

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Christian Schömers

aus Schweinfurt

2009

Untersuchungen zur Magnetfeldregelung an normal-leitenden Synchrotronen

Die Diplomarbeit wurde von Christian Schömers ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik

unter der Betreuung von

Herrn Dr. Carsten P. Welsch

Untersuchungen zur Magnetfeld-Regelung an normal-leitenden Synchrotronen

Das Synchrotron des Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum (HIT) beschleunigt Ionen auf die für Therapiezwecke notwendige Energie. In den dort verwendeten normal-leitenden Magneten treten unterschiedliche Effekte auf, darunter Hysterese und durch hohe Feldänderungsraten bedingte Wirbelströme. Hierdurch werden im derzeitigen Magnetstrom-geregelten Betrieb zeit- und energieaufwändige Maßnahmen erforderlich, um den Strahl mit hoher Energie- und Ortschärfe an den Bestrahlungsplätzen bereitstellen zu können. Diese könnten durch den Einsatz einer Magnetfeld-Regelung vermieden und die Effizienz der Anlage um bis zu 30% gesteigert werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde zur Untersuchung des relevanten Parameterbereichs der Magnete zunächst das komplette HIT-Synchrotron im Simulationsprogramm *MAD-X* nachgebaut. Zudem wurde mit dem Simulationscode *OPERA 3D* eine Studie des vorgeschlagenen Messprinzips durchgeführt und mögliche Sensorpositionen ermittelt. Da der HIT-Beschleuniger im 24h Modus betrieben wird und daher für Testmessungen nicht zugänglich ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein externer Teststand konzipiert und eingerichtet. Mit diesem wurden kommerziell verfügbare Sensoren verschiedener Hersteller im Detail untersucht und untereinander verglichen. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde ein Sensor für den Einsatz in der Magnetfeld-Regelung bei HIT ausgewählt.

Investigations into the magnetic field control in normal-conducting synchrotrons

The synchrotron of the Heidelberg Heavy-Ion Therapy-Centre (HIT) accelerates ions to the energies required for therapy purposes. In its fast ramped normal-conducting magnets effects like hysteresis and eddy currents occur. This requires time and energy-consuming processes in the present magnet-by-current control to deliver beams with well-defined energy and spatial focus to the treatment rooms. These additional processes could be avoided by a magnet-by-field control which could improve the efficiency of the facility by up to 30 %.

In the frame of the here-presented work the complete HIT-synchrotron was implemented in the simulation program *MAD-X* to study the relevant magnet parameter range. In addition, a study on the general feasibility of this novel control principle was carried out with the simulation suite *OPERA 3D*, allowing for determining possible sensor positions. As the accelerator is in operation 24h per day and thus not available for test measurements, an external test bench was designed and built up in the frame of this thesis. This setup was used for analysis and comparison of a number of commercially available Hall-sensors. Based on these results, a sensor for the magnet-by-field control at HIT was selected.

Inhaltsverzeichnis

1. Tumorthherapie mit Ionen	1
1.1. Gegenwärtiger Stand der Tumorthherapie	1
1.2. Eigenschaften der Ionentherapie	2
1.3. Einrichtung einer klinischen Anlage	5
2. Grundlagen	7
2.1. Elektromagnetische Wechselwirkung	7
2.2. Elektromagnete	9
2.2.1. Dipole	9
2.2.2. Quadrupole	9
2.2.3. Sextupole	11
2.3. Störeffekte in normal-leitenden Magneten	13
2.3.1. Hysterese	13
2.3.2. Wirbelströme	14
2.4. Hallsensoren	15
2.4.1. Der Halleffekt	15
2.4.2. Eigenschaften von Hallsensoren	17
2.5. Wichtige Größen in der Beschleunigerphysik	19
2.5.1. Koordinatensystem	19
2.5.2. Hill'sche-Gleichung und ihre Lösungen	19
2.6. Das Simulationsprogramm <i>MAD-X</i>	22
2.6.1. Programmstruktur	22
2.6.2. Ausgabe	23
2.7. Das Simulationsprogramm <i>Opera 3D</i>	25
2.7.1. Analysemethode	25
2.7.2. Programmstruktur	26
3. Das Prinzip der Magnetfeldregelung	29
3.1. Motivation einer Magnetfeldregelung	29
3.1.1. Bisher verwendete Stromregelung	29
3.1.2. Vor- und Nachteile verschiedener Feld-Erfassungssysteme	30
3.1.3. Für HIT vorgeschlagenes Messsystem	31
3.1.4. In dieser Arbeit untersuchte Themen	32
3.2. Untersuchungen zur Machbarkeit mit dem Simulationsprogramm <i>Opera</i>	33
3.2.1. Modellierung des HIT-Dipolmagneten	33
3.2.2. Ergebnisse der Simulationen	34
4. Der Beschleunigerkomplex des HIT	37
4.1. Ionenquellen und Niederenergie-Strahlführung	38
4.1.1. Quellen	38

Inhaltsverzeichnis

4.1.2. Niederenergie-Strahlführung	39
4.2. Vorbeschleuniger und Mittelenergie-Strahlführung	40
4.2.1. Radio-Frequenz-Quadrupol (RFQ)	40
4.2.2. Driftröhren-Linearbeschleuniger	41
4.2.3. Mittelenergie-Strahlführung	41
4.3. Synchrotron	42
4.3.1. Allgemeine Informationen	42
4.3.2. Aufbau	42
4.3.3. Synchrotron-Zyklus	44
4.4. Hochenergie-Strahlführung, Gantry, Therapieplätze	52
5. Hallsondentests	55
5.1. Einrichtung und Ausrüstung eines Magnet-Teststandes	55
5.1.1. Notwendigkeit und Umfang	55
5.1.2. Komponenten	56
5.2. Untersuchungen zum Sondenrauschen	61
5.2.1. Rauschminimierung des Aufbaus	62
5.2.2. Sonden-Rauschen unter Nennstrom	64
5.2.3. Sonden-Rauschen in Abhängigkeit von I_C	65
5.2.4. Sondenrauschen in Abhängigkeit von der Temperatur	69
5.2.5. FFT-Analyse	70
5.3. Untersuchungen zur Sondensensitivität	72
5.4. Sondenvergleich	74
6. Zusammenfassung	77
A. Skript zu MAD-X	79
B. LabView-Blockdiagramm	83
C. Ergebnisse der Hallsondentests	85
C.1. Rauschen als Funktion des Steuerstroms	85
C.2. Sensitivität als Funktion des Magnetfeldes	88
C.3. Sensitivität als Funktion des Steuerstroms	91
Literatur	95
Danksagung	98

1. Tumorthherapie mit Ionen

1.1. Gegenwärtiger Stand der Tumorthherapie

Die Strahlentherapie gehört neben der Chemotherapie und der operativen Entfernung bereits heute zu den wichtigsten Behandlungsmethoden von Krebserkrankungen. Abbildung 1.1 zeigt die Anteile der verschiedenen Therapien am Gesamtvorkommen [1]. Sie zeigt auch, dass 18 % der Tumore bisher nicht erfolgreich behandelt werden können, obwohl diese nicht metastasieren und räumlich lokalisiert sind. Das entspricht allein in Europa ca. 280.000 Todesfällen pro Jahr. Die Gründe dafür sind zumeist die schwierige Erreichbarkeit im Körper und/oder ihre Nähe zu lebenswichtigen Organen, darunter fallen z.B. Tumore im Gehirn, der Schädelbasis oder der Prostata.

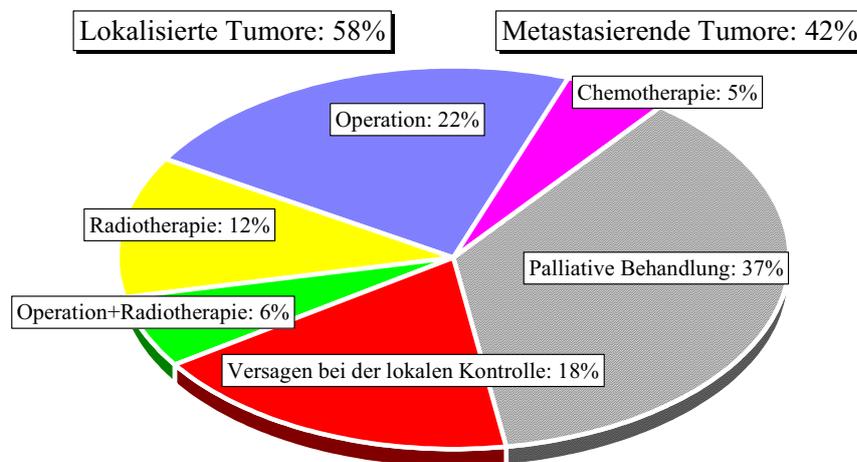


Abb. 1.1.: Kategorisierung aller Krebs-Behandlungen in Europa in die verschiedenen Methoden sowie in lokalisierte und metastasierende Tumore [1]

Alternative Behandlungsmöglichkeiten sind daher notwendig. Die Bestrahlung mit hochenergetischen Ionen bietet neue Möglichkeiten, da sie sich in ihrer Wirkung von konventioneller Strahlentherapie zum Teil deutlich unterscheidet. Allein in Deutschland liegt die Zahl der Patienten, die von einer solchen Bestrahlung profitieren könnten, bei einigen Tausend pro Jahr.

1.2. Eigenschaften der Ionentherapie

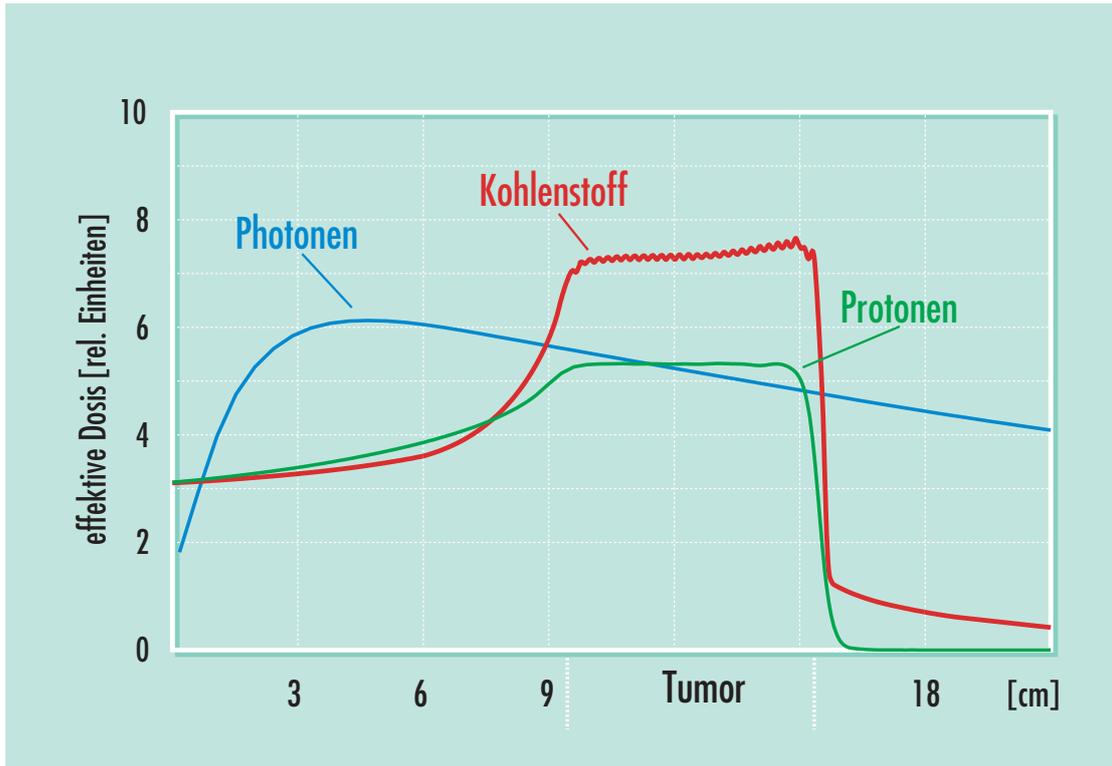
Wenn hochenergetische Strahlung mit Gewebe wechselwirkt werden dort freie Elektronen erzeugt, die ihrerseits die eigentliche Schädigung an der Zell-DNA verursachen. Das gilt sowohl für Ionen als auch Photonen. Der wichtigste Unterschied der jeweiligen Wechselwirkung liegt in der tiefenabhängigen Energiedeposition. Das Schaubild 1.2 (a) zeigt das Dosisprofil entlang der Eindringtiefe der Teilchen. Die Dosis beschreibt die Energiedeposition von Strahlung in einer bestimmten Materiemenge. Ihr Einheit ist das Gray, $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$. Während bei Photonen das Dosismaximum bereits nahe an der Oberfläche ist, und das gesunde Gewebe mindestens gleichermaßen mitgeschädigt wird, zeigen Ionen ein so genanntes invertiertes Dosisprofil. Ein großer Teil der Dosis wird dabei im *Bragg-Peak*, einem engen Bereich, kurz bevor die Teilchen endgültig gestoppt werden, abgegeben. Dieser Verlauf macht sie insbesondere für die Behandlung von Tumoren interessant, die sich tief im Körperinneren befinden. In Abbildung 1.2 (a) ist für Protonen und Kohlenstoffionen die Überlagerung mehrerer *Bragg-Peaks* eingezeichnet, so dass dieses Bild einer realistischen Bestrahlung des gesamten Tumors entspricht.

Dieses grundlegend unterschiedliche Verhalten ist auf die jeweilige Art der Wechselwirkung und die Masse der Teilchen zurückzuführen. Die drei Effekte des elektronischen Energieverlusts bei Photonen sind die Paarbildung, der Photoeffekt und der Comptoneffekt, wobei der erstgenannte in dem für Therapiezwecke verwendeten Energiebereich nicht vorkommt. Beim Comptoneffekt stoßen die Photonen mit den Hüllenelektronen der Atome und übertragen aufgrund ihrer verschwindenden Ruhemasse einen verhältnismäßig großen Teil ihrer Energie. Sie erfahren dadurch eine signifikante Streuung, was zu einer Aufweitung des Strahls führt. Bei dem vor allem bei niedrigen Energien dominierenden Photoeffekt wird die gesamte Energie des Photons auf ein Elektron übertragen. Der Intensitätsverlust eines Photonenstrahls entlang der Flugstrecke d ist im Wesentlichen eine Funktion $\propto e^{-d}$, wie es das *Lambert-Beer'sche* Absorptionsgesetz vorhersagt.

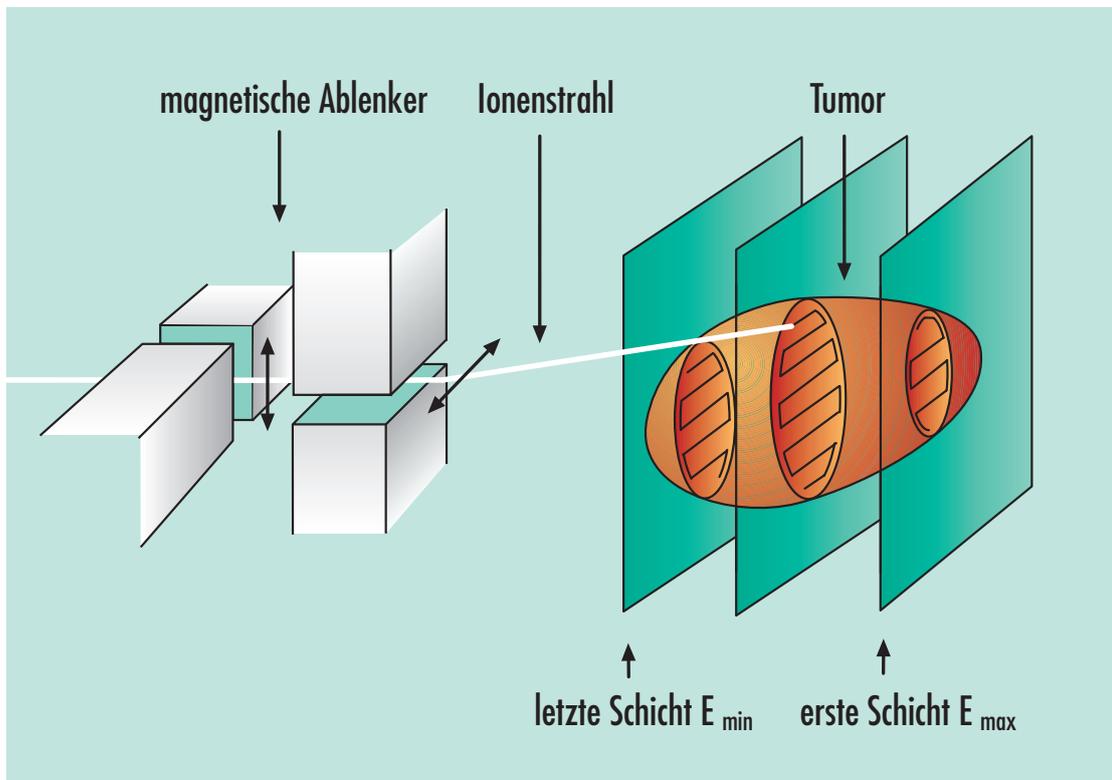
Ionen dagegen haben eine um mindestens drei Größenordnungen größere Masse als die Hüllenelektronen. Sie verlieren bei einem Stoß nur wenig Energie und werden kaum gestreut. Die Formel, die den elektronischen Energieverlust schwerer, geladener Teilchen in Materie beschreibt, ist die Bethe-Formel

$$\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 + corr \right] \quad (1.1)$$

mit $K \approx 0,31 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^2$, z = Kernladungszahl des Projektils, Z = Kernladungszahl des Zielmaterials, A = atomare Masse des Zielmaterials, $\beta = v/c$ = Projektilgeschwindigkeit, m_e = Ruhemasse des Elektrons, T_{max} = maximaler Energieübertrag eines Stoßes und $\gamma = 1/(1 - \beta^2)$. Diese geschwindigkeitsabhängige Wechselwirkung führt zu der in Abbildung 1.2 (a) gezeigten Tiefenverteilung des Energieverlusts. Je langsamer die Projektile werden, desto mehr Elektronen werden aus den Hüllen des Zielmaterials entfernt.



(a) Dosisverteilung von Photonen (Röntgenstrahlen), Protonen und Kohlenstoffionen in relativen Einheiten als Funktion der Eindringtiefe [1]



(b) Schicht- und punktweises „Abrastern“ eines Tumorzvolumens durch Variation der Strahlenergie und der Magnetfeldstärke [1]

Abb. 1.2.

1. Tumorthherapie mit Ionen

Erst bei noch langsameren Geschwindigkeiten wird der Reaktionsquerschnitt für Kern-Kern Stöße bedeutungsvoll. Da beide Streupartner vergleichbare Massen haben, ist der Energieverlust dabei deutlich größer. Nach verhältnismäßig wenigen Stößen bleiben die Projektilkerne stecken. Die Schadensregion ist aufgrund dieser Eigenschaften sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Richtung schmal. Dadurch kann mit hoher Präzision und unter Schonung des umliegenden, gesunden Gewebes bzw. kritischer Organe bestrahlt werden.

Die Lage des *Bragg-Peaks* kann durch das in Abbildung 1.2 (b) gezeigte *Raster-Scan*-Verfahren variiert werden. Die Positionsgenauigkeit am Bestrahlungspunkt beträgt dabei $< 1,5\text{ mm}$ in allen Raumrichtungen. In Flugrichtung wird die Eindringtiefe der Ionen durch die Energie vorgegeben, mit der sie den Beschleuniger verlassen. Die horizontale und vertikale Ablenkung geschieht mit zwei Magneten, die sich auf den letzten Metern des Beschleunigers befinden. Dadurch kann das Zielvolumen zunächst scheibenweise, und diese dann pixelweise abgetastet werden. Jedes dieser kleinen Tumorumfänge wird so lange bestrahlt, bis die vorher berechnete Dosis erreicht ist. Zusätzlich kann eine Variation des Strahlfokus durch Quadrupollinsen erfolgen, die ebenfalls kurz vor dem Patienten platziert sind. Durch diese Einstellmöglichkeiten kann eine individuelle Dosisverteilung des vom Arzt vorgegebenen Zielvolumens erreicht werden. Dies stellt einen weiteren Vorteil der Iontherapie gegenüber der konventionellen Strahlentherapie dar.

1.3. Einrichtung einer klinischen Anlage

Diese aussichtsreichen Eigenschaften von Ionenstrahlen wurden zunächst mit bereits bestehenden Teilchenbeschleunigern getestet. Eine Vorreiterrolle übernahmen das *Lawrence Berkeley Laboratory* (LBL), wo von 1975 bis 1993 433 Patienten mit Ionenstrahlen behandelt wurden, oder das *Harvard Cyclotron Laboratory* (HCL). Der Parallelbetrieb von Therapie und experimenteller Forschung sowie die mangelnde klinische Infrastruktur schränken die Eignung dieser und ähnlicher Anlagen allerdings ein. Zudem konnten hier aufgrund technischer Beschränkungen die Möglichkeiten einer tumorkonformen Dosisverteilung nicht voll ausgeschöpft werden. Dies führte zum Bau von Therapiebeschleunigern, die ausschließlich der Tumor-Behandlung dienen.

Die erste reine Protonentherapieanlage nahm 1990 in Loma Linda, USA den Betrieb auf, wo bisher über 4800 Patienten bestrahlt wurden. Das *Heavy Ion Medical Accelerator Center* (HIMAC) in Chiba/Japan [3] wurde 1993 als erste dedizierte Anlage zur Schwerionentherapie fertig gestellt. Im europäischen Raum können am Paul-Scherrer-Institut in Villingen in der Schweiz seit 1996 Patienten mit Protonenstrahlen behandelt werden.

In Deutschland laufen seit August 1998 klinische Studien beim *Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH* (GSI) Darmstadt. Bis Februar 2008 wurden insgesamt 437 Patienten behandelt. Der Erfolg dieser Studien war mitverantwortlich für den Bau des *Heidelberger Ionenstrahl Therapiezentrum*s (HIT), in Zusammenarbeit mit dem Deutschen Krebsforschungszentrum (DKFZ) und dem Universitätsklinikum Heidelberg. Es ist die erste Anlage in Europa, die eigens zur Krebstherapie mit schweren Ionen erbaut wurde.

Sie ist für die Bestrahlung von ca. 1000 Patienten pro Jahr ausgelegt. Dabei erfolgt die Bestrahlung, je nach Tiefe, Ausdehnung und Art des Tumors, mit Protonen, Helium-, Kohlenstoff-, oder Sauerstoff-Ionen. Diese Ionensorten haben sich nach bisherigen Untersuchungen in Bezug auf die biologische Effektivität als am meisten geeignet erwiesen. Um nahezu jeden Punkt im Körperinnern unter ausreichender Schonung des gesunden Gewebes bestrahlen zu können, sind Eindringtiefen von 20 – 300 mm notwendig. Dies entspricht einem Energiespektrum von 50 – 220 MeV/u bei Protonen und Helium, bzw. 85 – 430 MeV/u bei Kohlenstoff und Sauerstoff. Eine ausführliche Beschreibung der kompletten Beschleunigeranlage zur Realisierung dieser Spezifikationen wird in Kapitel 4 gegeben.

1. Tumorthherapie mit Ionen

2. Grundlagen

Dieses einleitende Kapitel gibt eine Einführung in die Grundlagen der elektromagnetischen Wechselwirkung, auf deren Wirkung die in dieser Arbeit untersuchten Phänomene beruhen. Es folgt eine kurze Beschreibung der Hysterese und Wirbelströme, deren Auswirkungen die Idee einer Magnet-Feldregelung anstelle der bisherigen Stromregelung nahelegen. Vorbereitend auf Kapitel 4 werden außerdem die transversalen Teilchenbewegungen im Beschleuniger erläutert, sowie die im Umgang mit Teilchenbeschleunigern gebräuchlichen physikalischen Größen eingeführt. Sie werden vom ebenfalls hier beschriebenen Programm *MAD-X* für strahl optische Berechnungen verwendet.

2.1. Elektromagnetische Wechselwirkung

Die einzige Kraft, die zur signifikanten Beschleunigung von Teilchen in Frage kommt, ist die elektromagnetische. Alle anderen Kräfte scheiden wegen ihrer Kurzreichweitigkeit oder ihrer zu geringen relativen Stärke aus. Als wichtige Grundlage für das Verständnis eines Teilchenbeschleunigers (siehe Kapitel 4) wird hier die Wirkung von elektrischen und magnetischen Feldern auf geladene Teilchen behandelt. Hierauf bezieht sich auch das in 2.4 besprochene Wirkungsprinzip von Hallsensoren.

Elektrische Felder

Ein Teilchen mit der Ladung q erfährt durch ein elektrisches Feld \vec{E} die Kraft

$$\vec{F}_{\text{elektrisch}} = q \cdot \vec{E} \quad (2.1)$$

Die Kraft und damit die Beschleunigung auf das Teilchen erfolgt also in Feldrichtung. Existiert eine parallele Komponente E_{\parallel} zur Bewegungsrichtung des Teilchens, so führt dies zu einer Energiezunahme, nur so ist eine Erhöhung der Geschwindigkeit möglich. Die senkrechten Komponenten E_{\perp} führen zur Kreisbeschleunigung.

2. Grundlagen

Magnetische Felder

Ein magnetisches Feld \vec{B} übt auf eine relativ dazu mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegten Ladung q die Lorentzkraft

$$\vec{F}_{Lorentz} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.2)$$

aus. Am Kreuzprodukt ist bereits ersichtlich, dass die drei Größen \vec{v} , \vec{B} und $\vec{F}_{Lorentz}$ ein orthogonales Dreibein bilden. Die Lorentzkraft steht also immer senkrecht auf der Bewegungsrichtung, daher können magnetische Felder keine Auswirkung auf die kinetische Energie des Teilchens haben und nicht zur Beschleunigung in Flugrichtung führen. Stattdessen führt die Radialbeschleunigung wie beim senkrechten Anteil des elektrischen Feldes zu einer kreisförmigen Ablenkung.

Ein Vergleich der Felder, die für die gleiche Ablenkung eines Teilchens notwendig sind, verdeutlicht jedoch die Wichtigkeit magnetischer Felder im Beschleunigerbau. Um ein Teilchen mit Impuls $p \approx 300 \text{ MeV}/c$ auf einer Bahn mit Radius $R = 1 \text{ m}$ zu halten, sind die Felder $B = 1 \text{ T}$ oder $E = 300 \text{ MV}/m$ erforderlich. Letzteres übersteigt derzeit technisch machbare Feldstärken um mehrere Größenordnungen.

2.2. Elektromagnete

Dieses Unterkapitel befasst sich mit den verschiedenen in Teilchenbeschleunigern eingesetzten Magnet-Typen. Sie zählen in allen Stufen einer Beschleunigeranlage zu den zentralen Bauelementen und sind in Beschleunigern für mehrere Aufgaben zuständig: Sie dienen zur Ablenkung, Fokussierung und in vielfältiger Weise zur Manipulation des Strahls. Die Messung und Berechnung ihrer Felder ist zudem ein zentrales Thema dieser Diplomarbeit.

Magnetische Felder

2.2.1. Dipole

Dipole erzeugen ein homogenes Feld, siehe Abb. 2.1. Dieses dient der Ablenkung des Strahls in einer Ebene. Die wichtigste Aufgabe der Dipole ist daher die Strahlführung, z.B. die Einhaltung der Kreisbahn im Synchrotron. Auch die *Steerermagnete*, die zur Korrektur der Strahllage eingebaut sind, sowie die Analysiermagnete in den Quellenzweigen (Abschnitt 4.1.2) sind Dipole.

