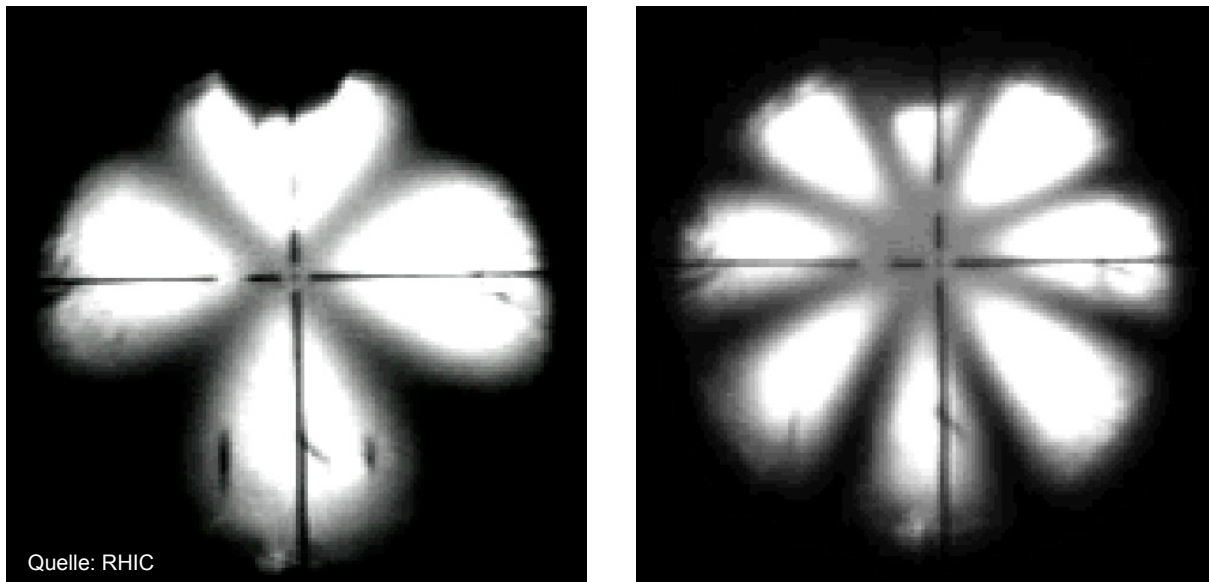


Abb. 4-3 Mittels Kolloidzelle sichtbar gemachtes Quadrupolfeld (li.) und Mehrpolfeld (re.)
 Quadrupole and Multipole field pattern viewed during colloidal cell measurements

Diese Methode liefert eine gute qualitative Aussage über die Lage von Zentrum und Hauptachse eines Magnetfeldes. Mittels Bildverarbeitungsalgorithmen können Orientierung und Position von Details der Kamerabilder berechnet werden. Schwierig ist die quantitative Analyse, d.h. die Feststellung des reellen lokalen Flußdichtevektors.

Ein Großteil dieser Messungen am RHIC wird bei Raumtemperatur durchgeführt; die supra-leitend ausgelegten RHIC-Magnetspulen dürfen daher nur schwach bestromt werden. Um dennoch eine ausreichende Flußdichte für magnetooptische Doppelbrechung zu erhalten, werden sie mit einem Stromstoß von 300 A während 3 Sekunden belastet. Nach 0,8 Sekunden sind die ferrofluidischen Partikel ausgerichtet. In den verbleibenden 2 Sekunden werden Messungen durchgeführt. Die resultierende Toleranz des gemessenen Feldzentrums beträgt mit dieser Methode lateral 50 μm . Kontrollmessungen unter Supraleitung bei 4,5 K ergaben vergleichbare Ergebnisse [Trbo95]. Für Dipole liefert diese Methode allerdings keine aussagekräftigen Ergebnisse, da lokale Feldstärkegradienten nicht gemessen werden können.

5 Meßeinrichtung für LHC-Magnete

A Measuring Instrument for LHC Magnets

5.1 Anforderungen

Requirements

Ein geeignetes System zur magnetischen Vermessung der 1300 LHC-Dipolmagnete sowie der 2500 Fokussier- und Korrekturmagnete bestünde aus einer mobilen Sonde, die im Inneren der Strahlrohre ($\varnothing 50$ mm) während des magnetischen Nennbetriebs operieren kann. Die Meßtechnik der Sonde sollte in der Lage sein, lokale Magnetfeldvektoren über die gesamte Länge jedes Magneten hochaufgelöst zu erfassen. Dabei sollten Position und Orientierung der Sonde jederzeit gegenüber äußeren Fixkoordinaten erfaßt werden können; dies muß innerhalb des Strahlrohrs über eine optische Distanz von maximal 15 m geschehen.

Um die Mobilität einer derartigen Anlage zu gewährleisten, wird von CERN das Prinzip der autonomen Robotsonde angestrebt. Das System muß ohne übermäßigen Aufwand von einem Magneten auf den nächsten umstellbar sein. In einem Laborprüffeld soll ein erster Prototyp der Meßanlage an Prototypen zukünftiger Magnete getestet werden. Dazu besteht die Möglichkeit, die Magnete mit flüssigem Helium und mit ausreichender Stromstärke zu versorgen, um einen Nennbetrieb zu simulieren (Abb. 5-4).

Für die serienmäßige Überprüfung aller hergestellten Magnete vor ihrer Installation müssen mehrere Prüffelder aufgebaut werden, in deren Gestaltung die im Laborprüffeld gewonnenen Erkenntnisse einfließen sollen. Im Hinblick darauf ist für den ersten Robotsonden-Prototypen die Einsatzmöglichkeit im industriellen Umfeld bereits ein wichtiges Kriterium.

5.2 Prinzip

Principle

Aufgabe der Meßanlage ist die Positionierung, Lageerkennung und Rotation einer Meßspule innerhalb eines 15 m langen Strahlrohrs mit Innendurchmesser $\varnothing 50$ mm. Die von dieser Drehspule gelieferten Daten werden durch ein von CERN gebautes Meßwerterfassungssystem aufgezeichnet und ausgewertet. Der höchstpräzise gewickelte Spulenkörper wird ebenfalls bei

CERN gefertigt; alle anderen Komponenten werden um den Spulenkörper herum am Fraunhofer-Institut für Produktionstechnologie aufgebaut. Eine zuvor abgeschlossene Machbarkeitsstudie hat die meßtechnischen Alternativen ausgelotet. Die untersuchten Technologien werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

Die entworfene Meßeinrichtung besteht aus einer teilweise autonomen Robotsonde mit Drehschule, Antrieben, Orientierungsmessung und Gravimeter; einem Antrieb für den Transport der Sonde in longitudinaler Richtung; einem optischen Positionsmesssystem für die Sonde; zweier Plattformen zur Bestimmung der Referenzgeraden des Positionsmesssystems; einer Steuer- und einer Auswerteeinheit. Das System kann in einer Aufstellung beide parallelen Strahlrohre jedes Magneten (vgl. Abb. 2-8) vermessen.

Vermessen wird im simulierten Nennbetrieb mit Kühlung oder im "warmen" Zustand:

- Im *simulierten Nennbetrieb* wird unter Supraleitung eine Flußdichte von max. 8,36 Tesla aufgebaut. Die Strahlrohr-Innenwand hat infolge der umgebenden Flüssighelium-Kühlung eine Temperatur von wenigen Kelvin und muß gegen kondensierende Gase geschützt werden. Dieser Schutz wird durch ein eingefügtes Isolierungsrohr mit Evakuierung des Zwischenraums bewerkstelligt.
- Der Test im *warmen Zustand* erfolgt ohne supraleitende Spulen bei einer Flußdichte von ca. 500 Gauß. Aufgrund der ungesättigten Eisenjoche bildet der Magnet dabei nicht exakt dieselbe Feldgeometrie wie im Nennbetrieb aus. Die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf den Nennbetrieb wird allerdings genaustens untersucht, da dies die Serienqualifizierung aller LHC-Magnete extrem vereinfachen würde.

5.3 Schema eines Magnetprüfstands

Layout of a Magnet Test Stand

Der Prüfstand nimmt die zu testenden Magnete auf. Die Gleichstromversorgung für 12.000 A und die Versorgung mit flüssigem Helium bei 1,9 K sind rings um den Prüfstand angeordnet. Ein Testmagnet wird in das Prüffeld gehoben, angeschlossen und getestet. Nach der Analyse wird sein endgültiger Standort im Ringbeschleunigertunnel festgelegt. Der Prüfstand hat – ohne Berücksichtigung der Medienversorgung – folgenden Grundriß:

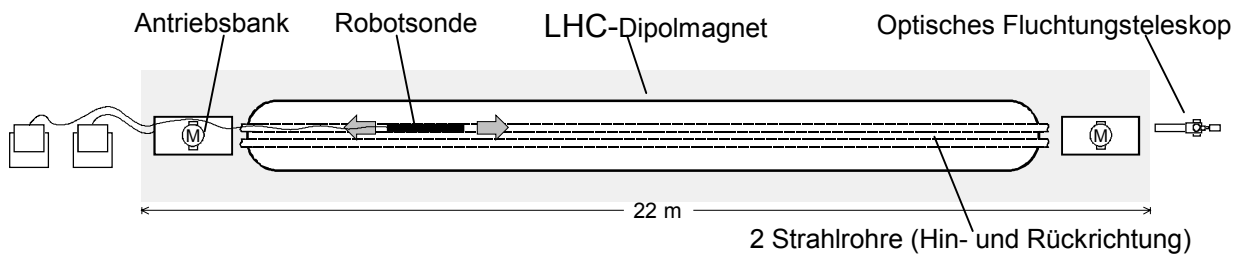


Abb. 5-1 Schematischer Grundriß des Prüfstands für LHC-Magnete
Schematic layout of the test bed for LHC magnets

Die Längspositionierung der Robotsonde geschieht über ein externes System und ein Inconel-Zugband. Für die Antriebe sind einfache Elektromotoren außerhalb der Magnete ausreichend. Unter Umständen ist es wünschenswert, das Strahlrohr auch bei "warmen" Tests zu evakuieren, damit keine optischen Meßstörungen aufgrund von Luftdichteschwankungen auftreten. Das Vakuum wird zugleich als Unterdruckantrieb genutzt (Variante B). Ohne Evakuierung ermöglicht jedoch die umlaufende Einspannung (Variante A) eine genauere Positionierung:

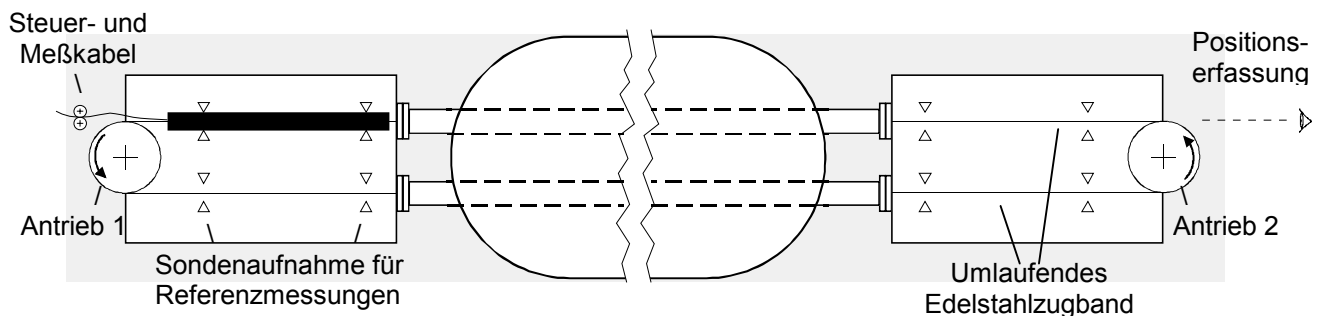


Abb. 5-2 Variante A (vergrößert aus Abb. 5-1): Umlaufender Antrieb, Strahlrohr belüftet
Version A (detail of Abb. 5-1) with loop belt drive and ventilated beam pipe

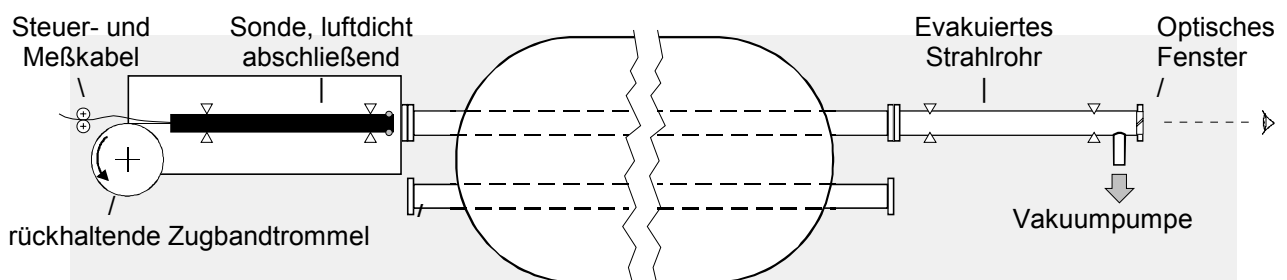


Abb. 5-3 Variante B: Unterdruckantrieb mit Rückhalteband, Strahlrohr teil-evakuiert
Version B with vacuum drive plus retention belt. Beam pipe partly evacuated

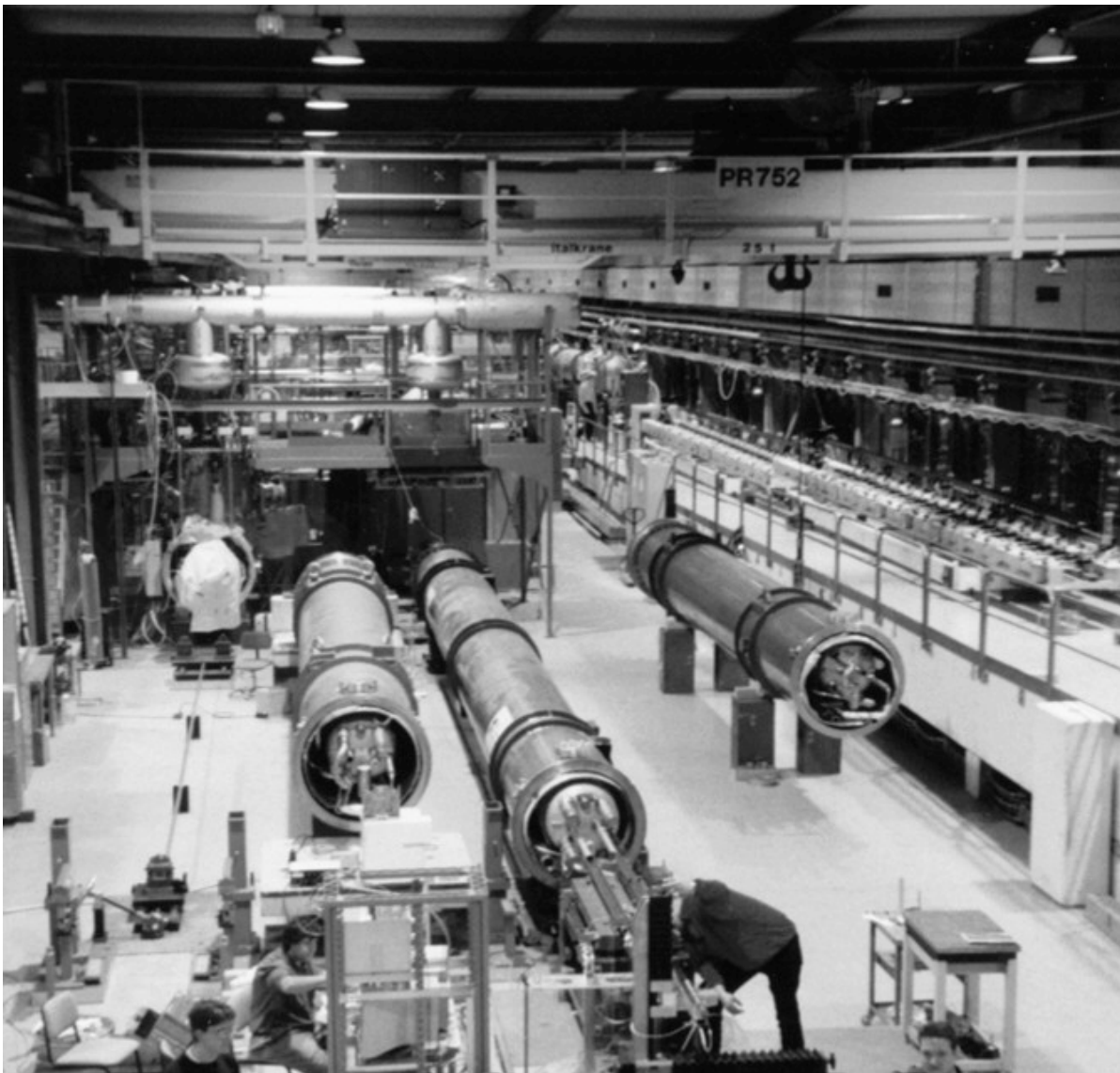


Abb. 5-4 Magnetprüffeld bei CERN. Mittig ein langer Dipolmagnet, außen zwei kurze Magnete
Test laboratory at CERN. One long magnet (center) and two short magnets

Die obige Aufnahme zeigt das Magnetprüffeld bei CERN während der Installation eines Dipol- (langer Zylinder) und zweier Quadrupolmagnete (kürzere Zylinder). Hinter dem Prüffeld ist die Flüssigheliumversorgung angeordnet. An der Stirnseite des mittleren Magnets wird einer der beiden Antriebstische (vgl. Abb. 5-1) mit umlaufendem Zugbandantrieb eingerichtet.

6 Meßtechnische Lösungen

Metrological Solutions

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die im Magnetumfeld einsetzbaren Meßtechniken zur Bestimmung von magnetischer Flußdichte, absoluter Position einer Sonde und absoluter Orientierung relativ zur Gravitation. Einzelergebnisse sind auch in /IPT95/ nachzulesen.

6.1 Magnetfeldmessung

Magnetic Field Measurement

6.1.1 Überblick über Meßmethoden zur Flußdichtebestimmung

Methods for Determination of Magnetic Flow

6.1.1.1 Induktionsspulen

Induction Coils

Wird eine Leiterschleife von einem magnetischen Fluß Φ durchsetzt, so ist die an der Leiterschleife meßbare elektrische Spannung proportional zur zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses. Besteht die Leiterschleife aus w Windungen, erhöht sich diese Spannung um den Faktor w .

$$U_{\text{Ind}} = -w \cdot \frac{d\Phi}{dt} \text{ mit } \Phi = \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

Als Meßinstrument für konstante magnetische Felder muß sich die Leiterschleife in das Feld hinein bewegen oder im Feld ihre projizierte Fläche ändern. Zur Messung radialer Felder wie in den Umlenk dipolen des LHC bietet sich eine axial rotierende Meßspule an:

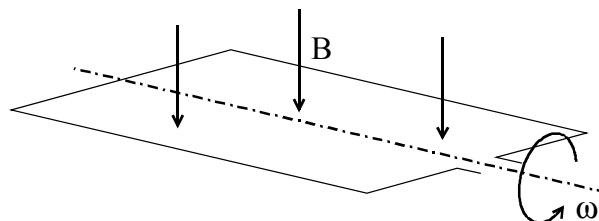


Abb. 6-1 Axial rotierende Meßspule

Rotating gauge coil

Für eine mittlere Flußdichte B , eine effektive Fläche A_{eff} und eine Rotationsgeschwindigkeit ω (siehe Abbildung) ergibt sich als zeitlich veränderliche Induktionsspannung:

$$U_{\text{Ind}} = B \cdot A_{\text{eff}} \cdot \omega \cdot \sin(\omega \cdot t)$$

Wird die Windungszahl erhöht, so vergrößert sich die effektive Fläche und damit die Meßempfindlichkeit. Durch Änderung der Rotationsgeschwindigkeit ω kann das Meßverfahren an verschiedene Größenordnungen der zu messenden Flußdichte angepaßt werden.

Die Drehzahl ω und der aktuelle Winkel der Spule zum Feld $\omega \cdot t$ müssen für eine vollständige räumliche Erfassung des Feldes gleichzeitig mit den Induktionsmeßwerten aufgezeichnet werden. Da innerhalb starker Magnetfelder keine Geschwindigkeitsmessung nach elektrodynamischem Prinzip (Tacho) möglich ist, muß die Drehzahl ω aus einem optisch aufgenommenen Wegsignal durch Differenzierung gewonnen werden.

Es ist allerdings auch möglich, das Magnetfeld aus dem gemessenen Flußintegral über einen bestimmten Winkelbereich zu bestimmen. Hierzu wird nur eine Winkelmessung und kein Geschwindigkeitssignal benötigt. Das Verfahren ist von der Drehzahl ω weitgehend unabhängig. Darüberhinaus hinaus werden Feldmeßwerte automatisch über die Spulenlänge gemittelt, was die Anzahl der Meßpunkte entlang eines langen Magneten reduziert. Im Prototypen der Robotsonde wurde die Flußintegralmessung implementiert, wie in Kapitel 6.1.4 beschreiben.

6.1.1.2 Hall-Sonden

Hall Probes

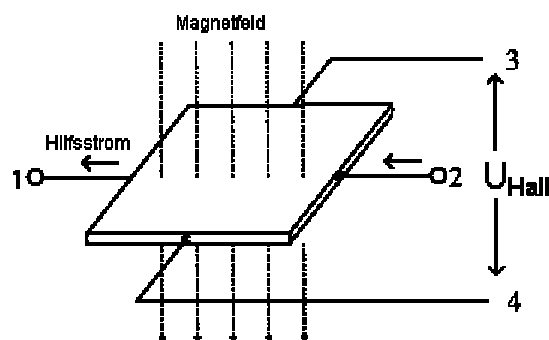


Abb. 6-2 Prinzip der Hallsonde
Principle of a Hall probe

Auf dem Weg durch eine flache Platte werden die Elektronen eines Hilfsstroms seitlich abgelenkt und erzeugen eine dem Magnetfeld proportionale Spannung an den Seitenflächen der Platte. Je dünner die Platte, desto stärker ist der Hall-Effekt. Die geringe Dynamik eines jeweiligen Sondentyps ist allerdings für die in LHC-Magneten zu erwartenden Feldstärkegradienten ungeeignet. Weiterhin muß für die Aufbereitung des Meßsignals eine Verstärker mitgeführt werden, der seinerseits von Flußdichten bis 8,5 Tesla unbeeinflusst bleiben müßte.

6.1.1.3 *Magnetoresistive Sonden* Magnetoresistive Probes

Dünne Schichten aus Fe/Cr oder Permalloy/Cu weisen einen magnetoresistiven Effekt auf. Dabei zeigt sich ein in einem äußeren Magnetfeld abnehmender elektrischer Widerstand, wenn im feldfreien Zustand eine sogenannte antiferromagnetische Kopplung vorliegt (eine magnetisch antiparallele Anordnung dünner Strukturlagen). Die Ursache ist ein spinabhängiger Streumechanismus in den ferromagnetischen Lagen. Da die Änderung des Widerstands einige 10-100 % groß sein kann, spricht man vom *Giant Magnetoresistance Effect* (GMR). Er findet bevorzugt Anwendung in Schreib-/Leseköpfen für Massenspeicher und hat einen Quantensprung in deren Speicherdichte bewirkt. /IFW96/

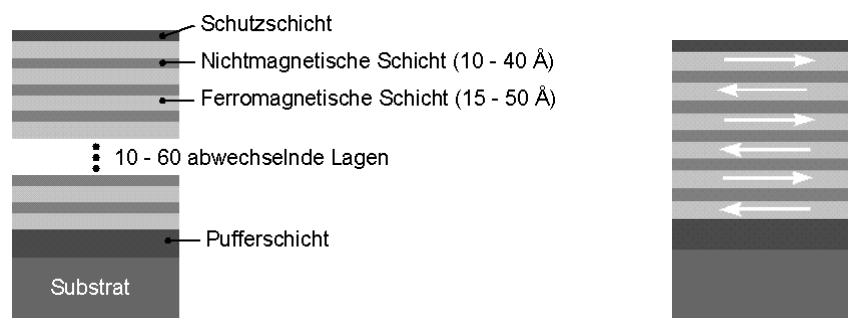


Abb. 6-3 GMR-Sonde; rechts: antiferromagnetische Kopplung
GMR probe; right side: antiferromagnetic coupling

Beim 'normalen' magnetoresistiven Effekt kommen Sensoren zum Einsatz, die ebenfalls aus einer sehr dünnen stromdurchflossenen Schicht bestehen. Durch die seitliche Ablenkung im Magnetfeld müssen die Elektronen einen längeren Weg zurücklegen und somit einen höheren Widerstand überwinden. Es gelten allerdings dieselben Dynamik-Einschränkungen wie für Hallsonden. Für hohe Feldstärken sind magnetoresistive Sonden gänzlich ungeeignet.

6.1.1.4 Magnetooptische Sonden

Magneto-optical Probes

Magnetische Beeinflussung von Licht ist in kolloiden Lösungen, in optisch anisotropen Kristallen bzw. Gläsern und an dünnen reflektierenden Schichten möglich. Im allgemeinen werden die unterschiedlichen Polarisations Ebenen des Lichts ungleich beeinflusst, die sogenannte Doppelbrechung:

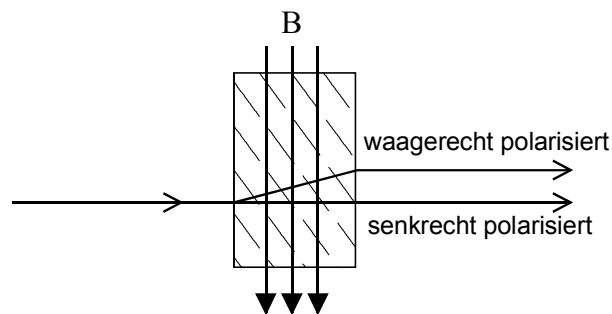


Abb. 6-4 Magnetooptische Doppelbrechung
Magneto-optical birefringence

Bei der "linearen Doppelbrechung" werden die relativ zur optischen Achse der Probe senkrecht und waagrecht polarisierten Lichtanteile getrennt. Die Aufspaltung der Brechungsindizes läßt sich durch ein transversales Magnetfeld hervorrufen (Cotton-Mouton Effekt):

$$|n_{\text{senkrecht}} - n_{\text{waagrecht}}| \sim B^2$$

Bei der "zirkularen Doppelbrechung" haben links- und rechtsdrehende Lichtanteile unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten in der Probe. Dies äußert sich durch eine Drehung der Polarisation eines durchtretenden Lichtstrahls /Ber93/. Bei Stoffen, die von sich aus bereits optisch aktiv sind, läßt sich der Drehwinkel α durch ein longitudinales Magnetfeld beeinflussen (Faraday-Drehung):

$$\alpha \sim |n_{\text{linkszirkular}} - n_{\text{rechtszirkular}}| \sim B$$

Dünne reflektierende Schichten auf einer magnetisierten Probe erlauben die Messung senkrechter Felder in polarer Anordnung. Meßtechnisch wird bei diesem Experiment die zusätz-

liche Polarisationsdrehung durch einen vorgeschalteten Faraday-Rotator in einem Regelkreis kompensiert, so daß der Photostrom minimiert wird:

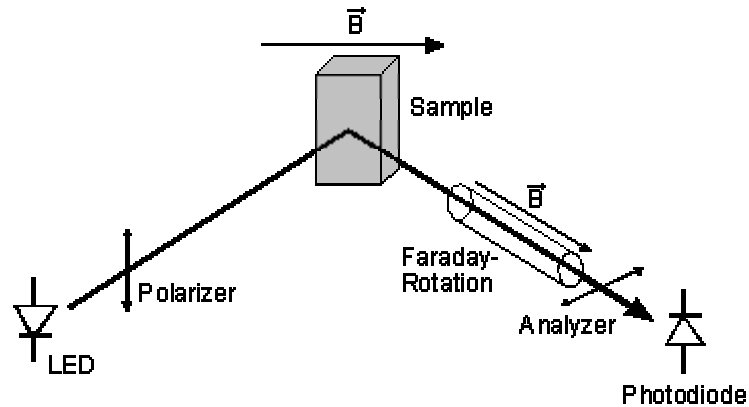


Abb. 6-5 Meßanordnung mit dünner reflektierender MO-Schicht
Measuring arrangement with reflection MO-coating

Zwar können magnetooptische Sonden die Flußdichte flächig und vektoriell, jedoch nicht quantitativ erfassen. Somit eignen sich diese Verfahren vor allem zur Bestimmung von magnetischen Symmetriezentren in Quadrupolen und Magneten höherer Ordnung. In Dipolmagneten hingegen ist das Verfahren ungeeignet, da es die geringfügigen Divergenzen im homogenen senkrechten Feld nicht aufzudecken vermag.

6.1.1.5 Squids Squid Probes

Squids (*Superconducting Quantum Interference Devices*) sind höchst empfindliche Sensoren für den magnetischen Fluß. Sie bestehen aus einem supraleitenden Ring kleinen Durchmessers (20–1000 μm), in dem eine oder zwei schwache Koppelstellen, sogenannte Josephsonkontakte, eingebaut sind. Der maximale elektrische Strom, der durch die schwachen Koppelstellen fließen kann, ohne daß ein Spannungsabfall auftritt, ist vom magnetischen Fluß durch den Ring abhängig. Dieser Maximalstrom muß fortwährend bestimmt werden. Aufgrund ihrer extremen Empfindlichkeit (einige mV/10 Vs) sind Squids für die Messung hoher Flußdichten allerdings ungeeignet. Zudem erfordert die Aufrechterhaltung der Supraleitung im Squid eine aufwendige Kühlung, für die entsprechend viel Raum benötigt wird.

6.1.2 Analyse von Dipol- und Quadrupol-Feldtopologien

Analysis of Dipole and Quadrupole Field Topologies

6.1.2.1 2D-Projektion der Magnetfeld-Topologie

2D-Projection of the Magnetic Field Topology

Die Felder von Dipol- und Quadrupolmagneten in Teilchenbeschleunigern werden auf ihren zweidimensionalen Querschnitt reduziert und entlang des Teilchenstrahls expandiert. Im Idealfall ist die Beschreibung eines z -abhängigen Feldquerschnitts (z bezeichnet die longitudinale Position entlang des Teilchenstrahls) hinreichend. Die Feldlinien haben dabei nur radiale Anteile:

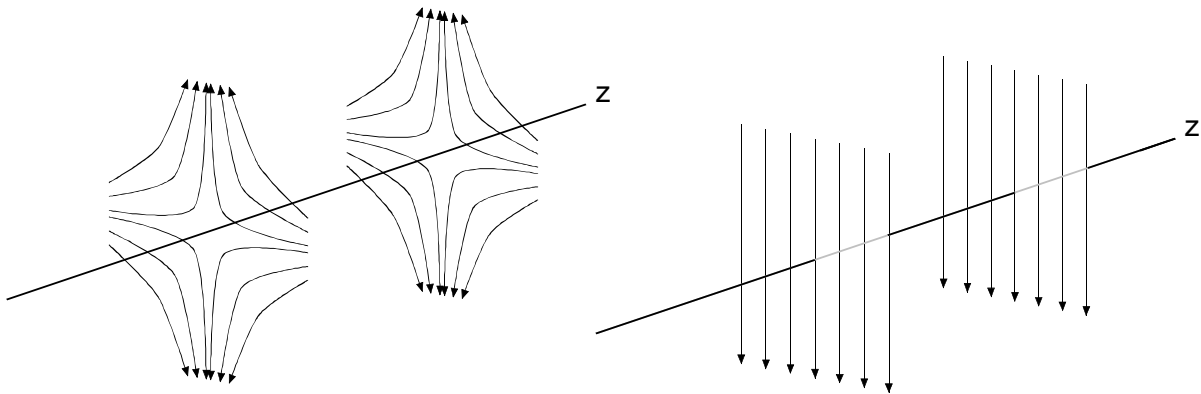


Abb. 6-6 Quadrupol- und Dipolfeld, entlang des Teilchenstrahls expandiert dargestellt

Quadrupole (left) and dipole field, expanded along the particle beam path

Die Vernachlässigung der Randeinflüsse ist im Inneren eines 15 m langen Magneten uneingeschränkt zulässig. An beiden Enden ist die 2D-Betrachtung ebenfalls zulässig, wenn die eingesetzte Meßmethode nur für den radialen Feldanteil empfindlich ist. Der axiale Feldanteil hat a priori keinerlei Einfluß auf die Bahn eines geladenen Partikels. Auch die Krümmung der Teilchenbahn in den Dipolfeldern wird in der 2D-Expansion vernachlässigt. Die Koordinate z folgt in diesem Fall der Teilchenbahn, d.h. bei der Vermessung der Dipolmagnete wird für diese Zwecke ein torisches Koordinatensystem angenommen.

6.1.2.2 Harmonische Feldkomponenten

Harmonic Field Components

Dipol- und Quadrupolfelder in LHC-Magneten (Abb. 3-1) erfahren unmittelbar am Eisenjoch eine deutliche Dispersion, die von der Jochgeometrie und der Lage der Spulenleiter bestimmt wird. Aufgrund dessen können alle Feldinhomogenitäten mit Polzahlen > 4 nachgewiesen

werden. Derartige Feldinhomogenitäten können mit Strahlkorrekturmagneten zwischen den Hauptmagneten kompensiert werden. Dafür muß der genaue Verzerrungsanteil bekannt sein.

In der 2D-Darstellung kann das radiale Feld jedes Magnetabschnitts zerlegt werden in das Hauptfeld (z.B. homogenes Dipolfeld mit Polteilung 2) und die überlagerten Störfelder mit den Polteilungen 4, 6, 8, 10, usw. Diese werden *harmonische Feldkomponenten* genannt. Für ihre Intensitäten werden Koeffizienten C_n definiert, worin n die Zahl der Polpaare angibt. Zur Vereinfachung wird das zweidimensionale Feld in komplexen Koordinaten beschrieben:

$$B(x,y) = B_y + iB_x = C_1 \cdot (x+iy)^0 + C_2 \cdot (x+iy)^1 + C_3 \cdot (x+iy)^2 + \dots$$

x und y sind die bekannten lateralen Magnetkoordinaten in einer auf Spulenbreite normierten Skala (von 0 bis 1 laufend). Der aufsteigende Exponent spiegelt die Frequenz der jeweiligen überlagerten Feldkomponente wieder. Die harmonischen Feldkoeffizienten C_i sind die gesuchten Größen; sie erlauben die vollständige Qualifizierung der Magneten. (vgl. Kapitel 11)

6.1.2.3 Räumliche Auflösung

Spatial Resolution

Deutlich unterschieden werden muß zwischen der räumlichen Empfindlichkeit der Meßeinrichtung und der Genauigkeit, mit der die Position der Meßeinrichtung relativ zur Außenwelt erfaßt werden kann. Da auf die Protonen beim Durchqueren eines Magneten nur das Feldintegral über die gesamte Magnetlänge als ablenkende Ursache wirkt, ist in dieser Richtung keine hohe Auflösung vonnöten. Eine Mittelung der Flußdichte entlang der Teilchenbahn ist sogar erwünscht, um mit weniger Samples arbeiten zu können.

Erforderliche Genauigkeit für...	+ Hoch	Niedrig -
Felderfassung durch Meßsonde	Radial, Orientierung	Axial
Räumliche Erfassung der Sondenposition	Lateral x & y	Longitudinal z
Räumliche Erfassung der Sondenorientierung	θ_z	θ_x & θ_y

Tabelle 2: Wertung der Meßgenauigkeiten

6.1.3 Dipol- und Quadrupol-Felderfassung mittels Drehspulen

Dipole and Quadrupole Field Analysis with Rotating Induction Coil

6.1.3.1 Geometrie der Drehspule

Geometry of the Induction Coil

In Frage kommende Drehspulen müssen ein großes Längen-zu-Seiten-Verhältnis aufweisen, um einerseits eine Mittelung über die Länge, jedoch andererseits eine hohe laterale Auflösung zu ermöglichen. Die Mittelung über die Länge verringert die Anzahl der notwendigen Meßpunkte entlang des Strahlrohrs.

Die Prototypdrehspule von CERN trägt überdies nicht nur eine, sondern drei parallel angeordnete Spulen mit je 3,44 Quadratmeter effektiver Fläche (umschlossene Fläche $\times$ Windungszahl). Die mittlere Wicklung erfäßt das homogenere Feld im Zentrum der Magnetapertur, während die äußeren Wicklungen die weniger homogenen Randfeldbereiche erfassen. Die gezeigte symmetrische Auslegung erlaubt die Bestimmung aller gesuchten Feldgrößen.