Magnetfeld und Impuls des Teilchens hängen wie folgt zusammen: Der Betrag der Lorentzkraft eines Magnetfeldes auf ein bewegtes Teilchen ist bei $\vec{v} \parallel \vec{B}$ und einer Ladung q des Teilchens

$$F_{Lorentz} = qvB. \quad (2.3)$$

Sie hält die Teilchen auf ihrer Kreisbahn mit Radius ρ und wirkt daher als Zentripetalkraft

$$F_Z = \frac{mv^2}{\rho}. \quad (2.4)$$

Durch Gleichsetzen der Kräfte folgt

$$\frac{p}{q} = B\rho \quad (2.5)$$

Der Bahnradius eines abgelenkten Teilchens ist also proportional zu seiner Geschwindigkeit und Masse, sowie umgekehrt proportional zu seiner Ladung und zum Magnetfeld. Die Größe $B\rho$ nennt man magnetische Steifigkeit, da sie beschreibt, wie schwierig ein Strahl zu „biegen“ ist. Ein einfach geladenes Teilchen hat bei einem Impuls von $p \approx 0,2998 \text{ GeV}/c^2$ gerade die Steifigkeit von 1 Tm .

2.2.2. Quadrupole

Das Feld eines Quadrupols ist inhomogen: Anstatt aus parallelen besteht er aus vier hyperbelförmigen Polschuhen, wobei sich jeweils zwei Nord- und zwei Südpole gegenüberstehen. Wie man am Feldlinienverlauf in der Abbildung 2.1 mitte erkennt, ist der Bereich genau im Zentrum des Magneten feldfrei, während die Feldstärke nach außen hin zunimmt. Teilchen, die sich auf der

2. Grundlagen

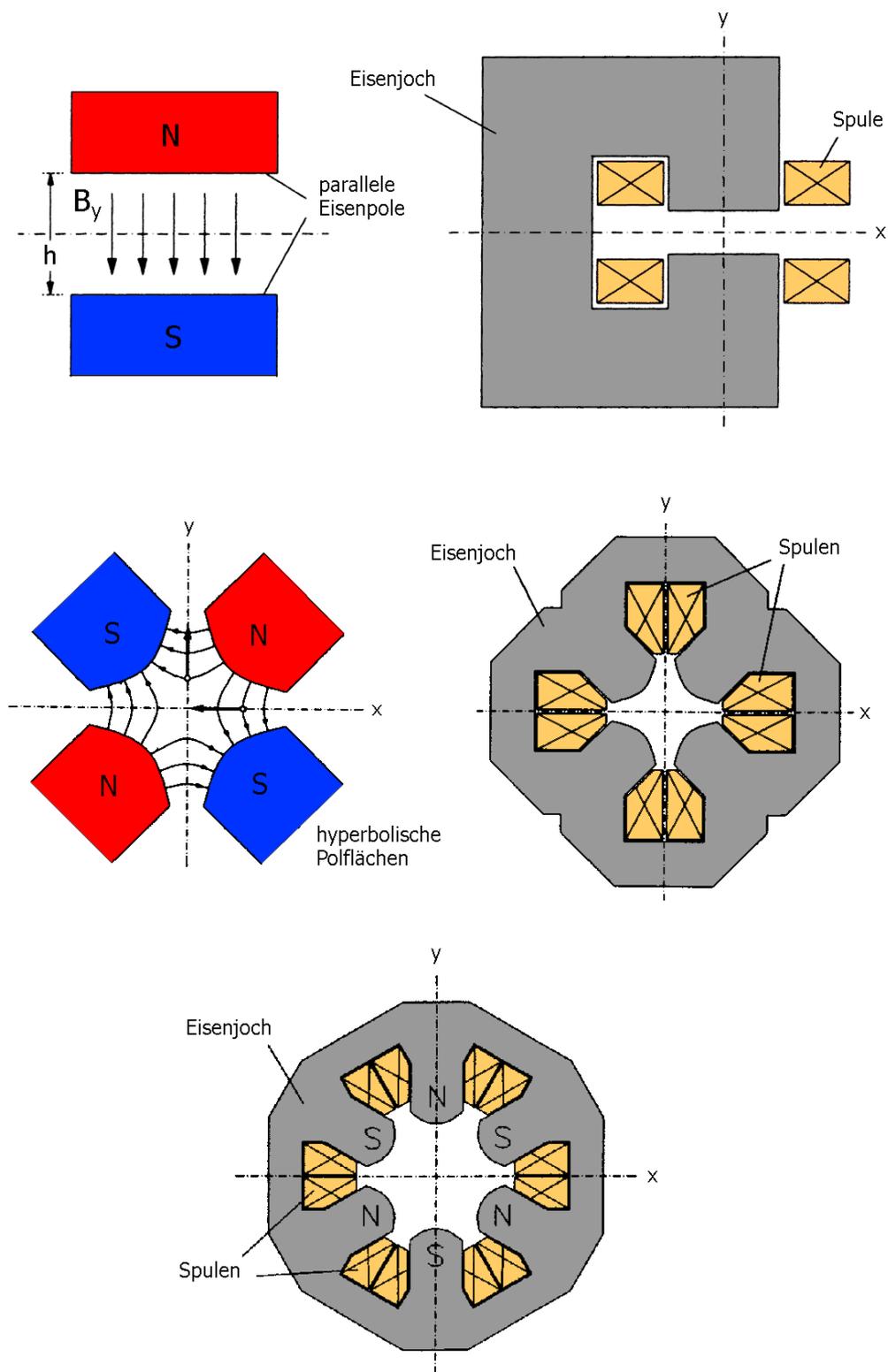


Abb. 2.1.: Magnettypen; oben links: Feldverteilung eines Dipols; oben rechts mögliche Konstruktion aus Joch und Spule; mitte: Quadrupol; unten: Sextupol; der Schnittpunkt der eingezeichneten Achsen markiert jeweils die Sollbahn [15]

Sollbahn befinden, d.h. auf der Mittelachse des Quadrupols, werden also nicht beeinflusst, von der Strahlachse abweichende Ionen erfahren eine Lorentzkraft. Aufgrund der elektrischen Abstoßung der im einem Strahlpaket enthaltenen, gleichartigen Teilchen weitet sich dieser mit der Zeit auf. Daran erkennt man auch die Bedeutung der Quadrupole: Wie optische Linsen dienen sie zur Bündelung des Strahls. Dabei wirkt ein einzelner Quadrupolmagnet nur in einer Ebene fokussierend, in der anderen defokussierend. Um eine effektive Fokussierung zu erhalten, die über den Brennpunkt des Quadrupols hinausgeht, werden in der Regel ein fokussierender und ein defokussierender Quadrupol hintereinander installiert. Die Wirkung eines solchen Dubletts ist in Abbildung 2.2 visualisiert.

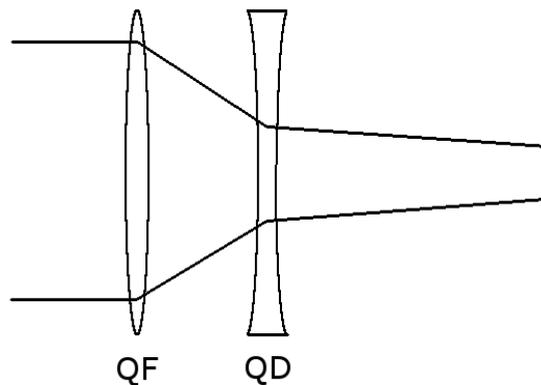


Abb. 2.2.: Quadrupoldublett aus einem fokussierenden (QF) und einem defokussierenden (QD) Quadrupol; durch diese Anordnung wird eine Nettofokussierung erreicht

2.2.3. Sextupole

Der Aufbau eines Sextupols ist Abbildung 2.1 zu entnehmen. Sie haben ebenfalls eine von der transversalen Strahllage abhängige Fokussierstärke, man bezeichnet sie als nichtlineare magnetische Linsen, da die Kraft proportional zu r^2 ansteigt. In einem Beschleuniger übernehmen sie im Wesentlichen zwei Aufgaben, die auch beide im Heidelberger Synchrotron mit Sextupolen realisiert werden:

Zum einen korrigieren sie den so genannten „Farbfehler“ der Quadrupole. Die Fokussierstärke eines Quadrupols ist impulsabhängig, $k \propto 1/p$. Die Teilchen haben demnach verschiedene Brennpunkte. Man nennt dieses Phänomen Chromatizität, die von den Sextupolen korrigiert werden kann. Die gemeinsame Wirkungsweise von Quadrupol und Sextupol ist sehr anschaulich in Abbildung 2.3 dargestellt. Teilchen, die einen niedrigeren Impuls haben als den Sollimpuls, verlaufen in einem Synchrotron weiter innen, weil sie von den Dipolen zu stark abgelenkt werden. Ein Sextupol wirkt auf sie leicht defokussierend, verschiebt ihren Brennpunkt also nach hinten; Teilchen mit einem zu großen Impuls verlaufen dementsprechend weiter außen. Auf sie

2. Grundlagen

wirkt das Sextupolfeld fokussierend und ihr Brennpunkt wird nach vorne verschoben. Auf diese Weise erklärt sich die Anordnung der Polschuhe im Sextupol, der Teilchen einer Ebene auf beiden Seiten des Zentrums in die gleiche Richtung ablenkt.

Damit diese Art der Korrektur möglich ist, müssen die Sextupole zur Korrektur der Chromatizität an einer Stelle im Ring installiert sein, wo Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen auch tatsächlich verschiedene Orbits haben. Das wiederum gibt gerade die in 2.5 einzuführende Dispersionsfunktion an.

Zum anderen bereiten sie die Extraktion des Strahls aus dem Synchrotron vor. Diese wird in Kapitel 4.3.3 ausführlich behandelt.

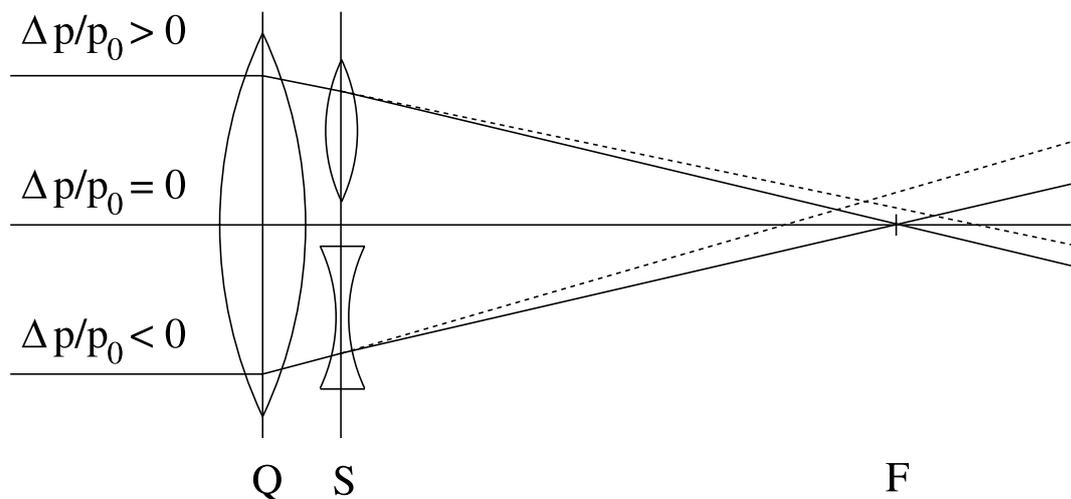


Abb. 2.3.: Q: Quadrupol; S: Sextupol; F: Brennpunkt des Quadrupols; gestrichelte Linie: reine Ablenkung des Quadrupols, ohne Korrektur; durchgezogene Linie: Teilchen werden trotz unterschiedlicher Impulse dank Sextupolkorrektur auf den gleichen Brennpunkt fokussiert [4]

2.3. Störeffekte in normal-leitenden Magneten

2.3.1. Hysterese

Das Joch der Magnete besteht aus Stahl und damit zum größten Teil aus Eisen, ist also ferromagnetisch. In ferromagnetischen Materialien ist die erzeugte magnetische Flussdichte B keine eindeutige Funktion der äußeren Feldstärke H , die im Fall der Beschleunigermagnete von den Strom durchflossenen Spulen erzeugt wird. Dies wird im linken Teil von Abbildung 2.4 deutlich. Zu Beginn sei das Material vollständig unmagnetisiert. Durch eine Erhöhung von H wird es magnetisiert, bis es schließlich in Sättigung geht (H_S). Dieser blaue Teil der Kurve kann unter normalen Umständen nur einmal durchlaufen werden, eben wenn noch keine Magnetisierung vorlag. Sie wird daher „Neukurve“ genannt. Wird der Spulenstrom auf den Wert 0 zurückgesetzt, folgt das induzierte Magnetfeld der oberen grünen Kurve bis zum Punkt B_r . Obwohl nun kein äußeres Feld mehr anliegt, bleibt eine Restmagnetisierung, die so genannte Remanenz, zurück. Um die magnetische Flussdichte im Magneten gänzlich verschwinden zu lassen, muss man nun den Spulenstrom und damit das äußere Feld umpolen. Bei einer erneuten Reduktion des Stromes und nochmaligem Umpolen kann man so die Hystereseschleife vollständig durchfahren. Das Wort Hysterese bedeutet dabei soviel wie „Nachhinken“ oder „Zurückbleiben“, weil die magnetische Induktion nicht im selben Maße zurückgeht, wie das äußere Feld.

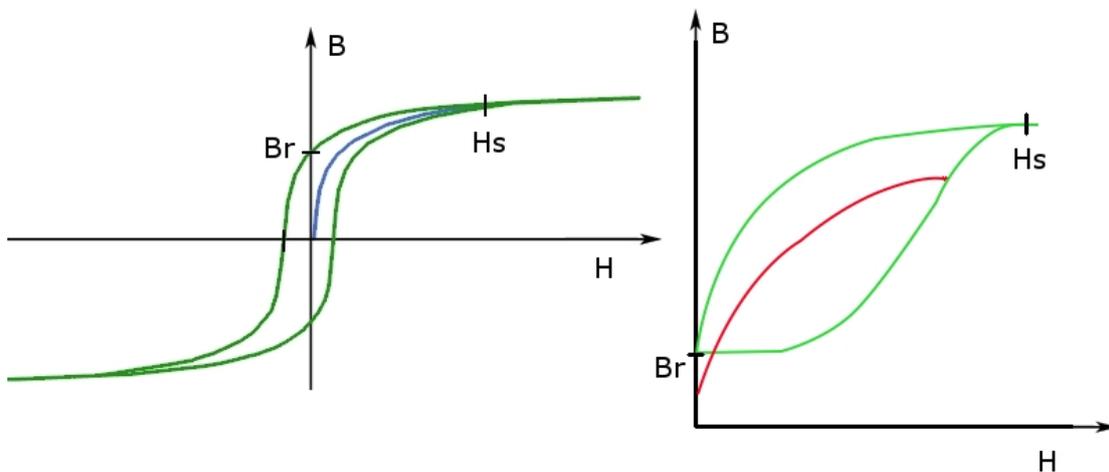


Abb. 2.4.: Effekt der Hysterese bei ferromagnetischen Materialien. Links dargestellt, der allgemeine Fall der geschlossenen Hysteresekurve. Rechts die unipolare Situation wie man sie bei den HIT-Magneten findet

Die meisten Magnete bei HIT sind unipolar, d.h. es werden keine negativen Ströme erzeugt. Die hier durchlaufene Hystereseschleife unterscheidet sich daher in der Form, allerdings nicht in der Mehrdeutigkeit von Strom und Feld. Im rechten Teil von Abbildung 2.4 ist die Hysteresekurve für diesen Fall schematisch gezeigt. Der Unterschied liegt darin, dass die Kurve bei

2. Grundlagen

der Reduktion des Stromes auf 0 zunächst endet und dies der Ausgangspunkt bei einer erneuten Erhöhung des Feldes ist. Dieser Ausgangspunkt und der dazugehörige Anstieg der Schleife bis zum Wert H_S sind genau vermessen und daher bekannt. Solange man sich entlang dieser einen Kurve bewegt, kann eine Zuordnung $H - B$ erfolgen. Würde das Feld nicht jedes Mal in den Sättigungsbereich gebracht werden, würde man diese, spezielle Hysteresekurve verlassen, z.B. entlang des rot dargestellten Weges.

2.3.2. Wirbelströme

Wenn sich ein Leiter in einem Magnetfeld bewegt oder ein Leiter in einem zeitlich veränderlichen Magnetfeld ruht, tritt Induktion auf. Die Auswirkung der induzierten Spannung, des Stromes oder der daraus resultierenden Kraft ist dabei, gemäß der Lenz'schen Regel, ihrer Ursache immer entgegengerichtet.

In den Magneten eines Synchrotrons liegen zeitlich veränderliche Felder vor. Wenn das von den Spulen erzeugte Feld ansteigt, reagiert das Eisen darauf mit Wirbelströmen. Sie erzeugen ein Magnetfeld, welches entgegengesetzt zum äußeren Spulenfeld verläuft. Erst wenn der Spulenstrom wieder konstant ist, klingen auch die Wirbelströme exponentiell ab. Währenddessen ist das gewünschte Feld um den Anteil des induzierten Feldes abgeschwächt.

Die Eisenkerne der HIT-Magnete sind nicht aus einem Stück gefertigt, sondern aus etwa 1 mm dünnen, miteinander verklebten Blechen. Sie verlaufen transversal zur Hauptrichtung der Wirbelströme und stellen eine Barriere für diese dar. Diese Bauweise schränkt die Auswirkungen der Induktion bereits ein, kann sie aber nicht ganz verhindern. Eine noch feinere Laminierung scheidet aus Kostengründen aus.

2.4. Hallsensoren

In den folgenden Abschnitten werden das Funktionsprinzip, sowie typische Eigenschaften von Hallsensoren aufgezeigt. Sie sollen in der Magnetfeldregelung eingesetzt werden, die ab Seite 29 beschrieben wird.

2.4.1. Der Halleffekt

Hallsensoren basieren auf der Nutzung der in Kapitel 2.1 beschriebenen Lorentzkraft. Das Hallprinzip, benannt nach dem amerikanischen Physiker Edwin Hall¹, wird exemplarisch an der häufig vorkommenden rechteckigen Ausführung mit den Außenmaßen a , b und Dicke d erläutert, siehe Abbildung 2.5. Meistens bestehen sie aus Verbindungen der 3. und 5. Hauptgruppe des Periodensystems, so genannte III-V Halbleiter, z.B. Gallium-Arsenid. Das Plättchen wird gemäß Abbildung 2.5 mit vier Anschlüssen versehen.

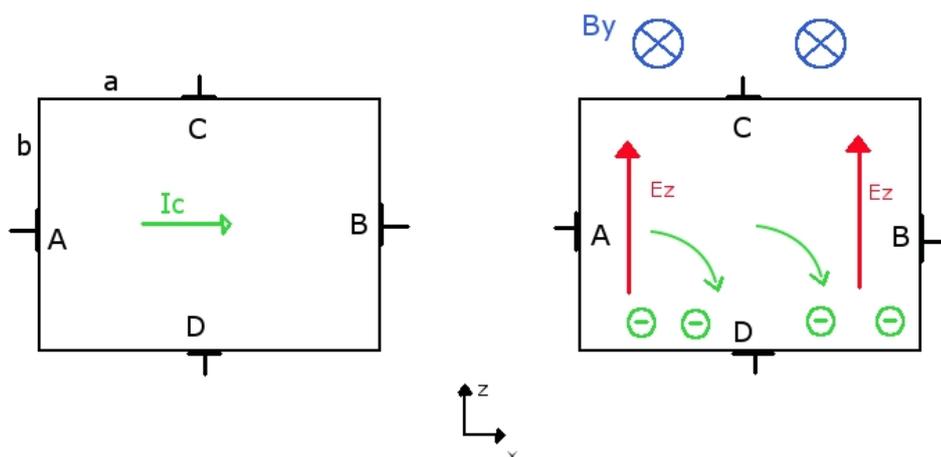


Abb. 2.5.: Prinzip einer Hallsonde

Legt man an die Kontakte A und B eine Spannung an, so stellt sich ein Strom I_C in Längsrichtung ein. Ohne äußeres Magnetfeld kann an den Kontakten C und D keine Spannung abgegriffen werden (Abbildung 2.5 links).

Die Situation ändert sich jedoch beim Vorhandensein einer transversalen Magnetfeldkomponente B_y . Die Lorentzkraft wirkt auf die in x -Richtung mit der Geschwindigkeit v_x driftenden Elektronen der Ladung e und lenkt sie, wie in Abbildung 2.5 rechts gezeigt, in z -Richtung ab. Dadurch kommt es zu einer Ansammlung von negativen Ladungsträgern auf der unteren Seite und damit zu einem elektrischen Feld E_z . Der Prozess hält so lange an, bis das durch diese

¹07.11.1855 - 20.11.1938

2. Grundlagen

Ladungstrennung hervorgerufene elektrische Feld gerade den Einfluss des magnetischen Feldes B_y kompensiert, also bis das Kräftegleichgewicht

$$e \cdot E_z = e \cdot v_x \cdot B_y \quad (2.6)$$

herrscht. Mit der Stromdichte

$$\vec{j} = n \cdot e \cdot \vec{v} \quad (2.7)$$

wobei n für die Ladungsträgerdichte steht, lässt sich Gleichung (2.6) umschreiben zu

$$E_z = R_H \cdot j_x \cdot B_y. \quad (2.8)$$

Dabei ist $R_H = 1/(ne)$ die materialabhängige Hallkonstante und die Stromdichte

$$j_x = \frac{I_C}{bd}. \quad (2.9)$$

Die Anschlüsse C und D befinden sich nun nicht mehr auf demselben Potenzial, die Hallspannung $U_H = E_z \cdot b$ kann gemessen werden. Sie berechnet sich nach den obigen Betrachtungen zu

$$U_H = \frac{R_H}{d} \cdot I_C \cdot B_y. \quad (2.10)$$

In der Herleitung der Gleichung (2.10) stecken einige Näherungen, die ihre Gültigkeit einschränken:

Der Ausdruck für die Hallkonstante gilt nur für den Fall, dass der Strom im Wesentlichen von Ladungsträgern einer Sorte, entweder Elektronen oder Löchern, getragen wird. Das ist in Metallen und den für Hallensoren üblicherweise verwendeten Halbleitermaterialien der Fall. Die Koexistenz von Elektronen und Löchern verringert die abfallende Hallspannung, weil sich die positiven und negativen Ladungsträger auf der gleichen Seite anhäufen und dort gegenseitig vernichten. Des Weiteren gilt die Beziehung in Gleichung (2.9) zwischen Strom I_C und Stromdichte j_x nur für den Fall eines langen, dünnen Plättchens. Die Güte der Messung hängt außerdem davon ab, wie genau die möglichst kleinen Kontakte für das Abgreifen der Hallspannung auf den gleichen Abstand in x -Richtung angebracht werden können.

Die Korrekturen, die sich auf die geometrischen Unzulänglichkeiten beziehen, werden im geometrischen Korrekturfaktor G zusammengefasst. Dieser ist definiert als das Verhältnis zwischen dem idealisierten Wert U_H gemäß der Formel (2.10) und dem allgemeinen Fall eines Hallensensors mit endlichen Abmessungen und nicht punktförmigen Kontakten, $U_{H,R}$

$$G = \frac{U_H}{U_{H,R}}. \quad (2.11)$$

Der eben beschriebene Effekt tritt in allen Leitern auf. Der Wert für U_H ist jedoch aufgrund der

kleinen Elektronen-Driftgeschwindigkeit v_x meistens sehr gering und kaum messbar. Anders sieht es bei den oben genannten Halbleiterverbindungen aus. In ihnen tragen nicht viele, langsame Elektronen zum Strom I_C bei, sondern wenige, dafür schnelle. Das führt nach Gleichung (2.6) direkt zu einem erhöhten elektrischen Feld und damit zu einer größeren Hallspannung. Typischerweise beträgt sie bei ihnen einige $100V/AT$, was bei einer Stromversorgung von einigen Milli-Ampère und Magnetfeldern von der Größenordnung $100mT - 1T$ eine Spannung von einigen bis zu einigen hundert Milli-Volt hervorruft.

2.4.2. Eigenschaften von Hallensoren

Bei der Charakterisierung einer Hallsonde sind folgende Kriterien wichtig, die auch in dieser Arbeit untersucht werden:

Empfindlichkeit: Je größer die Empfindlichkeit oder Sensitivität der Sonde, desto größer ist die Änderung der Hallspannung als Funktion des Magnetfeldes. Die Untersuchungen hierzu werden in Abschnitt 5.3 beschrieben.

Rauschen: In Hallensoren treten vor allem zwei Rauscharten, das thermische- und das $1/f$ -Rauschen, auf. Die Messungen sind in Abschnitt 5.2 zu finden. Je geringer das Eigenrauschen der Sonde ist, desto höher ist die erreichbare Präzision bei der Magnetfeldbestimmung.

Signal-Rausch-Verhältnis (SRV): Es fasst die ersten beiden Punkte zusammen. Der angestrebte Bereich der Messungen ist ein SRV von $> 10^4$.

Offset: Eine Sonde kann auch beim Magnetfeld $B = 0$ eine konstante Ausgangsspannung haben. Meistens sind geometrische Unvollkommenheiten bei der Herstellung der Grund. Generell kann ein unveränderlicher Offset durch eine Kalibrierung kompensiert werden; um den Funktionsbereich der Sonde voll ausschöpfen zu können, ist prinzipiell ein möglichst niedriger Offset-Wert erwünscht. Möchte man z.B. nur positive Spannungen am Ausgang haben, kann ein Offset von $U_{max}/2$ helfen.

Nichtlinearität: Die Linearität bezieht sich hier auf den Zusammenhang zwischen magnetischer Induktion und Ausgangsspannung, siehe Gleichung (2.10). Ursachen für Nichtlinearitäten können zum einen die geometrischen, zum anderen materialabhängige Eigenschaften sein.

Temperaturkoeffizient: Im Halbleiter hängt die Leitfähigkeit von der Temperatur ab, da bei höherer Temperatur mehr Elektron-Loch-Paare und damit freie Ladungsträger erzeugt werden. Das verwendete Material sollte bei Verwendung im Sättigungsbereich der maximalen Ladungsträgerkonzentration liegen, ansonsten ist die Hallspannung exponentiell temperaturabhängig.

2. Grundlagen

Die Auswahl der Sensoren anhand der Datenblätter der Hersteller erfolgte nach diesen Kriterien, wobei das SRV und die Linearität im Mittelpunkt standen. Dabei ist zu bemerken, dass die heute auf dem Markt verfügbaren Hallsonden in erster Linie nicht dazu eingesetzt werden, einen Absolutwert mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Stattdessen liefern sie, vor allem in der Automobilindustrie, eine Ja/Nein Antwort. Hier registrieren sie beispielsweise das Passieren eines auf einem Zahnrad montierten kleinen Dauermagneten und werden so zur Drehzahlmessung verwendet. Aus diesem Grund sind die für diese Arbeit relevanten Sensorparameter nicht immer vollständig in den Herstellerangaben enthalten und zusätzliche Messungen zur genauen Charakterisierung somit notwendig.

2.5. Wichtige Größen in der Beschleunigerphysik

Folgende in der Beschleunigerphysik relevanten Größen werden bei der Beschreibung der Anlage verwendet. Eine umfassendere Herleitung findet man z.B. in [4] oder [5].

2.5.1. Koordinatensystem

Das verwendete Koordinatensystem bewegt sich mit dem Teilchen bei dessen Bewegung durch den Beschleuniger mit. Im Ursprung des Koordinatensystems befindet sich das so genannte Sollteilchen. Die s -Achse zeigt dabei in Flugrichtung. Die Ebene, in denen die transversalen Bewegungen stattfinden, wird durch x und y aufgespannt. Die x -Achse verläuft in horizontaler Richtung, wobei positive x -Werte im Synchrotron immer außen bedeuten, y ist die vertikale Koordinate.

Der gesamte Beschleunigerkomplex des HIT befindet sich in der horizontalen Ebene. Die folgenden Betrachtungen der transversalen Bewegung beziehen sich daher auf die x -Koordinate.

Der für ein einzelnes Teilchen 6-dimensionale Phasenraum wird hier, anstelle der üblicherweise verwendeten Koordinaten (x, p_x, y, p_y, z, p_z) , von $(x, x', y, y', l, \Delta p/p)$ aufgespannt. Dabei ist $x' = \partial x / \partial s$ die Richtungsabweichung im Vergleich zum Sollteilchen in transversaler Ebene. Dies legt den Impuls p_x implizit fest. l ist die longitudinale Ortsabweichung vom Sollteilchen in z -Richtung.

2.5.2. Hill'sche-Gleichung und ihre Lösungen

Die Gleichung, die die Grundlage bei der Berechnung der linearen Strahloptik in einer gegebenen Magnetstruktur eines Beschleunigers liefert, ist die Hill'sche Differentialgleichung.

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} \quad (2.12)$$

Man spricht von linearer Strahloptik, wenn nur die beiden niedrigsten Multipole eingesetzt werden. Dabei ist $1/R(s)$ die Strahl ablenkende Wirkung des Dipols, $R(s)$ der ortsabhängige Biegeradius des Magneten und $k(s)$ die Quadrupolstärke entlang des Weges s . Die Lösungen dieser Differentialgleichung sind die möglichen Teilchenbahnen. Für einfache Geometrien können sie analytisch berechnet werden, bei komplexeren Strukturen werden numerische Werkzeuge, wie das Programm *MAD-X* (siehe Abschnitt 2.6), herangezogen.

Um eine Teilchenbahn vollständig zu charakterisieren, ist neben $x(s)$ auch ihre korrespondierende Neigung zum Sollorbit, $x'(s)$, anzugeben, insgesamt also der Bahnvektor

$$\vec{X} = \begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

2. Grundlagen

Beim Passieren eines Beschleunigerelements kann die Transformation eines Bahnvektors in Matrixform geschrieben werden, wobei $x_0 = x(0)$ und $x'_0 = x'(0)$ die Anfangsbedingungen darstellen. Für die Transformationsmatrix A ist für Dipole, Quadrupole oder Driftstrecken die jeweilige Form einzusetzen.

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = A \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

In dieser Vereinfachung wird angenommen, dass es keine Kopplungen zwischen den Unterräumen gibt. Um die Bahn durch einen ganzen Beschleunigerabschnitt zu berechnen, kann die gesamte Transformationsmatrix durch Matrizenmultiplikation aller Einzelmatrizen gewonnen werden. Die Transformationsmatrizen sind in diesem einfachen Fall 2×2 Matrizen. Ihre Dimension erhöht sich unter Berücksichtigung jeder weiteren Phasenraumkoordinate.

Die Lösungen für $x(s)$ und $x'(s)$ sind im Allgemeinen Schwingungen um den Sollorbit. Ein Grund dafür sind z.B. die Quadrupole mit ihrer ortsabhängigen Fokussierstärke. Sie werden Betatronschwingungen genannt, da sie an einem solchen Beschleunigertyp zum ersten Mal beobachtet wurden. In einer Beschleunigerstruktur ohne Biegemagnete und unter der Annahme einer verschwindenden Impulsabweichung $\Delta p/p = 0$ vereinfacht sich die Gleichung (2.12) zum bekannten harmonischen Oszillator, allerdings mit variabler Federkonstante

$$x''(s) - k(s)x(s) = 0 \quad (2.15)$$

deren Lösungen mit $\psi(s) = \sqrt{k(s)} \cdot s$ die folgende Struktur haben:

$$x(s) = \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos[\psi(s) + \phi] \quad (2.16)$$

ϕ und $\sqrt{\varepsilon}$ sind Integrationskonstanten. Die ortsabhängige Amplitudenfunktion $\beta(s)$ ist die so genannte *Beta-Funktion*. Sie ist ein Maß für den lokalen Strahlquerschnitt und wird von der Anordnung der Elemente vorgegeben. Zusammen mit der nicht vom Weg s abhängigen *Emittanz* ε definiert sie die Enveloppe $E(s) = \sqrt{\varepsilon\beta(s)}$, die die Einhüllende aller möglichen Teilchenbahnen und damit die äußere transversale Strahldimension markiert.

Die Ableitung lautet entsprechend

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\beta(s)}} (\alpha(s) \cos[\psi(s) + \phi] + \sin[\psi(s) + \phi]) \quad (2.17)$$

mit $\alpha(s) := -\beta'(s)/2$.

Die beiden Gleichungen (2.16) und (2.17) können unter Ausnutzung von $\sin^2\theta + \cos^2\theta = 1$ und $\gamma(s) := 1 + \alpha^2(s)/\beta(s)$ weiter umgeformt werden, so dass die phasenabhängigen Anteile eliminiert werden. Man erhält eine Ellipsengleichung:

$$\gamma(s)x^2(s) + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'^2(s) = \varepsilon \quad (2.18)$$

Diese so definierte Ellipse beschreibt die Teilchenbewegung in der $x - x'$ Phasenfläche. Ihre Form ändert sich mit der Amplitudenfunktion $\beta(s)$. Allerdings ist ihre Fläche konstant, denn nach dem *Satz von Liouville* ist jedes Volumenelement eines Phasenraumes zeitlich konstant, wenn nur konservative Kräfte wirken.

Befindet man sich z.B. an einer Stelle eines Ringbeschleunigers und betrachtet ein einzelnes Teilchen, so wird es bei jedem erneuten Umlauf an einem Ort auf dem Ellipsenrand zu finden sein. Im Allgemeinen ist man aber am Verhalten des gesamten Strahls interessiert, dessen N einzelne Teilchen verschiedene Phasenellipsen besitzen. Dazu nimmt man an, dass die Gleichgewichtsverteilung der Teilchen mit Ladung e konstant ist und ihre transversale Ladungsdichte durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann

$$\rho(x, y) = \frac{Ne}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right] \quad (2.19)$$

Dabei ist σ_x die horizontale, σ_y die vertikale Strahlbreite. Damit wird jeweils der Abstand zur Sollbahn bezeichnet, bei dem die Gaußkurve (2.19) auf $\exp(-1/2)$ abgefallen ist. Den Teilchen, deren Distanz zum Sollorbit gerade eine Standardabweichung beträgt, kann man nach der Ellipsengleichung insgesamt die Emittanz

$$\varepsilon = \frac{\sigma^2(s)}{\beta(s)} \quad (2.20)$$

zuordnen. Dieser Wert wird zur Definition der Emittanz des Gesamtstrahls verwendet, auch wenn in dieser Ellipse nur etwa 61% der Teilchen enthalten sind.

Eine weitere charakteristische Größe für einen Beschleuniger ist dessen *Akzeptanz*. Sie gibt die durch die mechanische oder dynamische Apertur des Beschleunigers bestimmte größt-mögliche Phasenellipse eines stabilen Teilchens an.

Dispersion

Da nicht alle Teilchen den Sollimpuls haben, werden sie vom Magnetfeld unterschiedlich stark abgelenkt. Um diesen Effekt zu quantifizieren definiert man die *Dispersionsbahn* $D(s)$ als die horizontale Ablage, die ein Teilchen mit der Impulsabweichung $\Delta p/p = 1$ hätte. Die Gesamtablage, die ein Teilchen mit Impulsabweichung hat, lässt sich dann als Summe der Ablage des Sollteilchens und des von der Impulsabweichung hervorgerufenen Anteils schreiben

$$x_g = x(s) + x_D(s) = x(s) + D(s) \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.21)$$

2.6. Das Simulationsprogramm *MAD-X*

MAD-X [7] ist ein Programm zum strukturierten Design von Beschleunigern. Es berechnet aus einer gegebenen Anordnung von optischen Elementen des Beschleunigers, der so genannten *Lattice*, die Eigenschaften der Maschine. *MAD* steht für *Methodical Accelerator Design*.

Alle Befehle werden zunächst in eine Textdatei geschrieben, die mit *MAD-X* anschließend eingelesen wird. Der folgende Abschnitt erläutert die Befehle des verwendeten Skriptes. Die Datei, mit der die Berechnungen zum HIT durchgeführt wurden, ist in Anhang A gegeben.

2.6.1. Programmstruktur

Alle Elemente der *Lattice* werden zunächst mit ihren jeweiligen Eigenschaften, wie Länge und Stärke, definiert.

Name: Typ, Parameter1=Wert,Parameter2=Wert,...;

Ein Beispiel ist

```
QF1: quadrupole, l=0.5, k1=0.7;
```

und steht für einen Quadrupol mit der effektiven Länge von $0,5\text{ m}$ und einer Stärke von $0,7\text{ m}^{-2}$.

Das Vorzeichen der Stärke gibt an, in welcher Ebene fokussiert wird. „Quadrupole“ ist dabei eine dem Programm bekannte Klasse. Der Name des Elementtyps (hier: QF1) muss eindeutig sein kann aber ansonsten frei gewählt werden. Es ist auch möglich, zunächst eine Unterklasse zu definieren und die Elementtypen dann weiter zu spezifizieren, so wie in der Datei im Anhang.

Zunächst wird ein Quadrupol

```
mq: quadrupole, l=0.5;
```

definiert, das Objekt QF1 kann dann geschrieben werden als ein Exemplar der Klasse „mq“

```
QF1: mq, K1:=kf1;
```

Hier wurde gleichzeitig die absolute Stärke K1 durch eine Variable kf1 ersetzt, so dass diese bei den Berechnungen einfacher verändert werden kann.

In der Sequenz wird festgelegt wie welche Elemente im Beschleuniger angeordnet sind. Zunächst bekommt die Sequenz den Namen HIT,

```
HIT: sequence, refer=entry, l=circum;
```

refer=entry bedeutet, dass die folgenden Elemente bei den genannten Längenangaben beginnen.

Außerdem muss noch die Länge der Sequenz angegeben werden, sie beträgt den Wert der Variable „circum“, die ganz am Anfang der Datei gegeben ist. Dann werden alle Elemente in der Reihenfolge ihrer Position aufgeschrieben. Dabei bekommt wieder jedes Element einen eindeutigen Namen (hier z.B. QFa), wird einem oben definierten Typ zugeordnet, z.B. der Gruppe der QF1, und seine Position entlang des Weges s wird in Metern gegeben.

```
QFa: QF1, at=0.6;
```

Ein Typ kann mehrmals als identische Objekte im Beschleuniger vorkommen, sofern diese individuelle Bezeichnungen haben.

Der *Beam*-Befehl legt die Teilchenart,
`particle = proton`
die verwendete Sequenz, die der Strahl passieren soll
(`sequence = HIT`),
und die Gesamtenergie, also Ruhemasse plus kinetische Energie
`energy = 1.25`
der im Beschleuniger umlaufenden Teilchen in GeV fest.

Mit dem *Twiss*-Befehl wird die Berechnung der *Lattice*-Funktionen eingeleitet. Mit dem *Select*-Befehl wird die Ausgabe der Funktionen eingeschränkt. Im Beispiel des Anhangs sind dies z.B. die Betafunktionen oder die Dispersion. Zur Visualisierung kann mit *Plot* eine grafische Ausgabe des Errechneten erzeugt werden (siehe Abschnitt 2.6.2).

Die Verwendung eines Codes wie *MAD-X* ist nicht auf die Berechnung von Lattice-Parametern anhand einer starren Struktur mit fest vorgegebenen Stärken der Elemente beschränkt. Vielmehr ist es oft entscheidend herauszufinden, mit welchen Einstellungen man gewisse Randbedingungen erfüllen kann.

Die Umgebung

`match-endmatch`

ermöglicht genau das. Nach

`constraint`

können Bedingungen an einzelne Elemente oder den ganzen Beschleuniger gestellt werden, die Forderung einer Dispersion kleiner 15 von Anfang bis Ende sieht z.B. so aus:

`range=#s/#e, dx<15.`

Anschließend werden mit

`vary, name=`

die Variablen gewählt, die vom Programm verändert werden dürfen, um die Randbedingungen zu erreichen. Schließlich muss noch die zu verwendende numerische Methode gewählt werden; *MAD-X* stellt 4 Algorithmen dazu bereit, die sich in Geschwindigkeit und Genauigkeit unterscheiden.

2.6.2. Ausgabe

Das Ergebnis einer erfolgreichen Simulation ist zunächst eine *Twiss*-Tabelle, die die *Lattice*-Funktionen enthält. Dabei handelt es sich um eine Textdatei, deren Name als Parameter beim *Twiss*-Befehl gefordert ist.

Sehr anschaulich ist die in dieser Arbeit verwendete zusätzliche Ausgabe als Grafik. Dabei wird z.B. die Betafunktion entlang des Weges *s* aufgetragen. Direkt über dem Schaubild gibt *MAD-X* gleichzeitig die Anordnung der optischen Elemente in *s*-Richtung an, was eine Orientierung

2. Grundlagen

vereinfacht. Die Bedeutung der Symbole ist Abb.2.6 zu entnehmen.

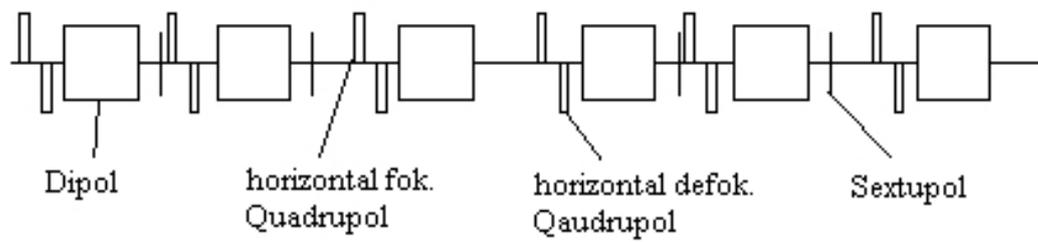


Abb. 2.6.: Sequenz als Kopf einer Ausgabe bei *MAD-X*

2.7. Das Simulationsprogramm *Opera 3D*

Opera 3D der Firma *VectorFields* (Version 12, [9]) ist ein Simulationsprogramm zur Berechnung und Analyse drei-dimensionaler elektromagnetischer Feldverteilungen. Beim Namen handelt es sich um ein Akronym, es steht für **OP**erating environment for **E**lectromagnetic **R**esearch and **A**nalysis.

2.7.1. Analysemethode

Für die Berechnung stehen je nach Art des Problems verschiedene Analyseprogramme zur Auswahl. Für die Simulationen dieser Arbeit wird *TOSCA-Magnetic* verwendet, es ist auf statische magnetische Felder beschränkt. Deren Berechnung erfolgt in *Opera* über die Bestimmung des Potentials, wie die folgenden Betrachtungen zeigen:

Das Gesamt-Magnetfeld \vec{H} an einem beliebigen Punkt kann als Summe zweier Anteile geschrieben werden

$$\vec{H} = \vec{H}_m + \vec{H}_S. \quad (2.22)$$

Dabei ist \vec{H}_m das quellenfreie Feld der magnetisierten Volumina und \vec{H}_S das Rotationsfeld der vorhandenen elektrischen Ströme.

\vec{H}_m wird von einem skalaren Potential Φ hervorgerufen

$$\vec{H}_m = -\nabla\Phi. \quad (2.23)$$

Das Feld \vec{H}_S ist das eines stromdurchflossenen Leiters mit der Stromdichte \vec{J} nach dem Gesetz von *Biot-Savart*

$$\vec{H}_S = \int \frac{\vec{J} \times \vec{R}}{|\vec{R}|^3} dV \quad (2.24)$$

\vec{H} kann als Gradient eines totalen skalaren Potentials Ψ geschrieben werden, sofern die beiden Feldanteile entkoppelt sind, d.h. sofern keine Ströme durch die magnetischen Materialien selbst fließen.

$$\vec{H} = -\nabla\Psi \quad (2.25)$$

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationsrechnungen fließen die Ströme durch separate Spulen, so dass die Bedingung erfüllt ist.

Dieses totale Potential Ψ muss die *Maxwell'sche Gleichung*

$$\nabla\vec{B} = \nabla \cdot \mu \nabla\Psi = 0 \quad (2.26)$$

2. Grundlagen

erfüllen, daher gilt in diesem Fall

$$\nabla \cdot \mu \nabla \Phi - \mu \left(\int \frac{\vec{J} \times \vec{R}}{|\vec{R}|^3} dV \right) = 0. \quad (2.27)$$

Diese partiellen Differentialgleichungen können unter Berücksichtigung der zu stellenden Randbedingungen gelöst werden.

2.7.2. Programmstruktur

Das Prinzip einer vollständigen Simulation und die in *Opera* integrierten Unterprogramme sind in Abbildung 2.7 dargestellt.

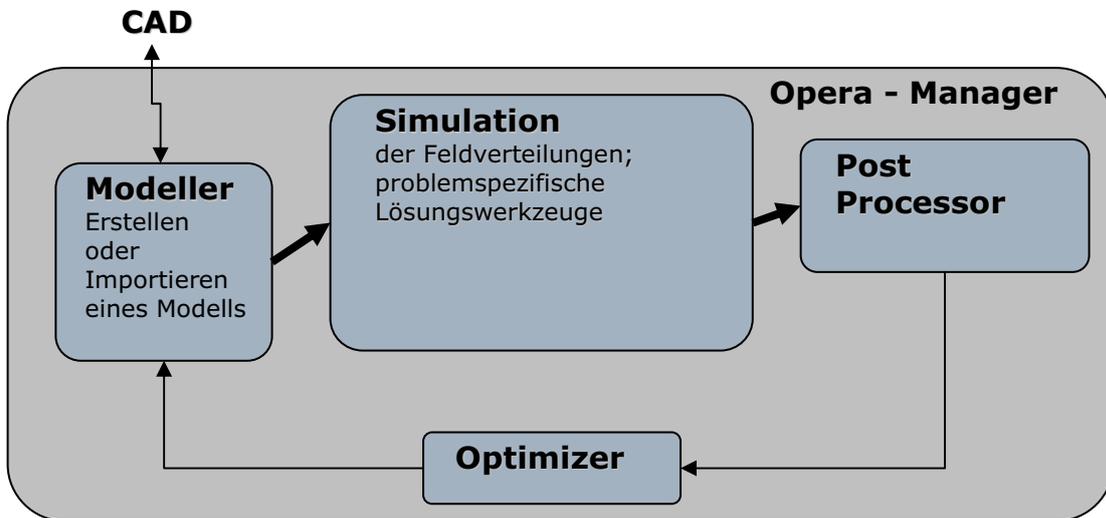


Abb. 2.7.: Prinzipschaubild des Programms *Opera* [10]. Der *Optimizer* wird für diese Arbeit nicht verwendet und daher im Text nicht näher erläutert

Das Hauptprogramm ist der *Opera Manager*, von hier aus können die einzelnen Unterprogramme gestartet werden. Außerdem kann hier der Status der durchgeführten, laufenden oder noch in der Warteschlange befindlichen Simulationen verfolgt werden. Die Simulationen werden in der Regel automatisch nacheinander ausgeführt.

Unterprogramm *Modeller*

Beim *Modeller* handelt es sich um eine grafische Benutzeroberfläche, in dem das zu analysierende Objekt als dreidimensionales Modell erstellt wird. Das kann zum einen von Hand geschehen, indem vordefinierte Formen, wie z.B. Würfel, Drähte oder Zylinder, unter Angabe der entsprechenden Längen- und Winkelparametern erzeugt werden. Für komplexere Geometrien

müssen diese miteinander kombiniert werden. Durch Subtraktion zweier Zylinder unterschiedlicher Radien entsteht beispielsweise ein Ring. Alternativ dazu können im Modeller dreidimensionale Zeichnungen importiert werden, z.B. Konstruktionszeichnungen, welche mit einem der gängigen CAD Programme erstellt wurden.

Im Modeller werden außerdem Ströme, die Materialeigenschaften, wie z.B. Permeabilität, sowie die für das Programm wichtigen Randbedingungen, z.B. erwartete Symmetrieeigenschaften oder Fernverhalten der Felder, definiert.

Der nächste Schritt ist die Vernetzung des gesamten Modells, im englischen mit *Meshing* bezeichnet. Dabei handelt es sich um eine Diskretisierung erst der Oberfläche, dann des Volumens, in kleine Dreiecke bzw. Tetraeder, zur numerischen Lösung der in Gleichung 2.27 gegebenen partiellen Differentialgleichungen. Die Feinheit dieser Diskretisierung bestimmt die Genauigkeit des Ergebnisses, aber auch die benötigte Rechenzeit.

Unterprogramm *Post-Processor*

Die Ergebnisse einer erfolgreichen Simulation können im *Post-Processor* angesehen und für weitere Analysen verwendet werden. Es ist unter anderem die Darstellung des Objekts entsprechend der Feldstärke mit verschiedenen Farben oder Vektoren, die Bestimmung des Feldes an einem Punkt und des integralen Feldes entlang einer Kurve möglich. Das Modell kann dabei, wie bereits im *Modeller*, aus allen Richtungen, Winkeln und Abständen betrachtet werden.

2. Grundlagen

3. Das Prinzip der Magnetfeldregelung

3.1. Motivation einer Magnetfeldregelung

Für den stabilen Betrieb eines Teilchenbeschleunigers ist eine hohe Präzision bei allen Geräteparametern, wie Strömen, Spannungen oder erzeugten Feldern, notwendig. Der Strahl reagiert bereits auf kleine Abweichungen empfindlich, und hat dadurch z.B. eine falsche Position in der x/y-Ebene. Nur eine sehr genaue Positionierung des Strahls gewährleistet jedoch eine erfolgreiche Behandlung.

Um die nötige Präzision bei der Reproduzierbarkeit der Magnetfelder im Beschleuniger zu gewährleisten, überwachen und steuern Regelkreise die ständige Übereinstimmung von Soll- und Istwerten. Für HIT wird eine relative Mindestgenauigkeit der Istwert-Erfassung von $1 \cdot 10^{-4}$ als notwendig erachtet [11].

Der folgende Absatz 3.1.1 geht zunächst auf die allgemein übliche Magnet-Stromregelung ein, bevor in den Abschnitten 3.1.2 und 3.1.3 die für HIT geplante Magnet-Feldregelung vorgestellt wird. Einen Überblick über die Themen und die Struktur der vorliegenden Arbeit gibt Abschnitt 3.1.4.

3.1.1. Bisher verwendete Stromregelung

Die Magnete des HIT-Beschleunigers sind Elektromagnete mit normal-leitenden Spulen. Der darin fließende Spulenstrom induziert ein Magnetfeld im Eisenjoch. Der Aufbau der Magnete wurde in Kapitel 2.2 beschrieben. Bisher ist die geregelte Größe der Spulenstrom. Dieser wird mit einem *Direct Current to Current-Transformer (DCCT)* gemessen [12]. Dabei fließt der Strom I durch die Zentren zweier Ferritringe. Jeder dieser beiden Ringe ist von zwei Spulenwicklungen umgeben. Jeweils eine dient als Anregungsspule, die mit einem sinusförmigen Strom das Magnetfeld in den Ringen in Sättigung bringt. Von den beiden übrigen Wicklungen wird das Differenzsignal gebildet. Sie detektieren eine von I abhängige Verschiebung der Hysteresekurve. Bei diesem Messprinzip wird üblicherweise eine Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-5}$ erreicht, sie ist außerdem sehr zuverlässig.

Es gibt allerdings zwei signifikante Effekte, die die Anwendbarkeit der Stromregelung einschränken, bzw. zusätzliche zeit- und energieaufwändige Prozesse nötig machen:

Dies ist zum einen die in Abschnitt 2.3.1 behandelte Hysterese, die nicht eindeutige Beziehung

3. Das Prinzip der Magnetfeldregelung

von Spulenstrom und erzeugtem Magnetfeld. Ein bestimmter Strom I_N erzeugt je nach Vorgeschichte des Magneten ein Feld B_N aus dem Intervall $[B_{N,min}, B_{N,max}]$, da wegen der Remanenz des Weicheisens ein Restfeld unterschiedlicher Stärke besteht. Diese Remanenz ist eine statische, bleibende Eigenschaft, die nicht zeitlich abklingt. Sie ist dafür verantwortlich, dass am Ende eines Beschleunigungszyklus die Magnete kurzzeitig mit dem Maximalstrom versorgt werden müssen, siehe Unterabschnitt 4.3.3. Dieser Prozess beansprucht je nach Strahlenergie bis zu 2,5 s eines etwa 10 s dauernden Zyklus. So wird sichergestellt, dass man sich immer entlang einer geschlossenen Hystereseschleife bewegt. Der Zusammenhang $I_N - B_N$ wird dadurch eindeutig, nämlich $B_N = B_{N,min}$ solange der Strom I_N bis zur Sättigung zunimmt, $B_N = B_{N,max}$ auf dem oberen Hysterese-Ast, wenn der Strom reduziert wird.

Zum anderen treten in Magneten mit hohen Feld-Änderungsraten dynamische Effekte auf, in erster Linie Wirbelströme. Auch sie werden in Kapitel 2.3.2 separat eingeführt. Nach der Beschleunigung der Teilchen und der damit verbundenen Änderung der Felder von 1,5 T/s erzwingen sie eine Wartezeit in der Größenordnung von 1 s, bis sie ausreichend abgeklungen sind und damit der Strahl wieder eine reproduzierbare Position eingenommen hat.

Beide Effekte zusammen verlängern die Gesamtzeit einer Sitzung und erhöhen die Energiekosten um ca. 30%! [13]. Ohne sie würden sich, neben direkten Einsparungen durch geringere Stromkosten, die Möglichkeit einer wesentlich erhöhten Anzahl von Behandlungen pro Jahr bieten.

Die Verwendung einer Magnetfeldregelung anstelle der Stromregelung würde diese Effekte eliminieren. Allerdings gilt es bei der Istwerterfassung des Magnetfeldes die im folgenden Kapitel genannten Schwierigkeiten zu beachten.

3.1.2. Vor- und Nachteile verschiedener Feld-Erfassungssysteme

Dieser Abschnitt fasst die Funktionsweise verschiedener Methoden zur Magnetfeldmessung zusammen und geht auf ihre jeweiligen Beschränkungen ein.

Die Messung hat mit der im vorigen Abschnitt angesprochenen Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ zu erfolgen. Diese wird von Magnetsensoren, die einen absoluten Feldwert liefern, in der Regel nicht über einen großen Feldbereich erreicht. Mögliche direkt messende Sensoren sind z.B. Hallsensoren, Feldplatten oder magnetoresistive Widerstände. Bei diesen Typen sind Phänomene wie Rauschen, Alterungsprozesse, Strahlungsempfindlichkeit oder Temperaturabhängigkeit zu beobachten. Der Vergleich eines solchen Sensors mit dem DCCT zeigt einen weiteren Unterschied: Während im DCCT der gesamte Spulenstrom registriert wird, misst die Sonde das Feld an einem einzigen Punkt, der nicht zwangsläufig repräsentativ für die integrale Feldverteilung im Magneten sein muss. Insbesondere könnte befürchtet werden, dass z.B. lokale Sättigungseffekte oder Randfelder zu fehlerhaften Aussagen über das Gesamtfeld führen könnten.

Eine weitere Methode zur B -Feld Messung sind Kernspinresonanz oder *Nuclear Magnetic Reso-*

nance (=NMR) Magnetometer. Sie erreichen derzeit eine relative Genauigkeit von bis zu $1 \cdot 10^{-6}$ und sind darüber hinaus temperaturunabhängig. Sie funktionieren allerdings nur in ausreichend homogenen Magnetfeldern und könnten beispielsweise an den stark inhomogenen Quadrupol- und Sextupolmagneten bei HIT nicht eingesetzt werden. Außerdem dauert die Messwertermittlung ca. 1 s. Dies ist zu lang, um als Istwertgeber eines Regelkreises dienen zu können.

Eine Felderfassung geschieht im Magneten, das Signal muss anschließend über eine verhältnismäßig lange Strecke ($\approx 50 - 100 m$) zum Netzgerät des Magneten übertragen werden, wo sich der Regler befindet. Dabei ist es anfällig für Störungen. Im Vergleich dazu ist ein DCCT direkt im Netzgerät eingebaut und damit der Übertragungsweg kurz.