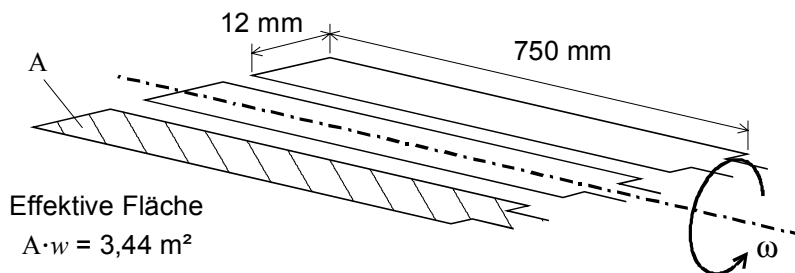


Abb. 6-7 Drehspule mit drei unabhängigen Wicklungen

Induction coil with three individual windings

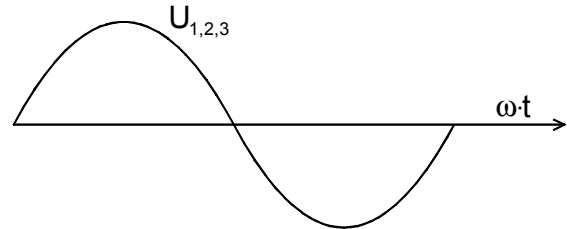
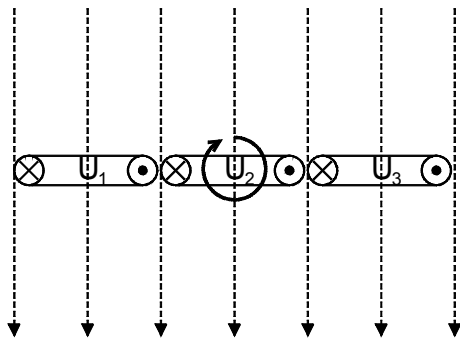
Die eingesetzte Drehspule weist folgende Eigenschaften auf:

- Windungszahl: 400 je Wicklung ($\times 3$)
- Draht: $\varnothing 50 \mu\text{m}$ Kupferdraht auf Epoxidträger
- Toleranz der Wicklungsgeometrie: 0,01 mm
- Toleranz der effektiven Flächen $A \cdot w$: 0,09 %
- Parallelität der drei Spulen: $\leq 0,6 \text{ mrad}$
- Streuung der effektiven Fläche: $3,43575 \text{ m}^2$ bis $3,43888 \text{ m}^2$

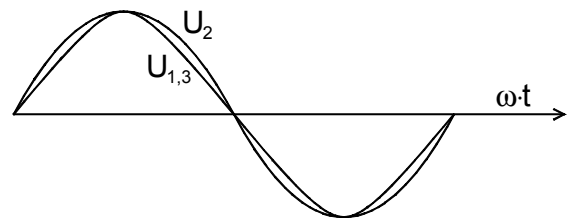
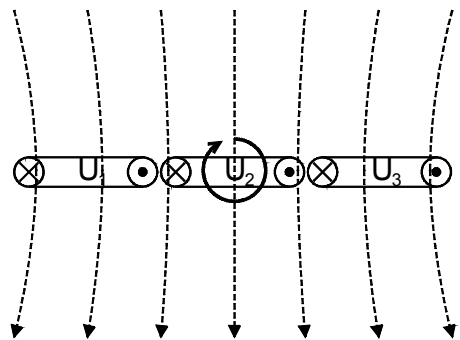
Die elektromagnetische Empfindlichkeit wurde bei CERN in einem Referenzmagneten von bekannter Feldstärke und Homogenität kalibriert.

6.1.3.2 Spulentriplett im Dipolfeld

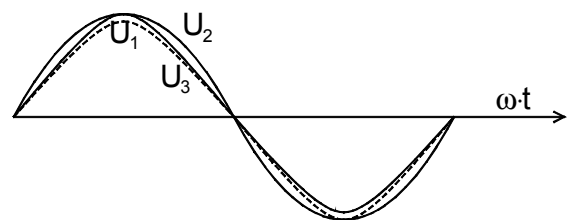
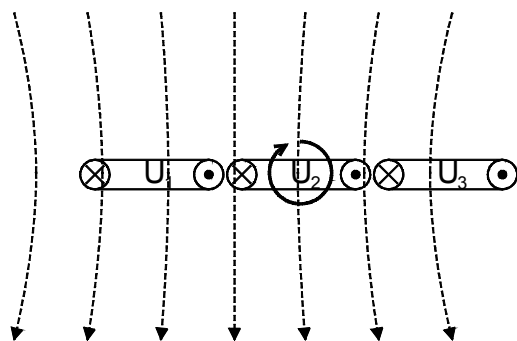
Triple Coil in a Dipole Field



Induktionsspannungen der drei Wicklungen



Induktionsspannungen in einem Dipolfeld mit überlagertem Quadrupol-Anteil. Die äußeren Wicklungen erfassen die Verzerrungen.



Induktionsspannungen bei exzentrischer Spulenachsen-Position im realen Dipolfeld

Abb. 6-8 Induktionsspannungen über eine volle Spulenumdrehung in einem Dipolfeld
Induction voltage over one full coil revolution in ideal and non-ideal dipole fields

Die mittlere Wicklung befindet sich in einem angenähert idealen Dipolfeld. Die äußeren beiden Wicklungen erfassen hingegen die stärker ausgeprägten Feldverzerrungen im Randbereich. Subtrahiert man das Signal der mittleren Wicklung, so annulliert sich der Anteil des Dipolfeldes, und die harmonischen Verzerrungen bleiben in dem Induktionssignal übrig. Eine dem Dipolfeld überlagerte Störung kann auf diese Weise unmittelbar gemessen werden.

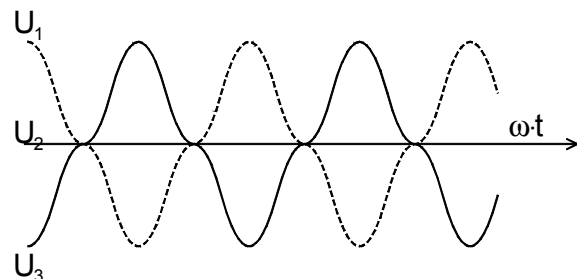
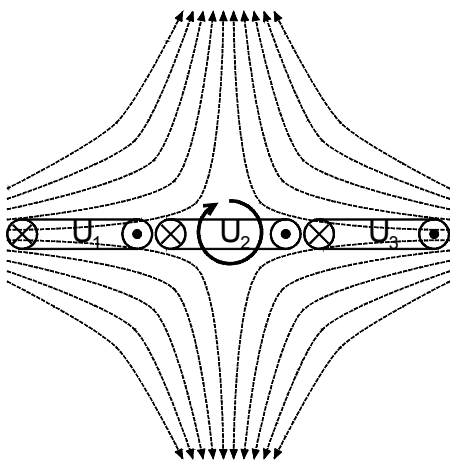
Wie gezeigt, liefert auch die Differenz der Induktionsspannungen in den beiden äußeren Wicklungen eine Aussage: Sie entspricht der Asymmetrie der harmonischen Verzerrungen und ermöglicht unter anderem die Bestimmung des magnetischen Zentrums. Die Subtraktion der Signale zweier Wicklungen hat als Seiteneffekt eine gute Gleichtaktunterdrückung von externen Störungen.

Im Inneren eines LHC-Magneten besteht keine Möglichkeit, die Meßspule lateral ins magnetische Zentrum zu verschieben. Dennoch muß die Lage dieses Zentrums auch mittels einer exzentrisch messenden Spule bestimmt werden können. Um das Zentrum präzise zu ermitteln, besteht die Möglichkeit, die Dipole durch eine teilweise Umpolung als Quadrupol zu betreiben. Die Abtastung von Quadrupolfeldern mit derselben Spulenkonfiguration ist im folgenden Kapitel beschrieben.

6.1.3.3 Spulentriplett im Quadrupolfeld

Triple Coil in a Quadrupole Field

Zu Meßzwecken kann ein Umlenk-Dipolmagnet als Quadrupol betrieben werden; hierzu muß die Hälfte der Wicklungen rückwärts bestromt werden. In dieser Konfiguration kann die magnetische Achse besonders einfach ermittelt werden. Gleiches gilt für die Vermessungen der Fokussierquadrupole. Das Quadrupolfeld ist idealerweise im Zentrum feldfrei, d.h. die mittlere Wicklung des Spulentriplets liefert bei exakter Zentrierung immer 0 Volt.



Die Induktionsspannung der mittleren Wicklung ist im Zentrum des Quadrupolfeldes Null.

Abb. 6-9 Induktionsspannungen der Drehspulen im idealen Quadrupolfeld

Induction voltage over one full coil revolution in an ideal quadrupole field

6.1.3.4 Dynamik der Induktionsspannung

Dynamic Range of the Induced Voltage

Flußdichtemessungen finden im ungekühlten und im supraleitenden Zustand statt. Im ungekühlten Betrieb wird anstelle der Nennflußdichte nur ein Feld von 0,05 Tesla aufgebaut. Es erlaubt den Test zahlreicher Materialeigenschaften, wobei der thermische Verzug des Magnetjochs beim Herabkühlen auf 1,9 Kelvin allerdings noch nicht berücksichtigt wird.

Die Drehspule wird im hohen Feld mit geringer Drehzahl gedreht, um Induktionsspannungen außerhalb der Meßgerätespezifikation zu vermeiden. Abschätzungen für die zu erwartenden Induktionsspannungen bei minimaler und maximaler Flußdichte sind hier für Drehzahlen von 1 s^{-1} und $0,033 \text{ s}^{-1}$ angegeben:

Betriebsart	Strom I_B	Feld $\bar{B}$	Drehzahl $\omega_{typ.}$	Meßwert $\Rightarrow \hat{U}_{Ind.}$
Raumtemperatur	3 A	0,05 T	$2\pi/\text{sec}$	1,08 V
Spulen supraleitend	15 kA	8,36 T	$2\pi/30 \text{ sec}$	6,01 V

Tabelle 3: Abschätzung der Induktionsspannungen der Prototypdrehspule

6.1.3.5 Prototypspule mit 3 Wicklungen

Prototype induction probe with 3 coils

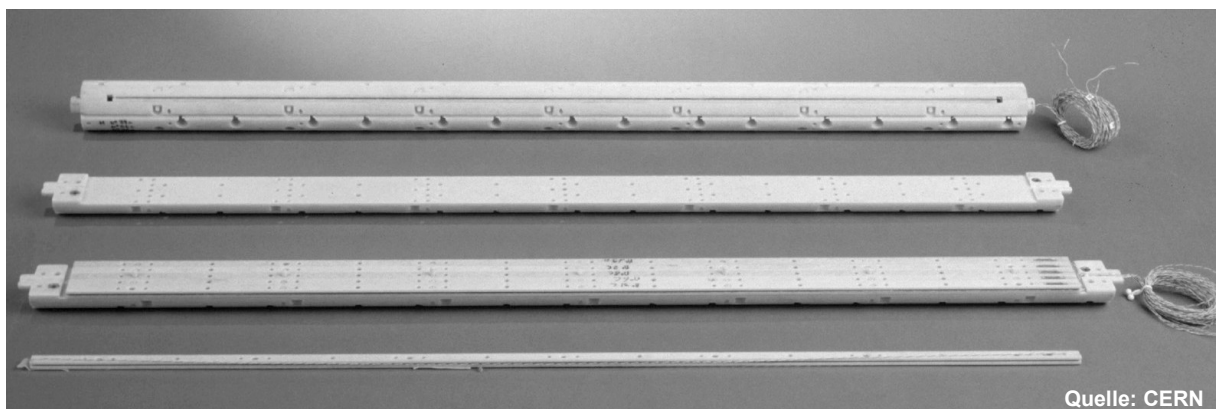


Abb. 6-10 Drehspule (hinten), in Hälften zerlegt (Mitte), entnommene Einzelwicklung (vorne)

Induction coil carrier (back), dismantled halves (middle), single coil (front)

6.1.4 Interpretation der Meßwerte

Interpretation of Results

6.1.4.1 Integration der Induktionsspannung

Integration of the Induction Voltage

Um aus der gemessenen Induktionsspannung U_{Ind} die gesuchte magnetische Flußdichte zu gewinnen, bieten sich zwei Alternativen an:

1. Abtastung von U_{Ind} zu definierten Zeitpunkten während der Drehung; anschließend Korrelation mit der Änderung der projizierten Spulenfläche für einen jeweils betrachteten Richtungsvektor. Hierzu muß die Drehgeschwindigkeit der Spule exakt bekannt sein.
2. Integration von U_{Ind} während der Drehung; Abtastung der integrierten Spannung in regelmäßigen Abständen. Dies liefert unmittelbar den Fluß Φ in Abhängigkeit des Winkels.

Das zweite, wesentlich robustere Verfahren nutzt die Tatsache, daß sich zeitliche Änderungen der *Spulenorientierung* genauso auf U_{ind} auswirken wie zeitliche Änderungen des *Flusses*:

$$\Phi(t) = \int_t \frac{U_{Ind}}{w} \cdot dt \quad \left(\text{aus } U_{Ind} = w \cdot \frac{d\Phi}{dt} \text{ mit } w = \text{Windungszahl} \right)$$

kann hier gleichbedeutend formuliert werden als

$$\Phi(\theta) = \int_{\theta} \frac{U_{Ind}}{w} \cdot d\theta \quad (\text{mit } \theta = \text{Phasenwinkel der Spule})$$

Vorteil: Bei der Ermittlung des Flusses aus dem Spannungsintegral über θ muß keinen Zeit-term berücksichtigt werden. Das an der Drehspule abgegriffene Spannungssignal, integriert über einen definierten Winkelbereich, ist konstant: Bei einer langsameren Drehung wirkt zwar eine niedrigere Induktionsspannung, im selben Maß verlängert sich aber Δt der Integration. Damit ist das Ergebnis unabhängig von der Drehgeschwindigkeit, so daß geringe Drehzahlschwankungen der Spule in Kauf genommen werden könnten. Die Integration beginnt bei $\theta = 0^\circ$, danach wird das Integral in definierten Winkelabständen abgetastet. Als Auslöser werden die Inkrementalsignale eines Drehwinkelgebers verwendet.

6.1.4.2 *Erhöhte Winkelauflösung* Enhanced Angular Measuring Resolution

Die für die Abtastung eingesetzten integrierenden Meßverstärker (CERN-Eigenbau) werden von einem an der Drehspule angebrachten Drehwinkelgeber gesteuert. Der eingesetzte Inkremental-Drehwinkelgeber Heidenhain ERO 1422 liefert pro Umdrehung einen Indeximpuls und 1024 Winkelinkrementsignale. Der Indeximpuls initiiert die Integration, während die Winkelinkrementsignale die Aufzeichnung des aktuellen Integralwertes auslösen.

Im Gegensatz zu typischen Anwendungen von Drehwinkelgebern wird hier die Genauigkeit nicht durch Interpolation zweier phasenverschobener Sinussignale gesteigert. Es wird nur bei diskreten Winkeln die Flanken-Reproduzierbarkeit der Inkrementsignale ausgenutzt. Diese Flanken weisen auf der Kodierscheibe des Drehwinkelgebers eine Lagetoleranz $< 0.03^\circ$ auf. Diese Lagetoleranz – und nicht die Strichzahl – begrenzt die erreichbare Genauigkeit für die Ermittlung der Feldorientierung.

6.1.4.3 *Fourieranalyse der Flußdichte* Fourier Analysis of the measured Magnetic Flux

Um aus der aufgezeichneten Flußdichte über den Drehwinkel, also $\Phi(\theta)$, die harmonischen Feldkomponenten extrahieren zu können, muß das Signal nach Frequenzen zerlegt werden. Das Dipolfeld erscheint im aufgezeichneten Signal als Sinus mit einer Phase pro Umdrehung; eine überlagerte harmonische Verzerrung in Form eines Quadrupolfelds taucht hingegen als Sinussignal doppelter Frequenz auf (vgl. Abb. 6-9).

Eine Fourieranalyse des aufgezeichneten Signals liefert somit unmittelbar die Amplituden und Phasenlagen der einzelnen harmonischen Feldkomponenten. Um bei der Fourieranalyse den *Fast Fourier Transform* Algorithmus (FFT) einsetzen zu können, sind 2^n Datenpunkte notwendig. Aus diesem Grund ist ein Drehwinkelgeber mit $1024 = 2^{10}$ Schritten erforderlich.

6.2 Gravimetrische Messung

Gravimetric measurements

Als Bezugssystem für die vektorielle, räumliche Auflösung der gemessenen Magnetfelder dienen zweierlei Normale:

- die Fluchtung mit externen, an den Magneten angebrachten Meßmarken;
- die Orientierung relativ zum Gravitationsnormal.

Die Gravitation dient auch während der endgültigen Installation der Magnete als Normal. Hier kommen handelsübliche elektronische Wasserwaagen zum Einsatz, um die berechnete lot-rechte Kippung der Magnete zu überprüfen. Für die Ermittlung der Magnetfeldorientierung mit einer Drehspule muß der im vorangegangenen Kapitel beschriebene Drehwinkelgeber mit einem elektronischen Lot gekoppelt werden. Die möglichen Prinzipien werden hier diskutiert.

6.2.1 Elektronische Wasserwaagen

Electronic Water Balance

6.2.1.1 Typische Bauarten

Typical design

Bei zahlreichen elektronischen Wasserwaagen wird eine elektrolytisch leitfähige Flüssigkeit eingesetzt, deren Oberfläche sich senkrecht zum Lot ausbildet. Der Vergleich zweier teilweise eingetauchter Elektrodenpaare liefert Aufschluß über die Verkippung:

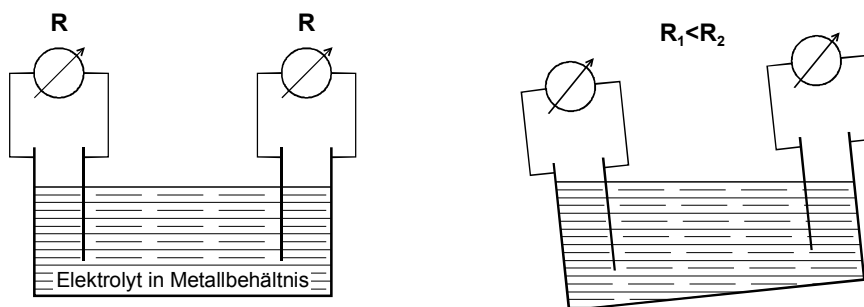


Abb. 6-11 Elektronische Wasserwaage mit Leitfähigkeitsmessung (Schema)

Electronic water balance with conductivity measurement

Alternativ ist der Einsatz eines flüssigen Dielektrikums möglich, das je nach Pegelstand die Kapazitäten zweier eingetauchter Kondensatoren beeinflusst:

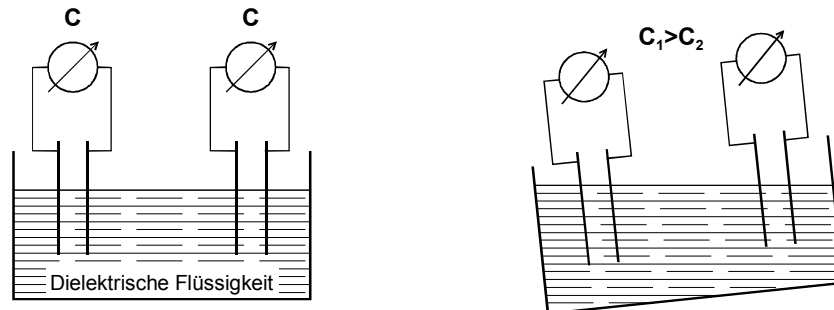


Abb. 6-12 Elektronische Wasserwaage mit Kapazitätsmessung (Schema)
Electronic water balance with capacity measurement

Der Vergleich der Kapazitäten oder Widerstandswerte in einer Brückenschaltung liefert eine von der Verkippung abhängige Differenz. Bei geeigneter Gestaltung der Elektroden als Scheibenausschnitte ist das Differenzsignal bis 90° linear mit dem Kippwinkel verknüpft.

6.2.1.2 *Eignung im Magnetfeld* Magnetic Field Suitability

Aufgrund der Symmetrie ist eine gute Gleichtaktunterdrückung äußerer Störgrößen gewährleistet; homogene Magnetfelder sollten das Meßergebnis in der Regel nicht beeinflussen. Ob dies für die elektronische Auswertung ebenfalls gilt, muß je nach Bauart geprüft werden.

Problematisch sind Eigenbewegungen der elektronischen Wasserwaagen im Magnetfeld: Die auftretenden Induktionsspannungen in den Elektroden und Zuleitungen interferieren direkt mit dem Meßprinzip.

Bei hohen inhomogenen Flußdichten können dia- oder paramagnetische Eigenschaften der Flüssigkeiten das Ergebnis verfälschen. Paramagnetische Stoffe mit ungepaarten Schalen-elektronen werden in Bereiche höherer Flußdichte hineingezogen; ausgeprägt diamagnetische Stoffe werden davon abgestoßen. Das Meßprinzip eignet sich also nur bedingt für den Einsatz in Quadrupolen.

6.2.2 Elektronische Pendel

Electronic Pendulum

6.2.2.1 *Frei gelagerte Pendel*

Freely moving Pendulums

Elektronische Pendel enthalten ein frei oder federnd aufgehängtes Pendelelement, dessen Auslenkung optisch oder kapazitiv abgetastet wird. Im einfachsten Fall ist ein Winkeldrehgeber mit einem Gewicht an einem Hebelarm schon ein elektronisches Pendel. Wird der Hebelarm verkürzt und damit das Drehmoment auf die Pendelachse verringert, so müssen Vorkehrungen gegen Haftreibung in der Achse getroffen werden. Bei langsamer Auslenkung nehmen die Rückstellkräfte auf das Pendel derart zögernd zu, daß durch abwechselndes Überwinden und Rückfallen in die Haftreibung (Stick-Slip-Effekt) eine präzise Auswertung im Kleinwinkelbereich nicht möglich ist.

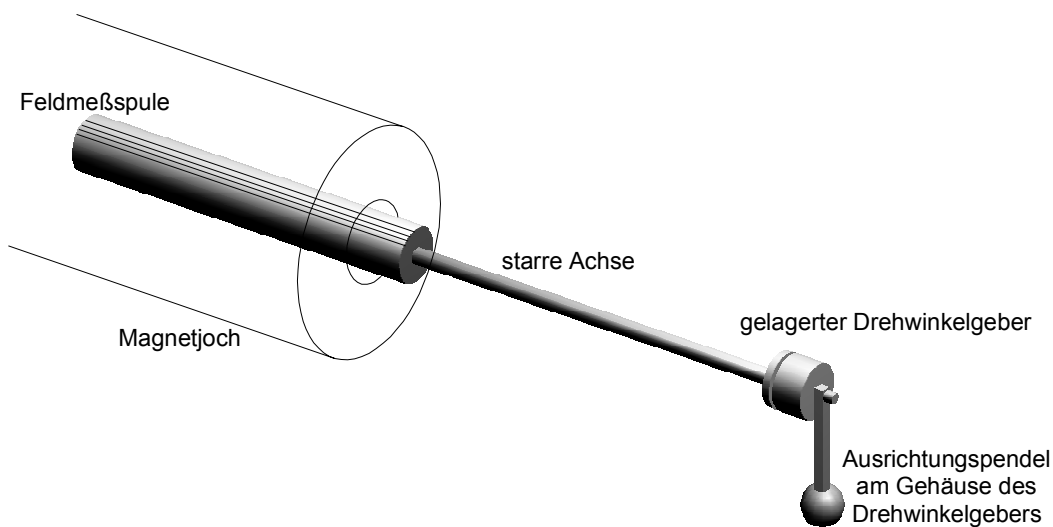


Abb. 6-13 Pendel mit Winkelmeßeinrichtung

Pendulum with angular measurement device

Die hier schematisch dargestellte Einrichtung wird bei der Vermessung von Beschleunigermagneten gebräuchlich eingesetzt. Problematisch ist die Handhabung der starren Achse zur Verbindung von Drehspule und Codierscheibe des Drehwinkelgebers. Die Achse muß mindestens die halbe Länge des Magneten aufweisen, um an jeder Position in der Magnetapertur messen zu können. Bei einem 15 m langen Magneten führt die mangelnde Torsionssteifigkeit der langen, dünnen Achse zwischen Spule und Pendel leicht zu Winkelfehlern, zumal wenn über diese Achse der Antrieb der Drehspule bewerkstelligt wird.

Drehfederpendel anfällig gegen mechanische Schwingungen, was nur durch eine einwandfreie Überabtastung und Mittelung der Meßwerte kompensiert werden kann.

Bei großen Flußdichten können insbesondere die paramagnetischen Eigenschaften einiger eingesetzten Metalle zu systematischen Meßfehlern führen. Sie bewirken durchaus auch im homogenen Feld eine Auslenkung des Pendels hin zu größeren Metallansammlungen. Ferromagnetische Metalle dürfen aufgrund ihrer Feldbeeinflussung auf keinen Fall eingesetzt werden. Als Ersatz-Federwerkstoffe bieten sich Kupferberyllium CuBe_2 und Phosphorbronze PCuSn an.

6.2.2.4 *Fazit*

Für Neigungsmessungen mit höchster Genauigkeit bei kompaktem Bauraum haben sich Drehfederpendel bewährt. Herkömmlich aufgebaute Drehfederpendel sind jedoch nicht unbedingt hochfeldtauglich; daher wurde für den Robotsonden-Prototypen eine Spezialanfertigung des "ZeroTronic" der Firma Wyler AG mit Edelstahlgehäuse und Kupferberyllium-Feder ausgewählt. Zum Schutz gegen Meßfehler durch Halleffekte wurde der mitgeführte Meßverstärker so orientiert, daß seine Halbleiterkomponenten im Betriebszustand parallel zu den Feldlinien der LHC-Dipole liegen.

Erste Versuche in 8 Tesla-Magnetfeldern bei CERN zeigen, daß ein geringer Einfluß der Feldstärke auf das Ausgangssignal nach wie vor vorhanden ist. Dabei handelt es sich offensichtlich um einen konstanten Bias, der durch eine Kalibrierung im Feld kompensiert werden muß. Diese Kalibrierung läßt sich beispielsweise durch den Vergleich der ZeroTronic-Meßsignale vor und nach dem Umpolen des Magnetfeldes durchführen. Dies gilt allerdings nur, wenn die magnetische Feldstärke im Meßbereich keine großen Schwankungen aufweist, was für LHC-Dipole gewährleistet ist.

Der aktuelle Stand der Versuche bei CERN erlaubt noch keine konkreten Verbesserungsvorschläge. Die Fehlerursache (Restmagnetismus der Werkstoffe, Beeinflussung des Meßverstärkers) ist noch unbekannt.

6.3 Lagebestimmung der Drehspule

Position Measurement of the Induction Coil

Dieses Kapitel beruht auf den Ergebnissen umfangreicher Qualifizierungsexperimente, die im Fraunhofer IPT im Rahmen der Entwicklung des Prototyps durchgeführt wurden.

6.3.1 Anforderungen

Requirements

Die Vermessung eines Magnetfeldes mit einer mobilen Induktionsspule erfordert eine genaue Führung dieser Spule. Als Führung dient in diesem Fall das Strahlrohr, das jeden Magneten durchzieht und den Teilchenstrahl von der Umgebung isoliert. Aufgrund seiner Fertigungs- und Montagetoleranzen ist dieses Rohr jedoch keinesfalls als Präzisionsführung anzusehen. Jede Abweichung von der Ideallinie muß daher erfaßt und rechnerisch kompensiert werden.

6.3.1.1 Geforderte maximale Meßunsicherheit

Required Measuring Precision

Koordinate	Meßbereich	Geforderte Meßunsicherheit	Meßinstrument
X lateral	$\pm 7 \text{ mm}$	$\leq 0,1 \text{ mm}$ (Quadrupol 0,03 mm)	Fluchtungsmeßsystem
Y lateral	$\pm 2 \text{ mm}$	$\leq 0,1 \text{ mm}$ (Quadrupol 0,03 mm)	Fluchtungsmeßsystem
Z longitudinal	0...18 m	$\leq 0,5 \text{ mm}$	Lichtschranken
θ_z Orientierung	0...360°	$\leq 0,03 \text{ mrad}$	Drehencoder+Gravimeter
$\theta_{x/y}$ Richtung	($\pm 2,5 \text{ mrad}$)	kein Einfluß* auf X, Y, θ_z	—

Tabelle 4: Geforderte Meßbereiche und Genauigkeiten

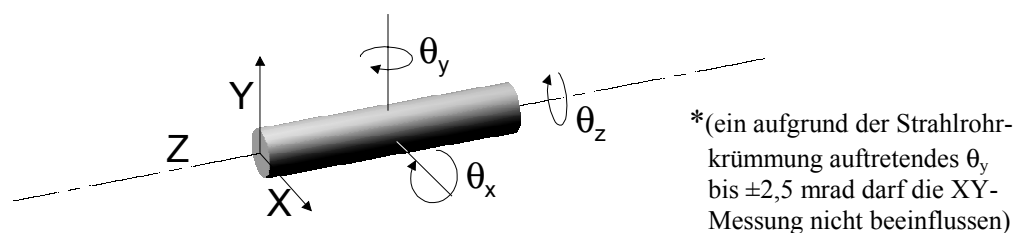


Abb. 6-15 Koordinatensystem
Coordinate convention

Die erwarteten lateralen Abweichungen der ungenau geführten Drehspule vom magnetischen Zentrum liegen bei ± 1 mm. Bei den zu Ringsegmenten gebogenen Dipolen (Abb. 6-16) überlagert sich die Auslenkung des Kreisbogens von 10 mm auf 15 m Länge. Inklusive Fehler weicht die Drehspule um 10 ± 1 mm von der Verbindungsgeraden der beiden Endpunkte ab.

Unter Einbezug von 3 mm lateraler Sicherheitsmarge und 3 m zusätzlicher Rohrlänge beiderseits des Magneten kann der Erfassungsbereich des Lageerkennungssystems beschrieben werden als langgezogener Zylinder von $\varnothing 14$ mm $\times$ 18 m Länge. Dieser Zylinder entspricht dem typischen Meßbereich von Fluchtungsmeßsystemen; daher wird das externe Lageerkennungssystem als Fluchtungsfernrohr mit ± 7 mm lateralem Stellweg ausgelegt. Die longitudinale Koordinate z muß parallel dazu durch ein externes Meßsystem bestimmt werden.

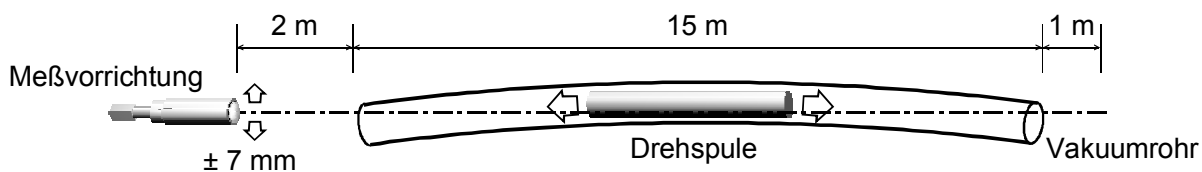


Abb. 6-16 Fluchtungsmeßsystem zur Erfassung der lateralen Drehspulenposition (Aufsicht)
Lateral induction coil position determined with an alignment measuring system

6.3.1.2 *Richtungsfehler der Spule* Orientation Errors of the Coil

Da das Vakuorrohr innerhalb eines Dipolmagneten einen langgezogenen Bogen beschreibt, besitzt die darin befindliche Drehspule einen ortsabhängigen Richtungsfehler relativ zum Fluchtungsmeßsystem. Zudem kann das Vakuorrohr noch fertigungsbedingte Abweichungen aufweisen. Diese Richtungsfehler, d.h. Relativwinkel zur Fluchtungsgeraden, dürfen keinen Einfluß auf die Messung der lateralen Fluchtung haben. Idealerweise sollte das Meßsystem also den Schwerpunkt der Drehspule erfassen.

6.3.1.3 *Bezug zu den Magnetkoordinaten* Reference to the Magnet Coordinates

An den LHC-Magneten existieren externe Fluchtungsmarken, die als Hilfsmittel bei der Installation der Magneten an ihrem endgültigen Standort dienen. Das Fluchtungsmeßsystem

muß in definiertem Abstand parallel zu den Fluchtungsmarken ausgerichtet werden. Hierfür gelten die gleichen Toleranzanforderungen wie für die Messung der Spulenposition.

6.3.2 Auswahl geeigneter optischer Fluchtungsmeßsysteme

Adequate Optical Alignment Measuring Systems

Für die optischen Fluchtungsmeßverfahren kommen grundsätzlich abbildungsoptische, laser-optische oder interferometrische Systeme in Frage:

- Abbildungsoptische Verfahren (Fluchtungsfernrohr) vergrößern das Bild einer entfernten Zielmarke und erlauben deren Abstandsbestimmung von einer Fluchtungsgeraden.
- Laseroptische Verfahren nutzen einen Laserstrahl als Geradheitsnormal. Der Laserstrahl wird in geeigneter Weise von einem Sensor abgetastet.
- Interferometrische Meßmethoden nutzen die Phasenkonstanz des kohärenten Laserstrahls, um relative Verschiebungen oder Verkippungen von spiegelnden Zielelementen zu registrieren. Die laterale Fluchtung muß daraus errechnet oder durch zusätzliche Optiken erzielt werden.

Abbildungsoptik	Einfacher Strahlweg	Fluchtungsfernrohr mit Kamera, Leuchtmarke
		Fluchtungsfernrohr mit aktiver Nullung
Laser	Einfacher Strahlweg	Strahllagedetektor mit PSD/CCD
		Faserbündelsensor
		Strahlrückverfolgung mit 2 Strahllagedetektoren
	Doppelter Strahlweg	Retroreflektor mit starrer Laserquelle
		Retroreflektor mit Laser-Tracker, aktive Nullung
		Fluchtungsfernrohr mit aktiver Nullung

Tabelle 5: Laser- und abbildungsoptische Fluchtungsmeßsysteme

Wesentliches Kriterium für ein geeignetes Fluchtungsmeßsystem ist seine Magnetfeldkompatibilität, d.h. möglichst geringe Wechselwirkungen zwischen Meßeinrichtung und Magnet. Dies verbietet z.B. den Einsatz metallischer Targets direkt an der Drehspule, da in allen leitenden Teilen Wirbelströme induziert werden.

Weiterhin sind parasitäre Hall-Effekte in Bildsensoren aus Halbleitermaterial zu beachten, z.B. in positionempfindliche Dioden (PSD) oder Rasterbildsensoren (CCD). Diese Sensoren liefern unter starker Magnetfeldeinwirkung aufgrund der Ladungsträgerablenkung durch die Lorentzkraft massiv verfälschte Signale. Ein Betrieb der Sensoren ist nur außerhalb des Magnetfeldes möglich.

6.3.3 Lasergeradheitsmeßsystem: Quelle und Detektoren

Laser Straightness Measuring Systems: Beam Source and Detectors

6.3.3.1 *Strahlqualität*

Beam Quality

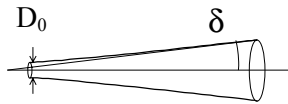
Wird ein Laser als Geradheitsnormal genutzt, so sind seine Divergenz, seine Richtungsstabilität und sein Strahlprofil entscheidend:

- Die Divergenz bzw. Aufweitung des Strahls muß gering sein, damit der Strahldetektor in jeder Entfernung einen Lichtfleck ähnlicher Größe sieht. Im ungünstigsten Fall ragt der Lichtfleck über den Rand des Detektors hinaus. Für die Divergenz sind Beugungseffekte zuständig, die bei kleinen Durchmessern der Strahlquellen besonders ins Gewicht fallen.
- Die Strahlquelle muß eine gute Richtungsstabilität aufweisen (*Pointing stability*). Dies kann bei den meisten Lasertypen nicht generell vorausgesetzt werden. Aufgrund der thermischen Aktivität des Lasermediums ist meist eine zusätzliche Stabilisierung notwendig.
- Sofern der Strahldurchmesser vergrößert werden muß, ist eine Strahlaufweitungsoptik (*Kollimationsoptik*) hoher Güte notwendig. Linsenfehler oder ungenau ausgerichtete Linsen führen zu überkreuzenden Teilstrahlen, mithin dem Verlust des idealen Strahlprofils, was sich in der Entfernung als unregelmäßiges Interferenzmuster äußert.