Schließlich wäre der Einsatz von Spulen denkbar. Eine *Pick-Up*-Spule kann um das Eisenjoch gewunden werden, so dass sie von den Feldlinien durchdrungen wird. Bei geeigneter Montage ist die Erfassung praktisch aller Feldlinien realistisch, also auch die der Randfelder. Bei einem sich zeitlich ändernden B-Feld wird darin eine proportionale Spannung induziert. Die Messgenauigkeit von *Pick-Up*-Spulen würde den Anforderungen der Regelung genügen, allerdings misst sie nur Feldänderungen, keinen absoluten Wert.

3.1.3. Für HIT vorgeschlagenes Messsystem

Bereits heute ist eine so genannte Nullfeld-Regelung in einigen HIT-Magneten erfolgreich implementiert. Sie kommt in Magneten zum Einsatz, die als Strahlweichen eingesetzt werden, welche die Teilchen z.B. in verschiedene Behandlungsräume leiten. Soll der Magnet den Strahl ungehindert passieren lassen, genügt es wegen der Remanenz nicht den Strom auf $I = 0$ zu reduzieren. Das Restfeld B_r wird mit einer Hallsonde gemessen und dem Netzgerät zugeführt. Dieses steuert durch eine Hilfsspule einen Gegenstrom $-I$, so dass das Feld auf den Wert $B = 0$ gebracht werden kann, siehe Abbildung 2.4. Diese Magnete sind daher nicht mehr rein unipolar sondern bipolar. Im Falle der Nullfeldregelung muss nur der statische Endwert $B = 0$ mit hoher Genauigkeit erreicht werden. Außerdem ist der dabei von der Hallsonde abzudeckende Feldbereich sehr klein, so dass sie hier den Messwert mit der notwendigen Präzision liefern kann.

Diese Genauigkeit kann allerdings während eines zeitlich veränderlichen Feldes, z.B. der Beschleunigungsphase im Synchrotron, nicht von einem Hallsensor erreicht werden. Keines der in 3.1.2 besprochenen Messgeräte kommt wegen seiner Unzulänglichkeiten als alleinige Sonde in Frage. Daher wird in [11] und [13] ein kombiniertes Verfahren vorgeschlagen: Mit einer Hallsonde wird zu einem wohl definierten Zeitpunkt zu Beginn eines jeden Zyklus der Startwert B_0 ermittelt. Dieser absolute Feldwert ist zum einen in jedem Zyklus nahezu gleich, zum anderen für einen ausreichenden Zeitraum konstant. Für einen solch engen Feldbereich kann eine darauf optimierte Hallsonde die notwendige Genauigkeit erreichen. Eine *Pick-Up*-Spule um den Polschuh misst ab da die Feldänderung $\partial B / \partial t$. Das kann mit der nötigen Geschwindigkeit und Präzision erfolgen. Alle Feldinkremente und -dekremente werden elektronisch entlang eines

3. Das Prinzip der Magnetfeldregelung

Zyklus aufaddiert, zusammen mit dem Startwert ergibt sich das Feld zu jedem Zeitpunkt. Es gilt

$$B(t) = B_0 + \int \frac{\partial B}{\partial t} dt. \quad (3.1)$$

3.1.4. In dieser Arbeit untersuchte Themen

Für den erfolgreichen Einsatz einer dynamischen Magnetfeldregelung sind einige Voruntersuchungen notwendig, die in der vorliegenden Arbeit behandelt werden. Sie ist in folgende Teilbereiche gegliedert:

An diese Motivation schließt sich eine Betrachtung der Machbarkeit der Synchrotronregelung auf Basis einer punktuellen Messung in Kombination mit der Bestimmung der zeitlichen Änderung des Magnetfeldes an. Dazu werden die Ergebnisse von Simulationsrechnungen zu den Feldverteilungen der HIT-Dipolmagnete mit dem Programm *Opera* gezeigt. Sie wurden durchgeführt, um eine Aussage über die Vergleichbarkeit eines mit einer Hallsonde ermittelten Feldwertes an einem Punkt, und dem integralen Feld entlang des Strahlwegs treffen zu können.

Das 4. Kapitel beschreibt detailliert den Beschleunigerkomplex der HIT. Das Synchrotron wird im Besonderen behandelt, da hier die Magnetfeldregelung eingesetzt werden soll. Dazu wurden Berechnungen mit dem Beschleuniger-Design Programm *MAD-X* durchgeführt, die die Wirkungsweise der verschiedenen Magnettypen visualisieren. Sie verdeutlichen die speziellen Anforderungen einer Therapiemaschine in Bezug auf die einzelnen Phasen eines Beschleunigungszyklus; die zusätzlichen zeit- und energieaufwändigen Auswirkungen der Stromregelung werden hier direkt sichtbar.

Für den Einsatz als Startwertgeber in einer Magnetfeldregelung muss die Hallsonde einige Bedingungen erfüllen. Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die für diese Anwendung beste verfügbare Sonde zu bestimmen. Dies bezieht den in Abschnitt 5.1 dokumentierten Aufbau eines Magnetteststandes mit ein. Die daran durchgeführten Messungen und die Ergebnisse dieser Sondenuntersuchungen werden in den Kapiteln 5.2 und 5.3 beschrieben.

3.2. Untersuchungen zur Machbarkeit mit dem Simulationsprogramm *Opera*

Opera ist ein im Beschleunigerbereich weit verbreitetes und häufig verwendetes 3D Feldsimulationsprogramm. Es wird im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt, um die grundsätzliche Eignung des Verfahrens zur Startwertbestimmung zu verifizieren.

In diesem Kapitel wird untersucht, wie eine Punktmessung des Magnetfeldes mit dem integralen Feld des Strahls korreliert. Dafür müssen diese beiden Größen für verschiedene Feldstärken miteinander verglichen werden. Um wiederum nicht von Strahlzeiten und der Zugänglichkeit der Maschine abhängig zu sein, werden dazu Simulationsrechnungen durchgeführt. Mit dem Programm *Opera* können die Feldverteilungen der HIT-Magnete nachgestellt und die jeweiligen Feldstärken berechnet werden.

3.2.1. Modellierung des HIT-Dipolmagneten

Um die Untersuchungen durchführen zu können, muss zunächst ein Modell des HIT Synchrotron-Dipols in *Opera* erzeugt werden.

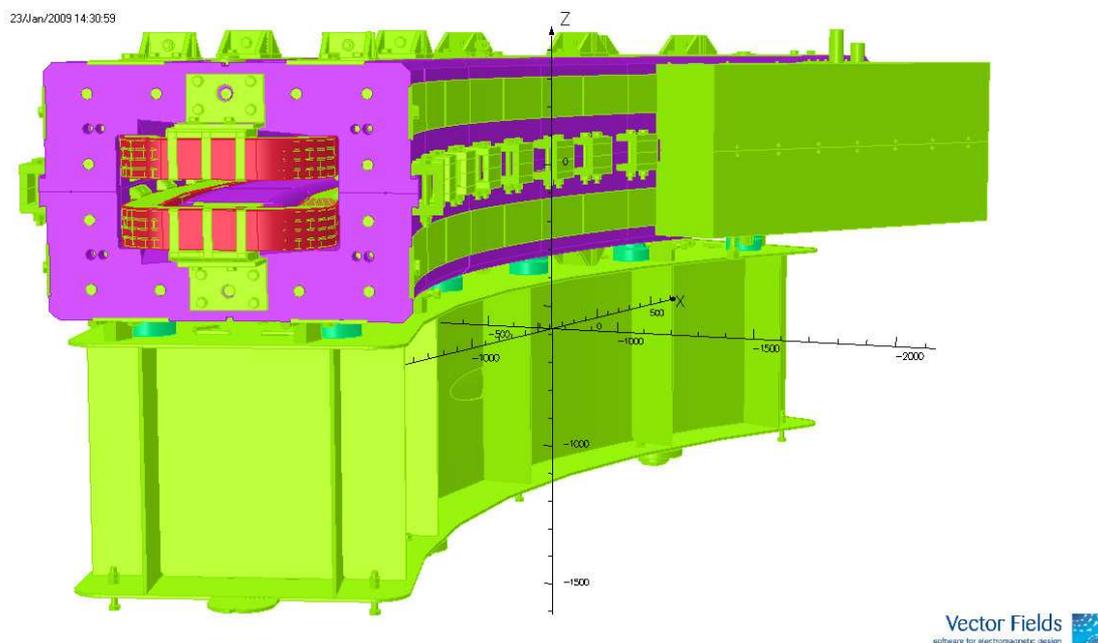


Abb. 3.1.: Detailliertes 3D Modell des 60° HIT Dipols; lila: Eisenjoch, grün: Peripherieobjekte, rot: Spulen; Das Koordinatensystem in den *Opera*-Simulationen ist nicht das in der Beschleunigerphysik üblicherweise verwendete; hier zeigt z nach oben

3. Das Prinzip der Magnetfeldregelung

Das erste im Rahmen dieser Arbeit erzeugte Modell basierte auf einer von der GSI zur Verfügung gestellten, sehr detaillierten Konstruktionszeichnung. Es ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Darin sind außer den Formen des Jochs und der Spule auch Teile der Peripherie, wie der Anschlusskasten der Spule oder der Standfuß, sowie sämtliche Befestigungselemente, wie Schrauben, Muttern, Bohrungen usw. enthalten. Diese Komplexität impliziert zwar auf der einen Seite eine sehr gute Übereinstimmung von Modell und Realität, bringt aber auch Probleme mit sich: Bei der Vernetzung des Modells müssen alle Tetraeder nahtlos aneinander stoßen und den gesamten Bereich ausfüllen. Je mehr Details das Modell enthält, desto feiner muss diese Zerlegung sein. Das erhöht die Zeit für die Berechnung der eigentlichen Feldverteilung, häufig gelingt die Aufteilung auch gar nicht.

Eine Vereinfachung des Modells ist daher empfehlenswert und überdies sinnvoll für diese Rechnungen: Die Ergebnisse sollten unabhängig von der konkreten Form des Magneten sein, so dass sie ohne weiteres auf andere Dipole übertragbar sind. Details in der Jochform hätten vor allem Effekte auf dynamische Vorgänge, die in dieser Arbeit nicht betrachtet werden. Dieses vereinfachte Modell ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

3.2.2. Ergebnisse der Simulationen

Für die Untersuchungen werden insgesamt 9 verschiedene Feldstärken simuliert, die den für die Startwertermittlung wichtigen Bereich von ca. $50 - 120\text{ mT}$ abdecken. Die gestellten Randbedingungen dieser Simulationen unterscheiden sich lediglich in der Vorgabe der Stromdichten in den Spulen. Inwieweit der abgeänderte Magnet in diesem Punkt mit der Realität übereinstimmt, zeigt folgende Betrachtung:

Das tatsächliche Magnetfeld auf Injektionsniveau für Protonen bei HIT beträgt in den Dipolen $B_{HIT} = 0,092\text{ T}$. Um dies zu erzeugen, fließt ein Strom von $I_{HIT} = 150,07\text{ A}$ durch die Magnetspulen.

In dem in *Opera* verwendeten Modell ist für ein B -Feld dieser Stärke eine Stromdichte von $D_{Op} = 0,256\text{ A/mm}^2$ notwendig. Die Windungen der Spulen sind in *Opera* der Wirklichkeit entsprechend mit quadratischem Querschnitt der Seitenlänge $l = 25\text{ mm}$ implementiert. Für den Strom ergibt sich

$$I_{Op} = D_{Op} \cdot l^2 = 160\text{ A} \quad (3.2)$$

Das entspricht einer Abweichung des Modells zur Realität von $< 7\%$.

Das Ergebnis einer Simulation kann anhand der Abb. 3.2 zunächst qualitativ betrachtet werden. Im zentralen, homogenen Bereich beträgt die Feldstärke in diesem Fall etwa 50 mT , wie der Skala am linken Bildrand zu entnehmen ist. In den Seitenteilen des Jochs zeigen die geschlossenen Feldlinien in die entgegengesetzte Richtung, B_z ist dort betragsmäßig gleich.

Für die quantitative Analyse werden die Felder entlang zweier möglicher Strahlbahnen integral, und an 4 Orten punktuell bestimmt. Diese sind der Vergleichbarkeit halber für jede Simulation

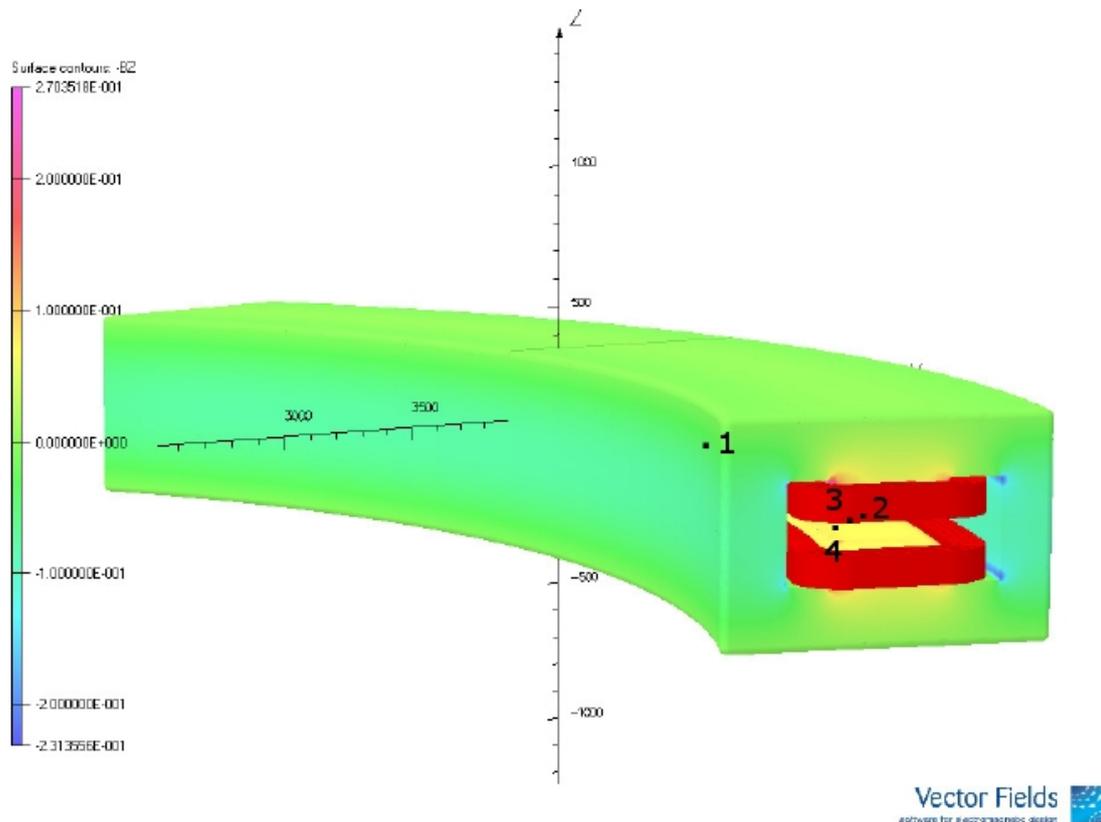


Abb. 3.2.: z-Komponente der magnetischen Flussdichte in Tesla; ferner sind die 4 Punkte der Feldbestimmungen eingezeichnet

identisch und in Abbildung 3.2 eingezeichnet.

Bahn 1 entspricht dabei genau der Sollbahn im Beschleuniger, Bahn 2 ist im Vergleich dazu um 5 cm nach innen und 2 cm nach oben verschoben und damit auch eine mögliche Trajektorie der Teilchen. Für Bahn 1 sind die integralen Felder der verschiedenen Ströme in Abbildung 3.3, eingezeichnet. Dabei wird die hohe Homogenität deutlich, die im Inneren des Magneten vorliegt.

Bei den Punktmessungen verhält es sich wie folgt: Punkt 1 liegt im homogenen Zentrum des Magneten und dient als Referenz. Nummer 2 wäre ein möglicher Messpunkt in der Nähe eines Magnetendes, auch er befindet sich im homogenen Teil. Punkt 3 liegt an der Grenze des homogenen Feldbereichs, die Abweichung des Feldwertes an dieser Stelle beträgt im Vergleich zum homogenen Teil weniger als 0,1%. Der Sondenort 4 liegt im Randfeld, wo das Feld in seiner Stärke bereits um ca. 13% vom Sollwert abweicht.

Das erstellte Modell hat die erwarteten Ergebnisse geliefert: Die Felderhöhung an den einzelnen Punkten skaliert bei diesen Feldstärken in gleicher Weise wie die Erhöhung des integralen Feldes. Eine Punktmessung ist im statischen Fall und ohne Berücksichtigung von etwaigen Materialinhomogenitäten oder Sättigungseffekten also ausreichend repräsentativ für eine Fel-

3. Das Prinzip der Magnetfeldregelung

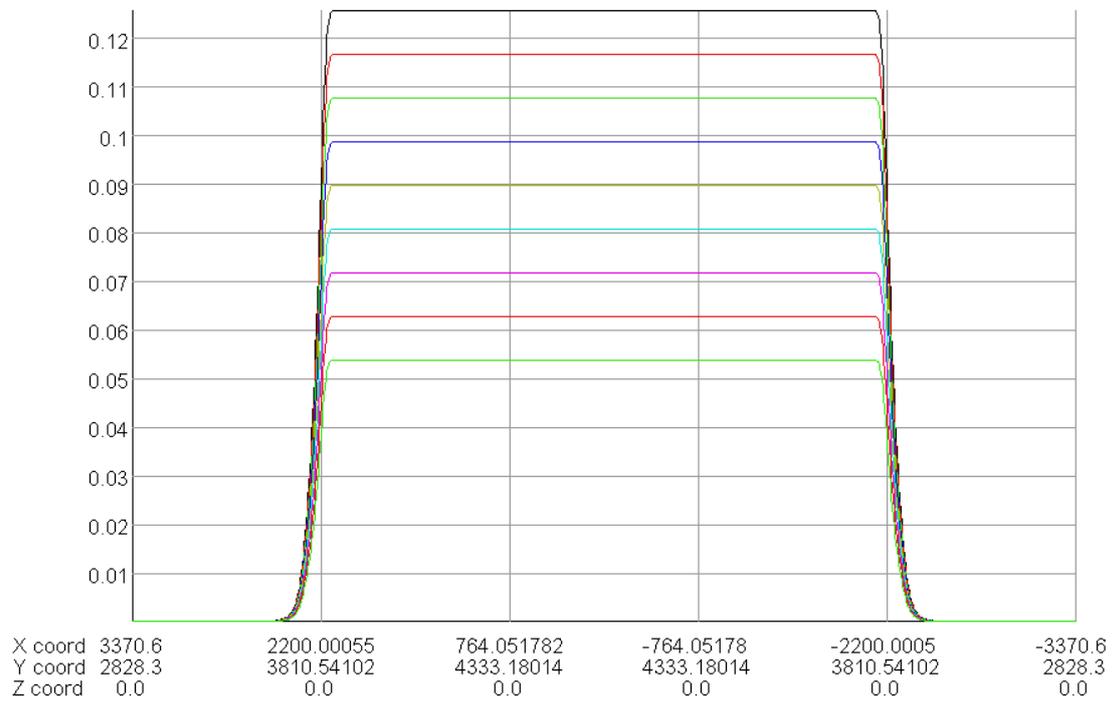


Abb. 3.3.: Die Felder entlang der Sollbahn für die 9 simulierten Feldstärken in Tesla; Auf der x-Achse sind die Weg-Koordinaten entlang des Kreisbogens in der x/y Ebene aufgetragen

derfassung. Es kann daher eine Eichung vorgenommen werden, die jedem punktuellen Wert ein integrales Feld zuweist. Da die Genauigkeit auch für die Sonde im Randfeld erreicht wird, kann die Positionierung der Sonde nach anderen Gesichtspunkten erfolgen, z.B. der Zugänglichkeit.

4. Der Beschleunigerkomplex des HIT

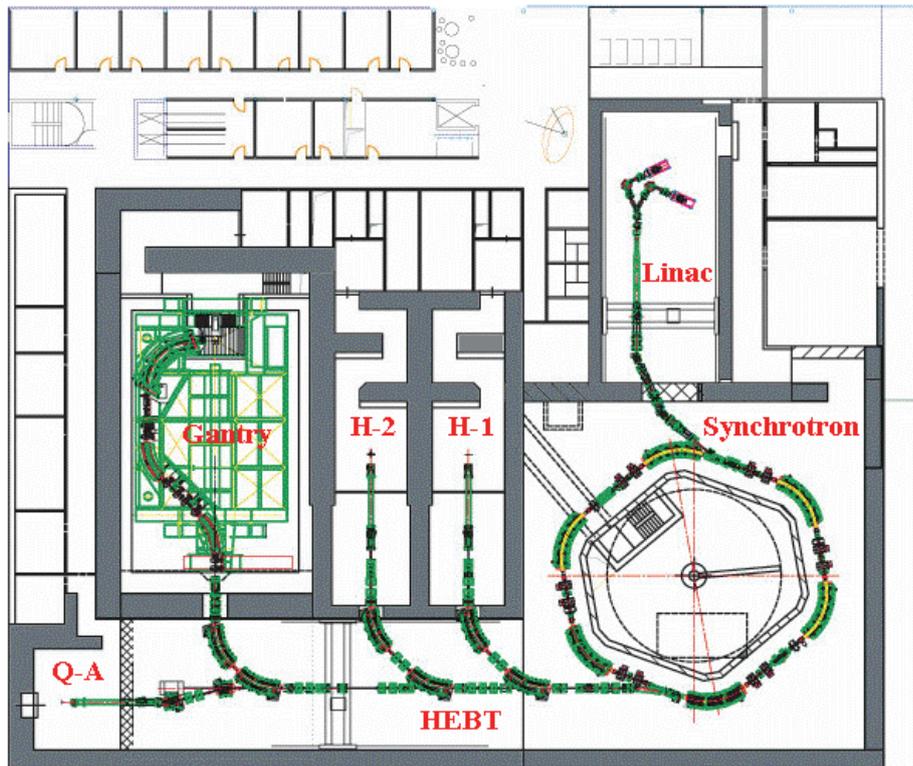


Abb. 4.1.: Gesamtanlage HIT [16]. HEBT steht dabei für den Hochenergie-Strahlabschnitt, H-1 und H-2 sind die horizontalen Therapieplätze und Q-A der Qualitätssicherungsplatz

Das vorliegende Kapitel beschreibt das Funktionsprinzip eines Teilchenbeschleunigers am Beispiel der Anlage des Heidelberger Ionentherapie Zentrums HIT, bestehend aus den Ionenquellen, einem Linear-Vorbeschleuniger, einem Synchrotron und den jeweils anschließenden Strahlführungssystemen. Sowohl die bereits bestehende Anlage in Japan [3] sowie weiteren in Bau und Planung befindlichen Therapieanlagen sind ähnlich gestaltet.

Das Synchrotron wird als zentrales Element der Therapieanlage und der vorliegenden Arbeit in Abschnitt 4.3 ausführlich behandelt. Zum einen werden darin die Ergebnisse der Simulationen in *MAD-X* dargestellt. Sie zeigen die unterschiedlichen Parameter und Einstellungen für die verschiedenen Phasen eines Zyklus. Zum anderen werden hier die beiden Hauptprobleme deutlich, die im bisherigen, stromgeregelten Betriebsmodus auftreten und zu deren Lösung die Magnetfeldregelung vorgeschlagen wird.

4.1. Ionenquellen und Niederenergie-Strahlführung

4.1.1. Quellen

Am Anfang eines jeden Teilchenbeschleunigers steht eine Quelle, die die gewünschten Teilchen erzeugt. Für die Tumorthherapie bei HIT werden Atomkerne benötigt, z.B. Kohlenstoff oder Protonen. Sie werden durch Elektronenbeschuss der neutralen Atome erzeugt. Zwei baugleiche Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) Ionenquellen versorgen die Anlage mit verschiedenen Ionensorten. So kann diese in wenigen Sekunden gewechselt werden, z.B. zwischen zwei kurz aufeinander folgenden Patienten in unterschiedlichen Behandlungsräumen.

In der EZR-Quelle müssen zunächst freie Elektronen erzeugt werden. Unter Mikrowelleneinstrahlung wird das eingelassene Gas angeregt und ionisiert. Dabei handelt es sich häufig um ein Gasgemisch aus dem eigentlichen Gas und einem leicht ionisierbaren Hilfsgas. Die ausgelösten Elektronen werden durch andauernden Beschuss mit Mikrowellen beschleunigt und von einem statischen Magnetfeld auf kreisförmigen Zyklotronbahnen gehalten.

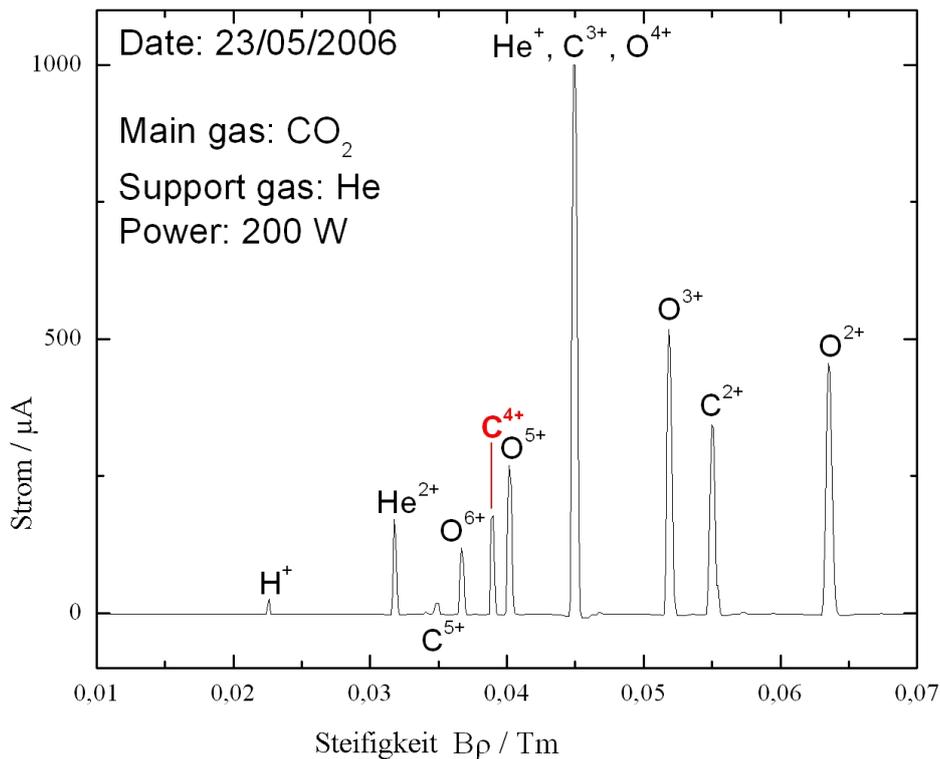


Abb. 4.2.: Spektrum der Kohlenstoffquelle

Die beschleunigten Elektronen stoßen nun mit weiteren Atomen und schlagen dort ebenfalls Elektronen aus deren Hülle. Je länger ein Atom in der Quelle verbleibt, desto mehr Elektronen

werden entfernt. Allerdings erhöht sich mit der Aufenthaltszeit auch die Wahrscheinlichkeit zur Rekombination, daher werden in der Regel keine vollständig ionisierten Atome extrahiert. Die Entfernung aller restlichen Elektronen geschieht zu einem späteren Zeitpunkt mit einer *Stripperfolie*, siehe Abschnitt 4.2.3.