6.3.3.2 Strahlaufweitung

Beam Expansion

Die beugungsbedingte Aufweitung eines Laserstrahls geschieht mit dem sogenannten Divergenzwinkel 2δ . Der halbe Divergenzwinkel δ gegenüber der Strahlachse ergibt sich aus:



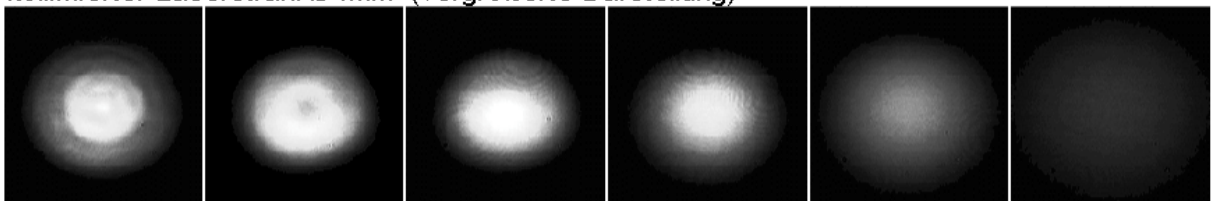
$$\delta = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{D_0}$$

Mit D_0 = Taillendurchmesser bei einem Intensitätsabfall auf $1/e^2$ oder 13,5 %

Dies gilt für einen idealen Strahl. Die Qualität eines *realen* Laserstrahls ist invariant und kann als Produkt der Divergenz und der Strahltaile angegeben werden: $\delta \times D_0 = \text{const.}$ Durch Kollimationsoptiken kann die Qualität niemals verbessert, wohl aber verschlechtert werden.

Für $\lambda = 630 \text{ nm}$ ergibt sich bei einem Strahldurchmesser von 4 mm eine theoretische minimale Aufweitung von $2 \times 0,1 \text{ mm/m}$. Unter realen Bedingungen ist dieser Wert schlechter und der Strahl für Fluchtungsmessungen jenseits von 10 m Entfernung unbrauchbar. Anders verhält es sich, wenn ein Strahl derselben Quelle auf $D_0 = 8 \text{ mm}$ aufgeweitet wird, wie die folgenden Aufnahmen zeigen. Hier wurde das Strahlprofil für beide Fälle über 30 m Laufweite erfaßt. Weitere Qualifizierungsexperimente für ein laserbasiertes Fluchtungsmeßsystem wurden mit 10~11 mm Strahldurchmesser durchgeführt. Siehe auch /Glö99/.

kollimierter Laserstrahl Ø4mm (vergrößerte Darstellung)



kollimierter Laserstrahl Ø8mm

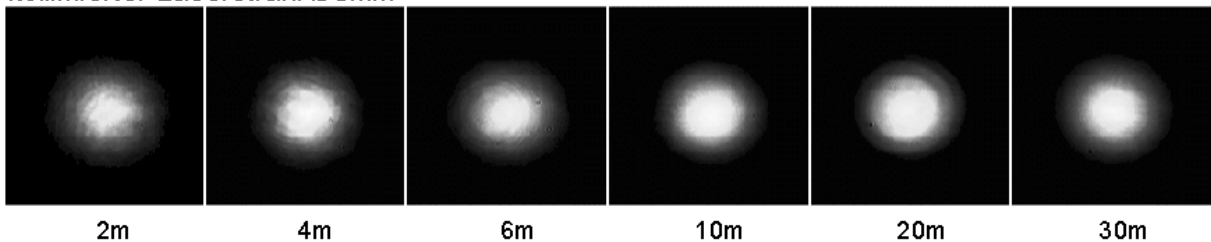


Abb. 6-17 Strahlprofil eines Pigtail-bestückten Halbleiterlasers; CCD-Aufnahme.
Beam profile of a pigtail semiconductor laser; beam Ø4/8 mm; CCD pictures

6.3.3.3 Pigtail-Halbleiterlaser

Pigtail Semiconductor Laser

Die obigen Aufnahmen wurden mit einem Halbleiterlaser mit aufgesetzter Glasfaser und daran anschließender Kollimationsoptik durchgeführt. Halbleiterlaser haben den Vorteil der einfachen Handhabbarkeit und geringen Wärmeentwicklung, weisen jedoch ein unsymmetrisches Strahlprofil und eine für Geradheitsmeßzwecke ungenügende Richtungsstabilität auf.

Beides kann durch den Einsatz eines Glasfaser-Pigtails verbessert werden. Die Glasfaser besitzt einen Kerndurchmesser $\leq 2 \cdot \lambda$ und stellt damit ein sogenanntes Modenfilter dar. An ihrem Ausgang besitzt der Laserstrahl ein radial-symmetrisches, gaußförmiges Strahlprofil, genannt TEM_{00} (Transversale Elektromagnetische Mode nullter Ordnung). Zusammenfassend führen folgende Vorteile zur Auswahl eines Pigtail-Halbleiterlasers:

- Einfach zu handhabende Laserdiode als Quelle, geringer Verschleiß und Verbrauch
- Radial-symmetrisches, gaußförmiges Intensitätsprofil am Glasfaserausgang. Dies hat die geringsten Beugungseffekte und minimale Interferenzen im projizierten Fleck zur Folge.
- Richtungsschwankungen der Laserdiode werden durch die Glasfaser ausgeblendet
- Kollimationsoptik thermisch von der Laserdiode entkoppelt und dadurch richtungsstabil.

6.3.3.4 PSD-Strahlsensor

PSD Beam Sensor

Eine *PSD* oder positionsempfindliche Diode kann Koordinateninformationen, also Informationen über den Ort des Strahlungseinfalls, auf ihrer strahlungsempfindlichen Fläche wiedergeben. Sie kann daher als elektronisches Fadenkreuz für ein Lasergeradheitsnormal dienen.

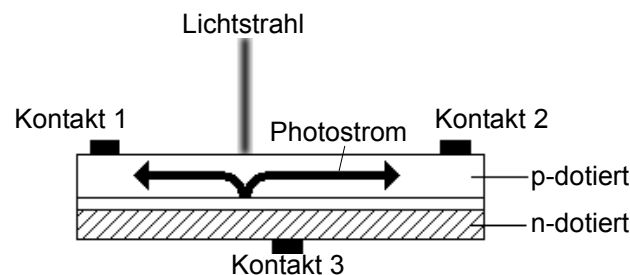


Abb. 6-18 Funktionsprinzip der Lateraleffektdiode oder PSD
Function diagram of a position sensitive diode

Die von den Kontakten 1 und 2 aufgenommenen Ströme geben die Position des Lichtflecks wieder, gemäß dem Verhältnis der Ströme:

$$x_{\text{Lichtfleck}} = \frac{I_1}{I_1 + I_2}$$

Der Intensitätsschwerpunkt des einfallenden Lichtstrahls gibt die Position vor. Wie aus der Formel ersichtlich ist, haben Größe und Intensitätsprofil des Lichtstrahls theoretisch keinen Einfluß. Wird jedoch zugleich Fremdlicht empfangen, so verschiebt sich der Intensitätsschwerpunkt zur Mitte hin. Durch zeitweiliges Ausblenden des Laserstrahls kann der Fremdlichtanteil jedoch ermittelt und damit rechnerisch kompensiert werden. /Schl96/, /Glö99/

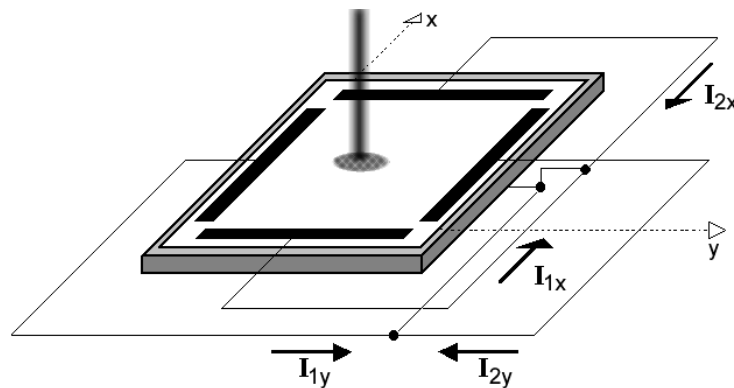


Abb. 6-19 Zweidimensionale Lateraleffektdiode
Two-dimensional position sensitive diode

Da sich eine PSD im Magnetfeld wie ein Hall-Sensor verhält, ist ein Einsatz nur außerhalb von Magneten sinnvoll. Im Magnetfeld gibt es eine starke Kreuzbeeinflussung von x- und y-Koordinaten.

6.3.3.5 CCD und CMOS Bildsensoren

CCD and CMOS Imaging Sensors

CCD (*charge coupled device*) und CMOS (*complementary metal oxide semiconductor*) sind pixelorientierte Bildsensoren, die hauptsächlich in Videokameras und in der digitalen Fotografie verwendet werden. Kameras enthalten vor dem Bildsensor eine Linsenoptik, die ein scharfes Abbild der Umgebung auf das CCD projiziert. Um die Position eines senkrecht einfallenden Laserstrahls zu erfassen, benötigt das CCD hingegen keine Linsenoptik.

Das CCD sammelt auf den belichteten Pixeln eine intensitätsabhängige Ladung, die regelmäßig ausgelesen und dabei zurückgesetzt wird. Die Ladung der jeweiligen Pixelreihe wird sequentiell abgetastet und als analoges Videosignal zur Weiterverarbeitung geleitet. Falls bei hoher Intensität die Ladung auf einem Pixel nicht rechtzeitig ausgelesen wird, kommt es zum Überlauf in andere Zellen (*Blooming*).

CMOS Bildsensoren sind entweder mit Photodiodenpixeln oder mit Aktivpixeln bestückt. Photodioden sind bis auf den Wirkmechanismus mit CCD-Pixeln vergleichbar. Aktivpixel hingegen enthalten einen eigenen Ladungsverstärker, sind also nicht darauf angewiesen, in regelmäßigen Abständen gelöscht zu werden. Damit machen sich auch Sättigungserscheinungen wie *Blooming* bei hohen Intensitäten kaum bemerkbar. Die Empfindlichkeit der Aktivpixel ist logarithmisch abstufbar und deckt dadurch einen weiten Dynamikbereich ab.

6.3.3.6 *CCD-Bildauflösung und Digitalisierung*

CCD Resolution and Digital Conversion

Die Pixel eines handelsüblichen Video-CCDs haben einen Abstand von 7~10 μm , bei typischerweise 625 Zeilen. Hochauflösende Arrays mit bis zu 4096 Zeilen können bei Bedarf detailliertere Daten liefern. Die Position eines Lichtfleckes kann mit einem Video-CCD nicht genauer als auf $1/625$ des Blickfeldes bestimmt werden, sofern je Pixel nur die Information "belichtet/unbelichtet" verwertet wird. Für einen scharf begrenzten Lichtfleck ist dies unvermeidbar. Eine Verbesserung der Auflösung ist auf mehrere Weisen möglich:

- Berechnung der Lichtfleckmitte anhand der Randpixel. Die zentralen Pixel tragen keinerlei Information. Die Randpixel hingegen springen statistisch der Reihe nach von 'dunkel' auf 'hell', wenn der Lichtfleck sie erreicht. Eine Bewegung von einem Pixel kann also in n dunkel-hell-Sprünge aufgelöst werden, mit n = Breite des Lichtfleckes in Pixeln
- Grauwertbestimmung der Pixel und Subpixelinterpolation des Schwerpunkts. Hierzu darf der Lichtfleck nicht scharf begrenzt sein, sondern muß weich abfallen, damit eine ausreichende Anzahl Randpixel mit abgeschwächter Intensität belichtet werden. Die Auflösung verbessert sich abermals um den Faktor der nutzbaren Intensitätsstufen.
- Zum Zwecke der digitalen Weiterverarbeitung wird ein Videosignal üblicherweise in 256 Stufen (8 Bit) quantisiert, jedoch können praktisch nur die Hälfte bis ein Viertel davon

rechnerisch genutzt werden; Pixelrauschen der Kamera und Verzerrungen des analogen Videosignals machen eine feinere Unterscheidung sinnlos. Abhilfe schaffen hier rauscharme Kameras und eine Digitalisierung des Bildes direkt am Bildsensor, d.h. ohne den Umweg über ein Videosignal.

Mit einer handelsüblichen Kamera konnten bei Voruntersuchungen Subpixel-Auflösungen erreicht werden, also deutlich besser als $1/625$ des Blickfeldes. Hierzu wurde ein Laserstrahl mit Ø8 mm-Gaußprofil von einem CCD-Bildsensor erfaßt. Das CCD-Blickfeld mit vorge-setzter Reduzieroptik betrug 26×20 mm. Die Position des Laserstrahls konnte nach Subpixel-interpolation mit einer Auflösung von $1 \mu\text{m}$ bestimmt werden, d.h. $1/20000$ des Blickfeldes. Die dabei festgestellte Instabilität des Laserstrahls in Luft lag deutlich über diesem Wert, so daß eine zeitliche Mittelung der Messung notwendig war.

6.3.3.7 CMOS als elektronische Fadenkreuze

CMOS sensor as Electronic Cross-Hair

Bestimmte CMOS Bildsensoren ebenso wie PSDs können semitransparent hergestellt werden (/Blum95/) und sind damit für Applikationen interessant, bei denen ein einzelner Laserstrahl mehrere Sensoren hintereinander durchquert. Die Sensoren dienen dabei als elektronische Fadenkreuze und messen ihre Position relativ zum Laser-Geradheitsnormal.

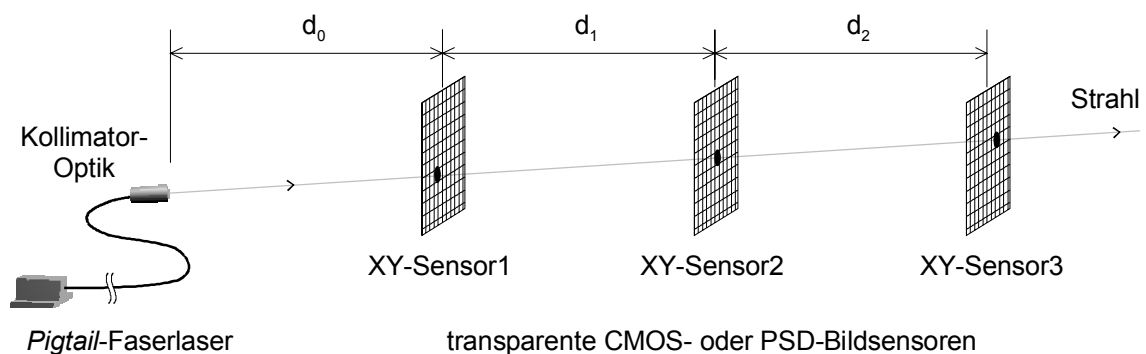


Abb. 6-20 Fluchtungs- oder Lagemessung mit elektronischen Fadenkreuzen

Alignment or position measurement with electronic cross-hair sensors

Sind in dem gezeigten Beispiel die Abstände d_1 und d_2 bekannt, so kann die Fluchtung der drei XY-Sensoren untereinander bestimmt werden. Sind hingegen d_0 und d_1 bekannt, so kann

aus den Durchstoßpunkten an den Sensoren 1 und 2 umgekehrt die Position und die Orientierung der Laseroptik errechnet werden.

Unter beengten Platzverhältnissen in LHC-Magneten können kompakte Pigtail-Laseroptiken eingesetzt werden, um aus dem Vakuumrohr heraus einen Laserstrahl auf zwei XY-Sensoren vor der Apertur, außerhalb des Magnetfeldes, zu projizieren. Bei ausreichendem Abstand der XY-Sensoren (ab $\sim 1,5$ m) voneinander ist eine akzeptable Winkelauflösung gewährleistet, um den Ursprungsort des Lasers zurückverfolgen zu können. Problematisch ist die gebogene Form der Vakuumrohre in Dipolen, welche den Laserstrahl abschatten kann, bevor er die XY-Sensoren erreicht hat. Daher wurde diese Lösung hier nicht weiter verfolgt.

6.3.4 Reflektor-Lasergerademessung

Laser Straightness Measurement with Reflector

6.3.4.1 Funktionsprinzip

Function Principle

Bei Systemen mit doppeltem Strahlweg wird ein ausgesandter Fixstrahl vom bewegten Ziel reflektiert. Ein Tripelspiegel oder Tripelprisma lenken den Strahl um und spiegeln ihn in Einfallsrichtung zurück. Im Gegensatz zum einfachen Spiegel gilt also nicht Einfallswinkel = Austrittswinkel, sondern Einfallswinkel = $-\text{Austrittswinkel}$. Fixstrahl und reflektierter Strahl liegen parallel, aber nicht unbedingt übereinander; ihr Abstand entspricht dem doppelten Abstand der Reflektormitte gegenüber dem Fixstrahl. Vom Beobachter am Strahlursprung kann dieser Abstand und damit die Reflektorlage gemessen werden (Abb. 6-21).

Vorteil dieser Konfiguration ist, daß am Zielort allein der optische Reflektor benötigt wird, mithin also die optimale Konfiguration für den Einsatz in starken Magnetfeldern, wenn sich der Einsatz empfindlicher Elektronik verbietet.

Entscheidender Nachteil der parallel reflektierenden Systeme ist ihre Empfindlichkeit gegenüber Winkelfehlern: Kleinste Parallelitätsabweichungen zwischen Primärstrahl und reflektiertem Strahl bewirken bei einem langen Strahlweg eine erhebliche laterale Abweichung. Daher muß Wert auf Reflektoren mit hoher geometrischer Winkeltreue ($\sim 0,5$ Bogensekunden) gelegt werden, die alle Teilstrahlen möglichst exakt im Einfallswinkel zurückwerfen.

6.3.4.2 Tripelprisma und Tripelspiegel

Triple Prism and Corner Cube Mirror

Als Reflektoren für Fluchtungsmeßsysteme eignen sich Tripelspiegel und Tripelprismen. Ein Tripelprisma entspricht geometrisch der Ecke eines Würfels; das Licht wird in allen drei Würfelflächen gespiegelt und parallel zum Einfallswinkel reflektiert, unabhängig von der Lage des Tripelprismas. Die folgende Abbildung verdeutlicht dies:

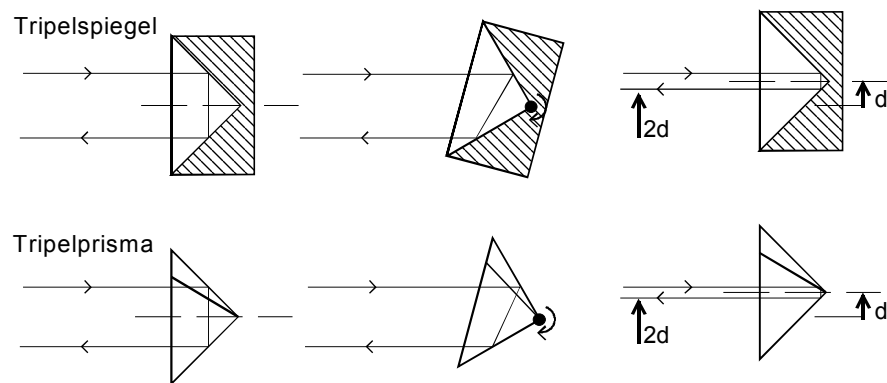


Abb. 6-21 Einfluß von Position (*displacement*) und Verkipfung auf den reflektierten Strahl
Influence of corner cube displacement and tilt on the reflected beam

Bei der Fluchtungsmessung wird der laterale Abstand zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl festgestellt. Er beträgt das Doppelte der Distanz des einfallenden Strahls vom Zentrum des Tripelprismas. Das Zentrum wird definiert durch die Projektion der Würfecke, an der die drei Spiegelflächen aufeinanderstoßen, in Strahlrichtung.

Im Prüffeld muß der reflektierte Strahl mit einem halbdurchlässigen Spiegel vom Primärstrahl separiert werden und mit einem Strahllagesensor (CCD oder PSD) abgetastet werden:

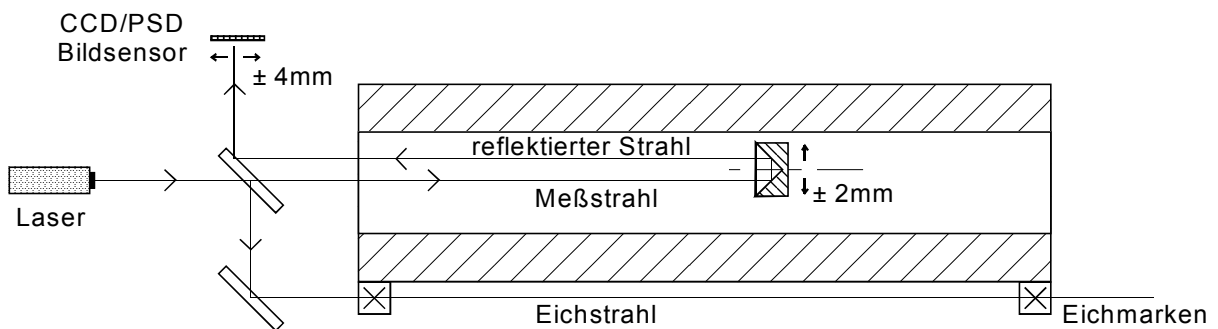


Abb. 6-22 Fluchtungsmessung mit Tripelspiegel in einem LHC-Magneten, Schema
Straightness measurement with a corner cube in an LHC magnet

Maßgeblich für die Genauigkeit ist die Winkeltreue des Reflektors. Bei Tripelprismen sind 2~3 Bogensekunden, bei Tripelspiegeln sogar 0,5 Bogensekunden Parallelität herstellbar. In einem 15 m langen LHC-Magneten entstünde bei einem angenommenen Parallelitätsfehler von 3 Bogensekunden nach 15 m Lauflänge ein lateraler Positionsfehler von 0,2 mm. Standard-Tripelprismen sind damit nicht einsetzbar.

6.3.4.3 Abbildungsfehler durch Kantenbeugung

Distortion from Edge Refractions

Nicht nur die Verkippung, sondern auch die Verdrehung des Tripelspiegels um die Längsachse darf keinen Einfluß auf den Abstand zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl haben. Die folgende Meßreihe zeigt jedoch, daß dies nicht unbedingt gewährleistet ist: An den Übergängen zwischen den Spiegeln treten Beugungserscheinungen auf, die einen Teil des Strahls am Bildsensor vorbei beugen. Dies führt zu einer unzulässigen Schwerpunktverschiebung im empfangenen Intensitätsprofil.

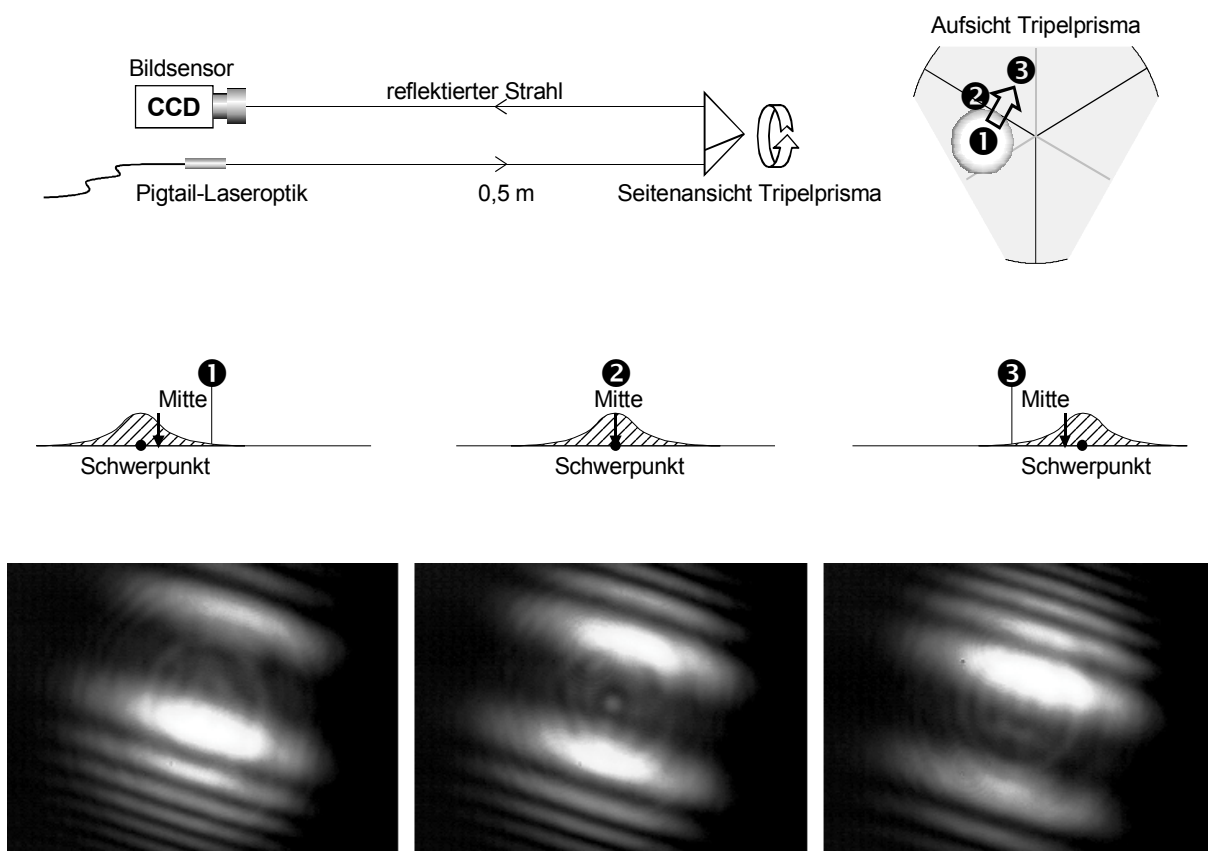


Abb. 6-23 Interferenzbildung im Strahlprofil am Übergang einer Tripelprismenkante
Interference stripes in the reflected beam profile while crossing a corner cube edge

6.3.4.4 Axicon-Retroreflektor

Axicon Retroreflektor

Das Axicon ist ein spiegelnder Hohlkegel mit ähnlichen Eigenschaften wie ein Tripelspiegel. Ein Axicon reflektiert Licht in Richtung des Einfalls, unabhängig von der eigenen Lage. Im Gegensatz zum Tripelspiegel existieren keine inneren Kanten, die Beugungserscheinungen hervorrufen können. Eine Drehung des Axicons um die eigene Achse hat optisch keinerlei Auswirkungen. Ausgezeichnete Voraussetzungen also, um ein Axicon als reflektierende Zielmarke für eine Drehspule in einem LHC-Magneten zu verwenden: Das Axicon kann unmittelbar auf der Stirnseite der Drehspule fixiert werden, wo es sich problemlos mitdreht.

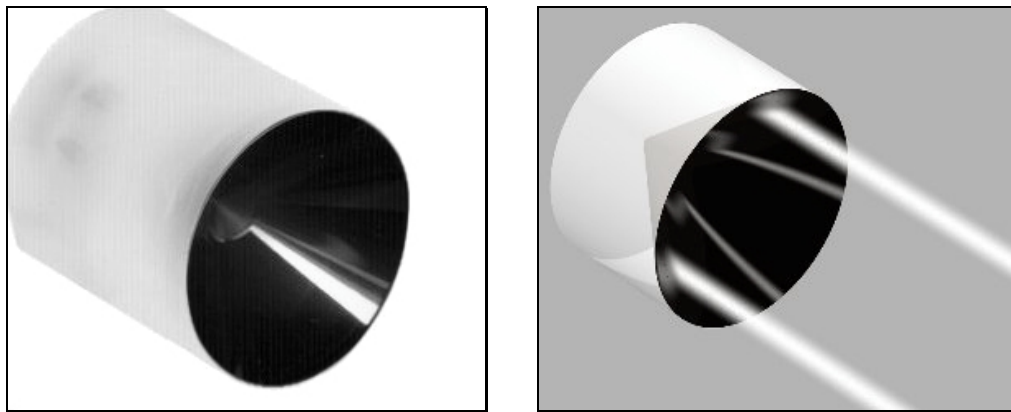


Abb. 6-24 Diamantgedrehtes Axicon (Hohlkegel) und Darstellung des Strahlengangs

Diamond-turned axicon (hollow cone) and beam path visualization

Der Abstand zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl beträgt wie beim Tripelspiegel das Doppelte des Abstands zwischen einfallendem Strahl und Axicon-Zentrum. Im Gegensatz zum Tripelspiegel wird das Licht jedoch nur zweimal gespiegelt, wenn man einen 90°-Hohlkegel betrachtet. Hohlkegel mit einem Öffnungswinkel von 45° funktionieren ebenso als Retroreflektoren, jedoch wird das Licht hier dreimal anstatt zweimal gespiegelt.

Spiegelnde Hohlkegel sind mangels Nachfrage kaum erhältlich, daher wurden zu Versuchszwecken einige Exemplare auf einer Ultrapräzisions-Drehmaschine gedreht. Der Werkstoff ist Acrylglas, die Verspiegelung eine aufgedampfte Goldschicht. Die Oberflächenrauheit des Spiegels beträgt 10 nm, seine Maßhaltigkeit ist besser als 200 nm. Im Zentrum konnte der Spiegel aufgrund der Werkzeughaltergeometrie des Diamantmeißels nicht bearbeitet werden.

Die Untersuchung der Versuchskörper bestätigte deren retroreflektierende Eigenschaft mit guter Parallelität. Ist Stabilität gefragt, so muß allerdings ein kristalliner Werkstoff gewählt werden, da Acrylglas sein Volumen durch Aufnahme von Luftfeuchtigkeit verändern kann.

Nachteilig für den Einsatz in der Interferometrie und insbesondere in der Fluchtungsmessung ist eine ungleichmäßige Veränderung der Lage des reflektierten Strahls bei einer Verkipfung des Axicons. Eine spezielle Simulation des Strahlengangs bestätigt dies: Ein Lichtstrahl wird zwar parallel zu sich selbst reflektiert, jedoch nicht zwangsweise symmetrisch zum Zentrum. Damit entstehen unterschiedlich lange Strahlwege, die die Phasenfront zerstören.

Zur Visualisierung wird in der Strahlengangsimulation ein Koordinatennetz auf ein verkipptes Axicon projiziert. Das reflektierte Bild des Koordinatennetzes (unten) wäre bei optimaler Reflektion unverzerrt. Hier zeigt sich jedoch ein Parallaxenfehler in Form eines ortsabhängigen Strahlversatzes. Das Verzerrungsbild ändert sich nicht mit der Entfernung; es existieren also keinen systematischen Parallelitäts- oder Winkelfehler.

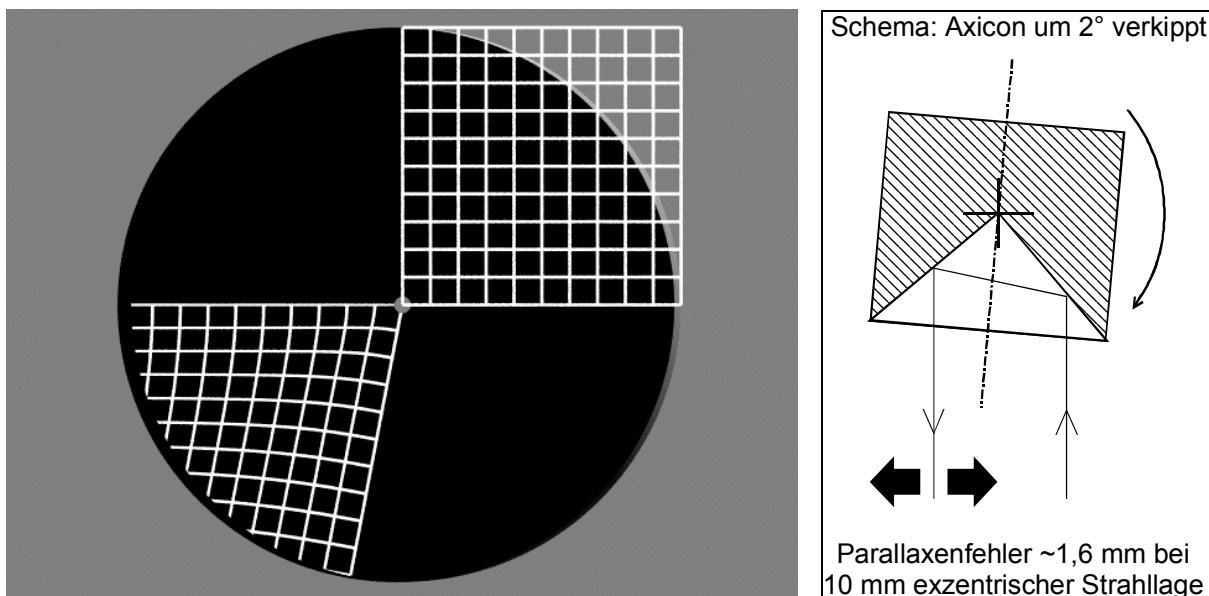


Abb. 6-25 Reflexions-Strahlengang eines Axicons bei 2° Ausrichtungsfehler
Reflected beam shape from a 2°-tilted axicon

Aufgrund der Forderung, auch gegen grobe Ausrichtungsfehler unempfindlich zu sein, wurde das Axicon für Fluchtungsmessungen hier nicht eingesetzt. Siehe auch Ergebnisse in /IPT95/.

6.3.4.5 Nullmethode

Zeroing method

Beim Einsatz eines Fluchtungsmeßsystems mit Laser und Tripelspiegel nach Abb. 6-22 läßt sich eine gute Linearität dadurch gewinnen, daß der Laser in einem geschlossenen Regelkreis auf das Zentrum des Tripelspiegels ausgerichtet wird. Einfallender und reflektierter Strahl liegen dann exakt übereinander. Die in Abb. 6-23 dargestellten Interferenzen mit resultierender Schwerpunktverschiebung werden durch die Symmetrie einflußlos.

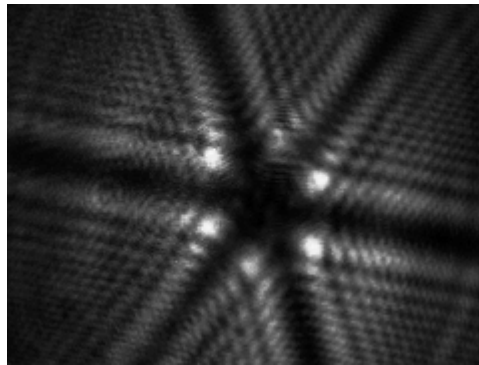
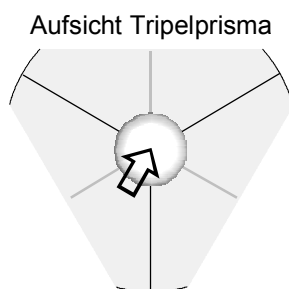


Abb. 6-26 Zentrierter "genullter" Strahl, symmetrisches Beugungsmuster in der Reflexion

Centered ("zeroed") reflected beam with symmetric interference pattern

Für die Nullung einer Meßvorrichtung nach Abb. 6-23 wird ein kompaktes Geradheitsmeßgerät mit integrierter Laserquelle, Strahlteiler, XY-Strahllagesensor und Strahlaufweitungs-optik benötigt. Diese Einheit muß parallel verschoben werden, um den zu detektierenden Tripelspiegel am Zielobjekt mittig zu treffen. Die laterale Verschiebung entspricht dann linear (ohne Beugungsfehler) derjenigen des Zielobjekts:

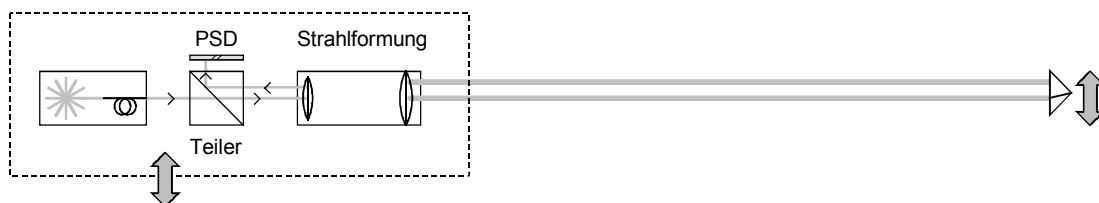


Abb. 6-27 Laserquelle und Detektor in einem optisch zentrierbaren Aufbau

Laser source and detector in an optically centered configuration

Als Laserquelle mit kombiniertem Detektor ist das Gerät STR-500 der Firma Micro-Control geeignet /MC91/. Es entspricht in seinem inneren Aufbau den oben skizzierten Komponenten.