In Heidelberg wird derzeit zur Gewinnung der Protonen molekularer Wasserstoff (H_2) verwendet, dem ein Elektron entrissen und somit als ein H_2^+ -Molekül extrahiert wird. Die andere Quelle wird mit CO_2 versorgt und liefert ein Spektrum unterschiedlicher Atomsorten und Ladungszustände, wie es ist in Abbildung 4.2 gezeigt ist. Sie wird für die Gewinnung von C^{4+} eingesetzt, kann aber auch z.B. für Sauerstoff verwendet werden. Der Strahl besteht, wenn er die Quelle verlässt, zunächst noch aus allen Ionensorten, die Filterung geschieht im anschließenden Spektrometer. Dies ist möglich, wenn die Ionensorten unterschiedliche magnetische Steifigkeiten haben.

4.1.2. Niederenergie-Strahlführung

Im Spektrometermagnet werden zunächst alle unerwünschten Ionensorten aussortiert. Sein Feld wird so gewählt, dass die magnetische Steifigkeit zu der gewünschten Ionensorte passt. Nachdem der Strahl so aufgespaltet wurde, passiert er einen Schlitz, der die Teilchen mit falschem Masse-Ladungsverhältnis herausfiltert.

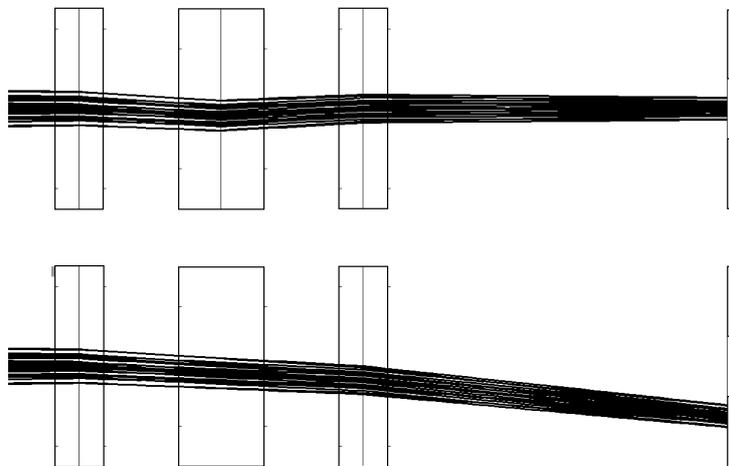


Abb. 4.3.: Chopper; das erste und dritte Rechteck symbolisieren zwei *Steerer* Magnete, welche die Teilchen jeweils nach unten ablenken. Das mittlere Rechteck kann ein schneller Magnet oder elektrostatischer Deflektor sein. Ist dieser an, wie im oberen Teil der Abbildung, kompensiert er gerade die Ablenkung der beiden *Steerer* nach oben. Im Zustand „aus“, unten, werden die Ionen z.B. durch eine Schlitzblende gestoppt [2]

Anschließend passiert der an dieser Stelle noch kontinuierliche Strahl den *Makropuls-Chopper* (Abbildung 4.3). Dabei handelt es sich um eine Schikane, die im Ruhezustand den Strahl auf

4. Der Beschleunigerkomplex des HIT

einen wassergekühlten Kupfer-Block lenkt und vernichtet. Bei einer Strahlanforderung wird die Schikane für $\tau \approx 100 \mu s$ geöffnet. Der so aus dem DC-Strahl herausgeschnittene Puls wird vom Vorbeschleuniger aufgenommen.

4.2. Vorbeschleuniger und Mittelenergie-Strahlführung

Der Vorbeschleuniger, bestehend aus einem *Radio-Frequenz-Quadrupol* (RFQ) und einem *Drift-Tube-Linac* (DTL), beschleunigt die Ionen auf $7 \text{ MeV}/u$, etwa 10% der Lichtgeschwindigkeit. Dieser Linearbeschleuniger (Linac) bereitet den Strahl auf die Synchrotron-Injektion vor, da dieses nur Teilchen mit einer gewissen Anfangsenergie weiterbeschleunigen kann.



Abb. 4.4.: Innenansichten der Linac-Komponenten [17]

4.2.1. Radio-Frequenz-Quadrupol (RFQ)

Der RFQ übernimmt drei wichtige Funktionen in der Strahlmanipulation: Er dient zur Beschleunigung, Fokussierung und zum Paketisieren. Zusätzlich transportiert er den Strahl und passt dessen Emittanz an die Akzeptanz des nachfolgenden DTLs an. Im HIT beschleunigt er die Ionen von etwa $8 \text{ keV}/u$ auf $400 \text{ keV}/u$.

Der RFQ besteht aus vier Elektroden, die, wie in Bild 4.4 gezeigt, angeordnet sind. Sie haben in longitudinaler Richtung eine sinusförmige Struktur, wobei die beiden in der x-Ebene liegenden Elektroden jeweils dort den geringsten Abstand haben, wo die in der y-Ebene am weitesten

voneinander entfernt sind und umgekehrt. Die Periodenlänge des Sinus ist entlang der Flugstrecke nicht konstant, sie erhöht sich mit der Teilchengeschwindigkeit. Transversal zur Flugrichtung bilden sie die Struktur eines Quadrupols. Diese Elektroden erregen ein elektrisches Feld, welches in transversaler Richtung die fokussierende Wirkung eines Quadrupols hat. Seine longitudinalen Feldkomponenten wirken beschleunigend, wobei sie die Teilchen aufgrund der Sinus-Struktur unterschiedlich stark beschleunigen, was so gleichzeitig zur Paketbildung führt.

Ein RFQ eignet sich besonders für Protonen und Ionenstrahlen mit hohen Teilchendichten, zum einen weil er trotz hoher Raumladungsdichten eine gute Strahlqualität liefert, zum anderen weil die Effizienz der longitudinalen Fokussierung nahe bei 100% liegt, es gehen also kaum Teilchen verloren.

4.2.2. Driftröhren-Linearbeschleuniger

Beim *Drift-Tube-Linac* (DTL) handelt es sich um einen Hohlraumresonator, in dessen Inneren ein hochfrequentes elektrisches Wechselfeld angelegt wird. Die Teilchen werden beschleunigt, wenn das Feld in die gewünschte Flugrichtung zeigt. In den Zeiträumen dazwischen müssen sie vom Feld abgeschirmt werden; dies geschieht durch die angebrachten Driftröhren, die in rechten Bild 4.4 gut zu erkennen sind. Da die Teilchen beschleunigt werden, die Frequenz des Feldes aber fest ist, muss sich die Länge der Röhren entlang der Flugstrecke erhöhen, so dass auf die Ionen immer die maximale Feldstärke wirkt. Der DTL des HIT beschleunigt sie in 56 Spalten von $400\text{keV}/u$ auf $7\text{MeV}/u$. Außerdem enthält er drei interne, in den Driftröhren eingebettete, Quadrupol-Triplets zur Fokussierung.

4.2.3. Mittelenergie-Strahlführung

In diesem Abschnitt wird das Strahlpaket zum Synchrotron transportiert. Auf dem Weg dorthin passieren die Teilchen zunächst einige Diagnoseelemente, die zur Verifikation der Strahlparameter nach dem *Linac* dienen. Hier findet unter anderem eine Energiebestimmung über die Messung der Flugzeit der Ionen statt.

Die zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig ionisierten Moleküle durchfliegen jetzt eine etwa $100\mu\text{m}$ dicke Folie aus Kohlenstoff, die *Stripper*-Folie. Dabei werden alle noch vorhandenen Elektronen abgestreift. Bei dieser Energie von $7\text{MeV}/u$ werden die Kerne praktisch nicht in ihrer Flugbahn gestört. Aus dem H_2^+ Molekül werden zwei einzelne Protonen, der Ladungszustand des Kohlenstoffs wird von C^{4+} auf C^{6+} erhöht. Die *Stripping*-Effizienz liegt bei über 90%.

Außerdem wird in diesem Bereich aus dem im *Linac* beschleunigten Makropuls mit einem weiteren *Chopper* ein etwa $28\mu\text{s}$ kurzer Mikropuls herausgeschnitten. Dies dient als Vorbereitung auf die Synchrotron-Injektion.

4.3. Synchrotron

4.3.1. Allgemeine Informationen

Der kreisförmige Aufbau von Teilchenbeschleunigern hat sich für viele Anwendungen bewährt, weil so eine oder wenige Hochfrequenz (HF)-Beschleunigungsstrukturen immer wieder durchlaufen werden, im Gegensatz zum Linearbeschleuniger. So können selbst mit kompakten Anlagen sehr hohe Endenergien erreicht werden.

Der Name Synchrotron leitet sich aus der Synchronitätsbedingung von Magnetfeld und HF in der beschleunigenden Struktur ab. Im Unterschied zu anderen Kreisbeschleunigern ist hier das Magnetfeld auf eine Ringzone beschränkt. Da die Teilchen durchgehend auf einem konstanten Orbit gehalten werden, ihre Energie sich aber mit jedem Umlauf erhöht, muss das Feld der Umlenkmagnete kontinuierlich (synchron) mit erhöht werden.

Da es praktisch unmöglich ist, mit einem Magnetfeld $\vec{B} = 0$ in den Dipolen zu beginnen, muss der Einschuss der Ionen bereits mit einer gewissen Anfangsenergie erfolgen. Das erklärt die Notwendigkeit des Vorbeschleunigerkomplexes.

4.3.2. Aufbau

Einen schematischen Überblick über das Heidelberger Synchrotron verschafft Abbildung 4.5. Der Umfang des Synchrotrons beträgt 65 m. Sechs 60° Dipolmagnete halten den Strahl auf seiner Umlaufbahn, außerdem enthält es sechs Quadrupol-Dubletts. Von den vier Sextupolen dienen zwei der Korrektur der Chromatizität und zwei der langsamen Extraktion, die in den Berechnungen zum Ring-Design mit dem Programm *MAD-X* ab Seite 49 ausführlich behandelt wird.

Man erkennt zwischen den Dipolen insgesamt sechs gerade Abschnitte, von denen zwei etwas kürzer sind und im Wesentlichen je zwei Quadrupole und einen Sextupol enthalten. Diese Sextupole sind zur Korrektur der Chromatizität eingebaut. Sie liegen, wie man der Abbildung 4.9 entnehmen kann, an Stellen mit großer Dispersion. Nur wo die Dispersion nicht verschwindet, haben Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen auch tatsächlich unterschiedliche transversale Positionen und nur dann wirkt das auf der Strahlachse verschwindende Sextupolfeld auf sie.

Die vier weiteren, geraden Sektionen sind etwas länger und bieten Platz für die folgenden Geräte, die in der Abbildung 4.5 rot markiert sind. Auf ihre Funktionsweise wird in den jeweiligen Unterkapiteln zu 4.3.3, wo der gesamte Ablauf im Synchrotron detailliert beschrieben wird, noch genauer eingegangen.

1. das elektrostatische Injektionsseptum
2. das elektrostatische Extraktionsseptum
3. das magnetische Extraktionsseptum

4. die Hochfrequenz Kavitäten
5. der Inflektormagnet
6. die Beulenmagnete
7. die Strahldiagnose
8. der *Knockout-Exciter*

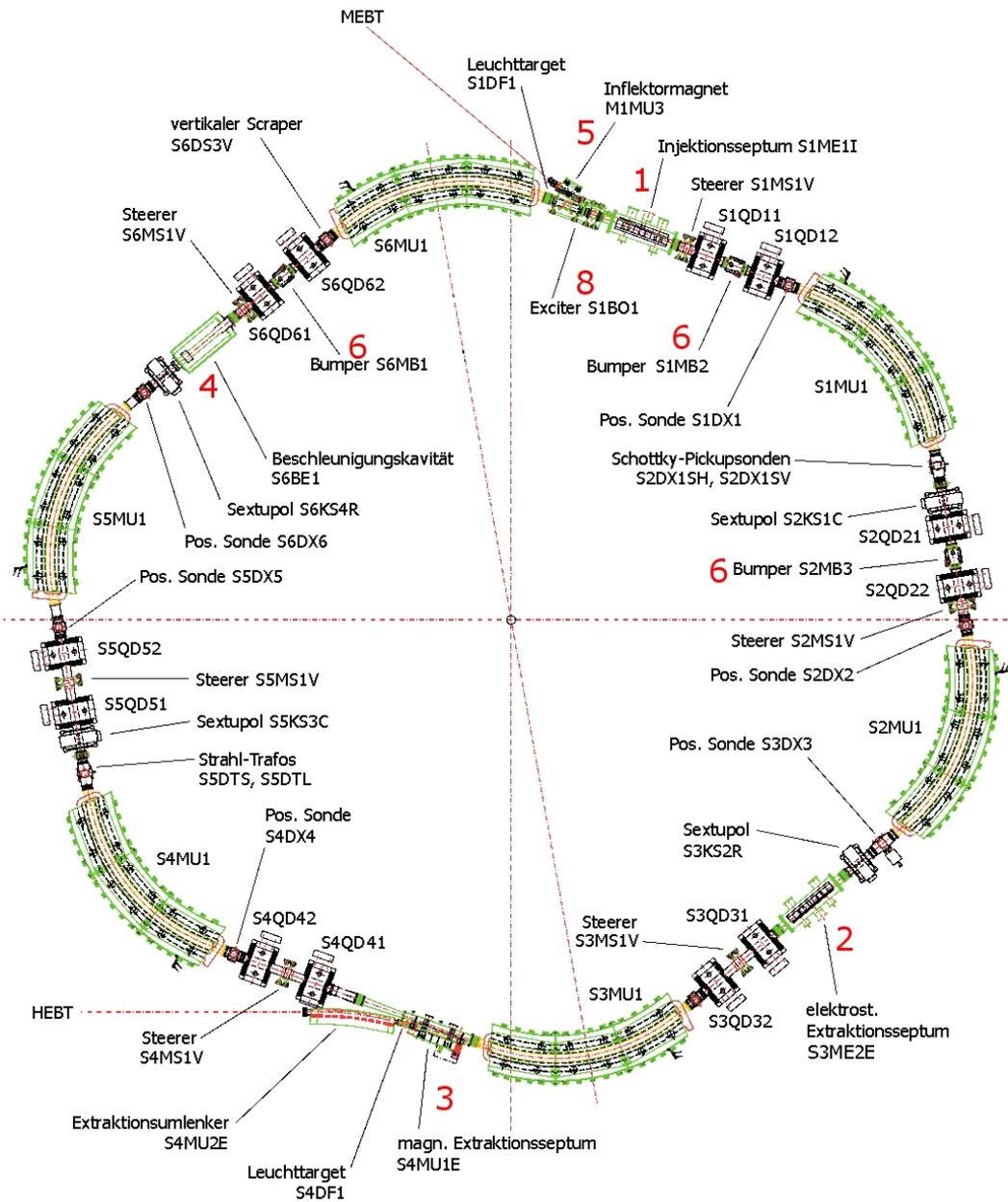


Abb. 4.5.: Schematischer Aufbau des HIT-Synchrotrons [18]

4. Der Beschleunigerkomplex des HIT

4.3.3. Synchrotron-Zyklus

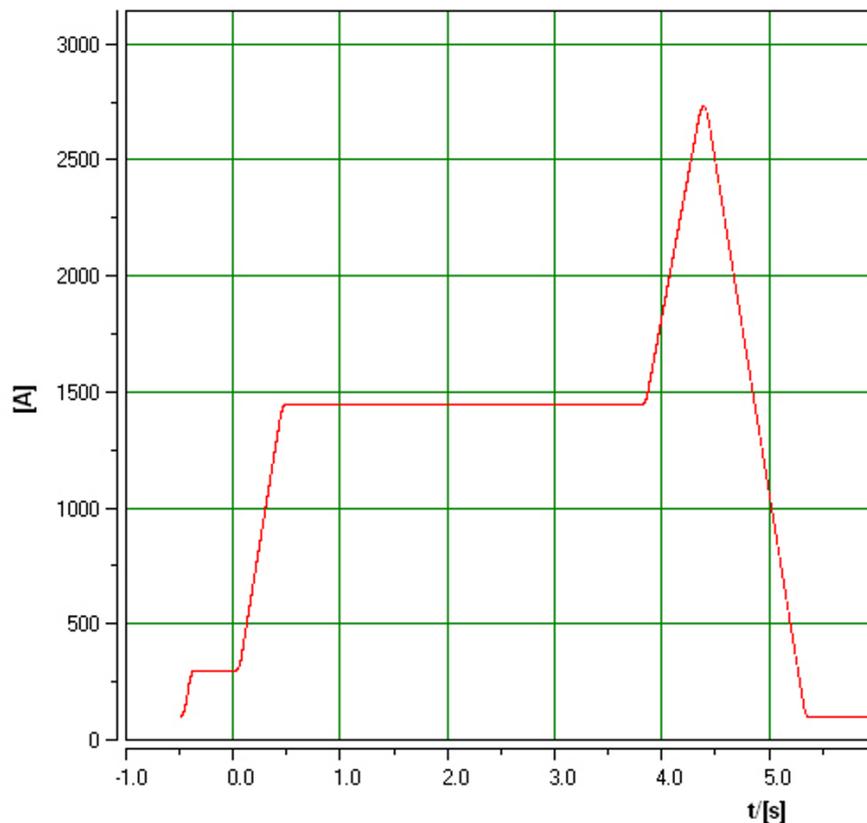


Abb. 4.6.: Synchrotron-Zyklus; Y-Achse: Dipol-Spulenstrom in A

Da die Bahn der Teilchen auf einen konstanten Radius beschränkt ist, können sich immer nur Teilchen einer Energie im Synchrotron aufhalten. Es kann also keine kontinuierliche Beschleunigung stattfinden. Injektion, Beschleunigung und Extraktion sind aufgrund der jeweils nötigen Magnetfeldstärken separate Phasen. Jede davon stellt etwas andere Anforderungen an die in Abschnitt 2.5 eingeführten *Lattice*-Funktionen.

Die Dauer von einer Injektion bis zur nächsten wird Zyklus genannt, dessen typischer Verlauf im Diagramm 4.6 zu sehen ist. Hier ist der Stromverlauf durch die 6 Haupt-Dipole gegen die Zeit aufgetragen. Für den Stromverlauf der Quadrupole ergibt sich ein nahezu analoges Bild.

Injektion

Im ersten Abschnitt, bei dem das Feld für etwa 0,5 s auf einem niedrigen Wert gehalten wird, findet die Injektion des $28 \mu\text{s}$ langen Strahls statt. Zu diesem Zeitpunkt haben die Teilchen eine Geschwindigkeit von ca. $3 \cdot 10^7 \text{ m/s}$. Daraus errechnet sich eine physikalische Länge von $L \approx 1 \text{ km}$ - dies ist deutlich länger, als das Synchrotron selbst. Es findet also eine Akkumulation

der Teilchen beim Befüllen des Synchrotrons statt. Durch diese *Multiturn*-Injektion können hohe Teilchenzahlen und Dosisraten erreicht werden, ohne allzu große Anforderungen an den gesamten Quellen- und Vorbeschleunigerkomplex zu stellen.

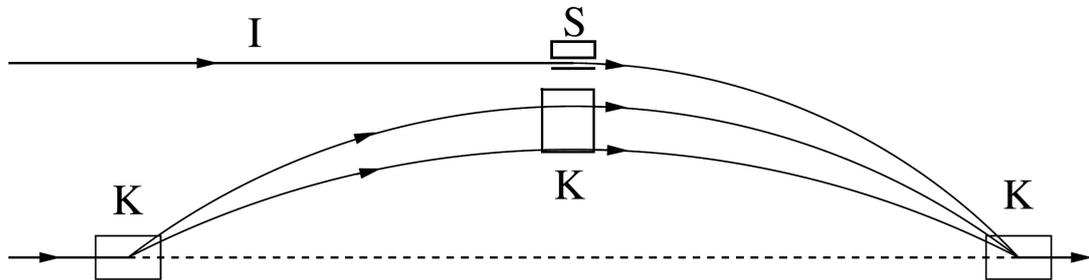


Abb. 4.7.: Funktionsweise der *Multiturn*-Injektion, Anordnung der Kickermagnete zur Erzeugung einer Beule in der Sollbahn. [4]

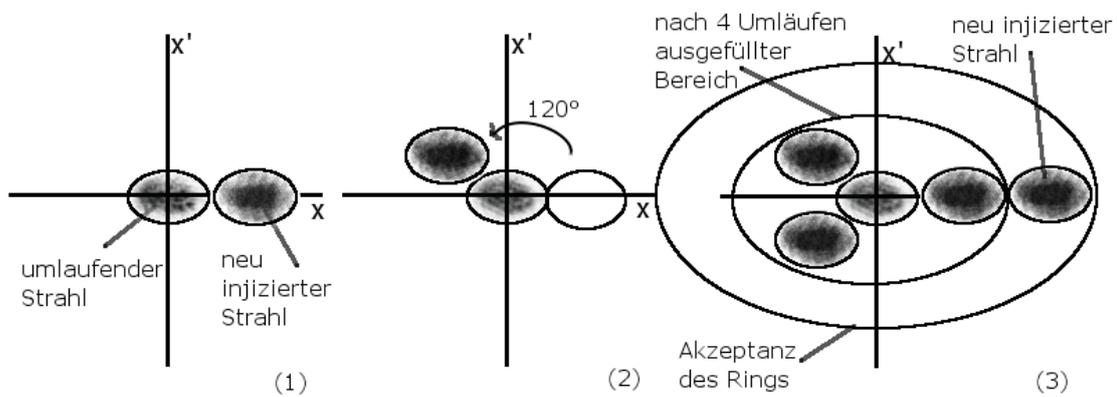


Abb. 4.8.: Funktionsweise der *Multiturn*-Injektion, „Ausmalen“ des Phasenraumes

Das Theorem von *Liouville* verbietet das Einbringen neuer Teilchen in ein Gebiet im Phasenraum, welches bereits von anderen belegt ist, selbst wenn die absolute Teilchen-Dichte jeweils vermeintlich gering ist. Eine über mehrere Umläufe andauernde Injektion an derselben Stelle im Phasenraum würde zu hohen Verlusten führen, die den Vorteil der Akkumulation gänzlich aufwiegen würde.

Damit eine *Multiturn*-Injektion funktioniert, muss die Akzeptanz des Rings größer sein, als die Emittanz des ankommenden Strahls. Beim Befüllen wird dann die Akzeptanz-Ellipse mit den Emittanz-Ellipsen schrittweise „ausgemalt“. Das Funktionsprinzip wird in der Abbildung 4.8 skizziert.

Drei Dipolmagnete erzeugen eine Beule in der Sollbahn des Synchrotrons. Sie sind in Schaubild 4.7 mit "K" bezeichnet, da sie manchmal auch *Kickermagnete* genannt werden. Mit ihrer Hilfe wird die Akzeptanzellipse der Maschine verschoben. Das Injektionsseptum *S* biegt den neu ankommenden Strahl *I* fast parallel zum Sollorbit, so dass er in der verschobenen Akzeptanzellipse liegt, (1) in Abbildung 4.8. Während eines Umlaufs rotiert die injizierte Ellipse aufgrund

4. Der Beschleunigerkomplex des HIT

der Betatronschwingungen ihrer Teilchen um 120° im Phasenraum, so dass der gleiche Bereich für die nächste Injektion wieder frei ist (2). Nach drei Umläufen, wenn ein ganzer Ring innerhalb der Akzeptanz ausgefüllt ist, wird die Stärke der *Kicker*-Magnete reduziert. Die Orbitbeule ist nun geringer und bringt den bereits umlaufenden Strahl so dicht wie möglich an das Septum heran. Der nun injizierte Strahl liegt im Phasenraum dicht neben den früher eingeschossenen Teilchen (3) und der Prozess des „Ausmalens“ beginnt erneut. Die einzelnen Ellipsen dürfen sich dabei möglichst nicht überlappen, um die Verluste gering zu halten.

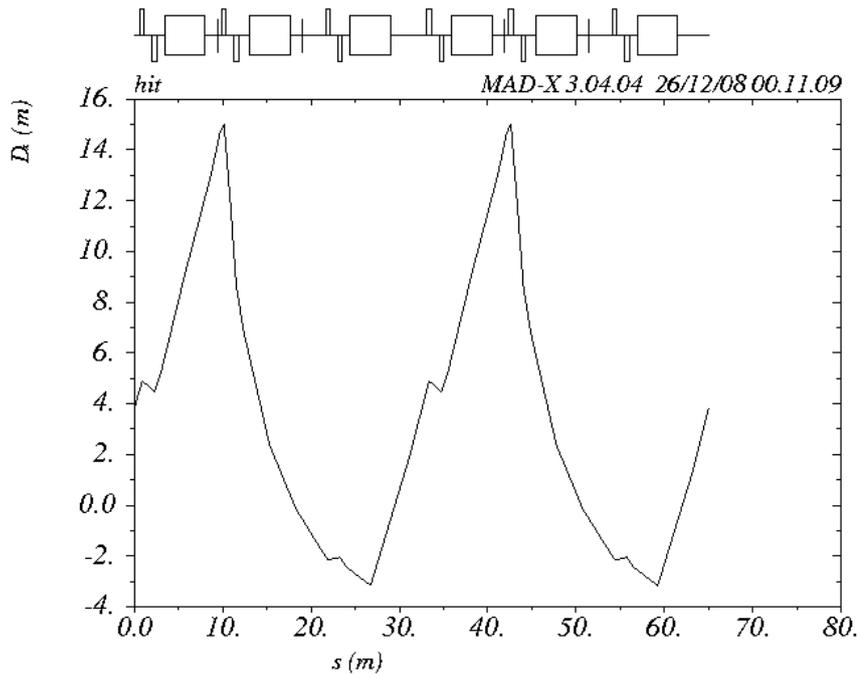


Abb. 4.9.: Verlauf der Dispersionsfunktion bei Injektion. Das Injektionsseptum befindet sich etwa bei $s = 63\text{ m}$

Wie sehr die Intensität im Ring durch die Multiturn-Injektion gesteigert werden kann, hängt zum einen vom Verhältnis Akzeptanz/Emittanz ab. Der Designwert für HIT ist $\approx 75/7$ [2]. Zum anderen ist die Impulsverteilung des ankommenden Strahls und damit die Dispersion an der Stelle des Injektionsseptums entscheidend. Um den Designwert von mindestens 10 für die Intensitätssteigerung zu erhalten, sollte die Dispersion hier nicht größer sein als 2 m .

Die Abbildung 4.9 zeigt die mit *MAD-X* errechnete Dispersionsfunktion entlang des Weges s im Synchrotron. Man erkennt, dass die Bedingung am Injektionsseptum erfüllt ist. Generell ist sie niedrig in den 4 langen geraden Sektionen zwischen den Dipolen, so dass die dort stattfindenden Strahlmanipulationen unabhängig von den Impulsunterschieden der Teilchen sind.

Anhand der Betafunktion in Abb. 4.10 erkennt man die Wirkung der Quadrupole. Der Strahl-

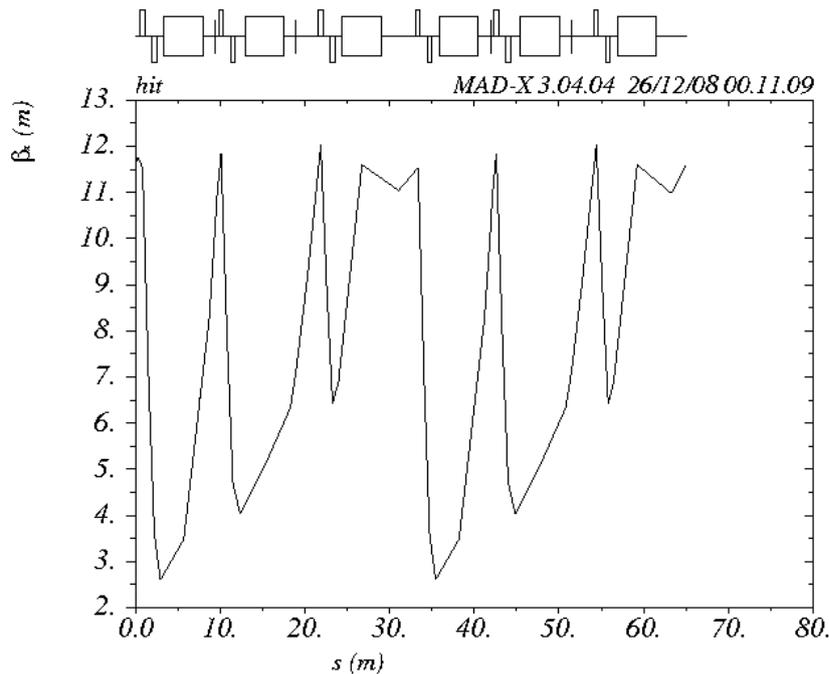


Abb. 4.10.: Verlauf der Betafunktion bei Injektion

durchmesser steigt wegen der gegenseitigen Abstoßung der Teilchen an, bis ein fokussierender Quadrupol ihn wieder verringert.