6.3.4.6 Optische Nullung Optical Zeroing

Eine parallele Verschiebung zwecks Nachführung kann mit optischen Mitteln bewerkstelligt werden. Dabei wird nicht die gesamte Meßeinheit, sondern nur das erfaßte Bild verschoben. Der Bildversatz wird durch drehbare Glaskeile oder Tiltplatten hervorgerufen:

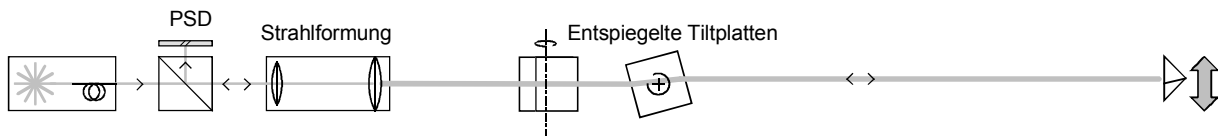


Abb. 6-28 Zweiachsige Nachführung mit Tiltplatten (verdrehbare Planparallelplatten)
Two-dimensional beam adjustment with rotating tilt plates

Nach Nullung des Laserstrahls auf die Mitte des Reflektors wird aus der Verdrehung der Tiltplatten der Versatz berechnet, gemäß dem aus Brechungsgesetz und Additionstheorem in /Schr90/ hergeleiteten Zusammenhang:

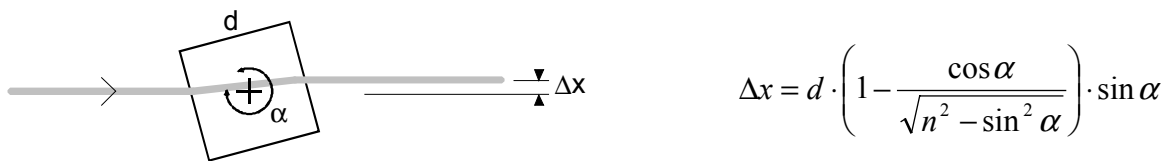


Abb. 6-29 Strahlversatz durch Glas-Tiltplatte
Beam displacement through glass tilt plate

d Glasstärke, n Brechungsindex

Für den in LHC-Magneten auftretenden Versatz von ± 7 mm ergibt sich bei einem maximal zulässigen Tiltwinkel α von $\pm 30^\circ$ immerhin eine Mindeststärke der Tiltplatte $d = 35,3$ mm.

Die Linearität optischer Nullsysteme ist von der Parallelität und Homogenität der Tiltplatten sowie von der Genauigkeit der Winkelmessung abhängig. Als Alternative ist die Erzeugung eines Strahlversatzes durch eingeschobene Glaskeile zu nennen. Hierbei ist nicht die Verdrehung, sondern die lineare Verschiebedistanz des Glaskeils ein Maß für den eingebrachten Strahlversatz.

6.3.4.7 Andere Meßmethoden mit optischer Nullung

Other Measuring Methods with Optical Zeroing

Die Nullmethode mit Tiltplatten läßt sich ebenfalls bei einem vom Zielobjekt ausgesandten Laserstrahl anwenden, dessen Ursprung über zwei elektronische Fadenkreuze zurückverfolgt wird, wie in Kapitel 6.3.3.7 CMOS als elektronische Fadenkreuze beschrieben.

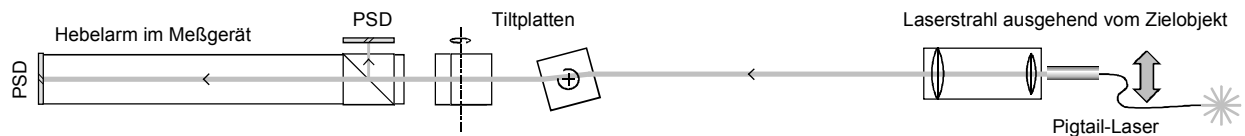


Abb. 6-30 Strahlverfolgung mit zusätzlicher Nullung
Beam tracing with additional zeroing

Auf einer der positionsempfindlichen Dioden wird der aufgefangene Laserstrahl anhand der Tiltplatten im geschlossenen Regelkreis zentriert. Auf der zweiten PSD wird die Strahlabweichung vom Zentrum erfaßt und damit der Strahleinfallswinkel berechnet. Ist die Entfernung zum Ziel bekannt, so kann der Ursprungsort des Laserstrahls problemlos ermittelt werden. Die laterale Abweichung der Laserquelle von der Fluchtungsgeraden ergibt sich aus:

$$\Delta x = \text{Strahlage auf entfernter PSD} \times \text{Zieldistanz} / \text{Hebelarm im Meßgerät} \quad (\text{Abb. 6-30})$$

Auch das klassische Fluchtungsfernrohr beruht auf einer optischen Nullmethode, wie im Kapitel 6.3.6 Abbildungsoptische Fluchtungsmessung nochmals beschrieben. Beim manuellen Betrieb liegt es im Geschick des Bedieners, durch Verdrehung der Tiltplatten die beleuchtete Zielmarke mit dem Fadenkreuz im Fluchtungsfernrohr zur Deckung zu bringen. Im automatisierten Betrieb übernimmt eine Bildverarbeitungssoftware diese Aufgabe.

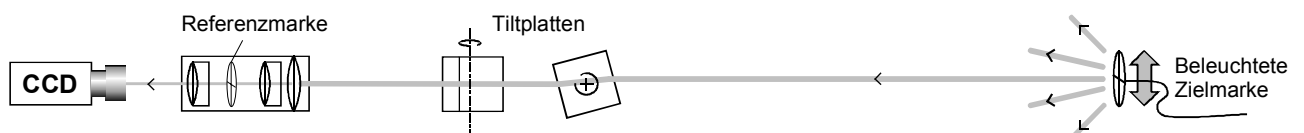


Abb. 6-31 Nullmethode in einem kamerabestückten Fluchtungsfernrohr
Zeroing method in a straightness telescope equipped with a camera

6.3.4.8 Mechanische Nullung

Mechanical Zeroing

Mitunter ist eine mechanische Verschiebung des Meßlasers anstelle einer optischen Verschiebung erwünscht, z.B. bei größeren Meßbereichen. Es gilt folgendes Anforderungsprofil:

- Zwei lineare Achsen zur Nullung, zwei Neigungsachsen als Ausrichtungshilfe
- Typische Weglänge im Millimeterbereich; einstellbarer Neigungswinkel $< 5^\circ$
- Keine Kreuzbeeinflussung der Achsen
- Bestmögliche Richtungsstabilität
- Äußerst geringer Neige- und Rollfehler

Neige- und Rollfehler einer linearen Positioniereinheit beschreiben, wie stark die Einheit über den gesamten Fahrweg verkippt. Diese Verkipfung ist durch die Fertigungsgenauigkeit der Führungen bedingt. Wird ein Lasermeßsystem auf die Positioniereinheit aufgebaut, so bewirkt die Verkipfung eine Veränderung des Strahlrichtungsvektors. Der daraus resultierende Meßfehler wächst linear mit der Entfernung zum Zielobjekt.

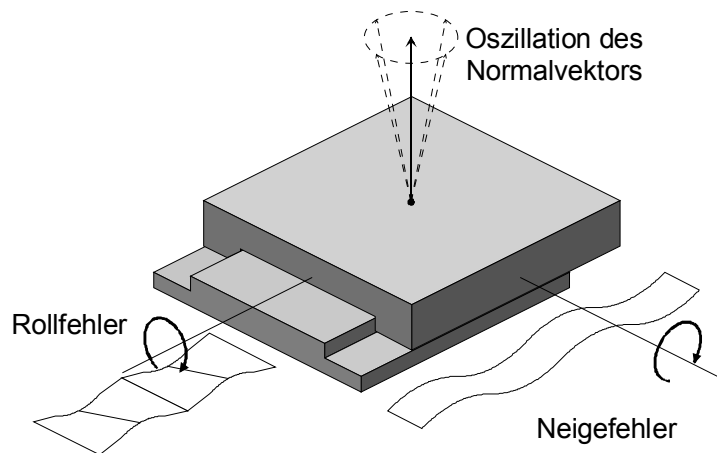


Abb. 6-32 Neige- und Rollfehler einer linearen Verstelleinheit
Tilt and roll error in a linear translation stage

Für den axialen millimetrischen Versatz von Meßlasern sind Stelltische mit Festkörpergelenk-Lagerung den klassischen linearen Verstelleinheiten vorzuziehen, da sie in aller Regel geringere Neige- und Rollfehler aufweisen. Die hierzu unternommenen Versuche sind ausführlich in /Wag97/ beschrieben.

6.3.5 Faserbündel-CCD-Detektor

Optical Fiber Bundle CCD Detector

6.3.5.1 Funktionsprinzip

Function principle

Eine magnetfeldtauglichen Alternative zu Bildsensoren auf Halbleiterbasis sind Faserbündel-sensoren. Sie führen das aufgefangene Bild mit geringen Verlusten zu einer bis zu 50 m entfernt befindlichen CCD-Kamera. Als Fluchtungsnormal wird wiederum ein Laserstrahl verwendet. Für die Fluchtungsmessung in LHC-Magneten bedeutet dies: Der Fasersensorkopf befände sich am Meßort innerhalb des Magneten, die zugehörige CCD-Kamera stünde außerhalb. Die Laserquelle stünde auf der gegenüberliegenden Seite des Magneten.

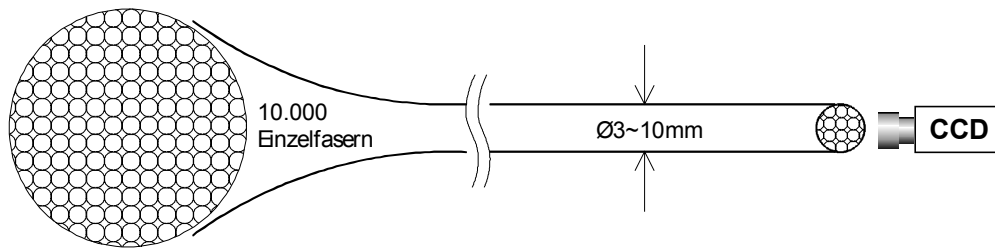


Abb. 6-33 Faserbündelsensor mit angeschlossener CCD-Kamera

Fiber bundle sensor with attached CCD camera

Vorteilhaft ist der kürzere Strahlweg; der Meßlaserstrahl muß nicht reflektiert werden. Alle den Rückstrahl beeinflussenden Fehlerquellen sind damit ausgeschlossen, inklusive der Beugungs- und Parallelitätsfehler des Reflektors.

Nachteilig ist die geringe Auflösung verfügbarer Faserbündel im Vergleich zu einem direkt beleuchteten CCD-Chip. Weiterhin sind Faserbündel kaum tordierbar und haben einen minimalen Biegeradius in Größenordnungen von Dezimetern, was ihren Einsatz einschränkt.

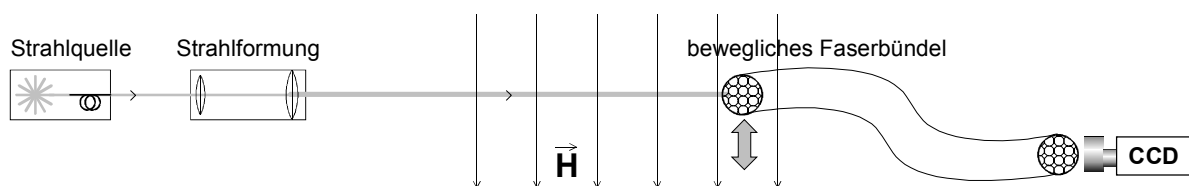


Abb. 6-34 Mobiler Faserbündelsensor im Magnetfeld mit Laser als Geradheitsnormal

Mobile fiber bundle sensor in a magnetic field with a laser straightness normal

6.3.5.2 Test des Auflösungsvermögens

Investigations on Resolution Power

Glasfaserbündel können geordnet oder ungeordnet angefertigt werden. Bei der preiswerteren, ungeordneten Variante sind bis zu 10.000 Fasern à Ø10~80 µm gebündelt. "Ungeordnet" bedeutet, daß die Lage einer Faser im Bündel nicht gleichbleibend ist. Eine im Fasersensor-kopf mittig liegende Faser kann z.B. am anderen Bündelende in Mantelnähe liegen. Um hier dennoch das empfangene Bild rekonstruieren zu können, muß die Zuordnung der Fasern zwischen vorderem und hinterem Ende einmalig kalibriert werden. Eine Methode hierfür ist das selektive Abschatten der Eingangsseite bei fortwährender Analyse des ausgangsseitigen Bildmusters:

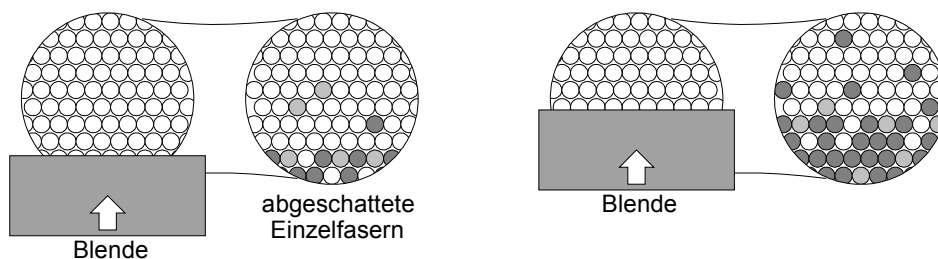


Abb. 6-35 Kalibrierung eines ungeordneten Faserbündels zur Bildübertragung

Calibration of a disordered fiber bundle for image transmission purpose

Das Auflösungsvermögen eines derartigen Systems wurde anhand eines Faserbündels Ø8 mm mit 10.000 Fasern à Ø70 µm untersucht. Das vom Bündel übertragene Licht wurde über eine Abbildungsoptik vollständig auf den CCD-Chip einer Kamera mit einem Pixelabstand von 11 µm fokussiert. Jede Faser wird so durch etwa 30 Pixel abgetastet. Da innerhalb einer Faser das Bildgefüge verlorengeht, erfährt die Systemauflösung eine Quantisierung in Höhe des Faserdurchmessers. Mehrere Faktoren verbessern allerdings diese Auflösung wiederum:

- Wird eine Faser nur teilweise von dem Laserstrahl getroffen, so verringert sich ihre transmittierte Intensität. Die 30 abtastenden Pixel je Faser erlauben eine sehr genaue Messung dieser Intensität, trotz bildverarbeitungsbedingter Quantisierung auf 256 Helligkeitsstufen.
- Wenn der Laserstrahl ein symmetrisches Gaußprofil ausbildet (Grundmode TEM₀₀), werden zahlreiche Fasern in dessen Randbereich mit abgeschwächter Intensität belichtet. Anhand von *best-fit*-Verfahren kann das Zentrum des Gaußprofils ausgehend von den Randpixeln nochmals genauer ermittelt werden.

6.3.5.3 Tests mit reduzierte Faserzahl

Reducing Fiber Quantity

Da die geforderte Auflösung für die laterale Positionsmessung einer Drehspule in LHC-Dipolmagneten 100 μm beträgt, lohnt es sich, die Faserzahl zu reduzieren und damit ein dünneres, handlicheres Bündel zu erhalten. Insbesondere die hohe Torsionssteifigkeit eines 10.000-Faser-Bündels kann wesentlich verringert werden.

Als Basis für die folgenden Messungen dient ein Ø8 mm Fasersensorkopf und ein Ø6 mm Pigtail-Laser mit angenähertem (technischen) Gaußprofil. Die Fasern im Zentrum des Strahlprofils liefern bei einer Bewegung des Laserstrahls vor dem Sensor nur geringe Informationen. Daher werden sie eliminiert, der Fasersensorkopf wird ringförmig. Um das Ringprofil zu simulieren, werden bei einem 10.000-Faser-Bündel die mittleren Fasern ausgeblendet. Für den technischen Einsatz kann auch ein dünneres, stirnseitig gespreiztes Bündel mit 1000 bis hinab zu 300 Fasern verwendet werden. /Schot95/

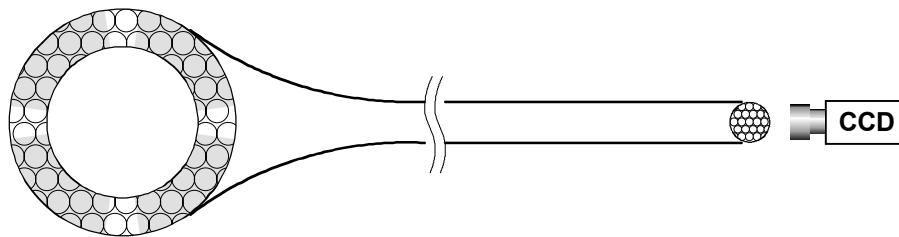


Abb. 6-36 Gespreiztes Bündel mit Ring- und Kreuzanordnung (grau) der Fasern

Spread fiber bundle with ring- and cross-arrangement (gray) of active fibers

6.3.5.4 Ring- und Kreuzanordnung

Ring- and Cross-Arrangement

Die Ringanordnung des gezeigten Faserbündels berücksichtigt 1000 Fasern im Bereich der stärksten Helligkeitsabnahme des Strahlprofils. Diese Fasern liefern bei einer Bewegung des Strahls die ausgeprägtesten Signalveränderungen. Unter Ausnutzung der Redundanz in der Strahlsymmetrie des Lasers können weitere Fasern eingespart werden. In Abb. 6-36 sind redundante Bereiche grau hinterlegt. Die übrigen 300 Fasern entsprechen einem kreuzförmigen Ausschnitt des Ringes. Theoretisch sind die Felder durch vier punktuelle Photosensoren darstellbar. Praktisch jedoch ist eine Detektion des lokalen Intensitätsgradienten von Vorteil.

6.3.5.5 Kalibrierung

Calibration

Der Faserring aus Abb. 6-36, bestehend aus 300 Fasern, wurde vor einem Laserstrahl rasterförmig positioniert; es sind jedoch nur die Meßwerte einer Achse wiedergegeben. Die Positionsmeßwerte des Faserrings weisen eine typische Meßunsicherheit von $< 5 \mu\text{m}$ auf, trotz des 14 mal größeren Durchmessers der verwendeten Glasfasern !

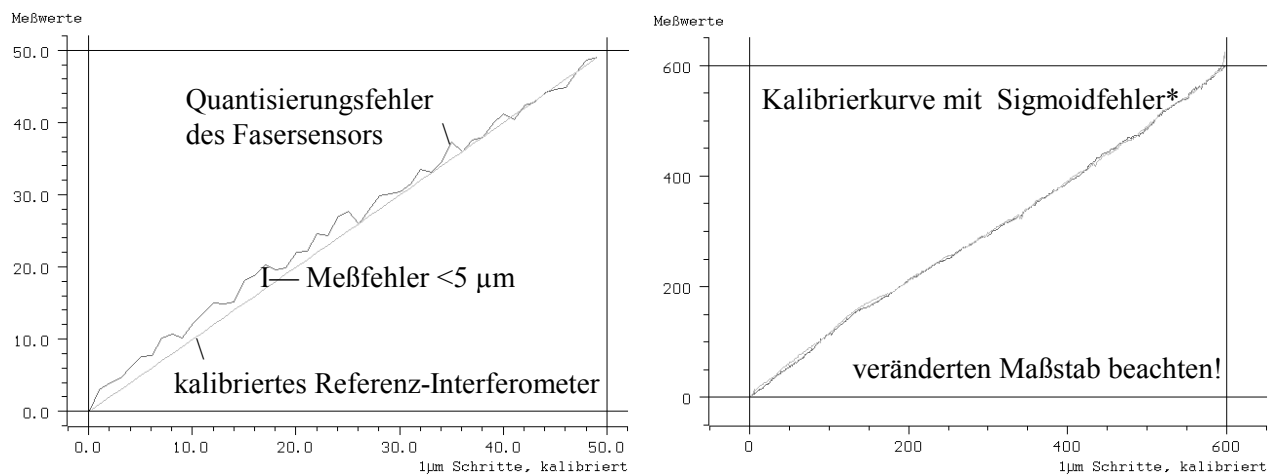


Abb. 6-37 Quantisierungsfehler und Kalibrierkurve des $300 \times \text{Ø}70 \mu\text{m}$ -Fasersensors
Quantization error and calibration curve of sensor with 300 fibers $\text{Ø}70 \mu\text{m}$

Bei Kalibriermessungen über einen Weg von $600 \mu\text{m}$ (rechte Grafik) erscheint eine typische S-förmige Verzerrung mit folgender Ursache: Je weiter der Laserstrahl vom Sensorzentrum entfernt auftrifft, desto weniger Fasern werden ausreichend belichtet, und desto undeutlicher wird eine zusätzliche Auslenkung detektiert. Dieser *Sigmoid*-Fehler (*) kann nur durch eine Eichung des Laser-Bündel-Kamerasystems im endgültigen Zustand kompensiert werden.

6.3.6 Abbildungsoptische Fluchtungsmessung

Alignment Measuring with Lens-Optical Imaging

6.3.6.1 Prinzip: Fluchtungsfernrohre

Principle of Alignment Telescopes

Fluchtungsfernrohre nutzen nicht die Geradheit eines gebündelten Laserstrahls, sondern diffuses, nicht-kohärentes Licht einer Zielmarke, das durch eine Abbildungsoptik auf ein Fadenkreuz fällt. Zielmarke und Fadenkreuz müssen durch laterales Verschieben des Fernrohrs bzw. durch optisches Versetzen des empfangenen Bildes zur Deckung gebracht werden.

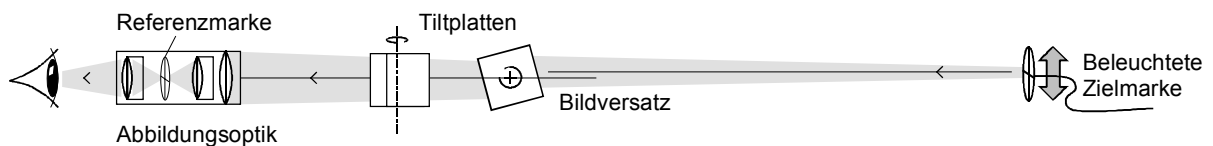


Abb. 6-38 Schema eines Fluchtungsfernrohrs mit manuellem optischen Bildversatz

General layout of an alignment telescope with manual image offset

Für die scharfe Abbildung der Zielmarke auf die Fadenkreuz-Zwischenbildebene des Fluchtungsfernrohrs ist eine Fokussierung notwendig, die ständig nachgeführt werden muß. Führungsfehler der Fokussiereinrichtung beeinflussen das Meßergebnis. Zur Milderung dieses Effekts werden interne Fokussierlinsen eingesetzt, die im Vergleich zu Eintrittsobjektiv und Okular eine wesentlich geringere Brechkraft aufweisen.

Eine ungenaue Ausrichtung des Fluchtungsfernrohrs auf die zu erwartende Bahn der Zielmarke wird nachträglich durch eine Ausgleichsgerade kompensiert:

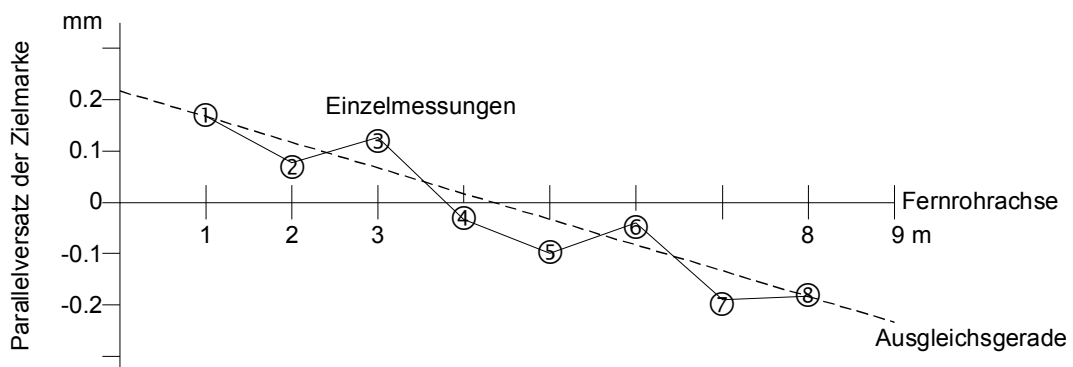


Abb. 6-39 Fluchtungsmessung in 1 m-Schritten mit Ausrichtungsfehlerkorrektur

Straightness measurement over 1 m-steps with alignment error compensation

6.3.6.2 *Maßstabsänderung*

Scale variation

Mit zunehmender Entfernung wird die Abbildung der Zielmarke im Fluchtungsfernrohr kleiner. Dies erschwert das exakte Anvisieren der Zielmarke, obwohl mit verschiedenen optischen Kunstgriffen die Erkennbarkeitsgrenze hinausgeschoben wird. Typische Zielmarken enthalten z.B. kontrastreiche Hell-Dunkel-Übergänge, die auch in großer Entfernung durch ein Teleskop noch gut erkennbar sind.

Um die Maßstabsänderung zu mildern, werden manche Fluchtungsfernrohre mit "inversen" Zoom-Optiken ausgestattet, durch die sich bei Veränderung der Fokusdistanz automatisch die Vergrößerung anpaßt. Der scheinbare Abbildungsmaßstab bleibt dadurch streckenweise beinahe konstant. Dies ist jedoch nur bis zu einer gewissen physikalischen Grenze möglich.

Zu beachten ist, daß aufgrund der Maßstabsänderung keine eindeutige Größeninformation aus dem Abbild der Zielmarke gezogen werden kann. Höhen und Breiten im Bild sind abhängig von der Fokusdistanz und der aktuellen Vergrößerung. Einzig und allein die Punkte auf der Fernrohrachse verändern ihre scheinbare Position beim Scharfstellen nicht. Die Distanz zwischen zwei Punkten kann daher ohne spezielle Berücksichtigung des Abbildungsmaßstabs nur gemessen werden, indem die Fernrohrachse parallel verschoben wird. Eine optische Bildverschiebung mit drehbaren Tiltplatten oder verschiebbaren Glaskeilen hat dieselbe Wirkung. (Vergl. Kapitel 6.3.4.6 *Optische Nullung*).

6.3.6.3 *Automatisiertes Fluchtungsfernrohr*

Automated Alignment Telescope

Ein automatisches Fluchtungsfernrohr nimmt das Bild der Zielmarke mit einer CCD-Kamera auf. Ein elektrischer Antrieb stellt z.B. per Autofokus das Abbild der Zielmarke scharf. Zwei weitere Antriebe verschieben mit Tiltplatten das empfangene Bild parallel, bis Zielmarke und Referenzmarke (Fadenkreuz) fluchten. Letzteres kann auf zweierlei Arten detektiert werden:

- Eine Bildverarbeitungseinheit ermittelt die Abweichung zwischen sichtbarem Fadenkreuz und Zielmarke und steuert die optische Nullung.

- Anstelle des Fadenkreuzes wird ein virtuelles Fadenkreuz im Bildraster der Kamera verwendet. Das optische Fadenkreuz im Okular wird entfernt, um keinen störenden Schatten zu werfen.

Die Auflösung der zweiten Methode ist der ersten im Grenzbereich überlegen. Bei Einsatz einer selbstleuchtenden Zielmarke mit gaußförmigem Intensitätsverlauf können die in Kapitel 6.3.3.6 erläuterten Ansätze zur Auflösungserhöhung verwendet werden. Bildverarbeitungstechnisch entspricht dies exakt der Strahllagedetektion eines Lasers mit einem CCD-Sensor.

Das virtuelle Fadenkreuz auf dem CCD-Sensor muß genau die Position des ursprünglichen Fadenkreuzes wiedergeben, das heißt die Fortsetzung der optischen Achse des Fernrohrs. Alle Punkte außerhalb der optischen Achse verändern ihre scheinbare Position während der Fokussierung und sind damit als Fixpunkt ungeeignet. Optische Zentrierhilfen in den Fluchtungsfernrohren erleichtern das Auffinden der Achse, z.B. durch selektive Einblendung von Achsmarken. Die Position des CCD-Sensors relativ zur Abbildungsoptik unterliegt einer thermischen Drift durch Erwärmung der Kamera. Daher muß die beschriebene Kalibrierung wiederholt im Betrieb durchgeführt werden.

6.3.6.4 *Automatisiertes Fluchtungsfernrohr ohne Nullung*

Automated Alignment Telescope without Zeroing

Der Betrieb eines automatisierten Fluchtungsfernrohrs ohne optische Nullung ist unter erhöhtem Bildverarbeitungsaufwand möglich. Antriebe und Meßsysteme für die Parallelverschiebung (an einem manuellen Fluchtungsfernrohr die X- und Y-Knöpfe) entfallen, es ergibt sich ein Kosten- und Zeitvorteil.

Um Positionsinformationen aus dem empfangenen Bild errechnen zu können – insbesondere von Punkten außerhalb der optischen Achse – muß der aktuelle Abbildungsmaßstab bekannt sein. Er muß für jede Fokusdistanz in einem aufwendigen Kalibriervorgang ermittelt werden. Bei geringfügigen Abweichungen der wahren Zielmarkendistanz von der eingestellten Fokusdistanz gilt der Strahlensatz: Objekte kurz vor dem Fokus erscheinen größer, Objekte kurz dahinter erscheinen kleiner. Die umseitige Abbildung verdeutlicht dies:

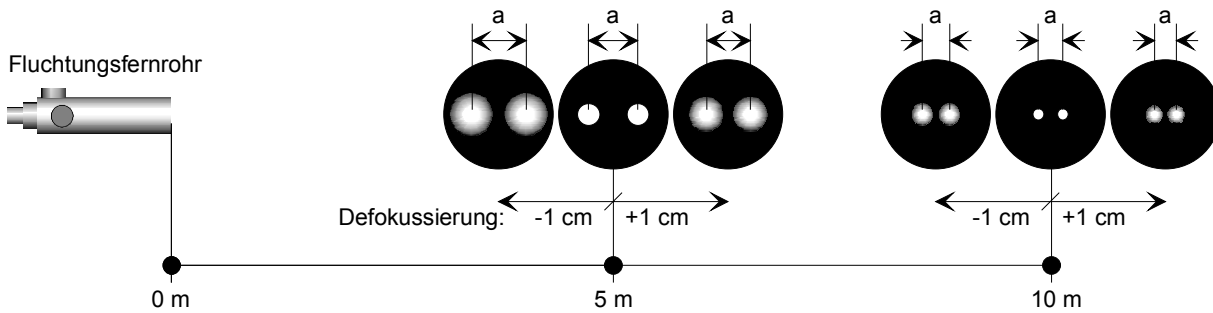


Abb. 6-40 Entfernungs- und fokusabhängiger Abbildungsmaßstab des Fluchtungsfernrohrs
Display scale variation of an alignment telescope with image distance

Bei einem System im praktischen Einsatz ist es nicht immer möglich und auch nicht sinnvoll, jede Zielmarkenentfernung präzise fokussieren zu können. Wird als Autofokusantrieb ein Schrittmotor eingesetzt, so ist eine Fokussierung nur in Schritten möglich. Die Bildqualität leidet darunter nicht merklich, sofern diese Schritte kurz genug sind. Innerhalb jeden Schrittes kann der entfernungsabhängige Abbildungsmaßstab als glatte Kurve dargestellt werden. Beim Übergang zum nächsten Schritt springt der Abbildungsmaßstab auf eine verschobene Kurve.

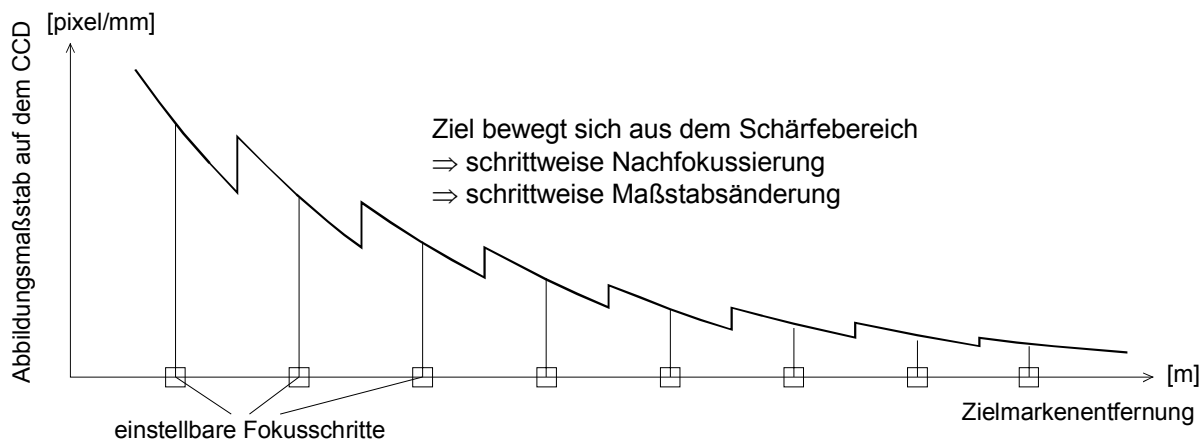


Abb. 6-41 Qualitativer Verlauf des Abbildungsmaßstabs bei schrittweiser Nachfokussierung
Variation of the display scale during step-by-step focussing

Eine vollständige Kalibrierung muß für jeden Fokusschritt die Parameter des lokalen Kurvenabschnitts enthalten. Zur Vereinfachung kann die Kurve ohne Sprünge über die gesamte Meßdistanz in der Form $y = k_0 \cdot x^{-k_1}$ angenähert werden; für die einzelnen Abschnitte müssen dann nur Korrekturfaktoren und Offsets gespeichert werden.

6.3.6.5 *Telezentrische Objektive*

Telecentric Lens Optics

Telezentrische Objektive besitzen über einen begrenzten Entfernungsbereich von < 1 m einen konstanten Abbildungsmaßstab. Es existiert dabei keine perspektivische Verzerrung zwischen nahen und fernen Objekten. Über kurze Distanzen sind sie somit ideale Meßfernrohre, die keiner optischen Nullung bedürfen. Aufgrund der in einer Zwischenabbildung eingesetzten Lochblende, die nicht-parallel einfallende Strahlen blockiert, sind sie relativ lichtschwach.

6.3.7 **Bewertung und Auswahl**

Evaluation and Selection

Die Eingangs (Kapitel 6.3.2) aufgezählten, in einer Machbarkeitsstudie getesteten Verfahren können zusammenfassend wie folgt bewertet werden:

⊖ Strahllagedetektor mit CCD/PSD:

Der Einsatz eines großflächigen Halbleiterdetektors im Magnetfeld ist nicht sinnvoll.

⊖ Strahlrückverfolgung mit 2 Strahllagedetektoren:

Dieses System verlangt eine im Magnetfeld befindliche Laserquelle. Hochfeldtaugliche Diodenlaser sind bisher nicht bekannt. Die nicht ableitbare Erwärmung der Laser stellt ein weiteres Problem dar. Eine Glasfaseroptik mit außerhalb des Magneten betriebenen Laser ist zwar magnetfeldtauglich, aber wenig robust. Die Führung der Glasfaser durch drehende Teile der Sonde ist problematisch. Beim Einsatz in gekrümmten Strahlrohren besteht die Gefahr der Strahlabschattung – der Strahl trifft die Rohröffnung in 15 m Distanz nicht.

⊖ Retroreflektoren:

Reflektierte Laserstrahlen weisen für zuverlässige laterale Positionsmessungen zu starke Beugungserscheinungen auf. Die "aktive Nullung" des Lasers behebt dieses Problem teilweise, ist jedoch mechanisch aufwendig und kostspielig (z.B. Leica Laser Tracker). Das Axicon ist aufgrund seiner Empfindlichkeit gegenüber Verkipfung nicht einsetzbar. Kommerzielle laserbasierende Fluchtungsfernrohre funktionieren erst mit ausreichend großen Reflektoren zuverlässig. Kleine Reflektoren, die in das Ø50 mm-Strahlrohr eingebracht werden können, lieferten in Versuchen bei CERN keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Die Fertigungsgenauigkeit der Reflektoren hat zudem einen großen Einfluß.

⊕ / ⊖ Faserbündelsensor:

Dieser im Verlauf der Machbarkeitsstudie entwickelte Sensortyp übertrifft die Genauigkeit der meisten anderen Verfahren. Aufgrund des einfachen Strahlwegs des Lasers werden Reflektoreinflüsse mit großem Hebelarm vermieden. Die außerhalb des Magneten befindliche Laserquelle kann solide befestigt und thermisch stabil betrieben werden. Ein Einsatz im Robotsonden-Prototypen wurde aufgrund des zu großen Durchmessers der verfügbaren Faserbündel nicht weiterverfolgt. Wie beim Faserlaser bereitet auch hier die Torsionssteife der Glasfasern Schwierigkeiten bei der Führung durch drehende Teile.

⊕ Fluchtungsfernrohr mit Leuchtmarke:

Die im Magneten an der Robotsonde befindliche Leuchtmarke kann im einfachsten Fall durch eine Leuchtdiode realisiert werden. Magnetfeldseitig ist dies völlig unkritisch. Um mit dem Fluchtungsfernrohr, das auf die jeweilige Zielentfernung fokussiert werden muß, eine hinreichende Genauigkeit zu erreichen, sind zusätzliche Maßnahmen notwendig. Alle Einstellungen müssen motorisch durchführbar sein, damit während der Messung keine Manipulationen am Gerät notwendig sind. Eine kontinuierliche Nullung des Fluchtungsfernrohrs auf das sichtbaren Zentrum der Leuchtmarke verhindert Maßstabsfehler. Allerdings ist eine Nullung nur innerhalb des X/Y-Einstellbereichs des Fernrohrs möglich, also innerhalb weniger Millimeter. Es muß gewährleistet sein, daß das Ziel diesen Bereich nicht verläßt. Für Messungen in den gekrümmten Strahlrohren der LHC-Dipolmagnete wurde daher ein Fluchtungsfernrohr ohne Nullung mit Maßstabskorrektur aufgebaut. Das gesamte Blickfeld der angeschlossenen CCD-Kamera steht damit als Meßbereich zur Verfügung.

Zum Zeitpunkt der Drucklegung dieser Arbeit wird für Messungen in den nicht gekrümmten Quadrupolmagneten ein weiterentwickeltes Meßsystem für einen kleineren X/Y-Meßbereich (± 2 mm) fertiggestellt. Durch die implementierte Nullung konnte die Meßunsicherheit bereits halbiert werden.

Bei sämtlichen optischen Meßsystemen sind atmosphärische Einflüsse über 15 m keinesfalls vernachlässigbar. Alle Messungen müssen daher über längere Zeitspannen mit anschließender Mittelung durchgeführt werden. Bestenfalls sollte die Lichtstrecke im Strahlrohr evakuiert werden, was beim obengenannten Quadrupol-Meßsystem erstmals verwirklicht wird.

6.3.8 Realisiertes Positionsmeißsystem

Realized Position Measuring System

Das Meßsystem basiert auf der Optik eines kommerziellen Präzisions-Fluchtungsfernrohrs (Modell 71-2024 von Cubic Precision Inc.), welches im Rahmen der Prototypentwicklung um motorische Stellantriebe, eine CCD-Kamera, ein Bildverarbeitungssystem und zugeschnittene Meß-, Steuerungs- und Kommunikationssoftware erweitert wurde. Das System arbeitet ohne optische Nullung; die Abbildungsfehler werden gemäß der in Kapitel 6.3.6.4 beschriebenen Methode kompensiert. Um eine exakte Fokussierung auf die Zielmarke an der Robotsonde zu ermöglichen, wird die aktuelle Fokusdistanz vom externen Robotsonden-Positioniersystem ermittelt und an die Kamera gemeldet. Ein außerhalb des Magnetfeldes montierter Reibrad-encoder erfaßt dazu die Sondenposition entlang des Strahlrohrs mit 0,1 mm Auflösung.

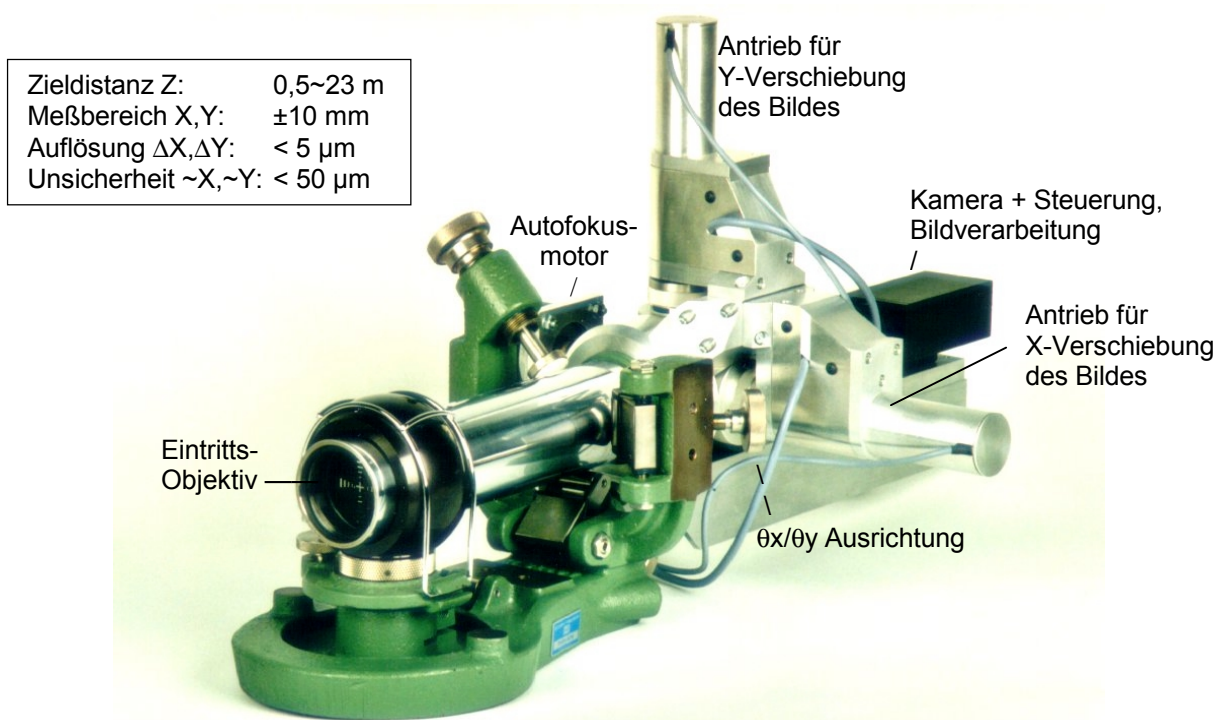


Abb. 6-42 Positionsmeißsystem mit automatisiertem Fluchtungsfernrohr
Position measuring system with automated alignment telescope

Das optische System erreicht über Distanzen von 0,5 bis 23 m bei einem laterale Meßbereich $x, y = \pm 10$ mm eine Meßunsicherheit kleiner 50 μm , im Nahbereich kleiner 10 μm . Die Werte gelten für Messungen durch beruhigte Luft, in einem thermisch im Gleichgewicht befindlichen Rohr. Die von der Kamera aufgenommenen Bilder werden über mehrere Sekunden gemittelt, um atmosphärisches Flimmern hinreichend zu unterdrücken. Um allerdings Fehler

durch gleitende Brechung an stabilen thermischen Luftschichtungen (untersucht in /Dun92/) auszuschließen, muß die Lichtstrecke im Strahlrohr evakuiert werden. Diese Maßnahme wirkt sich konstruktiv allerdings stärker auf das Antriebssystem der Robotsonde (vgl. Abb. 5-3) als auf das davor stehende optische Meßsystem aus.

6.3.9 Virtuelle Zielmarke

Virtual Target

6.3.9.1 Problematik

Objectives

Gesucht wird bei den Positionsmessungen einer Drehspule der Spulenmittelpunkt. Dieser Mittelpunkt ist allerdings unzugänglich, da die Spulen für die Messungen in den LHC-Magneten in einem schlanken Epoxidzylinder Ø41 mm, Länge 808 mm, integriert sind. Wird die Zielmarke an der Stirnseite angebracht, so entsteht in dem gekrümmten Magnetrohr ein Parallaxfehler, der sich aus der maximalen Krümmung von ± 2.5 mrad und der halben Spulenlänge abschätzen läßt:

$$\text{Parallaxfehler } \varepsilon = \tan \theta_x \cdot L/2 \quad \text{mit } \theta_x = 0,0025 \text{ und } L = 808 \text{ mm} \Rightarrow \varepsilon = 1,01 \text{ mm}$$

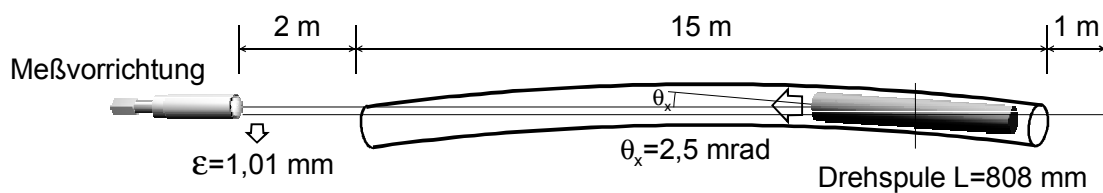


Abb. 6-43 Entstehung des Parallaxfehlers zwischen Stirnseite und Spulenmitte

Parallax displacement error between coil front side and coil center

Um den Parallaxfehler rein rechnerisch zu kompensieren, darf die Position der Spulenmitte niemals aus der aktuellen Messung bestimmt werden, sondern erst nachträglich aus den Mittelpunkten der Verbindungslinie zweier Meßpositionen. Diese "Polygonzug"-Methode setzt eine hohe Reproduzierbarkeit der lateralen Position voraus, die allerdings hier nicht angestrebt wurde. Auch eine exakte Reproduzierbarkeit von θ_x ist nicht in jeder Position gegeben, geschweige denn meßbar.

6.3.9.2 Sichtbarmachung eines verborgenen Zielpunktes

Visualization of a Hidden Target Point

Als Alternative zur rechnerischen Kompensation wurde eine "virtuelle" Zielmarke konzipiert, die dem Positionsmeßsystem exakt die Lage des Spulenmittelpunkts angibt, ohne sich dort zu befinden. Das verschobene Bild wird durch eine Leuchtmarke mit vorgesetzter Plankonvexlinse erzeugt. Das Fluchtungsfernrohr sieht nur das scheinbare Bild der Leuchtmarke, welches durch die Linse 450 mm in die dahinter liegende massive Spule projiziert wird:

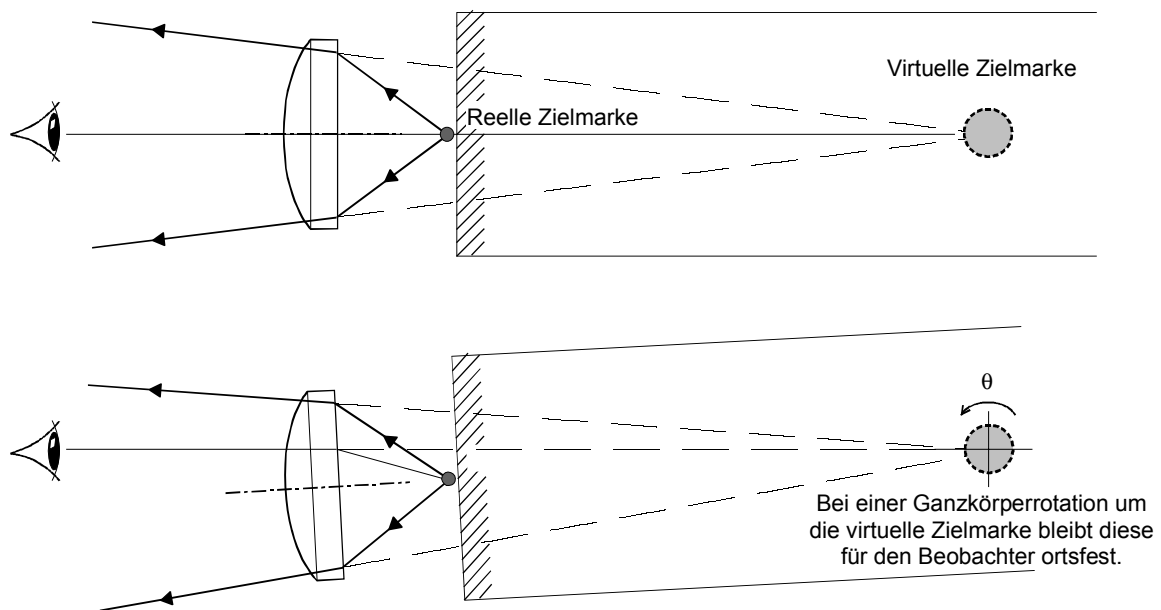


Abb. 6-44 Ortsfeste sichtbare Zielmarke bei Festkörperrotation um die virtuelle Marke

Body rotation around virtual target does not affect visible target position

Die virtuelle Zielmarke erlaubt bei geringen Neigungswinkeln die exakte Lokalisierung eines unzugänglichen Punktes wie z.B. dem Mittelpunkt der Drehspule. Der maximal zulässige Neigungswinkel θ wird durch den Linsendurchmesser und die Linsenverzeichnung begrenzt: Der Linsendurchmesser muß ausreichend groß dimensioniert werden, um die virtuelle Zielmarke auf der geraden Sichtlinie niemals abzuschatten. Da die reelle Zielmarke sehr nahe am Linsenbrennpunkt liegt, wird sie durch den Lupeneffekt stark vergrößert. Die Zielmarke sollte daher einen möglichst kleinen Durchmesser besitzen, z.B. eine optische Glasfaser $\varnothing 100 \mu\text{m}$.

6.3.9.3 Simulation einer virtuellen Zielmarke

Simulation of a virtual target

Bei der Verkippung einer Linse gegenüber der Sichtlinie treten Linsenverzeichnungen auf, im vorliegenden Fall der Astigmatismus. Es entsteht unter anderem eine Bildfeldwölbung, die das virtuelle Bild in Richtung der Linsenneigung dehnt oder staucht. Der für die Strahlage- und Spot-Positionsmessung wichtige Intensitätsschwerpunkt bleibt jedoch erhalten, da die Bildfeldwölbung für kleine Winkel annähernd symmetrisch ist, wie die Simulation zeigt.

Die im folgenden Bild links dargestellte Simulation nach dem Raytracing-Verfahren zeigt die astigmatische Verzeichnung einer virtuellen Leuchtmarke bei einer Verdrehung des Gesamtsystems um die Hochachse ($\theta = \pm 0.2^\circ$). Da das virtuelle Bild der Leuchtmarke mit der Drehachse zusammenfällt, scheint es ortsfest zu bleiben. Die reelle Leuchtmarke (rechts) bewegt sich währenddessen aus der Sichtlinie heraus. Die Drehachse und das virtuelle Bild befinden sich außerhalb der Darstellung, ca. 25 Linsendurchmesser hinter der Linse.

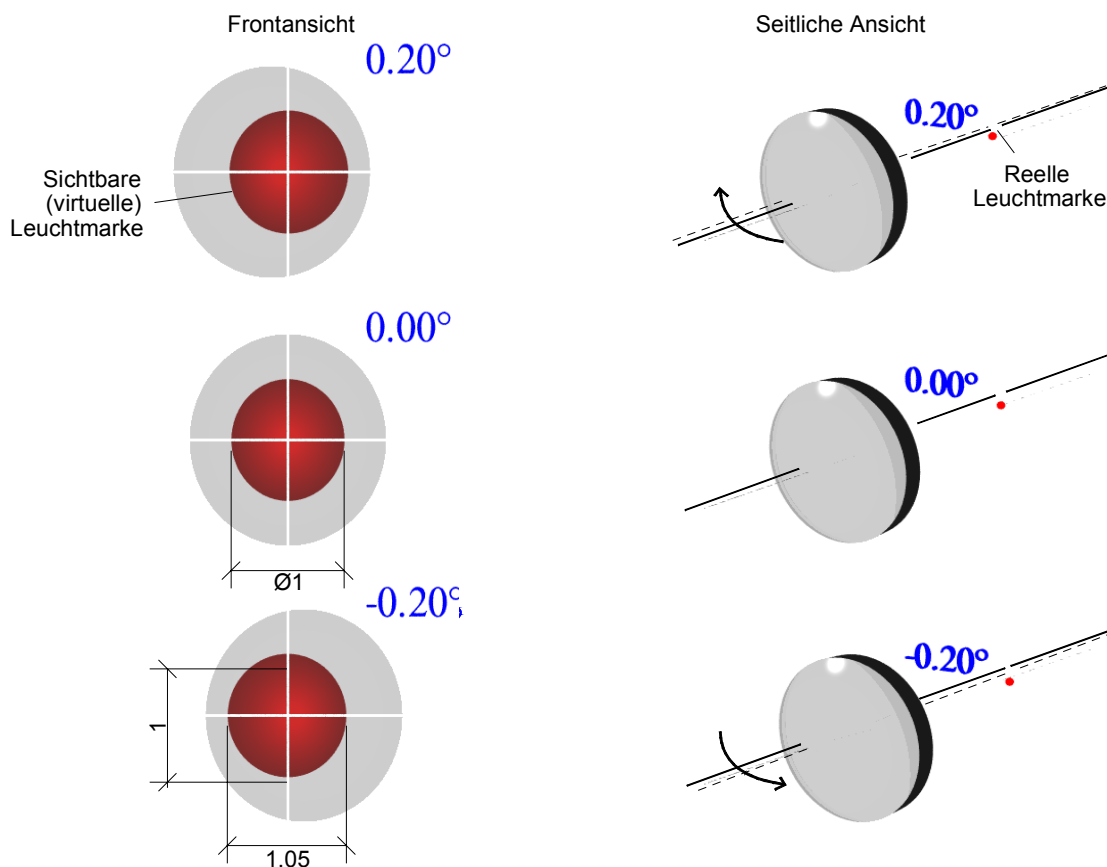


Abb. 6-45 Ortsinvarianz und Verzeichnung einer virtuellen Leuchtmarke im Drehpunkt
Spatial invariance and distortion of a virtual luminous target in the center of rotation

6.3.9.4 Berechnung der Linse

Lens Layout

Zur Berechnung der Linsenbrennweite wird die hauptachsenbezogene Abbildungsgleichung herangezogen. Aus der obigen Illustration wird bereits deutlich, daß die Brennebene der Plan-konvexlinse direkt hinter der reellen Zielmarke liegen muß. Würde die Zielmarke exakt im Brennpunkt liegen, so würde sich ihr Licht nach dem Durchgang durch die Linse parallel ausbreiten. Liegt sie etwas vor dem Brennpunkt, so streben die Strahlen auseinander. Für den externen Beobachter scheinen diese Strahlen von der virtuellen Zielmarke zu stammen.

Die Abbildungsgleichung für Linsen gilt für den Fall, daß beidseitig der Linse Bildebenen *außerhalb* der Brennweite existieren:

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f}$$

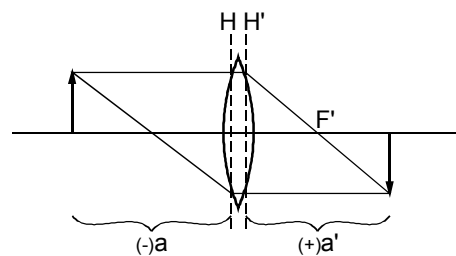


Abb. 6-46 Hauptachsenbezogene Abbildungsgleichung
Lens imaging equation

Dies ist bei der virtuellen Zielmarke nicht gegeben: Auf der Betrachterseite entsteht kein Abbild, da die Strahlen divergent verlaufen. Die Leuchtmarke befindet sich innerhalb der Linsenbrennweite, es entsteht also nur ein virtuelles Bild hinter dem Objekt. Der Abstand zum virtuellen Bild muß als Abbildungsabstand a vorzeichenrichtig eingesetzt werden.

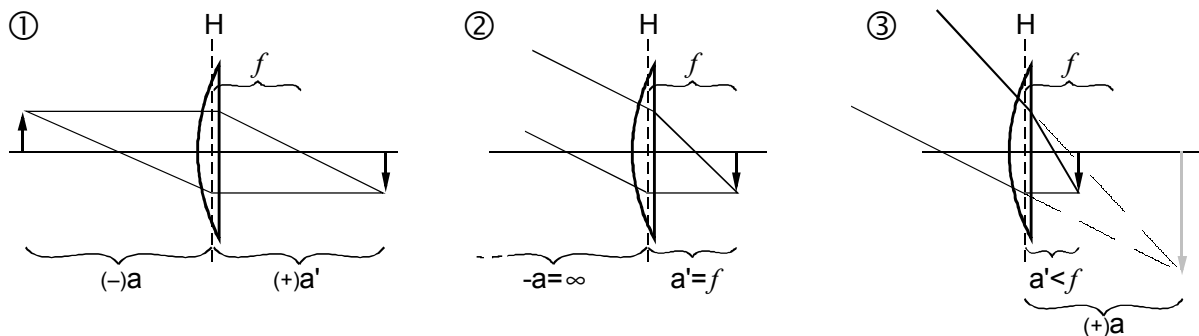


Abb. 6-47 Plankonvexlinsen-Abbildung, bei Objekten im (2) und vor dem Brennpunkt (3)
Lens imaging for plane-convex lenses, for objects in (2) and within the focus (3)

Für die im Zielsystem eingesetzte Linse mit $f = 30$ mm ergibt sich bei einem Abstand zur Spulenmitte von 450 mm folgende Sollposition für die Glasfaser-Lichtquelle:

$$\text{aus } \frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f} \quad \text{mit } f = 30 \text{ mm und } a = 450 \text{ mm} \Rightarrow a' = 28,125 \text{ mm}$$

Der zentrisch fluchtende Einbau von Linse, Lichtquelle und Spulenkörper muß gewährleistet sein. Abweichungen der Optik von der Spulenachse wirken so, als sei das virtuelle Bild mit der Optik solidarisch, also mit einem Hebelarm von 450 mm. Eine Winkeltoleranz der Optikaufnahme von $0,1^\circ$ bewirkt somit bereits eine unzulässige laterale Abweichung der virtuellen Zielmarke von 0,78 mm. Auch Fluchtungsfehler verstärken sich mit dem Hebelverhältnis:

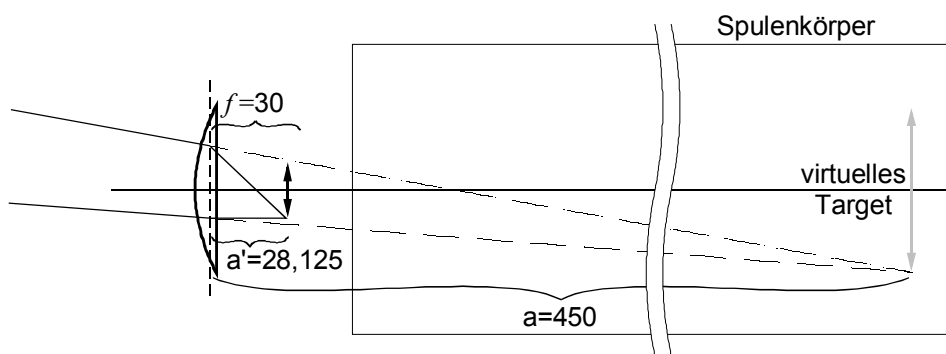


Abb. 6-48 Virtuelle Zielmarkenabbildung (nicht maßstäblich)

Virtual target imaging (not true to scale)

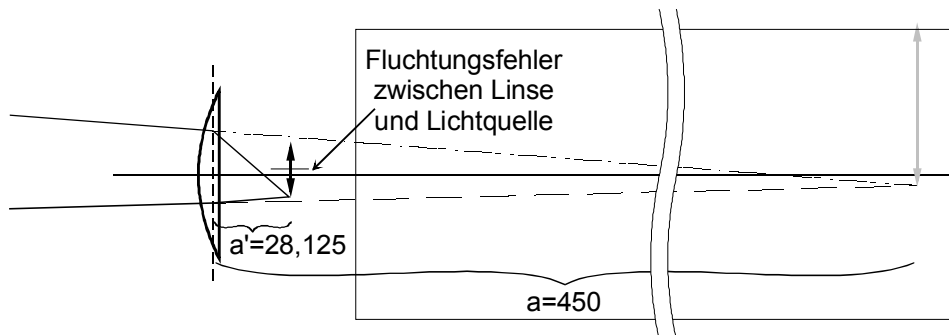


Abb. 6-49 Fluchtungsfehlers zwischen Linse und Lichtquelle

Misalignment between lens and light source

6.3.10 Realisiertes Virtuelles Zielsystem

Realized Virtual Target System

Das realisierte System weist folgende Daten auf:

- Linse Ø15 mm, Brennweite $f = 30$ mm
- Leuchtmarke Ø0,2 mm in Form einer diffus abstrahlenden Lichtleitfaser mit LED-Quelle
- Virtuelles Bild 450 mm hinter der Linse, Leuchtmarke 2 mm innerhalb der Brennweite
- Distanz Linse-Leuchtmarke über Feingewinde justierbar
- Laterale Wiedergabegenauigkeit des Spulenzentrums: $\sim 0,1$ mm
- Longitudinale Wiedergabegenauigkeit des Spulenzentrums: < 5 mm

Die Wiedergabegenauigkeit ist aus fertigungs- und montagetechnischen Gründen begrenzt. Die laterale Position des Spulenzentrums kann nichtsdestoweniger exakt ermittelt werden, indem zwischen zwei Positionsmessungen die Spule um 180° rotiert wird. Der Mittelwert beider Messungen ist frei von radialen Geometriefehlern.

Die aus Platzgründen sehr kleine Linse erfüllt die Anforderung, bis zur Neigung von $2,5$ mrad ein virtuelles Bild zu projizieren. Darüber hinaus tritt eine Abschattung der virtuellen Zielmarke (*Vignettierung*) ein. Dies entspricht technisch der Abschattung einer in Spulenmitte liegenden Lichtquelle gleicher Größe durch ein Loch mit Linsendurchmesser am Linsenort.

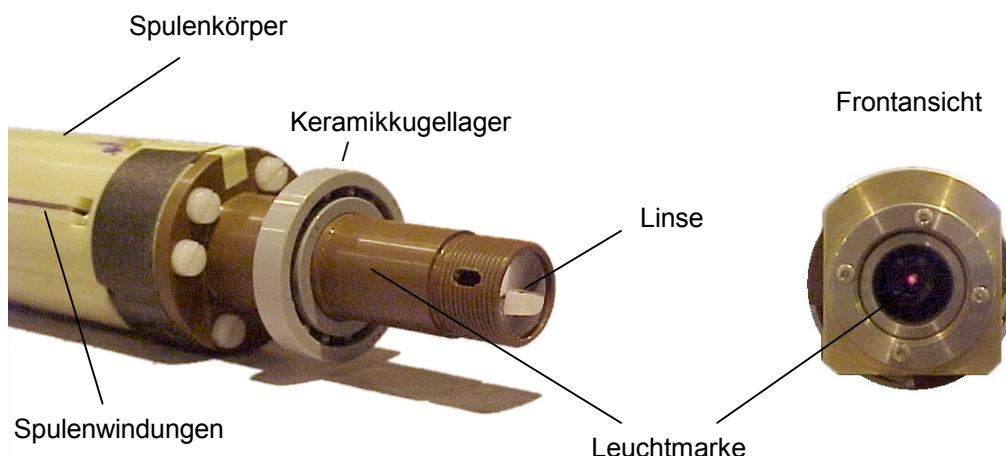


Abb. 6-50 Drehspule mit aufgesetzter Optik; rechts: Leuchtmarke aus Teleskop-Sicht

Measuring coil with lens optic; right: target mark as seen from telescope

7 Antriebe und konstruktive Lösungen

Drives and Constructional Solutions

Für die Feldvermessung der Teilchenbeschleunigermagnete wurde ein Robotsonden-Prototyp entwickelt, der in der Lage ist, die eingesetzten Meßinstrumente innerhalb der Strahlrohre beliebig zu positionieren und zu orientieren. Dieses Kapitel beschreibt Konstruktionsalternativen (Antriebe, Werkstoffe und Elektronik) die innerhalb starker Magnetfelder einsetzbar sind. Abschließend wird der realisierte Robotsonden-Prototyp vorgestellt.

7.1 Antriebe und Aktoren

Drives and Actuators

Als Kleinantriebe in starken Magnetfeldern kommen gebräuchliche Elektromotoren nicht in Frage: Die Wechselwirkungen zwischen externem Magnetfeld und einem Elektromotor können von einer einfachen Funktionsbehinderung bis hin zur Zerstörung des Motors reichen. Ein permanent magnetisierter Gleichstrommotor kann demagnetisiert werden; elektrisch erregte Gleich- oder Wechselstrommotoren funktionieren aufgrund des überlagerten externen Feldes nicht. Wird das externe Feld als Statorfeld genutzt, so kann ein eisenloser Rotor mit elektronischer Kommutierung eingesetzt werden. Diese Lösung ist allerdings auf das umgebende Feld angewiesen. Im Übergang zum feldfreien Bereich am Magnetende funktioniert sie nicht.

Da alle elektrodynamischen Antriebe zur Momentabstützung ein Eigenfeld erzeugen, das sich dem zu messenden Feld überlagert, bestünde insbesondere bei geringeren Meßfeldstärken die Möglichkeit systematischer Meßfehler. Alternative Prinzipien könnten dies verhindern:

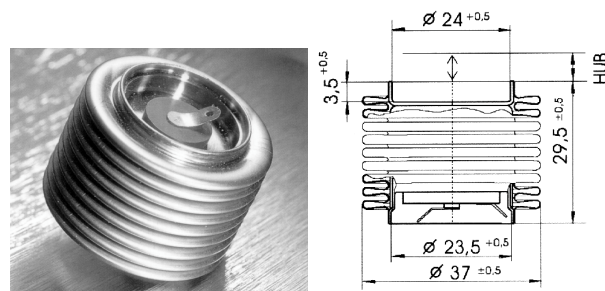
Alternative Prinzipien	Eignung
Piezoelektrische Antriebe	(+) Kraft/Drehmoment; (+) rotatorisch; (–) Hochspannung
Elektrochemische Antriebe	(+) Niederspannung; (–) langsam; (–) Lebensdauer
Elektrostatische Antriebe	(–) schwaches Drehmoment; (–) Hochspannung

Tabelle 6: Alternative Prinzipien für nichtmagnetische Elektroantriebe

7.1.1 Expansionszellen

Expansion Cell Actuators

Der einfachste elektrochemische Antrieb entspricht einem Akkumulator, dessen Elektrolyt bei Aufladung reversibel an Volumen zunimmt bzw. Gas freisetzt. Ist die Elektrolytzelle als Expansionszylinder oder balgförmig ausgelegt, so läßt sich die Volumenzunahme als Linearbewegung abgreifen. Bei modernen Aktoren beträgt der Hub bis zu 16 % der Aktorlänge (s.u.). Allerdings ist für den vollständigen Hub bislang eine Zeitspanne in der Größenordnung von Minuten notwendig /FRI95/. Das Aktorprinzip ist vollständig magnetfeld-inert.



Quelle: /FRI95/

Abb. 7-1 Elektrolytischer Expansionsaktor der Firma Friwo Silberkraft GmbH

Electrolytic expansion cell from the manufacturer Friwo Silberkraft

Stellgeschwindigkeit bei...	100 mA	200 mA	300 mA
Hubkraft 0 N	0,03 mm/s	0,06 mm/s	0,1 mm/s
Hubkraft 50 N	0,02 mm/s	0,05 mm/s	0,08 mm/s

Tabelle 7: Stellgeschwindigkeit des Aktors Friwo SK 5/300

7.1.2 Formgedächtnisaktoren

Shape Memory Actuators

Nur im weitesten Sinne "elektrochemisch" ist die Wirkungsweise von Aktoren aus den Formgedächtnislegierungen β -CuZnAl, β -CuAlNi und β -NiTi. Nach einer plastischen Verformung finden diese Metalle durch Erwärmung wieder in ihre ursprüngliche Form zurück. Diese Eigenschaft ist für CuZn bereits seit 1956 bekannt. /Horn56/

Drähte aus Formgedächtnislegierungen (FGL) dienen als Linearaktoren mit bis zu 8 % nutzbarem Hub. Ein gestreckter FGL-Draht zieht sich bei Erwärmung auf seine Ursprungslänge zusammen. Daraus kann z.B. über ein Kurbelgetriebe eine rotierende Bewegung erzeugt

werden: Eine Kurbelwelle wird von einem elektrisch erhitzten FGL-Draht um jeweils 90° gedreht, wobei ein gegenüber liegender FGL-Draht gleichzeitig gedehnt wird. Nachteilig ist allerdings neben der merklichen Ermüdung der Aktoren auch der geringe Wirkungsgrad, da ein Großteil der elektrischen Antriebsenergie in Wärme umgewandelt werden muß. Besonders geeignet sind FGL-Aktoren hingegen dort, wo sehr geringes Gewicht gefordert wird.

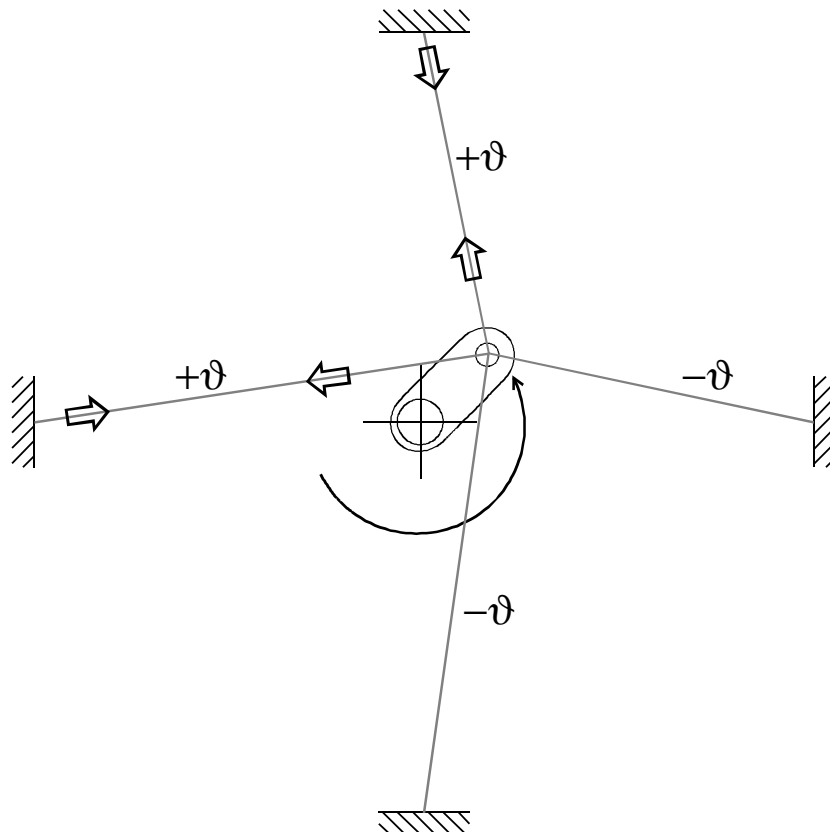


Abb. 7-2 Kontinuierliche Rotation mit 4 Formgedächtnisaktoren (Schema)
Continual rotation with 4 shape memory actuators (principle)

7.1.3 Piezoelektrische Aktoren

Piezoelectric Actuators

Bestimmte Kristalle wie LiNbO_3 oder Keramiken wie $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ (*PZT-Keramik*) zeigen den inversen piezoelektrischen Effekt: Beim Anlegen eines elektrischen Feldes kontrahieren sie in einer Richtung und dehnen sich zugleich in der anderen Richtung aus. Da die Verformung nur im Promille-Bereich der Aktorlänge liegt, werden für Linearbewegungen bevorzugt Biege- wandler eingesetzt – ähnlich aufgebaut wie ein Thermobimetall. Biege wandler verrichten in Armbanduhren mit Alarmfunktion ihren Dienst als Schallerzeuger.

Biegewandler mit Antriebsfunktion werden als *Scheibentranslator* bezeichnet. Anstatt mit Batteriespannung können industrielle Scheibentranslatoren mit einigen 100 V beaufschlagt werden und zeigen dann Auslenkungen im Prozentbereich.