Da die Beschleunigung wie im Linac mit einem Wechselfeld erfolgt, liegt immer nur für eine gewisse Zeit ein Feld in richtiger Richtung an. Nachdem der Ring vollständig gefüllt ist, wird daher der annähernd kontinuierliche Strahl zu zwei Paketen geformt. Das Paketisieren übernimmt die HF-Kavität, wie auch die anschließende Beschleunigung.

Beschleunigung

Nach den Überlegungen zu Beginn dieses Abschnitts muss während des Anstiegs des Feldes die Beschleunigung stattfinden. Die Endenergie und damit die Dauer dieser Phase ist variabel, je nach gewünschter Eindringtiefe der Ionen. Die Beschleunigungsphase wird aufgrund der Steigung im $B - t$ Diagramm 4.6 auch Rampe genannt.

Zur Beschleunigung geladener Teilchen ist ein elektrisches Feld nötig. Wie beim *Linac* werden in einem Hohlraumresonator, der Kavität, stehende Wellen erzeugt. Die Frequenz des angelegten Feldes muss so gewählt werden, dass die Teilchen bei jedem Umlauf wieder ein beschleunigendes Feld „sehen“. Da sie jedes Mal beim Durchfliegen des Resonators etwas beschleunigt werden, verkürzt sich die Flugzeit, die sie für einen Umlauf benötigen und erneut die Kavität

4. Der Beschleunigerkomplex des HIT

erreichen. Daher muss die Frequenz ihres Feldes während der Beschleunigungsphase kontinuierlich mit verändert werden. Für die Anforderungen am HIT deckt die Kavität einen Frequenzbereich von 1 – 7 MHz ab.

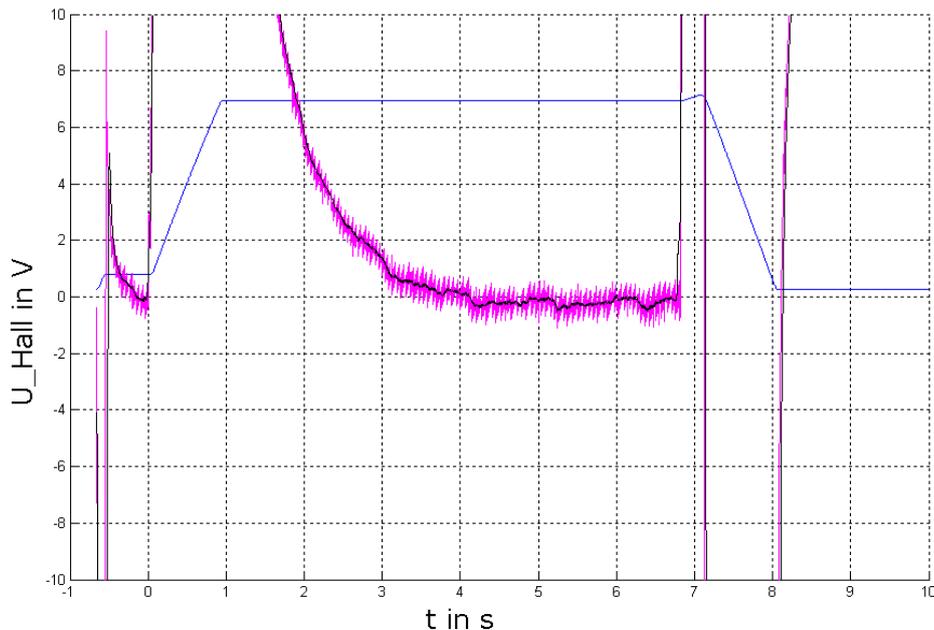


Abb. 4.11.: In blau ist ein Zyklus mit höchster Extraktionsenergie dargestellt. Die Differenz aus Soll- und Ist-Wert des Magnetfeldes, hervorgerufen durch Wirbelströme ist in pink eingezeichnet

Die nun nackten Kerne werden auf die Endenergie beschleunigt. Diese liegt für Protonen zwischen $48,12 \text{ MeV}/u$ und $221,06 \text{ MeV}/u$, für Kohlenstoff bei $88,8 \text{ MeV}/u$ bis $430,1 \text{ MeV}/u$, in jeweils 255 Stufen. Dabei entsprechen die jeweils höchsten Energien einer Eindringtiefe von $L \approx 30 \text{ cm}$ in menschlichem Gewebe.

Bei der Beschleunigung ändert sich das Feld der Dipole mit einer Rampengeschwindigkeit von $1,5 \text{ T}/s$. Bei diesem für normal-leitende Magnete verhältnismäßig hohen Wert, treten signifikante Wirbelströme im Eisenjoch auf, die exponentiell abklingen. Als Folge davon ist das durch sie im Joch erzeugte Feld und damit die Bahn der Teilchen erst nach ca. 1 s stabil genug, um mit der Extraktionsphase beginnen zu können. Im Zyklusdiagramm 4.6 ist diese Wartezeit als solche nicht zu erkennen, weil der Spulenstrom in dieser Zeit konstant bleibt. In Abbildung 4.11 ist allerdings zusätzlich die gemessene Differenz des Soll- und Istwertes des Magnetfeldes eingezeichnet. Diese Abweichung ist erst ab ca. $t = 2 \text{ s}$ kleiner als die geforderten 10^{-4} [13].

Extraktion

Nach dieser Wartezeit beginnt die Extraktionsphase. Theoretisch kann man den Strahl nach der Beschleunigung innerhalb eines Umlaufs extrahieren. Diese schnelle, in Analogie zum Injektionsprozess auch *Singleturn*-Extraktion, ist für die Anforderungen einer Tumorbehandlung allerdings nicht geeignet. Um das in der Einleitung beschriebene Raster-scan-Verfahren anwenden zu können und die verfügbare Dosis über einen gewissen Zeitraum hinweg auf das Gewebe zu verteilen, findet eine langsame *Multiturn*-Extraktion statt. Dabei kann die Extraktionszeit zwischen 1 – 10s betragen.

Bei der langsamen Resonanzextraktion finden folgende Schritte statt:

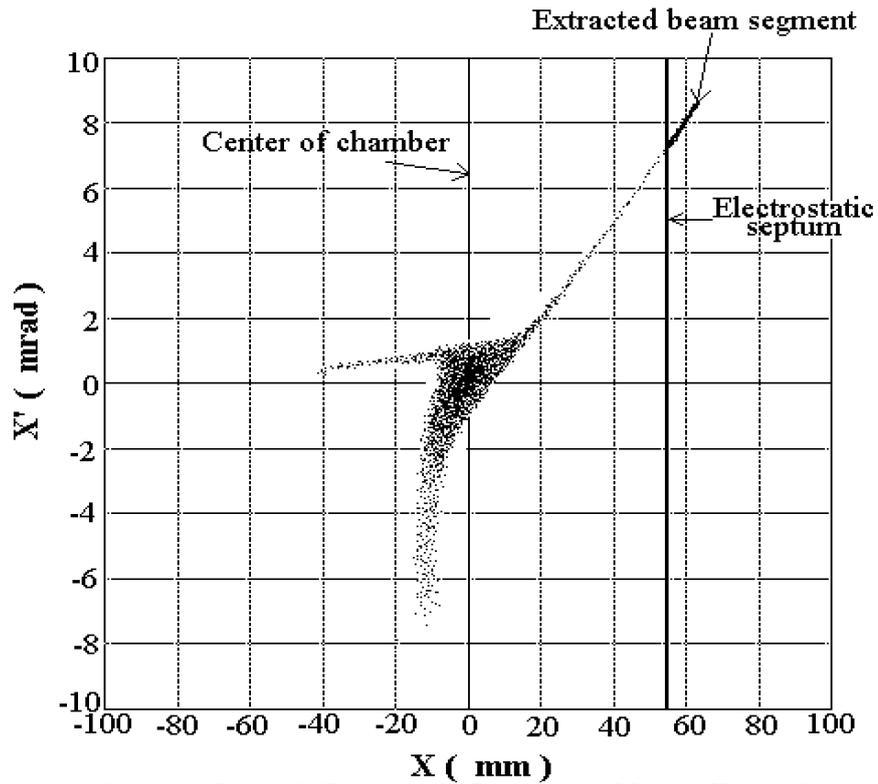
Die Quadrupole werden so verstellt, dass der Arbeitspunkt der Maschine in die Nähe einer 1/3-zahligen Resonanz gebracht wird. Die beiden übrigen Sextupole, die nicht die Chromatizität korrigieren, werden aktiviert. Sie liegen in einem Bereich ohne bzw. sehr niedriger Dispersion, dadurch wird gewährleistet, dass sie ihrerseits keinerlei Auswirkungen auf die Chromatizität haben, ihre Wirkungen sind entkoppelt. Durch sie wird eine 1/3-zahlige Resonanz angeregt. Das bedeutet, dass sich die Teilchenbahnen nach jedem dritten Umlauf wiederholen. Am deutlichsten wird die Auswirkung auf den Strahl beim Betrachten der *Separatrix* im Phasenraum, siehe Abbildung 4.12 (a). Der Begriff *Separatrix* bezeichnet allgemein die Übergangslinie zwischen dem inneren, stabilen Bereich und dem instabilen Bereich außerhalb der Beschleuniger-Akzeptanz. Aus der *Akzeptanz*-Ellipse ist nach dem Einschalten der Extraktions-Sextupole ein Dreieck geworden.

Jetzt könnte die Extraktion durch sukzessives Erhöhen der Sextupolfelder, also der Verkleinerung des stabilen Bereichs geschehen. Am HIT wird jedoch die *Knock-Out*-Methode angewandt, da dann erstens die optischen Einstellungen aller Magnete während der Extraktion konstant gehalten werden können, und zweitens diese Vorteile bei *Spill*-Pausen¹ bietet.

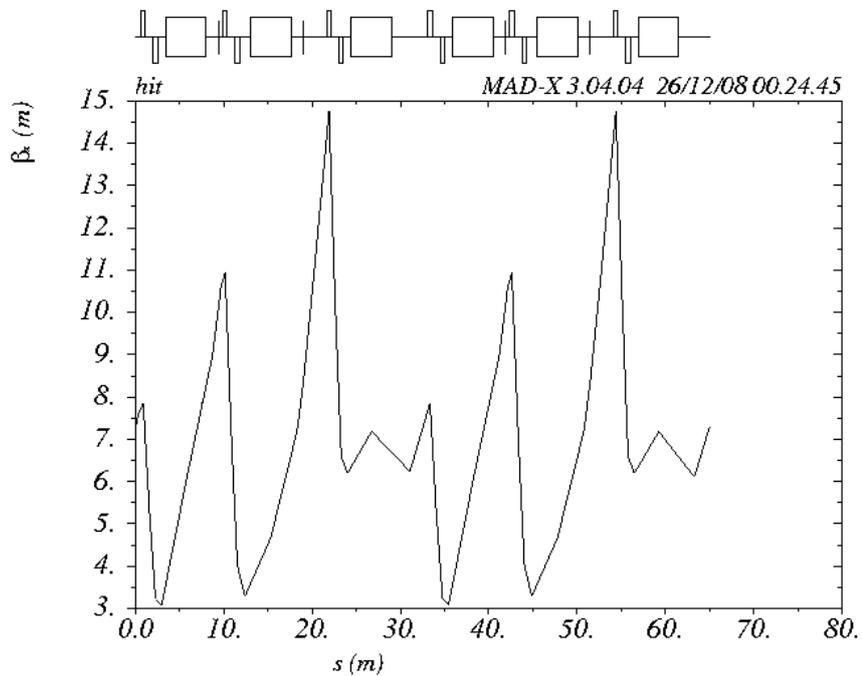
Dabei wird der Strahl transversal durch ein elektrisches Wechselfeld angeregt, dessen Frequenz in Resonanz zu einer Eigenschwingung der Betatronoszillation ist. Das Feld wird vom *Knock-Out Exciter* erzeugt. So werden die Teilchen aus dem inneren, stabilen Bereich der *Separatrix* an den instabilen Rand getrieben. Dort wachsen die Amplituden ihrer Betatronschwingungen exponentiell an und sie verlassen die *Separatrix* entlang der in 4.12 (a) gezeigten Arme. Die Position eines einzelnen Teilchens wandert dabei während eines Umlaufs zum nächsten Arm, das ist gerade die Konsequenz der drittelzahligen Resonanz. An einem dieser Arme befindet sich das elektrostatische Extraktionsseptum, das die Teilchen „abschält“ wenn ihre Amplitude groß genug ist. Wichtig ist, dass sich die Amplituden in der Weise erhöhen, dass sie auf die andere Seite des Septums gelangen, bevor sie entlang der anderen Arme z.B. mit der Strahlrohrwand kollidieren.

¹Unterbrechungen der Bestrahlung während eines Zyklus, zum Beispiel bei Atmungsunterbrechungen oder Überqueren von Flächen im Gewebe, die keine Dosis erhalten sollen

4. Der Beschleunigerkomplex des HIT



(a) Separatrix. Der stabile Bereich ist das Dreieck in der Mitte der Kammer [2]



(b) Verlauf der Betafunktion bei Extraktion. Das Extraktionsseptum beginnt bei $s \approx 20 \text{ m}$

Abb. 4.12.: hhh

Das Septum ist praktisch ein Plattenkondensator, bei dem eine Platte durch viele, ca. $0,1\text{ mm}$ dünne Drähte ersetzt wurde. Es erzeugt ein elektrisches Feld, welches die weit außen verlaufenden Teilchen noch weiter ablenkt und so eine räumliche Trennung zwischen umlaufenden und extrahierten Teilchen in der Vakuumkammer erzielt. Das im nächsten Synchrotron-Abschnitt eingebaute magnetische Extraktionsseptum lenkt den abgespaltenen Teil des Strahls schließlich in die Vakuumkammer in Richtung Hochenergie-Strahlführung ab.

In den Vorbemerkungen 2.5 ist die Betafunktion $\beta(s)$ als Maß des Strahlquerschnitts eingeführt. Damit das Extraktionsseptum effizient die äußeren Teilchen in den Extraktionskanal leiten kann, ist eine große Betafunktion an der Stelle des Septums erforderlich, denn dann werden die im Ring verbleibenden Teilchen möglichst nicht beeinflusst, bzw. die Verluste durch Kollision mit dem Septum selbst gering gehalten. In Abbildung 4.12 (b) ist zu erkennen, dass sie hier praktisch ihr Maximum hat.

„Kamin“

Wenn der Ring vollständig entleert ist², muss die Ausgangssituation wiederhergestellt werden, um eine neue Injektion zu ermöglichen. Das bedeutet, dass die Magnete wieder den Feldwert des Injektionsniveaus annehmen müssen. Im Zyklusdiagramm 4.6 erkennt man allerdings den aufgrund seiner Form so genannten „Kamin“ am Ende des Zyklus. Die ab Seite 13 behandelte Hysterese macht ihn erforderlich: Je nach Energie in der jeweiligen Extraktionsphase und damit je nach Feldwert, erzeugt der Magnet ein anderes Restfeld, wenn er von dort wieder heruntergefahren würde, obwohl der Strom zu diesem Zeitpunkt wohl bekannt und immer gleich ist. Das Feld wäre also im Fall ohne Kamin von der Vorgeschichte des Magneten abhängig und in seinem absoluten Wert vom Sollwert derart verschieden, dass der neu injizierte Strahl falsch abgelenkt würde.

Im Kamin werden nun am Ende jeder Extraktionsphase die Magnete mit dem maximalen Strom versorgt und damit auf den größt-möglichen Wert für $B \approx 1,6\text{ T}$ gebracht, egal auf welcher Energiestufe der jeweilige Zyklus stattgefunden hat. Dieses Feld entspricht bereits dem Sättigungsbereich in der Hysteresekurve des Eisens. Dadurch wird sichergestellt, dass das Herunterfahren der Magnete immer entlang der gleichen Hysteresekurve geschieht und der Startpunkt des neuen Zyklus wohlbekannt ist.

Hier sei noch einmal angemerkt, dass diese Problematik eine prinzipielle Eigenschaft der bis jetzt verwendeten Stromregelung ist, die mit dem nicht eindeutigen Verlauf der Magnetisierungskurve zusammenhängt und die beispielsweise nicht mit einer erhöhten Messgenauigkeit zu lösen ist! Eine Magnetfeldregelung jedoch könnte den zyklusabhängigen Wert des Restfeldes erfassen. Die Regelung passt den Spulenstrom durch den Magneten entsprechend an, damit der korrekte Feld-Sollwert für das Injektionsniveau wieder erreicht wird.

²Sind noch Teilchen dieser Energiestufe übrig, die nicht mehr zur Bestrahlung benötigt werden, werden diese kontrolliert an einen Kupferblock gelenkt, in dem die Teilchen stecken bleiben und vernichtet werden.

4.4. Hochenergie-Strahlführung, Gantry, Therapieplätze

Der Strahl wird vom Synchrotron durch die Hochenergie-Strahlführung zu den drei Therapieplätzen, einem Experimentierplatz sowie zum *Beam Dump* transportiert. Dabei sind zwei der Therapieplätze so genannte Horizontalplätze, wo der Strahl aus einem waagrecht angebrachten Strahlrohr austritt. Da die Patienten aufgrund medizinischer Gesichtspunkte nur auf dem Rücken liegend bestrahlt werden, sind die Bestrahlungsrichtungen hier auf die horizontale Ebene beschränkt. Um die Behandlung aus nahezu jeder beliebigen Richtung vornehmen zu können, tritt das dritte Strahlrohr unter einem Winkel von 90° im Vergleich zu den horizontalen Strahlrohren aus der Wand aus und ist darüber hinaus um 360° drehbar. Da dies eine Rotation eines erheblichen Teils der vorangehenden Strahlführung erfordert, wird eine Tragekonstruktion benötigt, die sich über die gesamten drei Stockwerke des Gebäudes erstreckt, die so genannte *Gantry* (Abbildung 4.13). Sie trägt alle Strahlführungskomponenten, Diagnoseelemente, sowie am Ende einen 90° Dipol. Anschlussleitungen für Strom und Kühlwasser müssen ebenfalls mitrotiert werden. Nicht-trivial ist auch der Übergangspunkt zwischen dem feststehenden Teil des Beschleunigers und der Gantry in Bezug auf Vakuum und den Teilchenbewegungen im Phasenraum. Das Gesamtgewicht der *Gantry* beträgt über $600t$. Trotz dieser Ausmaße wird am Bestrahlungspunkt die Positionsgenauigkeit des Strahls in der Größenordnung von $1mm$ erreicht. Die Gantry in Heidelberg ist die weltweit erste an einem Schwerionen-Synchrotron.

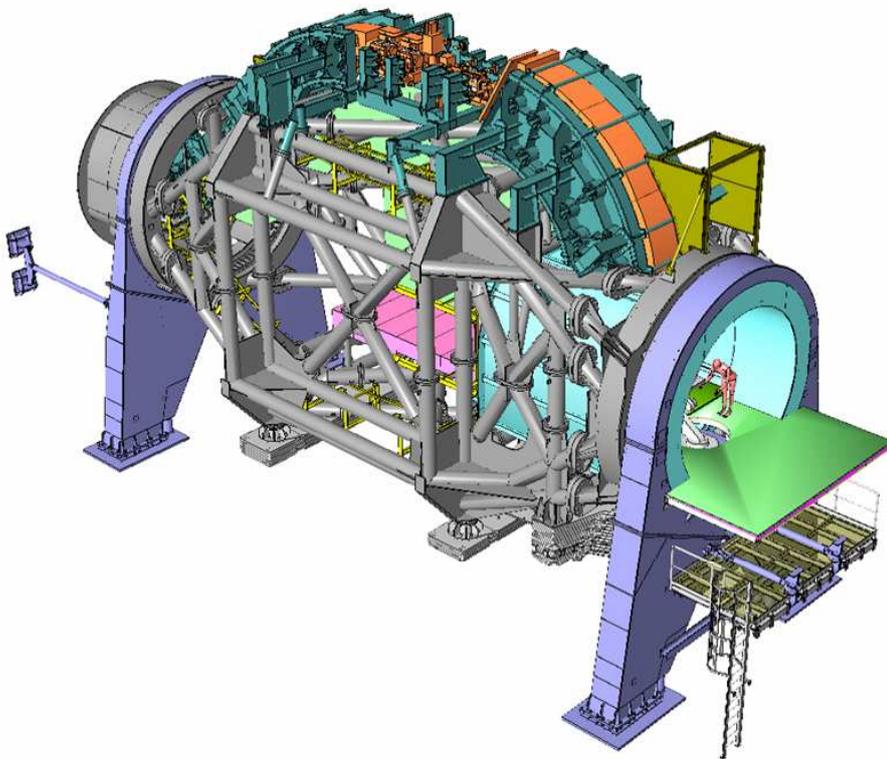


Abb. 4.13.: Die Schwerionen-Gantry des HIT [6]

Eine wichtige Komponente der Hochenergie-Strahlführung ist erneut ein Choppersystem, das der Patientensicherheit dient. Im Normalfall sind dabei alle drei Magnete (vgl. Abb. 4.3) angeschaltet. Bei allen Ereignissen, welche die Patientensicherheit gefährden könnten (*Interlocks*), wird der mittlere Magnet automatisch schnell ausgeschaltet und die Teilchen auf einen *Beam Dump* gelenkt.

Auf den letzten Metern zum Patienten durchlaufen die Ionen nochmals eine Reihe von Strahl-diagnoseelementen, um die Therapiequalität nachzuweisen. Außerdem werden hier weitere Schlüsseigenschaften für die Bestrahlung festgelegt. Zwei Quadrupole fokussieren den Strahl auf den gewünschten Durchmesser am Isozentrum, der Stelle des *Bragg-Peaks*. Durch sie wird der Strahldurchmesser in der Wirk-Ebene festgelegt. Sie liegen in einer dispersionsfreien Zone, so dass Impulsabweichungen der Teilchen hier keine Auswirkungen auf den Fokus haben. Die allerletzten optischen Elemente, die der Strahl vor dem Erreichen des Patienten passiert, sind die beiden Scannermagnete, die den Bestrahlungspunkt festlegen. Sie geben den Ionen die finale Ablenkung, je einer in x - und y -Richtung, um den Tumor mittels dem in der Einleitung beschriebenen Rasterverfahren millimetergenau zu treffen.

Zusammen mit der Ionensorte, der vom Synchrotron gelieferten Endenergie und der Intensität des Strahls sind das die Hauptparameter der Bestrahlung eines Tumorzvolumens.

4. *Der Beschleunigerkomplex des HIT*

5. Hallsondentests

5.1. Einrichtung und Ausrüstung eines Magnet-Teststandes

5.1.1. Notwendigkeit und Umfang

Die Durchführung der Messungen, mit denen die verschiedenen Hallsonden auf ihre Güte und Anwendbarkeit getestet werden, ist direkt an der Therapiemaschine aus zwei Gründen nicht möglich: Zum einen befindet sich die Anlage im 24 Stunden Betrieb und ist nur während der Wartungszeiten begehbar. Dies würde einen direkten Kontakt mit dem Messaufbau auf typischerweise einmal wöchentlich beschränken und somit lange Wartezeiten hervorrufen. Zum anderen sind die im Synchrotron und anderen Anlagenteilen eingebauten Magnete nur bedingt als Testmagnete geeignet, da die Orte maximalen Feldes von Vakuumkammern blockiert und nicht erreichbar sind.

Diese Gründe erforderten die anlagenexterne Neueinrichtung eines Magneten, seiner Stromversorgung sowie aller erforderlichen Messinstrumente.

Die Ausstattung des Teststandes umfasst folgende Komponenten:

- Magnet (GSI-Leihgabe)
- zugehöriges Netzgerät (GSI-Leihgabe)
- *Device Control Unit (DCU)*
- Teslameter
- Stromquelle für die Hallsonde
- Multimeter
- Oszilloskop
- FFT-Analysator
- Peltier-Element
- Laptop/Software
- Hallsonden

Im Folgenden wird die Funktion der einzelnen Messgeräte kurz beschrieben sowie einige ihrer Spezifikationen genannt. Bei der Auswahl der Modelle stand eine hohe Genauigkeit im Vor-

5. Hallsondentests

dergrund, da die Messanforderungen zum Teil an die Grenze des derzeit technisch Machbaren gehen. Außerdem sollten alle Komponenten eine Ansteuerung durch den PC erlauben, um den Messaufwand so einfach und übersichtlich wie möglich zu halten.



Abb. 5.1.: Der für die Hallmessungen bei HIT im Rahmen dieser Arbeit eingerichtete Magnet-Teststand

5.1.2. Komponenten

Magnet und Netzgerät

Der für den Aufbau verwendete Magnet ist ein Dipol einer mittlerweile demontierten Strahlführung der GSI. Die Stärke des maximal erreichbaren Feldes ist mit $|B| \approx 0,7 T$ geringer als die der HIT-Synchrotron Dipole, die ein Feld von bis zu $|B| \approx 1,6 T$ erzeugen können. Der interessierende Feldbereich, in dem die Startwertermittlung erfolgt, beträgt jedoch $|B| \approx 0,1 T$ und kann auch mit dem GSI-Dipol erzeugt werden.

Die Einstellung der Magnetfeldstärke erfolgt über die Vorgabe eines Spannungswertes am Netzgerät zwischen 0 und 11 Volt. Dabei entsprechen 11 Volt dem maximalen Strom und damit dem maximal erreichbaren Feld am Magnet. Die Vorgabe dieses Spannungswertes erfolgt entweder per Handbedienung über ein am Netzgerät angebrachtes Potentiometer oder ferngesteuert; dazu

besitzt das Netzgerät einen analogen Sollwert-Eingang.

Für die Messungen am Teststand wird in der Regel die externe Ansteuerung verwendet, wobei der Wert mit einer *Device Control Unit* (DCU) (siehe nächster Abschnitt) vorgegeben wird.

Device Control Unit (DCU)

Eine DCU empfängt Befehle des Beschleuniger-Kontrollsystems, zum Beispiel das Abfahren eines bestimmten Beschleunigerzyklus. Es gibt an das jeweilige Netzgerät die für diese Einheit notwendigen Parameter in Form einer Spannung weiter. Sie sorgt also dafür, dass das Gerät zum richtigen Zeitpunkt einen bestimmten Wert annimmt und überwacht mit einem internen Regler ständig die Übereinstimmung von Soll- und Istwert.

Eine solche Standard-DCU wird auch für die Ansteuerung des Teststand-Netzgerätes verwendet, allerdings in eingeschränkter Form. Sie dient im Wesentlichen als Sollwert-Spannungsquelle, d.h. sie ersetzt die manuelle Bedienung des am Netzgerät angebrachten Potentiometers. Via PC kann der Sollwert (zwischen 0 und 11 Volt) an der DCU eingestellt werden.

Die DCU verfügt noch über einen zweiten, unabhängigen Sollwertausgang, der am Teststand für die Spannungsversorgung eines Temperatursensors verwendet wird.