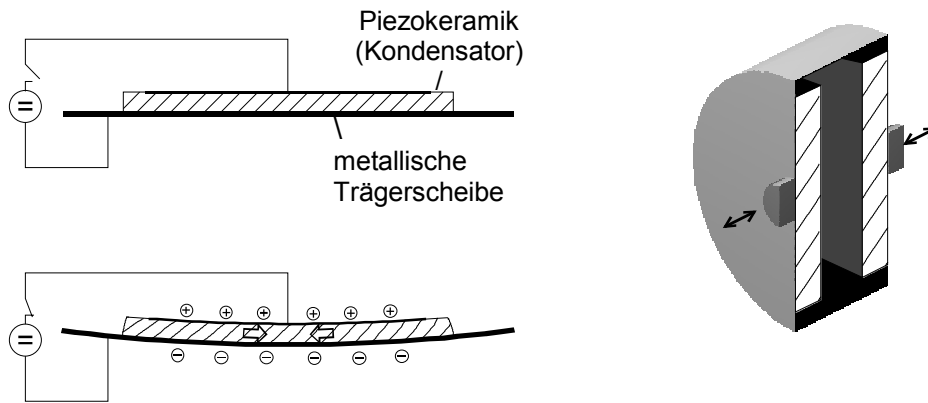


Abb. 7-3 Funktionsweise eines Scheibentranslators; recht: Doppeltranslator im Schnitt
Diagram of a disc translator; right side: section of a double disc translator

Um aus dem linearen, kurzen Piezohub einen unendlichen Bewegung zu erzeugen, gibt es verschiedene Konzepte, von denen einige (*) eine Rotation verwirklichen:

Methode	Realisierung	Beispiel
Trägheitsprinzip	Haftreibung beim langsamen Ziehen, Gleitreibung beim schnellen Nachfassen	New Focus <i>Picomotor</i> * Klocke+Kleindieck <i>Nanomotor</i>
Raupenprinzip	Zwei Piezoklemmen und ein "Muskel", der abwechselnd kontrahiert und dehnt	Burleigh Instruments <i>Inchworm</i> u.v.a.
Ultraschallmotor	Vortrieb durch Wanderwelle in der Kontaktzone zwischen Stator und Rotor	Shinsei <i>Ultrasonic Drive</i> *

Tabelle 8: Piezoantriebe mit endlosem Stellweg

Die mit * gekennzeichneten Motoren werden im folgenden näher betrachtet, da sie hervorragende Alternativen für den Einsatz von Elektromotoren in magnetischer Umgebung darstellen. Ebenso sind sie geeignet für den Einsatz in Geräten, die keine magnetische Kontamination zulassen, wie z.B. Elektronenmikroskope. Einige der Motoren und Aktoren wurden im Großkammer-Rasterelektronenmikroskop *GK-REM* (/Hüm98/) des Fraunhofer-IPT getestet.

7.1.4 Picomotor

Picomotor

7.1.4.1 Funktionsprinzip

Function principle

Picomotoren bestehen aus einer Feingewindeschraube in einem zweigeteilten Muttergewinde. Die beiden Hälften des Muttergewindes werden durch einen einzelnen Piezoaktor um wenige μm tangential gegeneinander verschoben. Bei einer langsamen Verschiebung dreht sich die Feingewindeschraube im Inneren mit, bei einer schnellen Verschiebung verharrt sie hingegen aufgrund ihrer Trägheit. Beim Anlegen einer sägezahnförmigen Spannung an den Piezo führt dieser abwechselnd schnelle Schritte in die eine Richtung und langsame Schritte in die entgegengesetzte aus: Die Feingewindeschraube dreht sich in Richtung der langsamen Schritte.

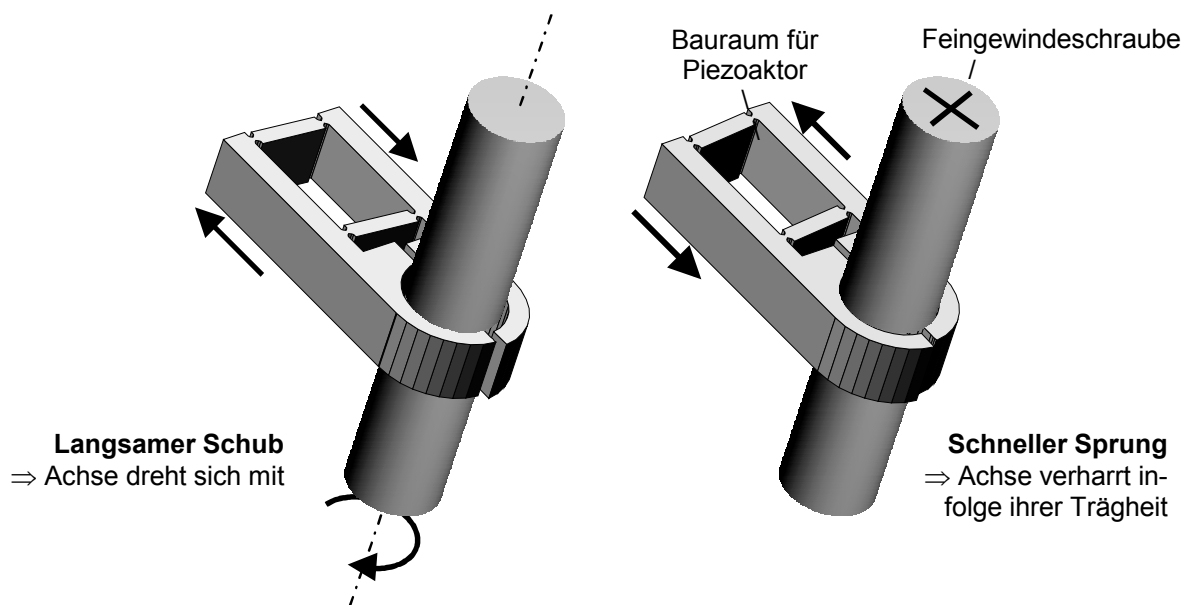


Abb. 7-4 Trägheitsprinzip des Picomotors (Piezoaktor nicht eingezeichnet)

Inertial movement of a Picomotor (piezo actuator not shown)

Je Schritt dreht sich die eingespannte Feingewindeschraube um max. $0,034^\circ$ und macht aufgrund des Gewindes zugleich eine translatorische Bewegung von 30 Nanometern. Dabei wird ein nominales Drehmoment von $\sim 0,018 \text{ Nm}$ bzw. eine translatorische Schubkraft von $\sim 22 \text{ N}$ erzeugt. Bei einer Schrittfrequenz von $1,5 \text{ kHz}$ steigt die Drehzahl im Idealfall auf $8,5 \text{ min}^{-1}$. In der Praxis wird dieser Wert selten erreicht, da der Schrittwinkel lastabhängig abnimmt.

Eine endlos rotierende Variante des Picomotors ist mit einer gewindelosen Drehachse anstelle der Feingewindeschraube erhältlich. Zwar entfällt die Linearantriebsfunktion, allerdings kann dieser Motor aufgrund des endlosen Drehwegs hervorragend als Antriebsquelle für Rotationen in hohen Magnetfeldern eingesetzt werden.

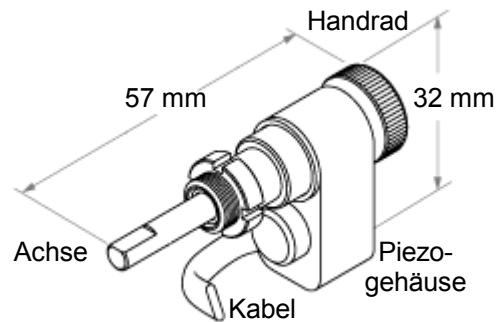


Abb. 7-5 Gewindeloser Picomotor, Quelle: New Focus Inc.
Threadless Picomotor for rotating drives

7.1.4.2 Verhalten unter Last Load behaviour

Torsionsflexible Kupplungen sind notwendig, wenn Lasten mit hohem Trägheitsmoment von Picomotoren angetrieben werden sollen. Das Lastmoment überwindet anderenfalls bei jedem Piezoschritt die Haftreibung der Spindel und läßt sie durchrutschen. Nachfolgend eine Darstellung des mit zunehmendem Lastmoment verringerten Schrittwinkels pro Piezozyklus:

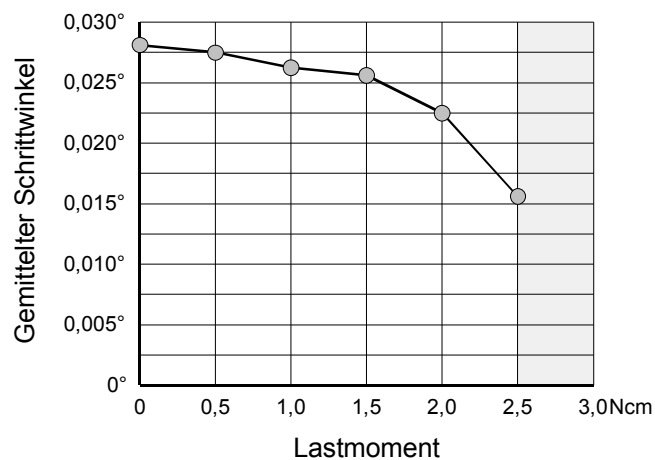


Abb. 7-6 Lastkennlinie eines Picomotors MRA-8341 der Firma New Focus, Inc.
Load characteristics of a Picomotor MRA-8341, manufacturer New Focus, Inc.

7.1.5 Wanderwellenmotor

Travelling Wave Motor

7.1.5.1 Funktionsprinzip

Function principle

Ebenso wie bei Picomotoren dienen in *Ultraschall-* oder *Wanderwellenmotoren* Piezoaktoren als Antriebselemente. Durch die Freiheit von magnetischen und magnetisierbaren Komponenten sind Wanderwellenmotoren ideale Antriebsquellen in starken Magnetfeldern. Typische Drehzahlen von 60 bis 250 min^{-1} und Drehmomente bis 0,35 Nm erleichtern im Vergleich zu elektrodynamischen Motoren den getriebelosen Einsatz.

Der Aufbau eines Wanderwellenmotors ist im Vergleich zu klassischen Elektromotoren sehr einfach: Ein Stator in Form einer runden Scheibe wird von aufgeklebten Piezokeramiken zu Resonanzschwingungen angeregt und bildet auf seiner Oberfläche gerichtete Biege-Wanderwellen aus. Der Rotor, ebenfalls eine runde Scheibe, wird per Federkraft gegen den ortsfesten Stator gepreßt, ist aber immer nur mit den Wellbergen der Oberfläche in Kontakt. Bewegen sich alle Wellenberge in umlaufender Richtung, so "reitet" der Rotor auf der Wanderwelle. Es tritt – theoretisch – keine Reibung auf, da die Oberfläche vom Rotor abhebt, ehe sie sich in einem Wellental zurückbewegt. Das Prinzip läßt sich mit der kriechenden Fortbewegungsart von Schlangen und Schnecken auf glatten Böden vergleichen.

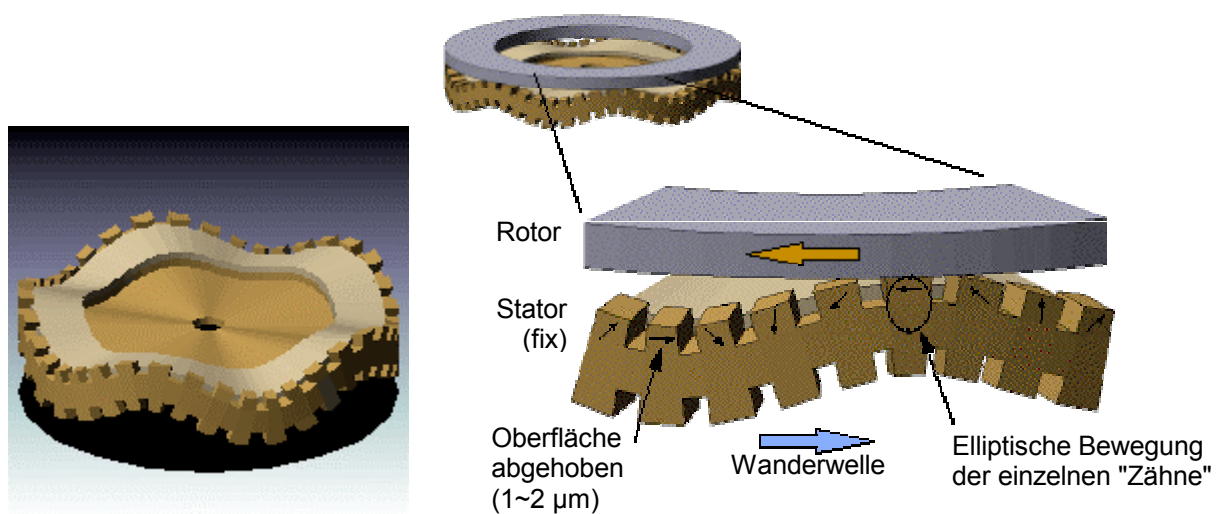


Abb. 7-7 Bewegungsprinzip eines Wanderwellenmotors; links: schwingender ortsfester Stator
 Principle of travelling wave rotor movement; left side: Oscillating stationary stator

Im Gegensatz zum Picomotor arbeitet ein Wanderwellenmotor kontinuierlich, d.h. der Rotor dreht sich nicht in diskreten Mikroschritten. Auch die Piezokeramiken arbeiten kontinuierlich bei einer definierten Frequenz im Ultraschallbereich, angeregt durch eine sinusförmige Steuerungsspannung. Im Vergleich zur Sägezahnspannung, mit der Picomotoren angesteuert werden, ist das Frequenz- und Störspektrum der Ultraschallmotoransteuerung wesentlich schmäler, allerdings bei circa vierzigfach höheren Frequenzen angesiedelt.

7.1.5.2 Piezoansteuerung

Piezo Control

Die umlaufende Wanderwelle entsteht aus der Überlagerung zweier stehender Biegeschwingungsmoden, die durch zwei Piezokeramiken angeregt werden. Die Biegeschwingungen (in Abb. 7-7 links dargestellt) sind Eigenschwingungsmoden des Stators, deren Wellenlänge sich ganzzahlig auf den Statorumfang verteilen läßt. Hinsichtlich einer möglichst großen mechanischen Energieauskopplung werden die Piezokeramiken in der Nähe der Resonanzfrequenz des Stators betrieben. Um die Drehzahl des Wanderwellenmotors zu verringern, genügt es, etwas von dieser Resonanzfrequenz abzurücken, wodurch die Schwingungsamplitude abrupt zurückgeht. Auch der Drehsinn kann einfach geändert werden, indem der Phasenversatz zwischen den beiden Piezokeramiken von $+90^\circ$ auf -90° geändert wird:

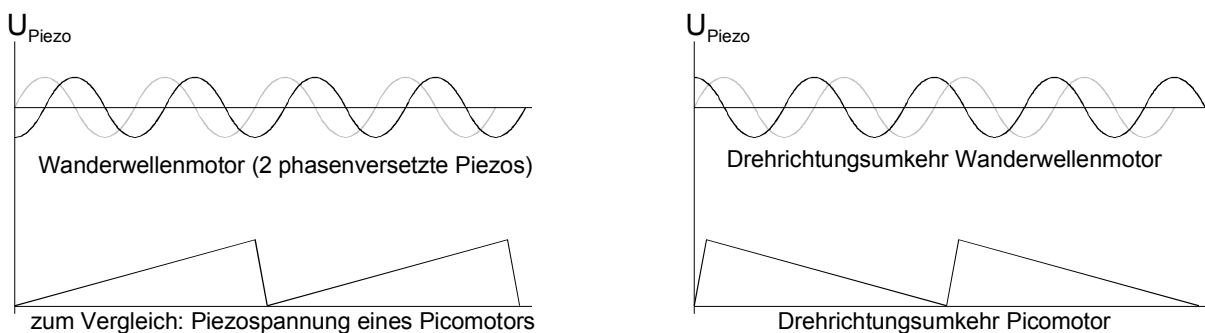


Abb. 7-8 Steuerspannungen von Pico- und Wanderwellenmotor; rechts: Drehrichtungsumkehr
Comparison of Picomotor and travelling wave motor control voltage; right side: Reverse operation

7.1.5.3 Aufbau des Shinsei Wanderwellenmotors

Structure of the Shinsei Travelling Wave Motor

Qualifizierungsversuche wurden an zwei Wanderwellenmotoren *USR-30* der Firma Shinsei Corp., Japan, durchgeführt. Aufgrund des beabsichtigten Einsatzes im hohen Magnetfeld der LHC-Beschleunigermagnete sind diese Exemplare nicht magnetisierbare Sonderanfertigung ohne Gehäuse mit Grundplatten-Ø30 mm und einer Länge ohne Wellenenden von 10 mm. Die Piezokeramiken sind ortsfest, alle drehenden Teile sind möglichst schlecht leitend.

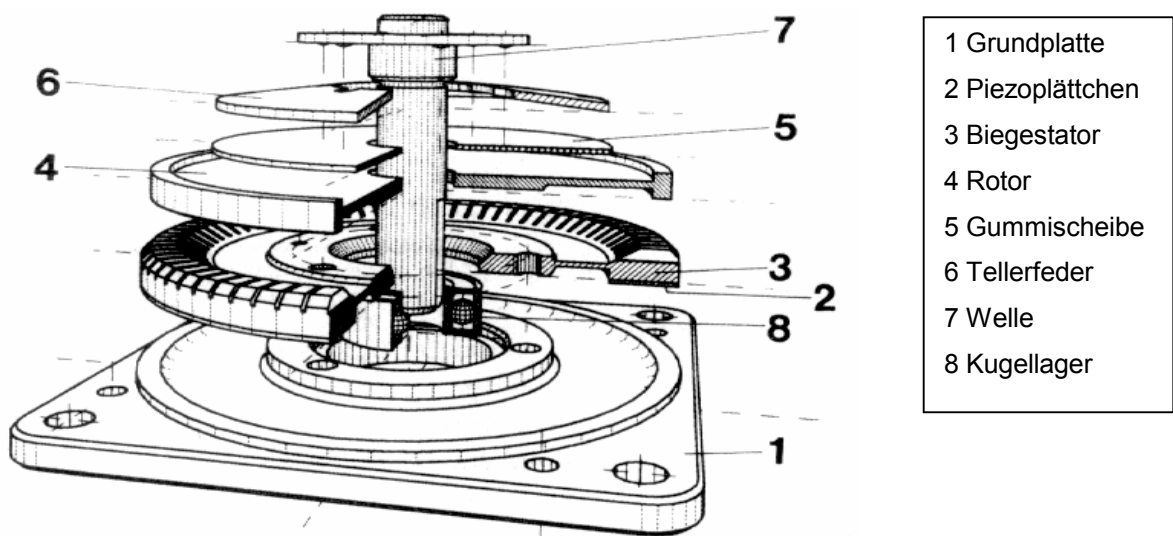


Abb. 7-9 Explosionszeichnung eines Shinsei-Wanderwellenmotors, hier: USR-60

Assembly scheme of the Shinsei Travelling Wave Motor USR-60

Motortyp	USR-60	USR-45	USR-30	
Resonanz	40	43	42	KHz
Nennndrehzahl	100	150	250	Min ⁻¹
Nennmoment	37	14,7	3,9	N·cm
Haltemoment	78,5	49	14,7	N·cm
Leistung	4	2,3	1	W
Steuerspannung	100	100	100	V _{RMS}
Durchmesser	Ø60	Ø45	Ø30	Mm

Tabelle 9: Betriebsdaten der USR-Modelle im Vergleich

7.1.5.4 Drehzahlcharakteristik Rotational Speed Characteristics

Um die Drehzahl zu beeinflussen, wird der Arbeitspunkt des Motors im Frequenzbereich verschoben. Die Amplitude der elektrischen Anregung bleibt gleich; die mechanisch umgesetzte Leistung verstärkt sich jedoch, je näher der Arbeitspunkt an der Statorresonanzfrequenz liegt. Damit ändern sich zugleich Wanderwellenamplitude, Wirkleistung und Drehzahl des Motors:

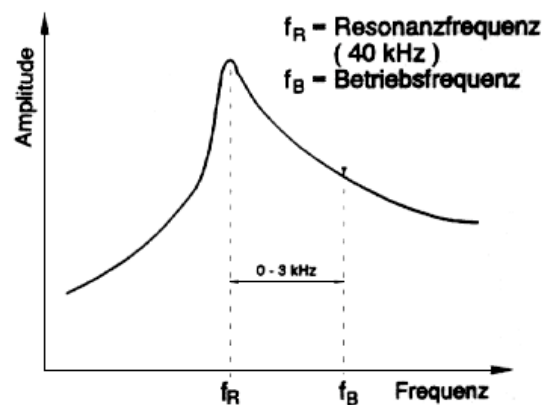


Abb. 7-10 Drehzahlsteuerung durch Frequenzverschiebung
Rotational speed control through frequency shift

Untersuchungen des IKFF /Frö92/ & /Her93/ an einem Wanderwellenmotor USR-60 zeigen das Lastverhalten für verschiedene Leerlaufgeschwindigkeiten. Drehzahlen $< 30 \text{ min}^{-1}$ waren beim Modell USR-30 in der eingesetzten Konfiguration (25 m Leitungslänge) nicht möglich.

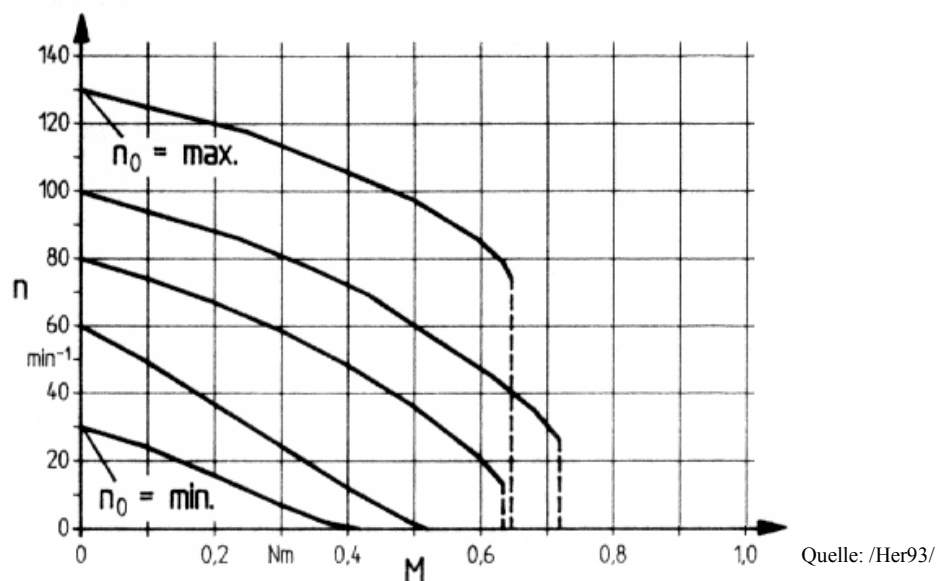


Abb. 7-11 Drehmomentcharakteristik bei verschiedenen Leerlauf-Drehzahlen n_0
Torque characteristics at different idle speeds n_0

7.1.5.5 Gleichlauf und Lastankopplung

Uniformity of Rotation and Load Stability

Ungünstig fällt bei den zwei verfügbaren USR-30 Motoren die geringe Gleichlaufstabilität auf. Die Tatsache, daß die Gleichlaufschwankungen einen beträchtlichen synchronen Anteil mit 1/Umdrehung aufweisen, deutet auf einen positionsabhängigen veränderlichen Wirkungsgrad. In der Untersuchung des IKFF wird als Einflußfaktor insbesondere der Planschlag zwischen Rotor und Stator identifiziert. Die daraus resultierende veränderliche Dämpfung der Biegeschwingung führt zu Amplitudenschwankungen und nennenswerten Drehzahlsprüngen während einer Umdrehung. Das geringe Trägheitsmoment des Rotors erlaubt dabei eine außergewöhnlich hohe Dynamik:

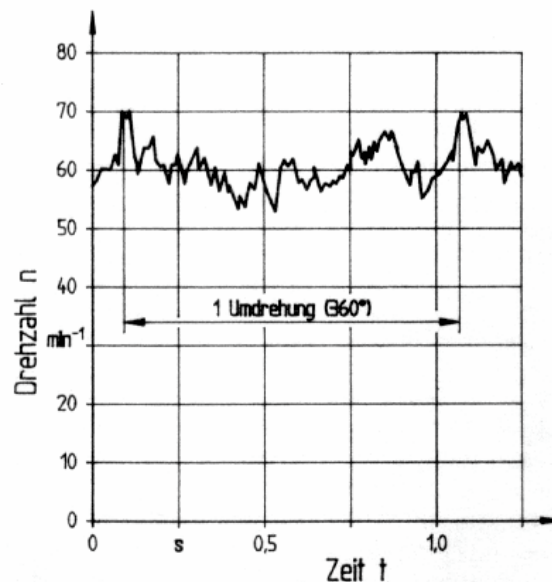


Abb. 7-12 Gleichlaufschwankungen während einer Umdrehung, Quelle: /Her93/
Speed variation during one revolution

Um die Gleichlaufschwankungen der Motoren zu dämpfen, müßte die angetriebene Last starr an den Rotor angekoppelt werden, so daß sich das Rotorträgheitsmoment vergrößert. Drehzahlsprünge von bis zu 15 % (siehe Abb.) wären dadurch ausgeschlossen. Dagegen spricht allerdings die Eigenschaft des Steuermoduls, bei mechanischer Überlastung während des Einschaltens einen dauerhaften NOT-AUS Zustand auszulösen. Lasten mit großem Trägheitsmoment müssen also, wie auch beim Picomotor, über eine torsionsflexible Kupplung angetrieben werden. Ein sanftes Anfahren mit langsamer Drehzahlzunahme ist nicht möglich, da die Hochfrequenzansteuerung bei 27 m Versorgungskabellänge nur einen Sprung vom Stillstand auf eine Drehzahl $\geq 30 \text{ min}^{-1}$ zuläßt (vergleiche Abb. 7-11).

Für den Einsatz als Drehspulenantrieb bei der Feldmessung in LHC-Magneten wurde daher ein Getriebe und eine Torsionskupplung entworfen, die den Anlaufeigenschaften des Motors Rechnung trägt und zugleich eine mechanische Dämpfung der Gleichlaufschwankungen erzielen soll, wie im folgenden Kapitel beschrieben.

7.1.6 Antriebsstrang mit Wanderwellenmotor USR-30

Drive Line with Travelling Wave Motor USR-30

7.1.6.1 Mechanische Kopplung

Mechanical Coupling

In dem realisierten Antriebsstrang für eine Drehspule wurde die Last von dem Wanderwellenmotor durch eine Torsionskupplung getrennt. Ein spielfreies Getriebe 3:1 reduziert zusätzlich den Anlaufdruck auf der Motorseite. Um die Drehspule dennoch definiert rotieren und orientieren zu können, wird ein über 10 Umdrehungen absolut messender Winkelgeber auf der Motorseite und ein inkrementeller Winkelmesser auf der Lastseite ausgewertet.

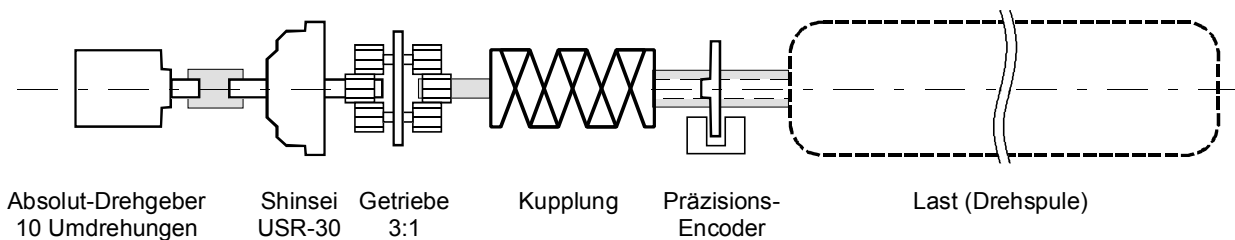


Abb. 7-13 Magnetfeld-kompatibler Antriebsstrang der Drehspule zur Feldmessung

Magnetic field-compatible drive line of the measuring rotating coil

Die Sonderform der Torsionskupplung als Helix wurde gewählt, um zugleich die Signalkabel der Drehspule ($5 \times \varnothing 1$ mm Mikro-koaxial) ohne Einsatz von Schleifringen aus der drehenden Achse herauszuführen. Dies funktioniert über exakt so viele Umdrehungen, wie die Helix Windungen aufweist. Schleifringe sind unter hohen magnetischen Flußdichten nicht zulässig, zudem wäre die koaxiale Signalführung nicht gewährleistet. Aufgrund des modularen Prinzips aller Robotsondenkomponenten (Abb. 7-19) und der beengten Platzverhältnisse (Abb. 7-15) ist eine Führung des Signalkabelstranges durch die $\varnothing 3$ mm-Achse des Kunststoffgetriebes nicht möglich. Die folgende Abbildung zeigt schematisch die alternative unterbrechungsfreie Drehdurchführung.

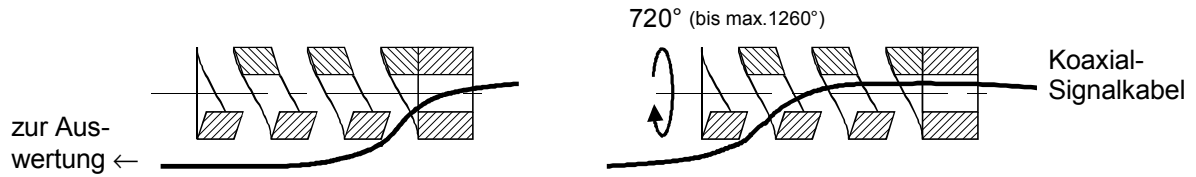


Abb. 7-14 Signalkabelführung durch die Helix-Torsionskupplung
Signal wire guidance through the helical coupling

Die Eigenresonanz der Torsionskupplung muß möglichst fern von der Kreisfrequenz der Gleichlaufschwankungen ($1/\text{Umdrehung}$) liegen, um diese optimal zu glätten. Da sie bei Drehzahlen von $0,5 \sim 5 \text{ s}^{-1}$ nur schwerlich darunter liegen kann, muß notgedrungen eine steife Kupplung mit vergleichsweise hoher Eigenfrequenz gewählt werden. Eine hohe Dämpfung im Kupplungsmaterial ist notwendig, damit das Rauschen des Wanderwellenmotors (Abb. 7-12) die Kupplung nicht zur Eigenresonanz anregt. Als Material eignen sich hier verschiedene Hartelastomere oder auch verdichtetes Faserverbundmaterial.



Abb. 7-15 Shinsei-Motor (links) mit spielfreiem 3:1 Getriebe und Helixkupplung
Shinsei Motor (left) with low clearance 3:1 reduction gear and helical coupling

Die Modulbauweise des Antriebsstrang-Containers (siehe Kapitel 7.2.2) ermöglicht den problemlosen Austausch von Einzelkomponenten, sogar das nachträgliche Hinzufügen größerer Komponenten. Allerdings werden dadurch modulübergreifende Antriebselemente unmöglich. An jeder Modulgrenze muß auch der Antriebsstrang trennbar sein. Dies stellt eine wesentliche Bedingung für die Auslegung des Antriebsstrangs und der Drehdurchführung dar.

7.1.6.2 Drehzahlregelung

Rotational Speed Control

Die Piezokeramiken des Wanderwellenmotors werden über einen Hochspannungs-Frequenz-generator von der Größe einer Zigarettenschachtel kontrolliert. Neben dem analogen Steuerungseingang für die Drehzahl besitzt der Controller einen Eingang zur Amplituden-Rückkopplung vom Motor. Ein zusätzlicher im Motor vorhandener Piezosensor ("Sensor-Segment" in der folgenden Abbildung) im Stator liefert ein amplitudenabhängiges Signal, das eine ungefähre Regelung der Wanderwellen und damit der Drehzahl ermöglicht. Allerdings liefert diese Regelung nur für konstante Lastfälle annehmbare Ergebnisse. Sie kann weder die auftretenden Gleichlaufschwankungen noch durch Verschleiß hervorgerufenen Drehzahlabfall kompensieren. Das Prinzipschaltbild der Ansteuerung ist wie folgt:

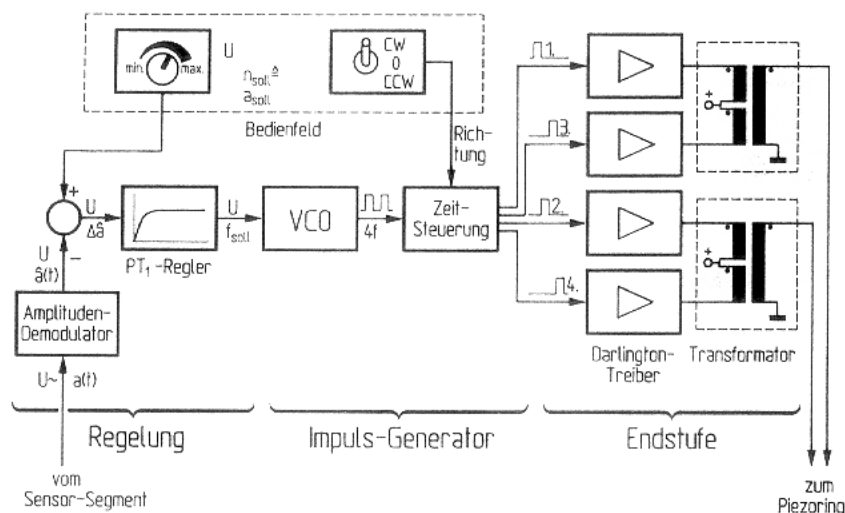


Abb. 7-16 Drehzahlregelung und Hochspannungsansteuerung der Shinsei-Motoren
Speed control and high voltage supply for Shinsei USR motors

Aufgrund der hohen dI/dt -Werte in den Piezozuleitungen ($100 \text{ V}_{\text{rms}}$ bei 42 kHz) wird ein kurzes Kabel zwischen Motor und Ansteuerung ($< 1 \text{ m}$) empfohlen. Im vorliegenden Einsatz mußten hingegen zwischen Controller und Motor 25 m Versorgungskabel vorgesehen werden, da die Platzverhältnisse und die vorherrschende magnetische Flußdichte eine Mitführung des Controllers in der Robotsonde verhindern. Eine Abstimmung des Controllers auf die Leitungslänge ist möglich, allerdings beeinflussen Induktivität und Kapazität der Zuleitungen den Arbeitspunkt des Motors: Die Mindestdrehzahl, bei der der Motor startet, beträgt dadurch 1 s^{-1} anstatt $0,3 \text{ s}^{-1}$. Beim Start findet ein ruckartiger Sprung auf diese Drehzahl statt.

Soll die Einschwingzeit der Torsionskupplung reduziert werden, hilft ein kurzzeitiges Unterbrechen der Motorversorgung. Dies erlaubt der Torsionskupplung, ihre gespeicherte Energie ohne starkes Überschwingen an die Last (hier: die Drehspule) abzugeben. Insgesamt kann der Wanderwellenmotor so Lasten mit wesentlich größerem Trägheitsmoment als dem eigenen Anlaufmoment beschleunigen.

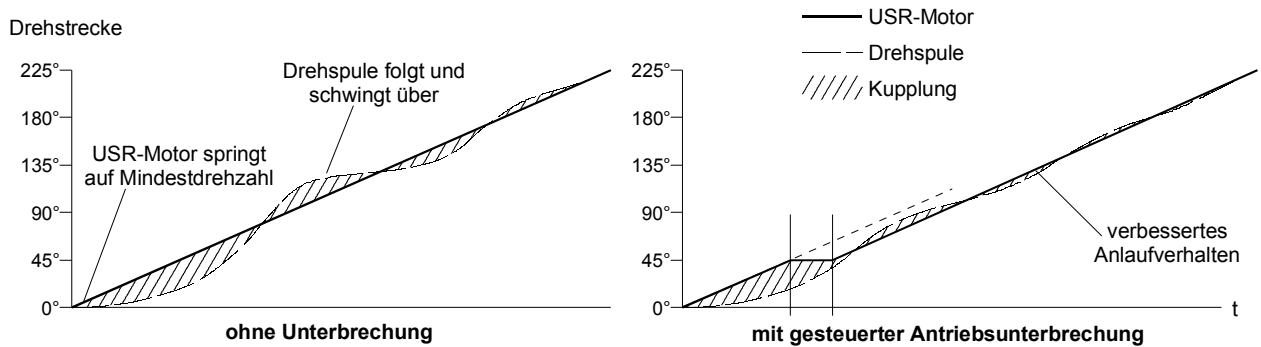


Abb. 7-17 Vermindertes Lastüberschwingen beim Anlauf durch Unterbrechung des Antriebs
Reduced load overshooting during startup by inserted drive interruption

7.1.6.3 Fazit

Zusammenfassend die identifizierten Vor- und Nachteile der USR-Motoren:

+ Vorteile	– Nachteile
Kompakter, einfacher mechanischer Aufbau	(bislang) geringe Lebensdauer ~1000 h
Passiver Rotor $\Rightarrow$ keine Schleifkontakte	(bislang) unpräzise Drehzahleinstellung
Leichter Rotor $\Rightarrow$ hohe Dynamik	Gleichlaufschwankungen bis ~5%
Günstige Drehzahl, Getriebe selten notwendig	Mindestgeschwindigkeit $\gg 0$, ab ca. $\frac{1}{2} \text{ s}^{-1}$
Ohne Permanent-/Elektromagnete	Keine Niederspannungsansteuerung

7.2 Die Robotsonde MOLE

The Robot Probe «MOLE»

7.2.1 Aufbau

Layout

In Anlehnung an die englische Bezeichnung für Maulwurf "Mole" erhielt die Robotsonde den Namen *Magnetic and Optical LHC Dipole/Quadrupole Measuring Equipment* – **MOLE**. In ihr sind alle Funktionen zur Orientierung der Drehspule, zur Eigenorientierung und zur Messung des Gravitationsvektors zusammengefaßt.

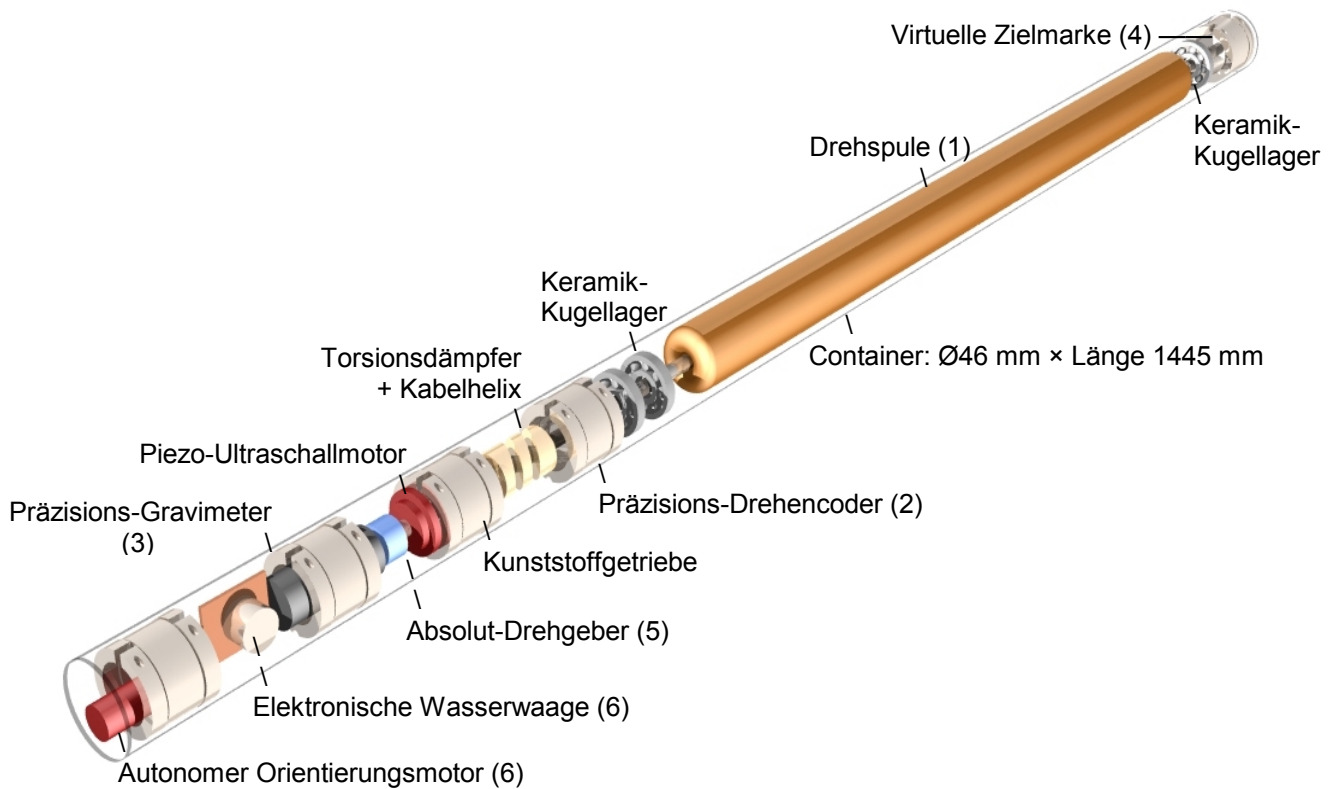


Abb. 7-18 Innerer Aufbau der Robotsonde MOLE

Internal layout of the robot probe MOLE

- (1) Drehspule mit 3 symmetrischen Präzisions-Meßwicklungen, Länge des Trägers 808 mm
- (2) Encoder zur Orientierungsmessung der Drehspule mit $\leq 0.03^\circ$ Auflösung
- (3) Gravimeter zur absoluten Orientierungsmessung des Containers mit $\leq 0.03^\circ$ Auflösung
- (4) Virtuelle Zielmarke in Spulenmitte, entsprechend Kapitel 6.3.9, zur absoluten Lagebestimmung der Drehspule auf lateral $< 0,1$ mm. Meßdistanz 0~18 m
- (5) Absolut messender Positionsgeber für den Drehspulenmotor über 10 Umdrehungen
- (6) Autonomes System zur lotrechten Ausrichtung des Containers auf $\pm 1^\circ$ zur Gravitation

7.2.2 Modulbauweise

Modular layout

Die Modulbauweise für die Robotsonde wird aufgrund folgender Forderungen favorisiert:

1. Servicefreundlichkeit: Jede Komponente soll im Fehlerfall schnell austauschbar sein.
2. Erweiterbarkeit: Prototypkomponenten sollen durch andere ersetzt werden können.
3. Unterbrechungsfreier Signalweg: Die von den Meßinstrumenten aufgenommenen Signale sollen möglichst unverfälscht herausgeführt werden. Unterbrechungen sind magnetfeldanfällig. Klassische Steckverbinder sind in einer Flußdichte von 8,5 T nicht verwendbar.

Die koaxialen Signalkabel der Spule müssen daher ohne Unterbrechung durch Steckverbinder bis zum Übergabepunkt geleitet werden. Dennoch sollen die einzelnen Meßinstrumente aus der Robotsonde entfernt und auch durch bauartverschiedene ersetzt werden können. Hinsichtlich der Robustheit sollen die Signalkabel innerhalb des Containers verlaufen. Der Container wird daher teilbar ausgelegt:

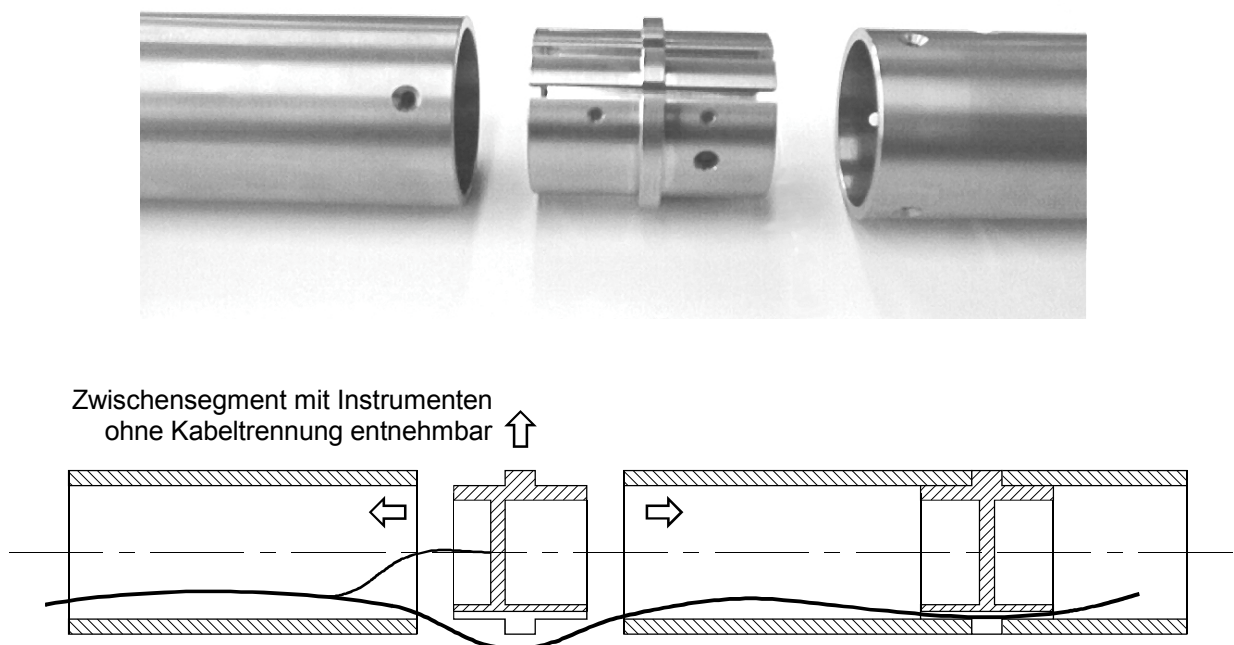


Abb. 7-19 Modulbauweise des MOLE-Containers mit unterbrechungsfreier Verkabelung
Modular MOLE container scheme with uninterrupted coaxial cabling

7.2.3 Werkstoffe

Materials

7.2.3.1 Fehlerquellen

Error Sources

Die in der Robotsonde eingesetzten Werkstoffe wurden im Hinblick auf eine möglichst geringe Beeinflussung des zu messenden Magnetfeldes ausgesucht. Folgende Fehlerquellen gilt es zu vermeiden:

- Permanent magnetisierte Teile $\Rightarrow$ Überlagerung eines störenden Fremdfeldes
- Ferromagnetische Werkstoffe $\Rightarrow$ Verzerrung des Meßfeldes durch Magnetisierung
- Leitfähige, bewegte Teile $\Rightarrow$ Verzerrung des Meßfeldes durch Wirbelstrominduktion
- Paramagnetische Stoffe in Spulennähe $\Rightarrow$ Schwache, systematische Feldverzerrung

Weitere Kriterien:

- Hochfeld-Kompatibilität der eingesetzten Komponenten: Beibehaltung der Funktion bei Messungen in supraleitenden Magneten bis 8,5 T Flußdichte. Die mitgeführten Meßinstrumente müssen den obigen Werkstoffkriterien genügen.
- Wirbelstromresistenz aller metallischen Bauteile: Die beim Durchfahren des Magneten auftretenden Wirbelströme dürfen keine zerstörende Wirkung haben.

7.2.3.2 Werkstoffauswahl

Selected Materials

- **Edelstahl X12CrNiS18.9** für mechanisch belastete, bei Messungen unbewegte Teile;
- **Kohlefaserverbund-Kunststoff CFK** für den Container in Spulenumgebung;
- **Zerspanbare Kunststoffe (Epoxid, Vespel[®], Teflon[®])** für alle bewegten Teile: Drehspulenträger, Antriebsachse, Torsionsdämpfer, Getriebe;
- **Keramik Si₃N₄** für Hochpräzisions-Kugellager zur Lagerung der Drehspule;
- **Piezokeramik PZT4** als Antriebselement im Drehspulenmotor;
- **Titan** für eine Membrankupplung zur Biegeentkopplung von Spule und Antriebsstrang;
- **Inconel Ni76 Cr17 Fe7** für das Zugband des Longitudinal-Antriebs.

Soll Stahl für mechanisch belastete Bauteile eingesetzt werden, so sind ferritische Stähle zu vermeiden; austenitische Edelstähle sind vorzuziehen. Allerdings kann auch hier die magnetische Permeabilität durch spanende oder Schweißbearbeitung heraufgesetzt sein. Im nicht-magnetisch eingestuften *Grade 304*-Edelstahl konnte nach beiden Bearbeitungsarten eine Sättigungsflußdichte von 0,25 T festgestellt werden. Dies kann zu Verzerrungen externer Magnetfelder führen. Bei Feldstärken weit oberhalb von 0,25 T schwächt sich der Einfluß allerdings signifikant ab. /Faja99/

7.2.4 Mitgeführte Meßmittel

Carried Measuring Instruments

7.2.4.1 Allgemeine Betrachtungen

General Considerations

Mitgeführte Meßmittel müssen unter hoher Flußdichte funktionieren, d.h. ihr Meßprinzip darf nicht vom Magnetfeld beeinflussbar sein, sofern dies nicht die Meßgröße ist. Meßmittel, die sich während der Messung ganz oder in Teilen bewegen (Winkelencoder, Gravimeter, Motor-Feedbacksensoren) dürfen keine Wirbelströme aufbauen bzw. dürfen von Wirbelströmen nicht gebremst oder gar zerstört werden.

Alle mitgeführten Meßmittel müssen gegen die beim Durchfahren des Magneten auftretenden Wirbelströme geschützt sein. Da das Magnetfeld hierfür nicht abgeschaltet werden kann, ist insbesondere im Eintritts- und Austrittsbereich aufgrund des steilen Feldgradienten eine Zerstörung elektrischer Komponenten bei ungünstiger Ausrichtung möglich. Für alle integrierten Schaltkreise ist daher eine Ausrichtung parallel zu den Feldlinien anzustreben. Ideal ist der Einbau parallel zur Blechung der Magnetjoche, da auch bei einer Rotation der Robotsonde um die Längsachse kein Wirbelstrom entsteht:

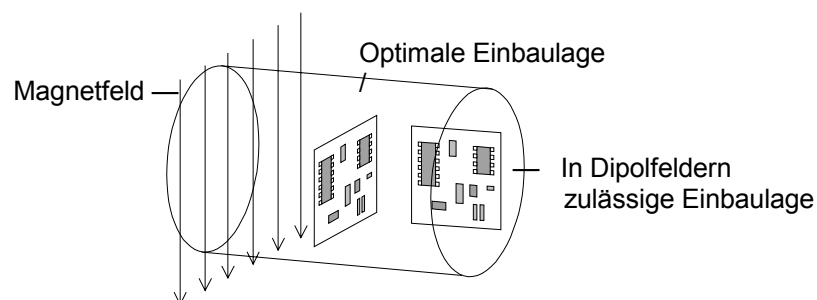


Abb. 7-20 Einbaulage elektrischer Komponenten im Feld

Mounting of electronic components in the magnetic field

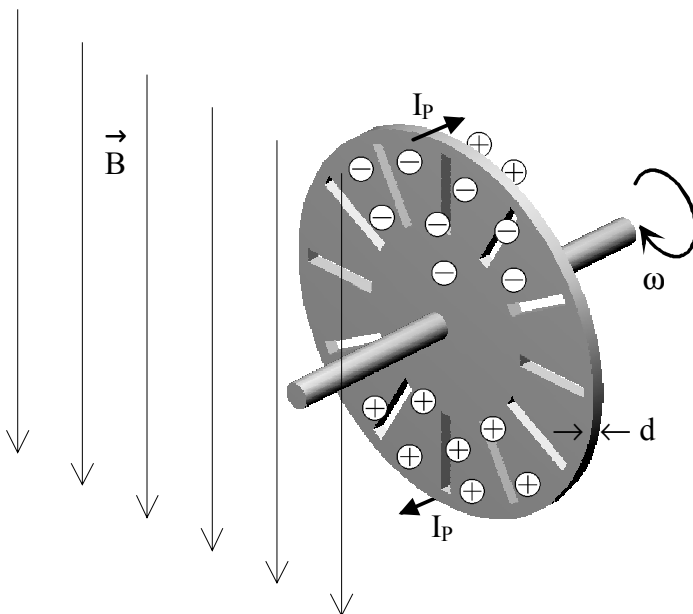
7.2.4.2 Winkencodier

Angular Encoder

Der Winkencodier mißt die Position der Drehspule und liefert mit jeder Flanke seines inkrementellen Signals einen Auslöser für die Speicherung von Zwischenwerten (siehe Kapitel 6.1.4.1 Integration der Induktionsspannung). Der Encoder muß mit der Drehspule über eine verwindungsstarre Achse verbunden sein. Eine Biegeentkopplung in Form einer Membrankupplung aus Titan verhindert, daß ein durchbiegungsbedingter Radialschlag der Spulenachse bis zur Codierscheibe vordringt. Die Codierscheibenachse ist zweifach kugellagert.

Als geeignete Encoder ohne ferromagnetische Teile wurden der Heidenhain-Kit ERO 1422 (1024 Schritte) und der Hewlett-Packard-Kit HEDS-5540 (512 Schritte) identifiziert. Beide erlauben eine Kabeldurchgangsbohrung $\geq \varnothing 5$ mm in der Drehachse der Codierscheibe. Der Heidenhain-Encoder muß von seiner unteren Abschirmungsplatte befreit werden.

Als Codierscheibenmaterial ist nichtleitendes beschichtetes Glas vorzuziehen, Metall jedoch grundsätzlich auch zulässig. Da die Codierscheibe dünn ist, entsteht beim Drehen der Scheibe im Magnetfeld bis auf die elektrische Polarisation kein nennenswerter Wirbelstrom:



Der Polarisationsstrom I_p fließt solange, bis Induktion und Polarisation U_p sich kompensieren. Die maximal auftretende Polarisationsspannung U_{pmax} läßt sich wie folgt abschätzen:

$$U_{pmax} = |E| \cdot d = \omega r \cdot |B| \cdot d \approx 67 \mu V$$

für $r = 12,5$ mm, $d = 0,1$ mm

$$B = 8,5 \text{ T}, \quad \omega = 2\pi \cdot 1s^{-1}$$

Abb. 7-21 Polarisationsstrom in einer drehenden metallischen Codierscheibe
Polarizing eddy current in a metallic codewheel

7.2.4.3 Lotmeßvorrichtung

Gravity detection

Das Lot dient als Normal bei der Beurteilung der Orientierung der Drehspule anhand des Winkelencoders. Damit der Winkelencoder nicht bei jeder Messung perfekt ($\leq 0,03^\circ$) lotrecht ausgerichtet werden muß, wird vom aktuellen Wert des Winkelencoders immer die aktuelle Abweichung der Lotmeßvorrichtung von der Gravitation abgezogen.

Hierzu ist es notwendig, den Null-Impuls des Winkelencoders mit der Einbaulage der Lotmeßvorrichtung zu korrelieren. Ist der Versatz zwischen beiden ungleich Null, so muß er durch eine Doppelmessung in einem geeichten magnetischen Dipolfeld ermittelt werden: Die Hauptrichtung des Dipolfeldes wird erst von einer Seite, dann nach einer 180° -Drehung um die Hochachse von der anderen Seite her gemessen. Von beiden Messungen wird die Winkelhalbierende gebildet, deren Abweichung vom Lot dem gesuchten Versatz $\Delta\theta$ entspricht:

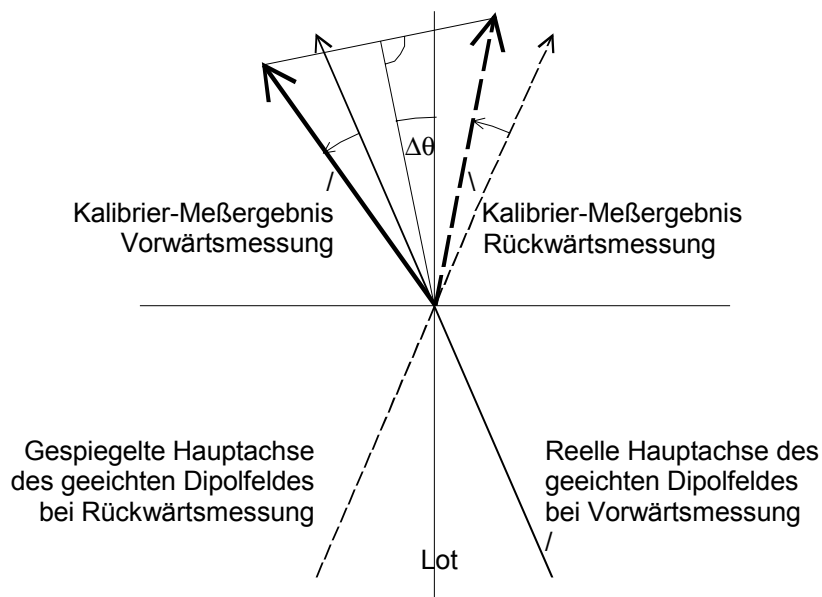


Abb. 7-22 Umkehrmessung zur Kalibrierung des Winkelencoderversatzes

Reverse measurement for calibration of the angular encoder offset

Das für die Lotmessung eingesetzte Gravimeter *ZeroTronic* der Firma Wyler AG beruht auf dem Prinzip des elektronischen Federpendels nach Abb. 6-14. Als Spezialanfertigung wurde das Gehäuse aus nicht-magnetischem Edelstahl gefertigt und die enthaltene Elektronik senkrecht eingebaut, so daß eine Bewegung im parallel ausgerichteten magnetischen Dipolfeld gefahrlos ist. Ein ASIC zur Digitalisierung und Mittelung der Meßwerte übernimmt auch die Datenübertragung in RS-485 Norm.

Das Gravimeter besitzt eine Auflösung von $0,03^\circ$ bei einem Vollausschlag von $\pm 1,7^\circ$. Außerhalb dieses Meßbereichs sind die Meßwerte zufällig und eine Meßbereichsüberschreitung nicht erkennbar. Es ist daher notwendig, das Geräts jederzeit lotrecht zu orientieren.

7.2.4.4 Automatische Neigungskompensation

Automatic Leveling

Die automatische Neigungskompensation (*Autolevel*) wirkt um die Längsachse des MOLE-Containers. Da die Sonde in einem rotationssymmetrischen Rohr auf 2×3 Rollen geführt wird, (Abb. 7-24), neigt sie während der Längspositionierung aufgrund der Riefen in der inneren Rohrwand zur Eigenrotation.

Die Neigungskompensation gleicht diese Bewegung wieder aus, indem sie die gesamte Robotsonde relativ zu den tragenden Rollen dreht, bis sie innerhalb $\pm 0,5^\circ$ lotrecht orientiert ist. Zum einen gelangt dadurch das Präzisions-Gravimeter in seinen verlässlichen Meßbereich; zum anderen werden alle längs eingebauten elektronischen Platinen parallel zum Magnetfeld ausgerichtet, so daß sie ohne Zerstörungsrisiko hindurch gezogen werden können.

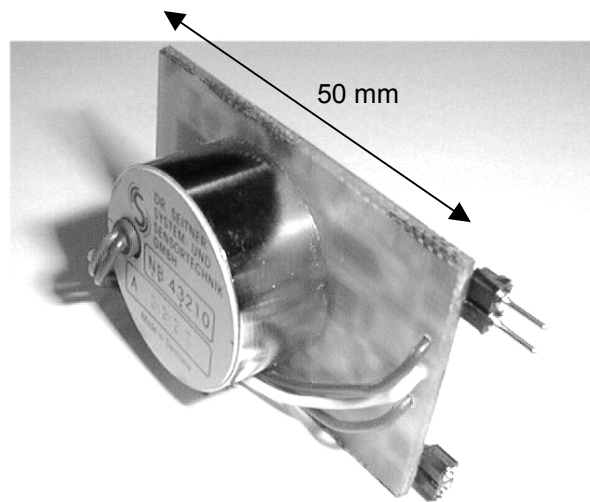


Abb. 7-23 Miniatur-Autolevel-Modul mit Neigungssensor und Motorsteuerung
Miniaturized Autolevel module with level sensing unit and motor control

Für die Lagemessung, die noch bei Orientierungsfehlern bis $\pm 180^\circ$ funktionieren muß, ist ein Neigungssensor mit großem Meßbereich notwendig. Das gewählte Instrument basiert auf dem Prinzip der elektronischen Wasserwaagen nach Kapitel 6.2.1. Es wurde zusammen mit dem Steuerverstärker für den Orientierungsantrieb zu einem kompakten Modul zusammengefaßt.

Als Antriebseinheit für die automatische Ausrichtung kann optimal ein Picomotor von New-Focus (Kapitel 7.1.4) eingesetzt werden. Für Messungen in "warmen" Magneten bei 0,05 Tesla ohne angeschlossene Helium-Kühlung ist der Einbau eines klassischen Getriebe-Mikromotors zulässig, sofern er ausreichend weit (hier: 50 cm) von der Meßspule entfernt bleibt.

Eine explizite lotrechte Orientierung der gesamten Robotsonde findet vor jedem Meßzyklus statt, d.h. vor dem Einsatz der Drehspule. Zusätzlich wird eine regelmäßige automatische Ausrichtung im Magneten und vor dem Verlassen des Magneten ausgeführt, damit das elektrische Versorgungskabel nicht durch das umlaufende Zugband eingeklemmt wird. Um übermäßigen Verschleiß und eventuelle Störungen bei der Feldmessung zu vermeiden, ist das Autolevelmodul normalerweise steuerungsseitig deaktiviert.

Aktiviert wird das Modul durch eine separat einschaltbare Stromversorgung. Mittels der dort stattfindende Stromstärkemessung kann jeder wichtige Zustand schon erkannt werden, bevor vom Präzisions-Gravimeter die exakte lotrechte Orientierung abgefragt wird:

- Kein Strom: Modul ist defekt oder nicht angeschlossen.
- Schwacher Stromverbrauch: Motor nicht aktiv, Modul ist lotrecht ausgerichtet.
- Fluktuierender Stromverbrauch: Motor aktiv, Neigung wird momentan ausgeglichen.
- Dauerhaft hoher Stromverbrauch: Motor wird mechanisch behindert/blockiert.

Die Vermeidung zusätzlicher Signalleitungen für die analoge Rückführung von Neigungsdaten kommt der Handhabbarkeit des Versorgungskabels zugute. Das Versorgungskabel faßt die Energiezufuhr und 10 rückführende koaxiale Signalleitungen in einem Strang von Ø6 mm zusammen (Spulenmeßwerte, Präzisions-Winkelencodersignale, absolute Spulenposition, Abweichung vom Lot). Die Überlänge des Kabels beim Rückholen der Sonde aus dem Magneten kann nicht aufgetrommelt werden, da Schleifringe im Signalweg unzulässig sind. Hinsichtlich der notwendigen Verstauung der Kabelüberlänge darf die Kabelsteifigkeit nicht durch entbehrliche Signalleitungen verschlechtert werden.

7.2.5 Realisiertes System

Final System

In der folgenden Grafik ist die MOLE-Robotsonde in der Führungsschale vor dem Strahlrohr abgelichtet. Die Führungsschale wird mit einer oberen Hälfte verschlossen (siehe Schale auf der linken Seite). Anstelle eines LHC-Magneten ist im Hintergrund ein freigelegtes Strahlrohr sichtbar, das zu Testzwecken in beliebigen Ringbeschleuniger-Radien gebogen werden kann.

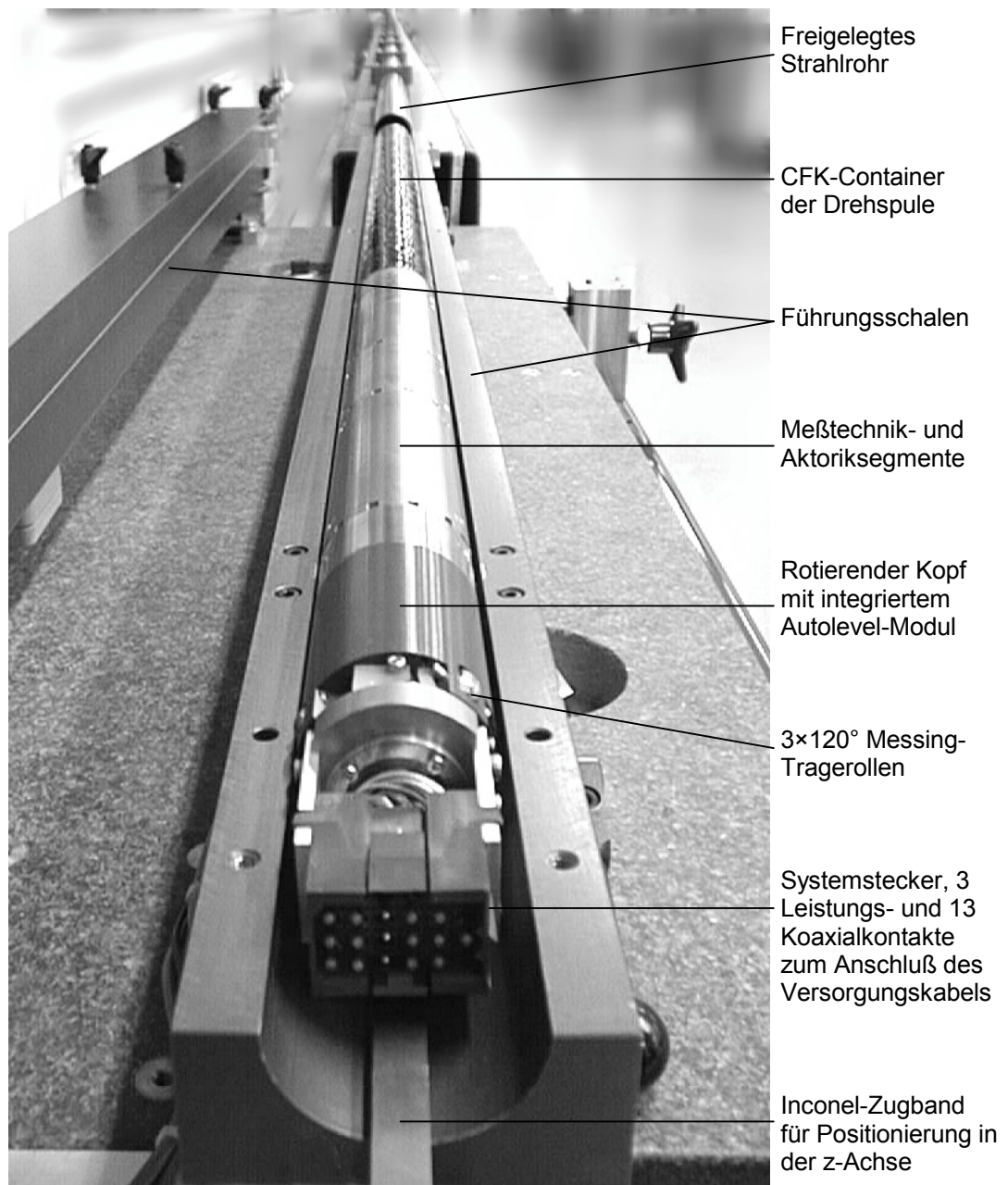


Abb. 7-24 MOLE-Robotsonde vor der Einführung in das Strahlrohr

MOLE robot probe before insertion into the beam pipe

7.3 Steuerungskonzept

Control concept

Das für die MOLE-Robotsonde im Rahmen der Prototypentwicklung realisierte Steuerungskonzept wird der Vollständigkeit halber kurz skizziert. Im Prüfstand existieren drei autonome Steuerungen, die miteinander kommunizieren und für verschiedene Hardwarekomponenten zuständig sind. Nachfolgend das Schema eines Prüfstands aus Kapitel 5.3 mit hervorgehobenen Steuerungsmodulen:

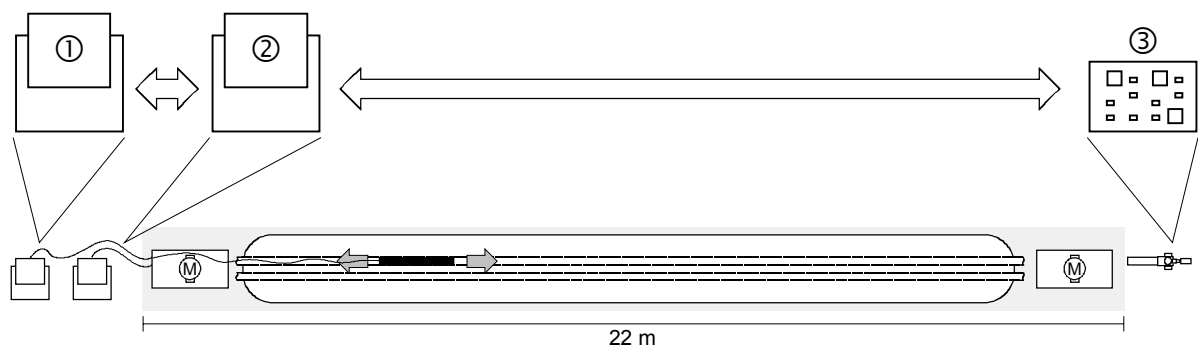


Abb. 7-25 Steuerungen im Magnetprüfstand
Control units of a magnet test bed

7.3.1 Hierarchie

Control hierarchy

Die von CERN bereitgestellte Primärsteuerung ① kontrolliert die Datenaufnahme von der Drehspule mittels elektronischer Integratoren. Zugleich wird hier das Steuerungsskript des gesamten Tests abgearbeitet, d.h. eine Folge von Messungen an unterschiedlichen Positionen unter modifizierbaren Bedingungen. Die Skriptverarbeitung findet unter UNIX statt.

Die Sekundärsteuerung ② bedient alle für die Robotsonde relevanten Antriebsachsen. Mit Ausnahme der Signalleitungen zur Feldmessung gehen alle elektrischen Verbindungen zur Sonde von dieser Steuerung aus. Ebenso sind alle Sicherheitseinrichtungen (Lichtschranken, Not-Aus, Watchdog) hier verschaltet. Als I/O-System dienen 8 schnelle Analog-Digital- und 2 Digital-Analog-Wandler. Daneben tasten 18 digitale I/O-Kanäle und 2 Vierquadrantdecoder für Inkrementaldrehgeber alle erforderlichen Signale ab. Als Motorverstärker kommen eine Hochspannungsansteuerung (Abb. 7-16) für den Wanderwellenmotor des Drehspulenantriebs und ein PCM-Servoverstärker für den longitudinalen Positionierantrieb der Robotsonde zum

Einsatz. Das System ist vollständig in Industrie-PC-Technik realisiert, da wichtige zugekaufte Softwarekomponenten (z.B. zur Kommunikation mit dem Präzisionsgravimeter) nur für Intel-Architekturen erhältlich sind. Die Ereignissteuerung und die grafische Oberfläche des Systems sind in dem objektorientierten Programmiersystem HP-VEE 4.0 erstellt.

Das Positionsmeßsystem mittels vollautomatisiertem Fluchtungsfernrohr verfügt über eine eigene Steuerung ③, die vollständig in die Kamera des Fluchtungsfernrohrs integriert ist. Von der Sekundärsteuerung empfängt sie die Entfernungsdaten der MOLE-Sonde, bedient den Fokusmotor des Fluchtungsfernrohrs und berechnet aus dem empfangenen Kamerabild die laterale Position der Sonde in maßstabskorrigierten X/Y-Lagedaten. Die aktuelle Position wird an die Sekundärsteuerung und von dort synchronisiert an die Primärsteuerung gemeldet.

7.3.2 Ergonomie

Ergonomics

Sämtliche von der Primärsteuerung sendbare Skriptbefehle für die Sekundärsteuerung lassen sich auch manuell testen. Hierfür ist die Sekundärsteuerung mit einem berührungsempfindlichen Anzeige- und Bedienfeld ausgestattet, welches alle Eingaben tastaturlos zuläßt. Alle Einrichtungs- und Kalibriervorgänge werden außerdem hiermit durchgeführt.

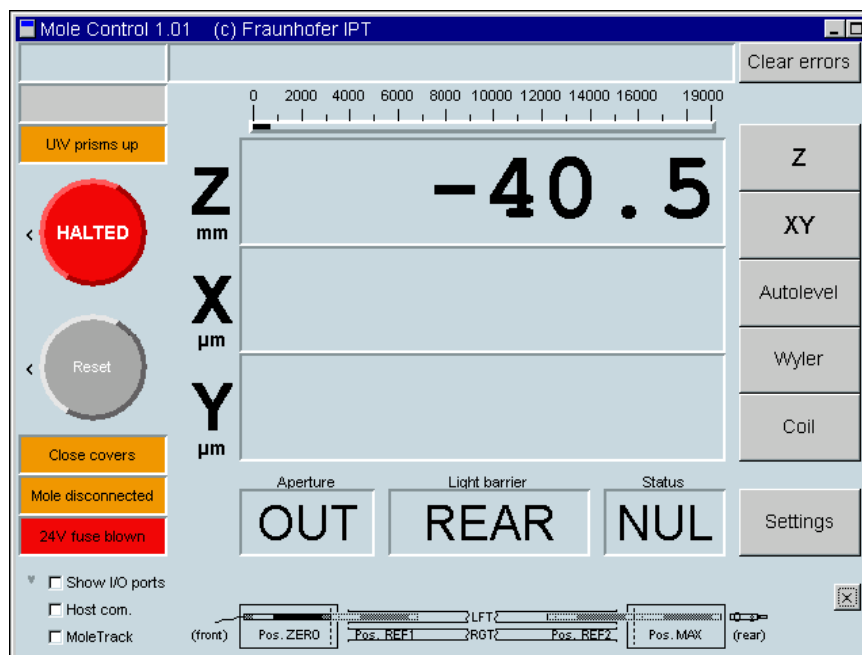


Abb. 7-26 Anzeige- und Bedienfeld der Sekundärsteuerung für MOLE und Antriebe
 Touchscreen layout of the MOLE functions and drives control

Die Auslegung der Anzeigen (Positionen, Alarmer, Fehler, Statusanzeigen) und der Eingabefelder (Aktionstasten, Steuerungstasten, numerische Eingabe, Bestätigung/Ablehnung) folgt den Richtlinien für die Dialoggestaltung nach DIN 66234 / ISO 9241. Die Entwicklungsziele sind nach folgenden Kriterien definiert worden:

DIN 66234 Teil 8	ISO 9241 Part 10
Aufgabenangemessenheit	Suitability for the task
Steuerbarkeit	Controllability
Selbstbeschreibungsfähigkeit	Self-descriptiveness
Erwartungskonformität	Conformity with user expectations
Fehlerrobustheit	Error tolerance
	Suitability for learning
	Suitability for individualization

Tabelle 10: Ergonomiekriterien der Steuerung (DIN & ISO-Äquivalent)

Die Möglichkeiten zur Individualisierung ohne Einschränkungen der Funktionssicherheit sind eingeschränkt. Da Dialog und Befehlsverarbeitung unter einem HP-VEE Interpreter laufen, können Veränderungen jedoch vom Fachpersonal im laufenden Betrieb getestet werden. Für gut und sicher befundene Modifikationen können nach einer interaktiven Testphase zum fertigen Steuermodul kompiliert werden, das ab dem darauffolgenden Start aktiv ist.