Teslameter

Um die Sonden im angestrebten Genauigkeitsbereich untersuchen und später kalibrieren zu können, muss das vom Testmagneten erzeugte Feld in entsprechender Weise bekannt sein. Das für den Teststand gewählte Modell ist ein *FM 3000* der Firma Projekt-Elektronik [19], dessen Messprinzip ebenfalls auf dem Halleffekt basiert. Es versorgt eine an einem Messarm angebrachte Hallsonde mit Strom und liest gleichzeitig die in Abhängigkeit von B abfallende Hallspannung U_H aus. Im Gerät werden darüber hinaus Anpassungen des Rohwertes U_H vorgenommen, so werden sowohl die bisweilen komplexe Temperaturabhängigkeit der individuellen Sonde, als auch die Nichtlinearitäten korrigiert. Damit wird eine relative Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ des Magnetfeldes erreicht. Diese Teslameter werden nach ihrer Fertigstellung mit einem auf dem Kernspinresonanz-Effekt basierenden Messgerät kalibriert.

Die Ausgabe des errechneten Wertes für B erfolgt beim *FM 3000* über die Digitalanzeige des Gerätes, kann aber auch über eine analoge BNC-Buchse weiterverarbeitet oder über eine RS 232 Schnittstelle an einen Computer gesendet werden.

Stromquelle für die Hallsonde

Hallsonden werden mit einem Gleichstrom von typischerweise einigen mA versorgt. Da die Stromquelle direkten Einfluss auf die Sonde und deren Ausgangssignal hat, muss hier der Strom

5. Hallsondentests

besonders genau einstellbar und zeitlich konstant sein. Des Weiteren darf insbesondere über dieses Gerät kein Rauschen über das Stromnetz auf die Sonde übertragen werden.

Das zunächst eingesetzte Modell *Keithley Sourcemeter 2601* [20] genügt diesen Anforderungen nicht. Um völlig autark vom Netz arbeiten zu können, wird die in Abb. 5.2 gezeigte Konstantstromquelle verwendet. Die drei Potenziale $\pm 15V$ und $0V$ werden dabei von Batterien erzeugt.

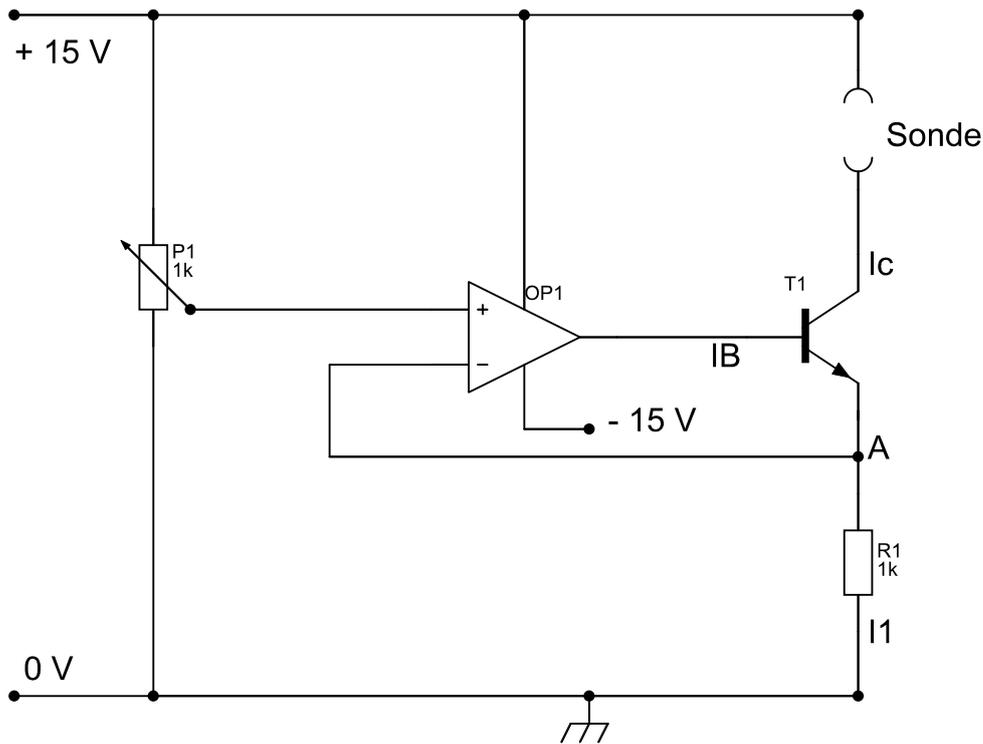


Abb. 5.2.: Schaltbild der eingesetzten Konstantstromquelle

Die Funktionsweise kann so zusammengefasst werden: Mit dem Potentiometer (P1) kann das am (+)Eingang des Operationsverstärkers (OP1) anliegende Potenzial variiert werden. Bei einem OP gilt, dass die beiden Eingänge immer auf demselben Potenzial liegen. Im Bild 5.2 bedeutet dies, dass sich auch der Punkt A auf dem an P1 eingestellten Potenzial befindet. Dadurch wird die über dem Widerstand R_1 abfallende Spannung U_1 bestimmt. Nach dem Ohmschen Gesetz fließt dann durch ihn der Strom $I_1 = U_1/R_1$.

Der Transistor T1 wirkt im Wesentlichen als Verstärker, so dass bei typischerweise etwa 100facher Verstärkung des Basisstroms I_B nur etwa 1% von I_1 durch den Operationsverstärker selbst fließt.

Sinkt nun der Strom I_1 aufgrund natürlicher Schwankungen oder z.B. wegen Temperatur- und damit Widerstandsänderungen an R_1 ab, so fällt wegen $U_1 = R_1 \cdot I_1$ auch die Spannung U_1 . Der Operationsverstärker versucht aber ständig seine beiden Eingänge auf demselben Potenzial zu

halten und reagiert mit einem erhöhten Strom am Ausgang ($= I_B$); der Strom steigt wieder auf den Ursprungswert an. Das Verhalten bei erhöhtem Strom I_1 ist analog. Der OP wirkt also wie ein Regler und hält den Strom I_1 sehr konstant, die Schwankungen sind bei den durchgeführten Experimenten $< 0,001 \text{ mA}$.

Multimeter

Mit dem mehrkanaligen Digital-Multimeter *Keithley 2700*, [21] werden verschiedene Ströme, Spannungen oder Widerstände während oder vor der eigentlichen Datenaufnahme gemessen. Dazu gehört u.a. die Hallspannung der Sonden oder die Temperatur, die ein zusätzlicher Sensor liefert. Nach dem Anschluss einer neuen Sonde wird damit der Sondenstrom I_C eingestellt. Über eine GPIB Schnittstelle erfolgt die Ansteuerung und Datenaufnahme durch den PC.

Die Genauigkeit der für die Hallsondenuntersuchungen maßgeblichen Spannungsmessungen wird im Datenblatt mit besser als $5 \cdot 10^{-5}$ angegeben, und genügt damit der geforderten Präzision von $1 \cdot 10^{-4}$.

Oszilloskop

Für die Rauschmessungen wird die Hallspannung auf den Eingang eines Digitalen Speicheroszilloskops *Tektronix TDS5000B*, [22] gegeben, so dass das Rauschen als Band direkt sichtbar und messbar wird. Das Grundrauschen des Geräts ohne Signaleingang beträgt $\approx 1 \text{ mV}$.

FFT-Analysator

Der FFT-Analysator dient zur Zerlegung eines beliebigen Spannungssignals in seine Frequenzanteile. Der verwendete Typ ist ein *Photon II* der Firma *LDS Dactron* [23]. Das Signal wird über ein BNC-Kabel auf den Eingang des Photon II gegeben. In dieser Arbeit ist dies die Hallspannung. Ein USB-Kabel verbindet es mit dem PC, wo ein Ausleseprogramm die Daten visualisiert. Ein Beispiel für eine Analyse ist im Abschnitt 5.2.5 gezeigt.

LabView Programme

Zur Ansteuerung verschiedener Geräte werden den Anforderungen entsprechende, mit *LabView* Version 8.5 [24] erstellte, eigene Programme verwendet. Dies trifft insbesondere auf das Multimeter zu, da die aufgezeichneten Messreihen so zur weiteren Analyse in einer Datei gespeichert werden können.

Als ein zentrales Programm ist in Abbildung 5.3 die Benutzeroberfläche der parallelen Datenaufnahme der Hallspannung und der Temperatur gezeigt, andere Programme sind je nach Anwendung etwas modifiziert, vom Prinzip aber ähnlich. Das dazugehörige Flussdiagramm ist

5. Hallsondentests

in Anhang B gezeigt. Links werden die Kanäle des Multimeters, an denen die Signale jeweils anliegen, sowie die Art der Messung gewählt. Die Wartezeit ist die Zeit zwischen zwei Datenaufnahmen, in denen sich z.B. eine neue Temperatur einstellen kann. In den beiden Fenstern rechts werden die jeweils aufgenommenen Messwerte angezeigt, sowie im rechts unten angegebenen Dateipfad in einer Tabelle abgelegt. In diesem Beispiel läuft die Messung bis zum Betätigen des roten Stopp-Feldes.

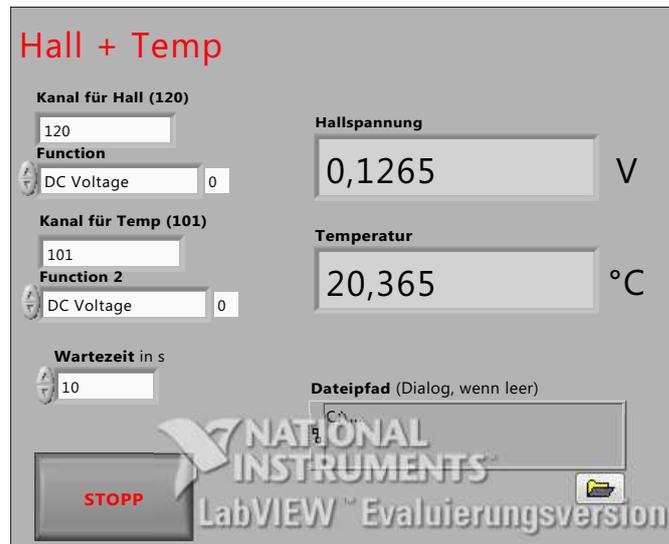


Abb. 5.3.: Benutzeroberfläche des Programms zur Sondendatenaufnahme

5.2. Untersuchungen zum Sondenrauschen

Dieses Kapitel handelt vom Eigenrauschen der Hallsonden; dieses ist eines der wichtigsten Kriterien bei der Auswahl einer geeigneten Sonde, denn nur eine rauscharme Sonde kann die geforderte Präzision im Hinblick auf reproduzierbare Messwerte erreichen.

Zunächst werden in Abschnitt 5.2.1 die Beiträge der einzelnen Messkomponenten quantifiziert. Nach einem Blick auf das reine und so noch wenig aussagekräftige Sondenrauschen (5.2.2) zeigen die Sektionen 5.2.3 und 5.2.4 Untersuchungen zum Rauschen als Funktion von Sondenstrom und Temperatur. Abschnitt 5.2.5 gibt einen Einblick in das Frequenzspektrum des Rauschens.

Generelles zum Rauschen

Rauschen entsteht aufgrund der stochastischen Natur des Ladungstransports und äußert sich in einer Schwankung der zu messenden Größe, z.B. einer Spannung oder eines Stromes.

Man teilt die verschiedenen Rauscharten in der Regel entweder nach ihrem Erscheinungsbild im spektralen Verlauf $W(f)$, siehe Gleichung (5.1), oder nach der Ursache ihres Entstehens ein. Aufgrund dieser begrifflichen Vielfalt, aber auch weil eine eindeutige Zuordnung zu einer Kategorie nicht immer möglich ist und sehr häufig Mischformen auftreten, ist die Beschreibung von Rauschphänomenen gelegentlich unübersichtlich. Diese Arbeit übernimmt die in [25] und [26] verwendete Einteilung.

Der rauschbehaftete Wert A schwankt im zeitlichen Verlauf um seinen Mittelwert. Zur Quantifizierung des Rauschens betrachtet man einen Effektivwert A^2 . Der mittlere gemessene Wert $\overline{A^2}$ lässt sich auch als Integral im Frequenzraum

$$\overline{A^2} = \int_0^{\infty} W(f) df \quad (5.1)$$

schreiben. Dabei ist $W(f)$ die spektrale Leistungsdichte, sie gibt die einzelnen Rauschanteile im Frequenzspektrum an. Falls es sich dabei um eine Spannung handelt, ist ihre Einheit demnach V^2/Hz .

Rauschen von Hallsensoren

Nach [27] setzt sich das Rauschen von Hallsensoren vor allem aus zwei Anteilen zusammen, nämlich dem thermischen Rauschen und dem $1/f$ -Rauschen¹.

¹Hier wird bereits die oben angesprochene Inkonsistenz bei den Bezeichnungen deutlich: Während das thermische Rauschen aufgrund der Temperaturabhängigkeit und damit seiner Ursache entsprechend so genannt wird, handelt es sich beim $1/f$ -Rauschen um die Beschreibung des spektralen Verlaufes.

5. Hallsondentests

Die freien Ladungsträger in einem Halbleiter haben thermische und damit kinetische Energie. Die dadurch hervorgerufene ungeordnete Bewegung führt zu einer ständig schwankenden, statistischen Aufladung der Leiter-Enden, dem thermischen Rauschen. Wenn man die so entstandene Spannung in einem Frequenzbereich der Breite Δf abgreift, erhält man für den Effektivwert dieser im Mittel verschwindenden Spannung (siehe z.B. [26]):

$$\overline{U^2} = 4kTR\Delta f \quad (5.2)$$

Dabei ist $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur in Kelvin und R der Widerstand zwischen den Leiter-Enden.

Das $1/f$ -Rauschen beschreibt dagegen ganz allgemein einen Verlauf von $W(f)$, welcher proportional zu $1/f$ ist. Aufgrund dieser Proportionalität findet man es überwiegend bei tiefen Frequenzen. Im Fall von Halbleitern trägt hauptsächlich das Generations-Rekombinations-Rauschen zum $1/f$ -Verlauf bei. Der Grund für diese Rauschart liegt in der begrenzten Lebensdauer der einzelnen Ladungsträger, die im Halbleiter immer als Elektron-Loch-Paar entstehen und mit einer Rekombination enden.

Alle gemessenen Angaben zum Rauschen sind die Spitze-Spitze Werte der Ausgangsspannung des Hallsensors. Die Ablesegenauigkeit bei der Bestimmung des Rauschens über das Oszilloskop beträgt $\pm 10\%$.

5.2.1. Rauschminimierung des Aufbaus

Zunächst muss der Rausch- bzw. Störanteil des Versuchsaufbaus bekannt sein und so weit wie möglich reduziert werden, um danach das tatsächliche Eigenrauschen der Sonde bestimmen zu können. Ohne besondere Vorkehrungen ist dieses geringer als das aller übrigen Störquellen und somit nicht nachweisbar. Folgende Maßnahmen dienen dazu, den Messaufbau in entsprechender Weise zu modifizieren. Quellen elektromagnetischer Strahlung im Labor gehören zu den größten Störfaktoren und sind daher generell so weit wie möglich zu vermeiden. Um den Einfluss noch vorhandener elektromagnetischer Wechselfelder zu minimieren, werden alle verwendeten Kabel, insbesondere die eigentlichen Messleitungen aber auch Kabel zur Stromversorgung paarweise verdreht und mit einem elektrisch leitenden, geerdeten Schirm umgeben. Als eine weitere Maßnahme zur Abschirmung vor elektromagnetischer Strahlung ist das Herzstück des Aufbaus inklusive der Hallsonden, in einer Metallbox untergebracht, da gerade an den Lötkontakten die Abschirmung der Kabel lückenhaft ist. Da Störungen nicht nur von außen, sondern auch über das allgemeine Stromnetz übertragen werden, wird zwischen den Messgeräten und der Steckdose ein Trenntrafo eingesetzt. Dieser unterdrückt teilweise das 50 Hz Netz-Signal, jedoch nicht vollständig. Um die Sonde komplett unabhängig vom Netz betreiben zu können, wird sie mit der in Abschnitt 5.1.2 beschriebenen, batteriebetriebenen Stromquelle versorgt.

Auf den Einsatz von Hoch-/Tief- oder Bandpassfiltern zur Rauschminimierung des Aufbaus

wird hier gänzlich verzichtet, da damit auch Komponenten, die erst von der Sonde selbst kommen, herausgefiltert würden.

Das gesamte Rauschen des Aufbaus inklusive der Sonde liegt in der gleichen Größenordnung wie die Auflösung bzw. das Eigenrauschen des Oszilloskops. Aus diesem Grund wird die Hallspannung vorher um einen einstellbaren Faktor verstärkt.

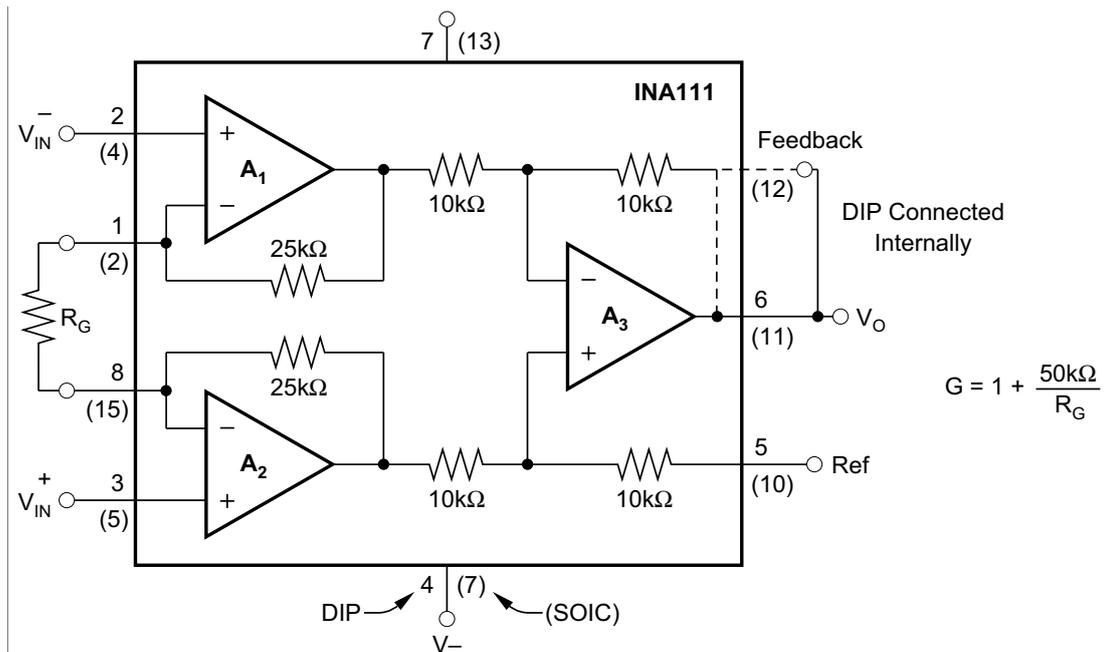


Abb. 5.4.: Schaltbild des Instrumentenverstärkers *INA 111* [28]

Als Verstärker wird der Typ *INA 111* [28] eingesetzt. Sein Schaltbild ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Die zu verstärkende Eingangsspannung wird an die Kontakte 2 und 3 angelegt. Der Widerstand R_G zwischen den Punkten 1 und 8 legt über das Verhältnis

$$G = 1 + \frac{50\text{k}\Omega}{R_G} \quad (5.3)$$

den Verstärkungsfaktor fest. Versorgt wird der *INA 111* mit einer äußeren Spannung über die Kontakte 4 und 7 von maximal $\pm 18\text{V}$. Das ist dementsprechend auch der maximale Wert, der als Ausgangsspannung zwischen 5 und 6 erzeugt werden kann. Bei einem Verstärkungsfaktor von typisch 1000 führt also z.B. jede Eingangsspannung $> +18\text{mV}$ zu einer konstanten, unverrauschten Spannung am Ausgang von $+18\text{V}$. Dies ist bei der Wahl der Verstärkung zu beachten.

In der Tabelle 5.1 ist das Rauschen des optimierten Versuchsaufbaus aufgeführt. Im Vergleich zur rauschärmsten Sonde ist es um den Faktor 2 geringer als das Sondenrauschen und somit

5. Hallsondentests

Komponente	Rauschspannung in mV
nur Oszilloskopeingang	1
mit angeschlossenem BNC Kabel	1
mit Verstärker (aus)	2
mit Verstärker (an, Netzteil)	16
mit Verstärker (an, Batterie)	16
mit Kabel zur Sonde (geschirmt, Sonde aus)	19
mit Hallsonde ohne Strom	24

Tabelle 5.1.: Rauschen der einzelnen Komponenten des Messaufbaus

klein genug zu dessen Bestimmung.

Aus der Tabelle wird ersichtlich, dass das Rauschen des reinen Versuchsaufbaus durch Hinzunahme des Verstärkers deutlich ansteigt. Dies ist insofern plausibel, da er Störsignale an seinen Eingängen bereits mitverstärkt, während alle Komponenten zwischen Verstärker und Oszilloskopeingang unverstärkt an diesem anliegen.

Die Spannungsversorgung des *INA 111* erfolgt über ein Labornetzteil. Eine Umstellung der Spannungsversorgung auf Batterien, um wie im Fall der Hallsonden-Stromversorgung unabhängig vom allgemeinen Stromnetz zu sein, zeigte keine Auswirkungen und wurde daher nicht weiter eingesetzt.

Alle Angaben in den folgenden Kapiteln, die das Sondenrauschen betreffen, sind der einheitlichen Darstellung halber wieder auf ihren natürlichen, unverstärkten Wert umgerechnet. Bei einem genannten Rauschwert von $60\mu V$ wurde tatsächlich der Wert $G \cdot 60\mu V$ gemessen. So können sämtliche Sonden-Rauschmessungen, unabhängig vom jeweils verwendeten Verstärkungsfaktor, miteinander verglichen werden.

5.2.2. Sonden-Rauschen unter Nennstrom

Um einen ersten Überblick über die Größenordnungen des Sondenrauschens zu bekommen, wird das Eigenrauschen der Sonden untersucht. Sie sind dabei lediglich dem Erdmagnetfeld ausgesetzt. Die Sonden sowie die Stromquelle befinden sich dabei in einem Metallkasten, wiederum aus Abschirmungsgründen. Ein möglichst kurz gehaltenes BNC Kabel führt das Hallsignal vom Kasten zum Oszilloskop.

Die in Tabelle 5.2 aufgeführten Werte gelten jeweils für den Nennstrom, wie er aus den Datenblättern der jeweiligen Sonden hervorgeht. Eine Aussage über die Güte der Sonden kann anhand dieser absoluten Werte noch nicht getroffen werden, entscheidend ist das Verhältnis aus Rauschen und ausgegebener Hallspannung, siehe Abschnitt 5.4.

Sonde	Hersteller	Rauschen [μV]	I_C [mA]
KSY 44	Siemens	60	5
CYSJ 1069	ChenYang	230	5
CYSJ 411	ChenYang	54	5
CYSJ 422	ChenYang	100	5
CY P3A	ChenYang	120	3
CY P15A	ChenYang	120	1
HGT 2100	MagnetPhysik	46	1
HGT 2010	MagnetPhysik	34	1
HGT 1010	MagnetPhysik	40	100

Tabelle 5.2.: Rauschen der Sonden unter Nennstrom gemäß Datenblatt; gemessene Rauschspannung durch Verstärkungsfaktor dividiert

KSY 44		CYSJ 411		HGT 2100		HGT 2010		HGT 1010	
I_C	ΔV	I_C	ΔV	I_C	ΔV	I_C	ΔV	I_C	ΔV
0,5	27	0,5	26	0,1	26	0,2	28	40	45
1	28	1	28	0,2	26	0,4	29	50	51
1,5	30	1,5	30	0,35	28	0,6	28	60	53
2	33	2	33	0,5	31	0,8	30	70	55
2,5	36	2,5	34	0,6	33	0,9	34	80	55
3	41	3	38	0,7	35	1	34	90	57
4	49	4	46	0,8	38			100	61
5	60	5	54	0,9	42				
		6	62	1	44				
		7	68						

Tabelle 5.3.: Sondenrauschen ΔV (in μV), als Funktion des Steuerstroms I_C (in mA); Verstärkungsfaktor eliminiert

5.2.3. Sonden-Rauschen in Abhängigkeit von I_C

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit des Sonden-Eigenrauschens von ihrem Versorgungsstrom I_C untersucht. Die Messungen werden unter den gleichen Bedingungen durchgeführt, wie in Abschnitt 5.2.2. Alle gemessenen Werte wurden wieder durch den Verstärkungsfaktor geteilt, so dass sie den tatsächlich vorliegenden Rauschwerten entsprechen. Der Strom durch die Sonde wird schrittweise erhöht und das jeweilige Rauschen aufgezeichnet. Die Messreihen beginnen bei dem Wert für I_C , bei dem eine beobachtbare Empfindlichkeit auf einen in die Nähe gebrachten kleinen Stabmagneten registriert wird. Sie enden beim Nennstrom, bzw. beim zulässigen Maximalwert, sofern dieser im Datenblatt angegeben ist.

Wie aus der Tabelle 5.3 ersichtlich ist, nimmt das Eigenrauschen generell zu höheren Strömen hin zu. Das Rauschen kann also sehr einfach durch eine Änderung des Stromes durch die Sonde verringert werden.

Die Abbildung 5.5 zeigt den typischen Verlauf des abgelesenen Rauschens in Abhängigkeit

5. Hallsondentests

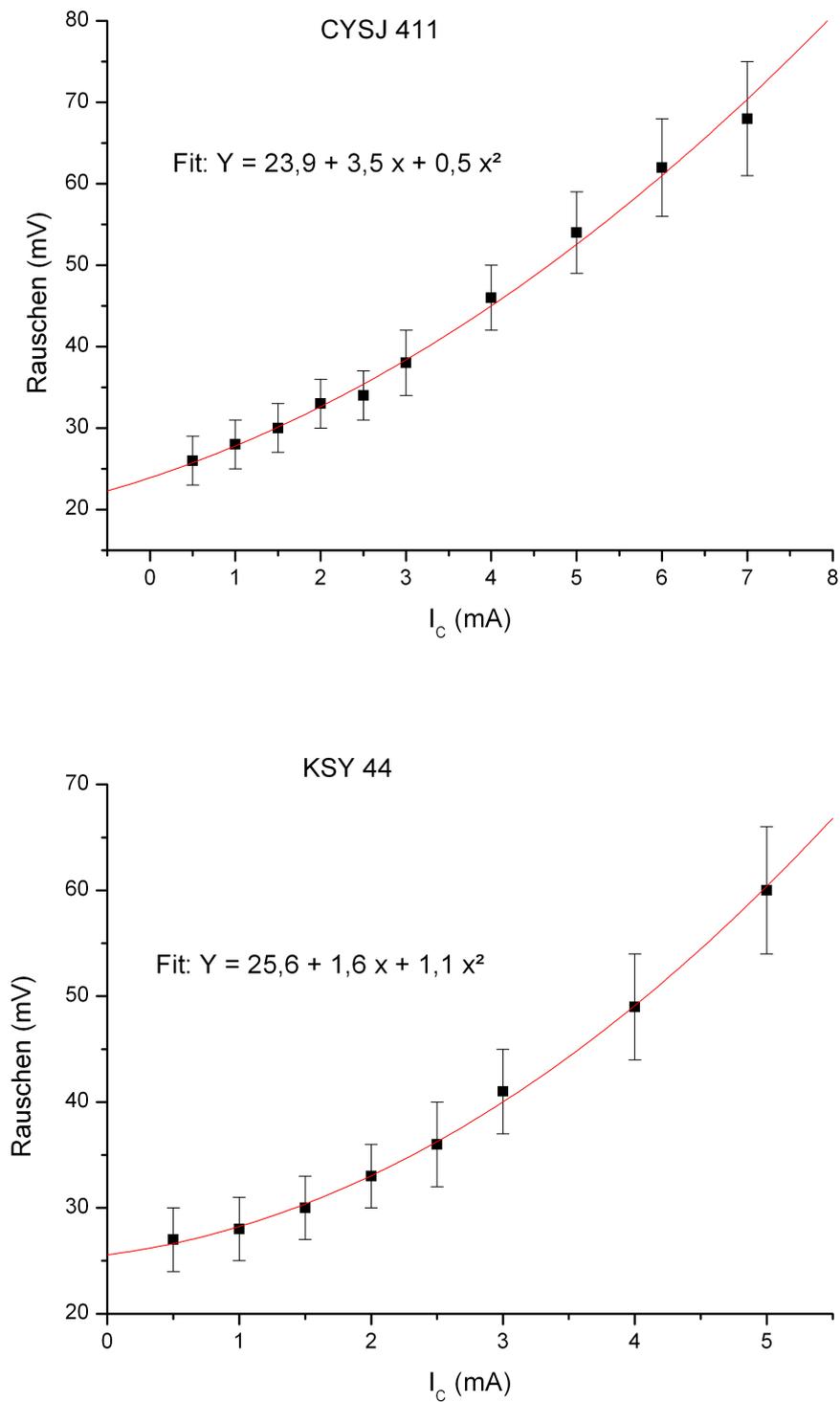


Abb. 5.5.: Stromabhängigkeit des Rauschens bei zwei Sondentypen

vom Sondenstrom I_C .