7.3.3 Sicherheit

Security

Da der Prüfstand ein offenes System ist, kann sich das Bedienpersonal jederzeit im Bereich der Antriebe aufhalten. Zum Personenschutz und zum Schutz der Meßsysteme wurden daher aufwendige Sicherheitsfunktionen implementiert, um im Falle des Versagens von Hardware oder Software immer einen sicheren Haltezustand zu erzwingen. Dazu zählen der Ausfall der Software durch Programm- oder Hardwarefehler, die mechanische Behinderung von Antrieben oder der Ausfall der Antriebssensoren und Geber. Da die Magnete im Prüfstand mit schwerem Hubgerät ausgetauscht werden, ist auch eine Überwachung sämtlicher Kabel- und Steckverbindungen vorhanden. Beim Auftrennen der Verbindung zwischen der Sekundärsteuerung ② und externen Modulen werden alle extern zugänglichen Antriebe deaktiviert.

8 Typische Meßergebnisse

Typical Measurement Results

Im folgenden finden sich erste CERN-Meßergebnisse von Dipolanalysen mit dem Robotsondenprototypen in den Genfer Laboren. Die Kurven wurden dem Kontrollprogramm in der Primärsteuerung entnommen, welches die Messungen überwacht und protokolliert.

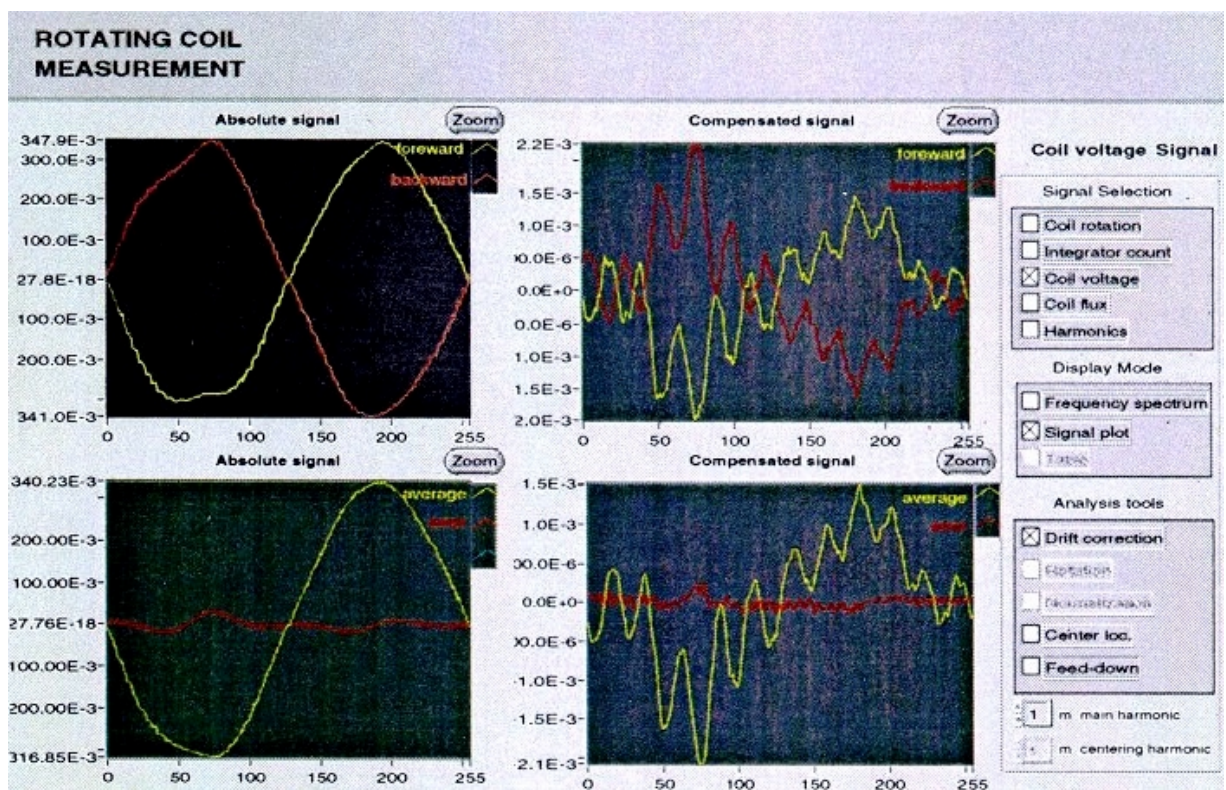


Abb. 8-1 Induktionsspannung an der Drehspule über eine Umdrehung

Coil voltage signal plot during one revolution

Zunächst werden die an der Drehspule auftretenden Induktionsspannungen aufgezeichnet, jeweils für eine Umdrehung in Uhrzeigersinn und gegen den Uhrzeigersinn (oben). In der unteren Bildhälfte wird der Mittelwert beider Meßreihen angezeigt.

Es ergibt sich wie erwartet eine sinusförmige Modulation (links). In der rechten Bildhälfte werden die Abweichung dieses Signals vom idealen Dipolfeld, d.h. von einem reinen Sinus, verstärkt dargestellt. Deutlich ist ein aufmodulierter 22-poliger Fehleranteil mit Periode 11 zu erkennen, bedingt durch Anzahl und Lage der supraleitenden Leiterstränge im Magnetjoch.

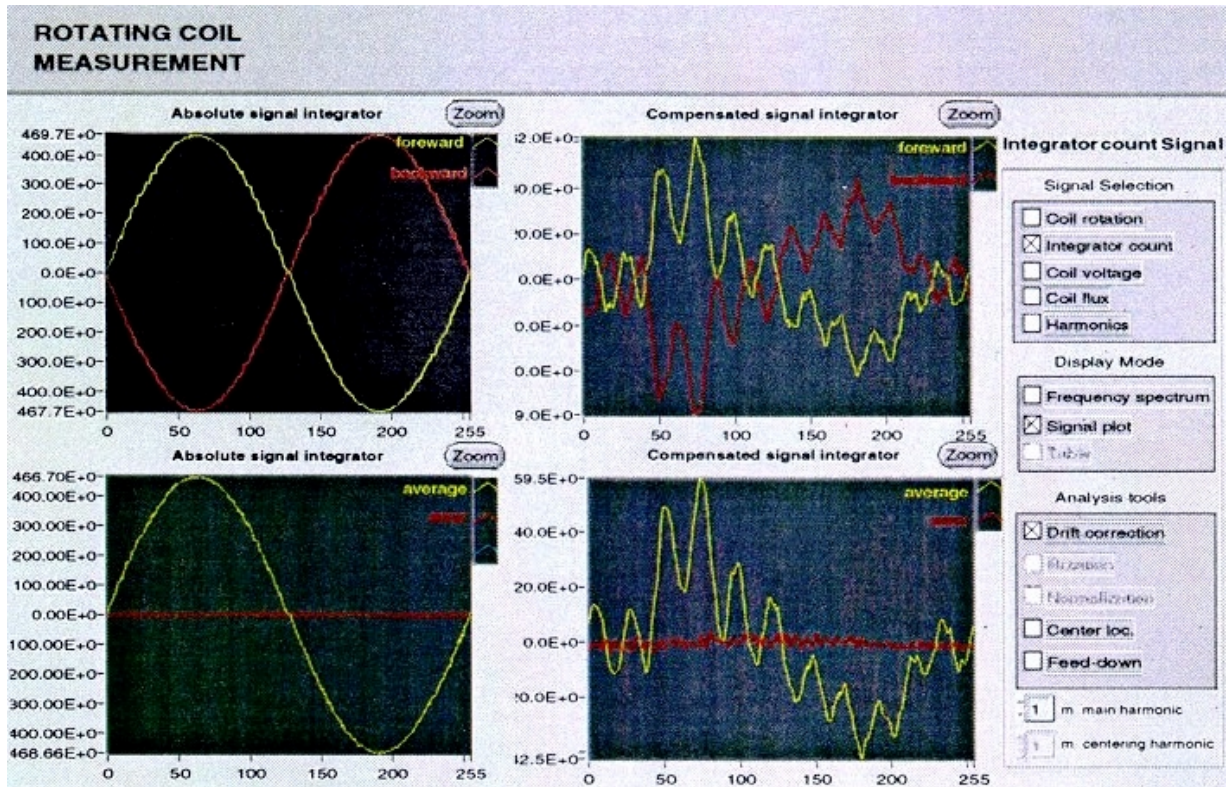


Abb. 8-2 Integratorsignal über eine Spulenumdrehung
Integrator signal plot over a full turn

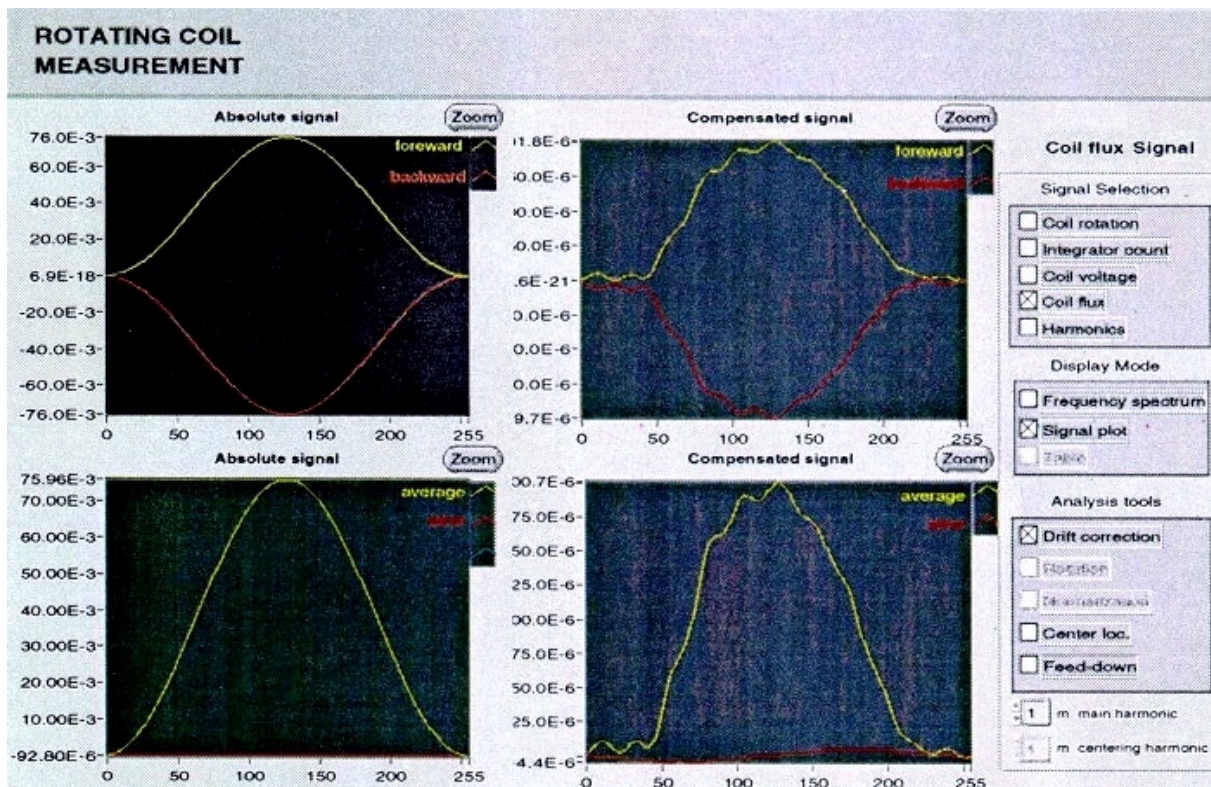


Abb. 8-3 Aus der Integratorspannung errechneter Fluß durch die Drehspeule
Coil flux calculated from the integrator voltage

In Abb. 8-2 und Abb. 8-3 wird das Integratorsignal und der magnetische Fluß durch die Meßspule über eine volle Umdrehung gezeigt. In der rechten Hälfte werden wiederum die Abweichungen vom idealen Dipol verstärkt dargestellt. Wie in Kapitel 6.1.4 Interpretation der Meßwerte erläutert, liefert eine Abtastung des Integrals der Induktionsspannung unabhängig von der Spulendrehgeschwindigkeit den magnetischen Fluß in polarer Darstellung. Der Einbruch der Induktionsspannung in Abb. 8-1 ist daher ohne weitere Auswirkungen.

Das Flußsignal wird im folgenden einer Fourieranalyse unterzogen, um die Amplituden der gesuchten harmonischen Feldkomponenten zu bestimmen.

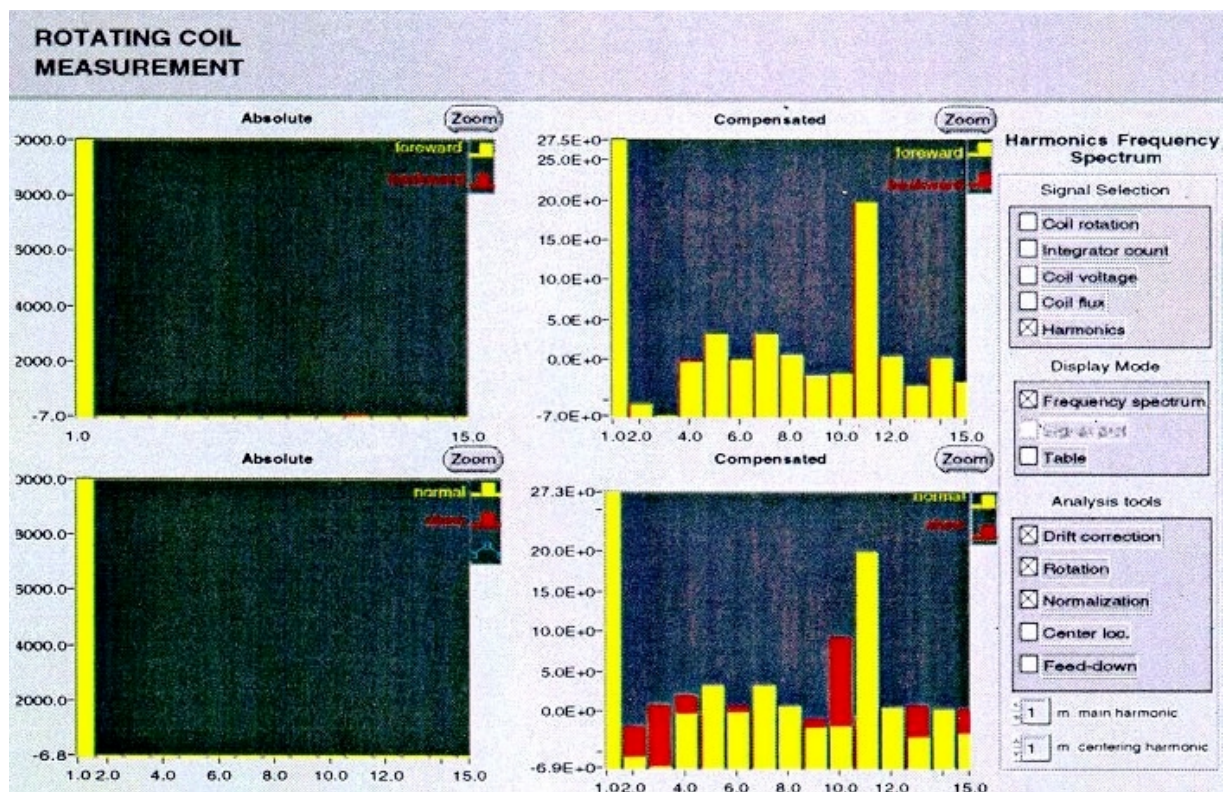


Abb. 8-4 Aus dem magnetischen Fluß ermittelte harmonischen Feldanteile
Harmonic frequencies extracted from the magnetic flux signal

In Abb. 8-4 ist das harmonische Frequenzspektrum des Flusses in Balkenform gezeigt. Das Dipolfeld entspricht dem höchsten Balken mit der Periode 1,0 über eine volle Umdrehung der Meßspule. Erst in einer 370-fach verstärkten Darstellung (rechte Hälfte) treten die überlagerten mehrpoligen Anteile deutlich hervor, also die Frequenzanteile von 2,0 bis 15,0 für die vier- bis dreißigpoligen Inhomogenitäten. Erwartungsgemäß ist die Amplitude der konstruktiv bedingten 22-poligen Inhomogenität mit Periode 11 am stärksten ausgeprägt.

9 Zusammenfassung

Summary

Am Exempel einer Robotsonde für LHC-Teilchenbeschleunigermagneten wurden antriebs- und meßtechnische Ansätze für den Einsatz unter extremen magnetischen Umgebungsbedingungen untersucht und entwickelt. Neben der magnetischen Kompatibilität wurde der begrenzte Bauraum als Kriterium miteinbezogen.

Als mechanische Antriebsquelle in starken Magnetfeldern oder in magnetfeld-kritischer Umgebung wurden neben den Aktoren auf chemischer oder Formgedächtnislegierungs-Basis bevorzugt Piezoantriebe betrachtet. Von den vielfältigen Methoden zur Umsetzung der linearen Piezobewegung in eine rotierende Endlosbewegung wurde die Wanderwellentechnik für die Zwecke der Robotsonde ausgewählt. Die Eigenschaften der Miniatur-Wanderwellenmotoren (auch Ultraschallmotoren genannt) unter den gegebenen Randbedingungen wurden untersucht und bei der Auslegung eines Antriebsstrangs für eine drehende Induktionsspule berücksichtigt. Weiterhin wurden für diesen Antriebsstrang Winkelmeßgeräte untersucht, die unter den gegebenen magnetischen und geometrischen Randbedingungen einsetzbar sind.

Für die Orientierungs- und Positionsmessung der Robotsonde wurden verschiedene optische und gravitationsempfindliche Meßtechniken untersucht. Für die genaue Erfassung des Meßorts der Robotsonde innerhalb eines Magneten von 15 m Länge und Ø50 mm lichter Öffnung wurde ein Zoom-Fluchtungsteleskop automatisiert und mit einer Bildverarbeitungseinrichtung verknüpft. Das daraus entstandene System ist in der Lage, eine Zielmarke innerhalb eines Magneten mit einer lateralen Unsicherheit von 20 µm aus einer Sichtentfernung von maximal 18 m zu erfassen. Die ebenfalls hierfür entwickelte Methode der "virtuellen Zielmarke" erlaubt die Positionsmessung des an sich unzugänglichen Körperschwerpunkts, so daß die Neigung des Zielobjekts in gewissen Grenzen ohne Einfluß auf das Meßergebnis bleibt. Hiermit wurde der Krümmung des lichten Durchgangs der Magnete Rechnung getragen, da die Magnete sich aneinandergereiht zu einem Ø8,5 km-Ring schließen müssen.

Einleitend wurden die Grundlagen der teilchenphysikalischen Experimente und der dazu verwendeten Ringbeschleuniger beschrieben. Die Magnete des *Large Hadron Collider* LHC bei

CERN, in dem die Robotsonde eingesetzt wird, wurden vorgestellt und die Bedeutung ihrer exakten magnetischen Vermessung dargelegt.

Schließlich wurde das zugrundeliegende Verfahren der "Multipol-Expansion" von Dipol- und Quadrupolmagneten dargestellt, das bei der magnetischen Analyse mit der Robotsonde zum Einsatz kommt. Die Besonderheiten dieses Verfahrens und deren Einfluß auf die Auslegung der Robotsonde wurden in den betreffenden Kapiteln und im Anhang geschildert.

10 Literatur

Literature

- | | | |
|----------|---------------------------------------|---|
| /ATL94/ | F. Dydak
P. Jenni
et al. | "ATLAS Technical Proposal", CERN/LHCC/94-43 (LHCC/P2),
CERN Desktop Publishing Service, Genf, 1994 |
| /Ber93/ | Bergmann-
Schäfer | "Lehrbuch der Experimentalphysik: Optik (Band 3)", 9. Auflage,
Walter de Gruyter, Berlin, 1993 |
| /Blum95/ | W. Blum
H. Kroha
P. Widmann | "Transparent Silicon Strip Sensors for the Optical Alignment",
7 th European Symposium on Semiconductor Detectors, Elmau
(Bayern), 1995 |
| /Bott97/ | L. Bottura | "Standard Analysis Procedures for Field Quality Measurement of
the LHC Magnets", CERN/LHC/MTA-IN-97, Genf 1997/98 |
| /Bott99/ | L. Bottura
A. Köster
et al. | "A Mole for Warm Magnetic and Optical Measurements of LHC
Dipoles", 16 th International Conference on Magnet Technology,
Ponte Vedra Beach, Florida (USA) 1999 |
| /Bri96/ | F. Brinker
A. Hagededt
M. Wendt | "Precision alignment of Bpm's with Quadrupole Magnets",
Proceedings of LINAC96, XVIII International Linac Conference,
CERN, Genf 1996 |
| /Bru97/ | J.C. Brunet
et al. | "Mechanical Design and Layout of the LHC Standard Half-Cell",
Proceedings of IEEE Particle Accelerator Conference PAC97,
Vancouver B.C. (Kanada) 1997 |
| /Dun92/ | O. Dunkel
P. Legrand
P. Sievers | "Stability of Laser Beams through LHC Magnet Apertures",
CERN AT-MA Note 92-65, Genf, 1992 |
| /Evan97/ | L.R. Evans | "LHC Status and Plans", Proceedings of IEEE Particle
Accelerator Conference PAC97, Vancouver B.C. (Kanada) 1997 |
| /Faja99/ | J. Fajans
Ch. Weber | "Magnetic Permeability of Stainless Steel in Experimental
Apparati", Poster session contribution, Society of Physics
Students SPS, University of California, Berkeley, 1999 |

- | | | |
|----------|--|---|
| /Fis89/ | G.E. Fischer
J.K. Cobb
D.R. Jensen | "Finding the magnetic center of a quadrupole to high resolution",
SLAC-TN-89-01, Stanford Linear Collider, Stanford 1989 |
| /FRI95/ | Friwo GmbH | "Elektrochemischer Aktor SK5/300", Informationsschrift der
FRIWO SILBERKRAFT GmbH, Duisburg, 1995 |
| /Frö92/ | A. Fröschle | "Analyse eines Piezo-Wanderwellenmotors", Dissertation, IKFF
der Universität Stuttgart, 1992 |
| /Glö99/ | Ch. Glöckner | "Entwicklung und Realisierung von optischen
Geradheitsmeßsystemen", Dissertation RWTH Aachen, (z.Zt.
unveröffentlicht), Aachen, 1999 |
| /Gold93/ | M.A. Goldman
R.E. Sikora
T.J. Shea | "Preliminary studies on a magneto-optical procedure for aligning
RHIC magnets", Particle Accelerator Conference PAC93,
Washington, D.C., 1993 |
| /Grö97/ | O. Gröbner | "The LHC Vacuum System", Proceedings of IEEE Particle
Accelerator Conference PAC97, Vancouver B.C. (Kanada) 1997 |
| /Her93/ | B. Herzog | "Entwicklungsgrundlagen für moderne Ultraschallantriebe",
Dissertation, IKFF der Universität Stuttgart, 1993 |
| /Horn56/ | E. Hornbogen
et al. | "Metallkunde" 47 (1956), sowie 3. Aufl. 1996. XIII, Springer-
Verlag, Berlin/Heidelberg, 1996 |
| /HP96/ | Hewlett Packard
Co. | "Design and Operational Considerations for HP Transmissive
Optical Incremental Encoders", Application document AN 1108,
Hewlett Packard Company, 1996 |
| /Hüm98/ | J. Hümmler | "Mikroproduktionstechnik im Großkammer-Rasterelektronen-
mikroskop", Dissertation RWTH Aachen, Berichte aus der
Produktionstechnik, Shaker Verlag, Aachen, 1998 |
| /IFW96/ | M. Stehle | "Dünnschichtsysteme und Nanostrukturen", Institutsschrift des
Instituts für Festkörper- und Werkstoffforschung Dresden, 1996 |
| /IPT95/ | Ch. Glöckner
A. Köster | "Lasergeradheitsmeßsystem für LHC-Magnete", Studie,
Fraunhofer-Institut für Produktionstechnologie, 1995 |

- | | | |
|----------|---------------------------------------|---|
| /LHC95/ | P. Lefèvre
T. Pettersson
et al. | "The LHC Conceptual Design Report (Yellow Book)",
CERN/AC/95-05(LHC), CERN Desktop Publishing Service,
Genf, 1995 |
| /LHC97/ | LHC Magnet
Team | "State of the LHC Main Magnets", Proceedings of IEEE Particle
Accelerator Conference PAC97, Vancouver B.C. (Kanada) 1997 |
| /Los93/ | R. Loser | "Laser-Tracking-System für 3D-Messungen bewegter Objekte",
tm-Technisches Messen 60/1993, Oldenbourg Verlag, München,
1993 |
| /MC91/ | Micro-Controle
SA | "STR-500 Laser Alignment Measuring System", Informations-
schrift der Micro-Controle SA, Evry (F), 1991 |
| /Pfe93/ | T. Pfeifer
M. Lang
J. Thiel | "Geradheitsmeßgerät mit interner Strahlagekorrektur",
tm-Technisches Messen 60/1993, Oldenbourg Verlag, München,
1993 |
| /Pop97/ | R. Poprawe
G. Herziger | "Lasertechnik I+II", Begleitbänder zur Vorlesung, Lehrstuhl für
Lasertechnik der RWTH Aachen, 1997 |
| /Schl96/ | H. Schlemmer | "Grundlagen der Sensorik", Wichmann-Verlag, Heidelberg, 1996 |
| /Scho95/ | SCHOTT AG | "Fused Fiber Optic Tapers", Werksschrift Schott, 1995 |
| /Schr90/ | G. Schröder | "Technische Optik", 7. Auflage, Kamprath-Reihe, Vogel-
Buchverlag Würzburg, 1990 |
| /Tor97/ | T. Tortschanoff
et al. | "The Short Straight Sections for the LHC", Proceedings of IEEE
Particle Accelerator Conference PAC97, Vancouver
B.C.(Kanada) 1997 |
| /Trbo95/ | D. Trbojevic
et al. | "Alignment and Survey of the Elements in RHIC", IEEE Particle
Accelerator Conference PAC95, Dallas, Texas, 1995 |
| /VES88/ | DuPont Co. | "Vespel. Design and Technical Data", DuPont Company
Firmenschrift E-61500, Wilmington D.E. (USA) 1988 |

- | | | |
|---------|------------------------------------|--|
| /Wag97/ | Ch. Wagner | "Aufbau und meßtechnische Untersuchung eines Justiertisches mit Festkörperkardangelen", Studienarbeit, Fraunhofer-Institut für Produktionstechnologie, Aachen, 1997 |
| /Wal97/ | L. Walckiers
et al. | "Towards Series Measurements of the LHC Superconducting Dipole Magnets", Proceedings of IEEE Particle Accelerator Conference PAC97, Vancouver B.C. (Kanada) 1997 |
| /Wec93/ | M. Weck
U. Böttger
A. Köster | "Studie zur Beurteilung der Einsatzmöglichkeiten von Kompensationstechniken in der Präzisionstechnik", Abschlußbericht, Forschungsgemeinschaft Ultrapräzisionstechnik e.V. Aachen 1993 |
| /WYL97/ | Wyler AG | "Wyler Zerotronic Inclination Sensors", Firmenschrift Wyler AG, Winterthur (CH) 1995/97 |

11 Formelanhang

Mathematical Appendix

Das Kapitel 6.1.4 erklärt die Interpretation der Meßergebnisse einer Drehspule in einem Dipol- oder Quadrupolfeld. Die dazu verwendete "Multipol-Expansion" basiert auf dem im folgenden beschriebenen Formelwerk.

Ein nicht perfektes magnetisches Dipolfeld kann als perfektes Dipolfeld mit überlagertem Quadrupolanteil plus Sextupolanteil plus Oktupolanteil usw. betrachtet werden. Insbesondere macht sich die Anzahl der Spulenwindungen auf dem Umfang als Fehleranteil bemerkbar. Während der Drehung einer Meßspule bewirkt der Dipolanteil eine sinusförmige Modulation der induzierten Spannung mit exakt einer Periode pro voller Umdrehung. Der Quadrupolanteil bewirkt eine sinusförmige Modulation von doppelter Frequenz, und so fort.

Es ist also sinnvoll, die überlagerten Feldanteile nach Frequenz in Koeffizienten $C_1, C_2, C_3 \dots$ aufzuteilen. Die Koeffizienten enthalten die relative Intensität der Dipol-, Quadrupol- und aller weiteren Feldkomponenten. Die komplexe Form bietet sich für die Darstellung des Induktionsfeldes an, wobei x und y die bekannten lateralen Magnetkoordinaten in einer auf Spulenbreite normierten Skala (von 0 bis 1 laufend) verkörpern. Der aufsteigende Exponent spiegelt die Frequenz des jeweiligen überlagerten Anteils wieder:

$$B(x,y) = B_y + iB_x = C_1 \cdot (x+iy)^0 + C_2 \cdot (x+iy)^1 + C_3 \cdot (x+iy)^2 + \dots$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} C_n (x+iy)^{n-1}$$

Neben der Intensität kann ein Koeffizient auch den Orientierungswinkel θ des überlagerten Feldanteils gegenüber dem Hauptfeld ausdrücken:

$$C'_n = C_n \cdot e^{i\theta}$$

Im Fall einer Exzentrizität eines überlagerten Feldanteils drückt der Koeffizient dieses Feldanteils zusätzlich die Mittelpunktverschiebung $\Delta y + i\Delta x$ aus. Aus der Berücksichtigung der höherfrequenten harmonischen Feldanteile ergibt sich folgende Reihenentwicklung, deren Herleitung /Bott97/ entnommen werden kann:

$$C'_n = \sum_{k=n}^{\infty} \left(\frac{(k-1)!}{(n-1)!(k-n)!} \right) C_k (\Delta y + i\Delta x)^{k-n}$$

für $n \geq 1$

Meßtechnische Ermittlung der Koeffizienten C_n

Für die komplexe Darstellung des magnetischen Flusses, der eine lange Induktionsspule durchdringt, werden die komplexen, normierten Ortskoordinaten $Z_{1,2}$ von einem Hin- und einem Rückleiter benötigt:

$$Z_{\text{hin}} = Z_1 = y_1 + ix_1 = R_1 \cdot e^{i\theta_1} \quad Z_{\text{rück}} = Z_2 = y_2 + ix_2 = R_2 \cdot e^{i\theta_2}$$

Der magnetische Fluß zwischen Z_1 und Z_2 ergibt sich bei einer langen Spule der Länge L aus:

$$\Phi = L \cdot \text{Re} \left\{ \int_{Z_1}^{Z_2} B(Z) dZ \right\}$$

Die zuvor definierte Felddarstellung $B(x,y) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n (x + iy)^{n-1}$ wird hier eingesetzt und ergibt:

$$\Phi = L \cdot \text{Re} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} C_n (Z_2^n - Z_1^n) \right\}$$

Während einer Drehung der Spule rotieren die Positionen von Hin- und Rückleiter mit demselben Winkel um denselben Mittelpunkt:

$$Z_{\text{hin}}(t) = Z_1 \cdot e^{i\theta(t)} = R_1 \cdot e^{i\theta_1} \cdot e^{i\theta(t)} \quad Z_{\text{rück}}(t) = Z_2 \cdot e^{i\theta(t)} = R_2 \cdot e^{i\theta_2} \cdot e^{i\theta(t)}$$

Daraus läßt sich der Term $(Z_2^n - Z_1^n)$ im magnetischen Fluß ersetzen durch:

$$\begin{aligned} Z_2^n - Z_1^n &= (R_2^n e^{in\theta_2} - R_1^n e^{in\theta_1}) e^{in\theta} \\ &= \left(R_2^n e^{in\frac{\Delta\theta}{2}} - R_1^n e^{-in\frac{\Delta\theta}{2}} \right) e^{in\theta_0} e^{in\theta} \\ &= (\chi_n) e^{in\theta_0} e^{in\theta} \end{aligned}$$

mit $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$ und $\theta_0 = \frac{1}{2}(\theta_2 + \theta_1)$. Der geklammerte Term ist invariant und nur abhängig von der Spulengeometrie. Er wird daher als *Geometriefaktor* χ_n abgekürzt und bezeichnet die Spulenempfindlichkeit. Der magnetische Fluß wird damit zu:

$$\Phi(\theta) = L \cdot \text{Re} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\chi_n}{n} C_n e^{in\theta} \right\}$$

Die gemessene Induktionsspannung ist damit per Definition:

$$U_{\text{ind}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \cdot \text{Re} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\chi_n}{n} e^{in\theta} \left(\frac{dC_n}{dt} + inC_n \frac{d\theta}{dt} \right) \right\}$$

In dieser Formel lassen sich die Induktion aufgrund einer Feldänderung dC_n/dt und die Induktion aufgrund der Winkeländerung der Spule $d\theta/dt$ klar identifizieren. Bei konstanten Feldparametern interessiert nur die Winkeländerung der Spule.

Wie in Kapitel 6.1.4 beschrieben, werden bei einer Messung nur Induktionswerte in regelmäßigen Winkelschritten zwischen 0 und 2π abgetastet. Die Schrittweite entspricht der Teilung des verwendeten Winkelencoders. Aus den N Meßwerten $\Phi(\theta_k)$, die an diskreten

Winkeln θ_k abgetastet wurden (abgekürzt Φ_k), müssen über eine Fouriertransformation die nach Frequenz aufgelösten komplexen Anteile Φ_n extrahiert werden:

$$\Phi_n = \sum_{k=1}^N \Phi_k e^{-2\pi i (n-1) \frac{(k-1)}{N}} \quad (\text{laut Definition der DFT})$$

für $n=1 \dots N$

Ein Vergleich mit der zuvor aufgestellten Formel für den Fluß $\Phi(\theta)$ aus den Koeffizienten C_n der überlagerten Feldkomponenten ergibt für diese Feldkomponenten eine Näherungsformel:

$$C_n \approx \frac{2}{N} \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{n}{\chi_n} \cdot \Phi_{n+1}$$

für $n=1 \dots \frac{N}{2}$

Die zum Zwecke der Magnetqualifizierung gesuchten Koeffizienten C_n sind also – ideale Bedingungen vorausgesetzt – unmittelbar aus den Frequenzanteilen des aus der Induktionsspannung integrierten Flusses $\Phi(\theta)$ berechenbar. Entscheidend ist hier, daß die Rotationsgeschwindigkeit der Spule nicht mehr erscheint.

⇒ Fluktuationen der Spulenrotationsgeschwindigkeit sind somit in Grenzen tolerierbar

Die bei einer nicht idealen oder nicht zentrierten Spule zu berücksichtigenden Korrekturen werden umfassend in /Bott97/ beschrieben.

Lebenslauf

Axel Köster

1966 geboren am 3. Januar 1966 in Dinslaken, NRW

1984 Baccalauréat/Abitur der École Franco-Allemande de Buc, bei Paris

1991 Ingenieursdiplom Elektrotechnik, Fachrichtung Technische Informatik, an der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

1986-1992 Mitarbeiter des Systemhauses Gesytec GmbH, Aachen

1992-1999 Wissenschaftlicher Angestellter am Fraunhofer-Institut für Produktions-
technologie, Abteilung Produktionsmaschinen, in Aachen.
Beratende Tätigkeit für das Europäische Zentrum für Hochenergiephysik CERN
in Genf.

Seit 2000 Angestellter der IBM Deutschland GmbH, Sparte High-End Speichersysteme, in
Mainz