Mit dem Auswerteprogramm *Origin* [29] erstellte Fitkurven durch die Messpunkte liefern für die hier näher untersuchten Typen jeweils eine Funktionsgleichung mit einem konstanten Offset, sowie einem linearen und einem quadratischen Anteil.

Der konstante Offset von $(25 \pm 1) \mu V$ ist der Rauschanteil des Verstärkers und des restlichen Aufbaus inklusive den nicht Strom durchflossenen Sonden, der natürlich auch bei nicht funktionierender Sonde, also beim Strom 0, bestehen bleibt. Dabei handelt es sich um thermisches Rauschen.

Fließt allerdings ein Gleichstrom I_C durch den Sensor, kommen weitere Rauschanteile hinzu. Für sie hat sich dementsprechend der Oberbegriff „Stromrauschen“ etabliert. Sie erklären vorrangig den quadratischen Anteil der Verläufe [26].

Die Ladungsträgerbewegung kann aufgeteilt werden in eine stochastische Bewegung als Folge der thermischen Energie und einen Driftbeitrag aufgrund der von außen angelegten Spannung U_C , die den Strom I_C verursacht.

Der Driftbeitrag führt zu einem Stromfluss mit einer Vorzugsrichtung. In einem Halbleiter ist die mittlere Lebensdauer τ_m der Majoritäts-Ladungsträger begrenzt. In den für Hallsensoren üblicherweise verwendeten Materialien sind dies im Allgemeinen Elektronen. Zwischen der Entstehung eines Elektron-Loch-Paares einer Rekombination legt das Elektron im Mittel den Weg

$$s = \bar{v} \tau_m = \mu \frac{U_C}{a} \tau_m \quad (5.4)$$

zurück. Dabei bewege es sich mit der mittleren Ladungsgeschwindigkeit $\bar{v} = \mu U_C / a$, μ bezeichnet die Ladungsträger-Beweglichkeit, die Länge des Hallsensors ist a . Im Allgemeinen ist $a \gg s$. Der von einem einzelnen Elektron der Ladung e hervorgerufene Influenzstrom $i = e\bar{v}/a$ transportiert während der Zeit τ_m die Ladung $q = i\tau_m$, daraus folgt

$$q = e \frac{\bar{v}}{a} \tau_m = e \frac{s}{a}. \quad (5.5)$$

Für das Rauschspektrum W eines mit Strom I_C durchflossenen Materials gilt unter der Annahme statistischer Unabhängigkeit der Einzelbewegungen aller Ladungsträger die *Schrotformel* [26]

$$W = 2qI_C. \quad (5.6)$$

Unter Verwendung von Gleichung (5.4) und (5.5) folgt:

$$W = 2e \frac{s}{a} I_C = 2e\mu \frac{U_C}{a^2} \tau_m I_C. \quad (5.7)$$

Die Spannung U_C kann über das Ohm'sche Gesetz ebenfalls durch den Strom I_C ausgedrückt

5. Hallsondentests

werden, R sei der Widerstand des Halbleiters:

$$W = 2e\mu \frac{I_C^2}{Ra^2} \tau_m \quad (5.8)$$

Dieses Rauschen ist das aufgrund seiner Ursache so genannte Generation-Rekombinations-Rauschen. Es ist proportional zu I_C^2 , da die von den einzelnen Influenzstrom-Impulsen getragenen Ladungen selbst proportional zu I_C sind. Da es sich um ein Schrotrauschen handelt, zeigt es im spektralen Verlauf eine $1/f$ -Abhängigkeit, siehe Abschnitt 5.2.5.

Zusätzlich haben die Elektronen thermische Energie und führen daher stochastische Bewegungen durch. Diese Stromimpulse haben den Mittelwert 0 und treten auch ohne die von außen angelegte Spannung U_C auf. Dieser Anteil liefert das generelle, thermische Rauschen und wird unter wachsendem Stromfluss größer: Nach Gleichung (5.2) ist das thermische Rauschen linear abhängig von der Temperatur T . Fließt der Gleichstrom I_C durch den Leiter wird Joule'sche Wärme erzeugt und die Temperatur wird erhöht. Die Temperatur ist proportional zur inneren Energie und damit zur über einen Zeitraum Δt zugeführten Leistung P . In einem Strom durchflossenen Bauelement gilt $P = RI^2$. Zusammenfassend ergibt sich also die Kette

$$\overline{U^2} \propto T \propto P \propto I^2. \quad (5.9)$$

Es konnte keine Rückverfolgung des linearen Zusammenhangs von Rauschen und Strom I_C auf ein bekanntes physikalisches Phänomen erfolgen. In den Betrachtungen zum Generations-Rekombinations-Rauschen wird allerdings bei der Berechnung des Rauschens als Summe unabhängiger Einzelimpulse idealisierend angenommen, dass sich wenige Elektronen im Leitungsband befinden und die Bildung von Trägern ein statistisch unabhängiger Vorgang ist.

Des Weiteren muss auch hier die geometrische Form der Sensoren beachtet werden, deren Kontakte in der Regel nicht entlang der gesamten Seitenlänge angebracht sind. Daher existiert nicht nur eine Beitrag zum Gesamt-Strom in Längsrichtung (a), sondern auch transversale Komponenten.

Ferner wird hier eine rein n-leitende Probe zu Grunde gelegt, wo außer den Leitungselektronen keine weiteren Träger vorhanden sind. Auch dies ist lediglich eine Näherung. Beispielsweise können neben den Elektronen des Leitungsbandes zusätzliche Defektelektronen in geringer Konzentration vorhanden sein, die für Schwankungs-Erscheinungen unter Umständen von entscheidender Bedeutung sind [25].

Bei fast allen untersuchten Sonden sind sowohl die linearen als auch die quadratischen Anteile in der Stromabhängigkeit zu erkennen, die Schaubilder der übrigen Sonden sind im Anhang C.1 zu finden. Insbesondere weist der Typ CYSJ 411 eine nur sehr schwach ausgeprägte, quadratische Abhängigkeit auf. Die Effekte, die ein Rauschen $\overline{U^2} \propto I_C^2$ verursachen, wie z.B. das thermische Rauschen, sind hier also weniger ausgeprägt. Das bestätigen auch die Untersuchungen im Abschnitt 5.2.4.

5.2.4. Sondenrauschen in Abhängigkeit von der Temperatur

In einem Teilchenbeschleuniger sind prinzipiell keine besonders großen Temperaturschwankungen zu erwarten. Alle Magnete sind wassergekühlt und werden auf der konstanten Temperatur von $T \approx 20^\circ\text{C}$ gehalten, die Beschleunigerräume sind auf $\pm 2^\circ\text{C}$ temperaturstabilisiert. Eine Erwärmung um mehr als einige Grad Celsius, z.B. bei Ausfall der Kühlung, hätte auf den ganzen Ablauf des Beschleunigerbetriebs weit reichende Konsequenzen. Der Einsatz der Sonden beschränkt sich also auf einen engen Temperaturbereich.

Trotzdem wird hier die Temperaturabhängigkeit des Rauschens zumindest für zwei, aus anderen Messungen als viel versprechend hervorgehenden Sondentypen, kurz angerissen. Die Betrachtungen untermauern u.a. die Ergebnisse aus Abschnitt 5.2.3.

Der Sondenträger wird dazu zusätzlich mit einem Temperatursensor Typ *TMP36* [31] ausgestattet. Dieser wird mit einer konstanten Spannung zwischen 2,7V und 5,5V versorgt und liefert eine zur Temperatur proportionale Ausgangsspannung, welche ebenfalls mit dem Digitalmultimeter ausgelesen wird.

Hallsonde und Temperatursensor befinden sich für diese Messungen auf einem Peltierelement und sind in Styropor eingefasst, um eine möglichst gute thermische Isolierung nach außen sicherzustellen. Um das Peltierelement als zusätzliche Rauschquelle ausschließen zu können, wird es nach dem Aufheizen bzw. Abkühlen für die Dauer der Messung ausgeschaltet. Der so einstellbare Temperaturbereich umfasst etwa das Intervall $10^\circ\text{C} - 40^\circ\text{C}$. Dieses künstlich erzeugte zusätzliche Rauschen ist rein thermisch.

Die Ergebnisse dieser Messung sind qualitativer Natur, denn es kann z.B. keine verlässliche Aussage darüber getroffen werden, inwieweit Temperatur- und Hallsensor tatsächlich im thermischen Gleichgewicht sind.

Die beiden getesteten Sonden weisen jedoch offensichtlich unterschiedliches Verhalten auf: Während beim Typ CYSJ 411 keine Temperaturabhängigkeit des Rauschens erkennbar ist, ändert sich der Wert der Sonde KSY 44 um mehr als $10\mu\text{V}$ im untersuchten Temperaturintervall.

Die Messungen in Teil 5.2.3 hatten ergeben, dass der quadratische Anteil der Stromabhängigkeit bei der Sonde CYSJ 411 deutlich weniger ausgeprägt ist als bei allen anderen Typen. In Kombination mit den Erkenntnissen dieses Abschnittes kann daher behauptet werden, dass der Anteil des thermischen Rauschens in dieser Sonde weitgehend unterdrückt ist.

5.2.5. FFT-Analyse

Die bisherigen Betrachtungen beschränkten sich auf den integralen Rauschen der Sonden, also der durchschnittlichen Schwankung der Hallspannung um einen Mittelwert, sichtbar z.B. als Band auf einem Oszilloskop. Die FFT-Analyse jedoch ermöglicht einen Einblick in das Frequenzspektrum $W(f)$ aus Gleichung (5.1).

Da in der geplanten Anwendung die Möglichkeit der Signalfilterung besteht, ist die Kenntnis der einzelnen Frequenzanteile durchaus von praktischem Interesse. Das hochfrequente Rauschen kann mit einem Tiefpassfilter eliminiert werden. Entscheidend ist daher vor allem, wie sehr die Sonden im niederfrequenten Bereich $0 - 100\text{ Hz}$ rauschen.

Zur Untersuchung des Rauschspektrums wird das Hallsignal auf den Eingang eines FFT-Analysators gegeben. Exemplarisch ist ein Spektrum in Abbildung 5.6 gezeigt.

Alle untersuchten Sonden weisen generell einen ähnlichen und den erwarteten Verlauf auf. Bei tiefen Frequenzen dominiert das $1/f$ -Rauschen. Es wird durch das Stromrauschen, genauer gesagt durch den Anteil des Generation-Rekombinations-Rauschens verursacht. Es kann nämlich gezeigt werden (siehe [25]), dass eine durch die endliche Lebensdauer der Ladungsträger hervorgerufene, Sägezahn förmige Ladungsträrgbewegung anstelle einer kontinuierlichen, in der Fourierdarstellung im Wesentlichen Auswirkungen bei kleinen Frequenzen hat.

Bei höheren Frequenzen dominiert das thermische Rauschen. Es gehört zum weißen Rauschen, weil es über einen weiten Bereich unabhängig von der Frequenz ist, siehe Gleichung (5.2).

Keine Sonde zeichnet sich durch besonders geringe Anteile im niederfrequenten Bereich aus. Die in den vorangegangenen Messungen gemachten Beobachtungen zum absoluten Rauschen werden bestätigt, erkennbar am Wert V^2/Hz , da dieses genau das effektive Rauschen in $\overline{V^2}$ für ein Frequenzintervall der Länge 1 Hz wiedergibt.

Manche Sondentypen weisen einzelne Maxima bei bestimmten Frequenzen auf, trotz aller Abschirmmaßnahmen häufig bei $f = 50\text{ Hz}$.

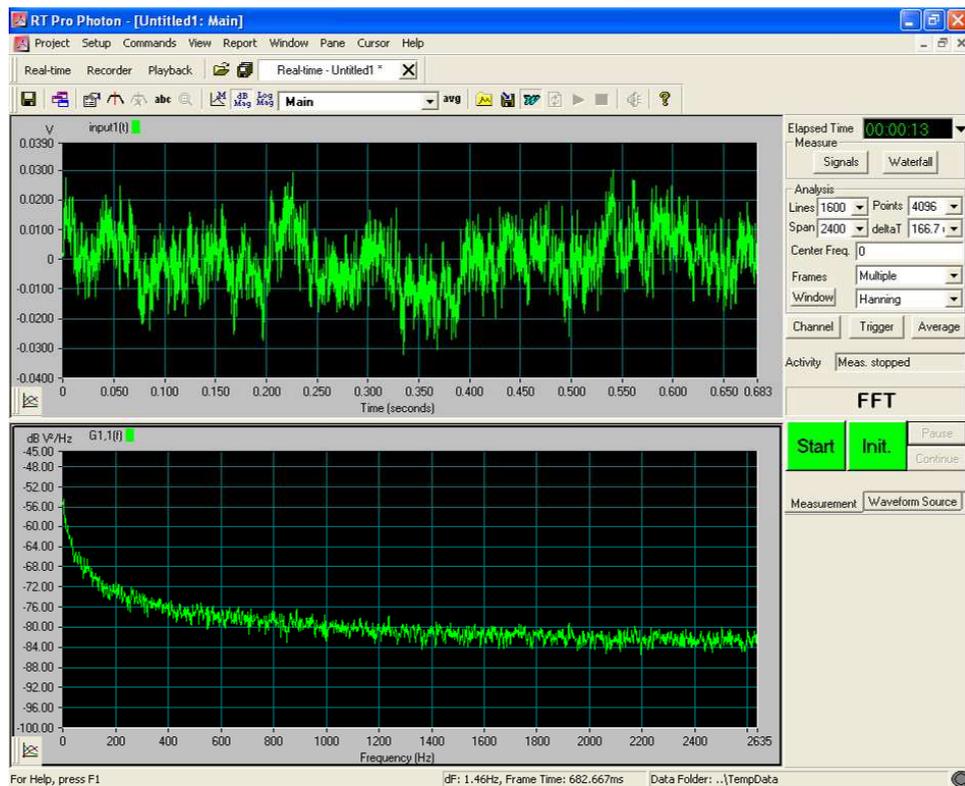


Abb. 5.6.: Bild einer FFT-Analyse des *Photon II*. Oben: Hallsondensignal. Unten: Zerlegung dieses Signals in sein Frequenzspektrum; rechts: Einstellparameter der FFT-Analyse, wie z.B. Messzeit und damit Genauigkeit, Fensterfunktion (hier: Hanning) usw.

5.3. Untersuchungen zur Sondensensitivität

Die zentrale Eigenschaft der Sonden, die bei bekanntem Feld B und Strom I_C die Höhe der Hallspannung U_H festlegt, ist die Empfindlichkeit oder Sensitivität,

$$S = \frac{U_H}{B \cdot I_C} \quad (5.10)$$

mit $[S] = V/AT$.

Im einfachsten Fall ist der Zusammenhang der Größen über einen weiten Bereich linear und dementsprechend S konstant. Kleinere Abweichungen stören dabei nicht, sofern die Sonde vor ihrem endgültigen Einsatz kalibriert wurde. Stellt sich aber beispielsweise eine Sättigung ab einer gewissen Feldstärke ein, schränkt dies ihr Einsatzgebiet möglicherweise ein, das SRV nimmt dann ab.

Es werden für jede Sonde jeweils zwei Kennlinien der Hallspannung aufgenommen: Bei konstantem Strom werden verschiedene Feldwerte angefahren und umgekehrt. Das ermöglicht eine direkte Darstellung des Verhaltens und entsprechender Nichtlinearitäten in Abhängigkeit von jeweils einer der beiden Größen.

Die Einstellung des Magnetfeldes kann dabei im Rahmen der Messgenauigkeit des Teslameters erfolgen, also 0,1 % vom Feldwert. Bei der StromEinstellung über das Multimeter beträgt die mögliche Abweichung 0,001 mA.

Das Auslesen der Hallspannung erfolgt über das Digital-Multimeter und den PC. Um eine Statistik zu erhalten, werden an jedem Messpunkt 10 Werte mit je ca. 1 s Abstand aufgezeichnet und der Mittelwert daraus gebildet. Die Standardabweichungen dieser Messreihen liefern die Fehler für U_H .

Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen je ein Beispiel, die Kennlinien der übrigen Sonden finden sich im Anhang wieder. Neben den Messpunkten ist ein linearer Fit in rot dargestellt. Fast alle zeichnen sich durch eine hohe Linearität aus, geringe Abweichungen sind beim Typ *CYSJ 411* zu erkennen.

In allen Fällen ist die Abweichung von der Linearität jedoch klein genug, so dass es zu keiner signifikanten Verschlechterung des SRV kommt. Dies gilt insbesondere für den niedrigen Feldbereich der Startwertermittlung.

Aus den Messreihen kann jeweils die Sensitivität der Sonde nach Gleichung (5.10) bestimmt werden. Ihr Fehler kann nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung aus den relativen Abweichungen der drei bei der Berechnung einfließenden Größen abgeschätzt werden. Die dominierende Fehlerquelle ist dabei erwartungsgemäß die Hallspannung. Insgesamt beträgt der Fehler der Sensitivitätsbestimmung etwa 10^{-3} . In der Übersichts-Tabelle 5.4 sind die Sensitivitäten aller gemessenen Sonden aufgeführt und zum Vergleich auch die Angaben aus den Datenblättern.

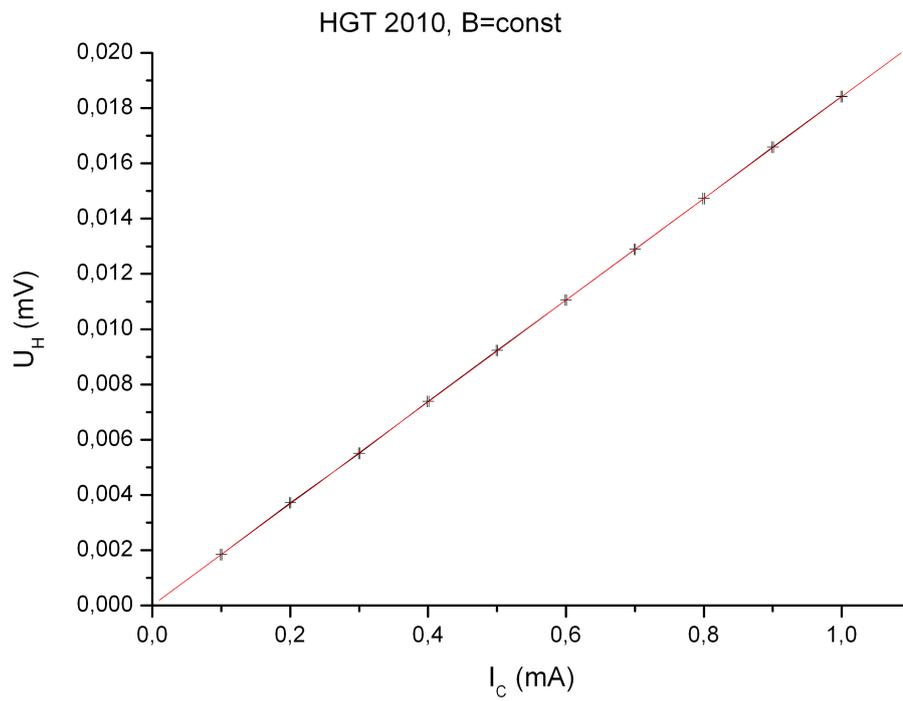


Abb. 5.7.: Sensitivität der Sonde *HGT 2010*, Hallspannung als Funktion von I_C

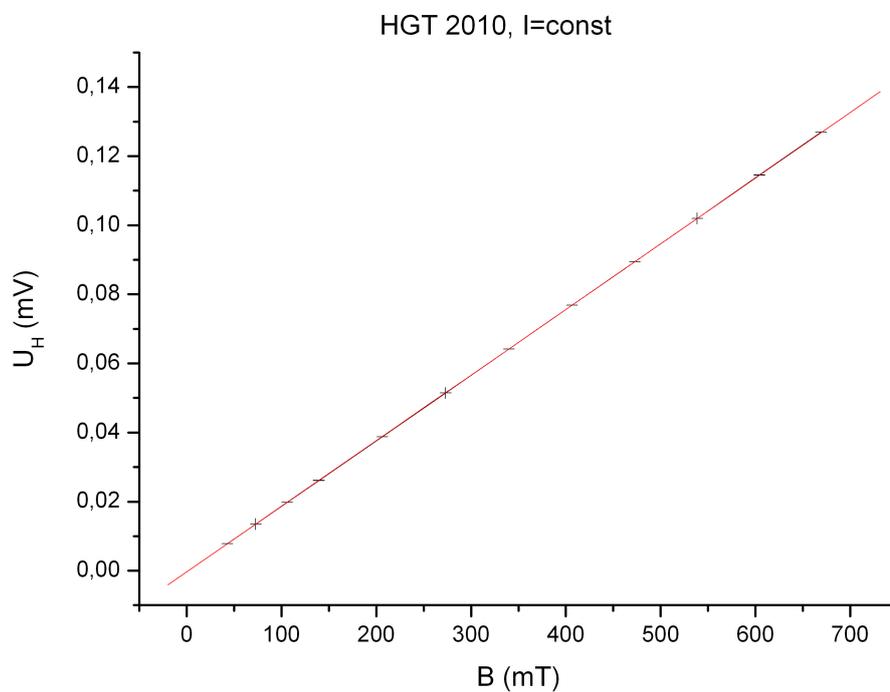


Abb. 5.8.: Sensitivität der Sonde *HGT 2010*, Hallspannung als Funktion von B

5. Hallsondentests

Die tatsächliche Sensitivität ist auch bei gleichen Sondentypen individuell verschieden, daher sind die Angaben in den Datenblättern mitunter sehr ungenau.

Nach Einstellen eines neuen Spannungswertes am Netzgerät dauert es bis zu einer Minute, bis der neue Feldwert stabil angenommen wird. Daher ist anhand der bisher durchgeführten Rauschmessungen und den Herstellerangaben bzgl. der Sensitivität eine Vorauswahl der vielversprechendsten Sonden getroffen worden, bei denen das SRV am größten ist.

5.4. Sondenvergleich

In der Tabelle 5.4 sind die Ergebnisse der einzelnen Abschnitte der Sondenuntersuchungen zusammengefasst.

Die ersten beiden Spalten geben den Namen der Sonde und den Hersteller an. I_C bezeichnet wieder den empfohlenen Betriebsstrom der Sonde. Des Weiteren ist das jeweilige Halbleitermaterial aufgeführt, aus dem die Sonde gefertigt ist. In den meisten Fällen ist es Gallium-Arsenid (GaAs).

Die Werte in der Spalte „Rauschen“ sind die Werte, die unter Nennstrom gemessen wurden. Das Rauschen des Aufbaus wurde hier allerdings quadratisch abgezogen, daher unterscheiden Sie sich von den Werten in Tabelle 5.2.

Aus den Messungen und Berechnungen zur Sensitivität S ist der Erwartungswert der Hallspannung für ein Feld von $B = 100\text{ mT}$ unter Nennstrom der Sonde angegeben. Für die Sonden, die bei den Messungen zur Sensitivität nicht berücksichtigt wurden, wird hier der Wert aus dem Datenblatt eingesetzt. Der dazugehörige Fehler ist das gemessene Rauschen für diesen Strom. Daraus kann eine relative Genauigkeit $\delta U_H / U_H$ berechnet werden, die ebenfalls der Tabelle zu entnehmen ist. Sie kann als die Kernaussage der Rauschmessungen und als wichtigstes Kriterium bei der Auswahl einer geeigneten Sonde für die Anforderungen der Magnetfeldregelung angesehen werden.

Die Untersuchungen zur FFT-Analyse und zur Linearität hatten keine nennenswerten Unterschiede der Sonden gezeigt.

Die Sonde mit der höchsten Genauigkeit und damit auch die für den Einsatz bei HIT empfohlene ist daher der Typ *CYSJ 411* der Firma ChenYang [30].

Name	Hersteller	I_C [mA]	Material	Rauschen [μV]	S gemessen [V/AT]	S Datenblatt [V/AT]	$U_H(0, 1 T, I_C)$ [mV]	rel. Genauigkeit
KSY 44	Siemens/Infineon	5	GaAs	55	221	150...265	110.385 +/- 0.055	$5,0 \cdot 10^{-4}$
CYSJ 1069	ChenYang	5	GaAs	229		200...240	110.000 +/- 0.23	$2,0 \cdot 10^{-3}$
CYSJ 411	ChenYang	5	GaAs	48	325	160...400	218.150 +/- 0.048	$2,2 \cdot 10^{-4}$
CYSJ 422	ChenYang	5	GaAs	97		160...400	220.000 +/- 0.097	$4,4 \cdot 10^{-4}$
CY P3A	ChenYang	3	Al-/In-/GaAs	117		380	114.000 +/- 0.117	$1,0 \cdot 10^{-3}$
CY P15A	ChenYang	1	Al-/In-/GaAs	117		1000	100.000 +/- 0.117	$1,2 \cdot 10^{-3}$
HGT 2100	MagnetPhysik	1	GaAs	39	244	110...280	24.220 +/- 0.039	$1,6 \cdot 10^{-3}$
HGT 2010	MagnetPhysik	1	GaAs	23	188	110...280	18.419 +/- 0.023	$1,2 \cdot 10^{-3}$
HGT 1010	MagnetPhysik	100	InAs	31	0.84	0.75...1.25	8.364 +/- 0.031	$4,0 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.4.: Sondenvergleich; bei den Messungen zur Sensitivität wurde eine Vorauswahl der vielversprechendsten Sonden getroffen

5. Hallsondentests

6. Zusammenfassung

Der derzeitige Betriebsmodus des HIT-Synchrotrons, dessen Magnete über den erregenden Strom geregelt werden, hat zwei gravierende Auswirkungen auf den zeitlichen Verlauf eines Synchrotron-Zyklus. Einerseits treten aufgrund des zeitlich veränderlichen äußeren Feldes exponentiell abklingende Wirbelströme im Magnetjoch auf, die eine Wartezeit von etwa einer Sekunde nach der Beschleunigungsphase nötig machen. Erst dann ist das Feld stabil genug, um mit der Extraktion der Teilchen beginnen zu können. Andererseits müssen die Magnete am Ende jedes Zyklus in Sättigung gebracht werden, um den Einfluss der Hystereseeffekte zu eliminieren. Beide Effekte wurden im Detail in Kapitel 2 erläutert und erfordern derzeit ca. 30% der gesamten Zykluszeit und -energie. Dieser zusätzliche Aufwand würde durch eine Regelung auf Basis des gemessenen Magnetfeldes entfallen.

Des Weiteren wurden im 2. Kapitel die physikalischen Grundlagen eines Teilchenbeschleunigers zusammengefasst, sowie die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Simulationsprogramme beschrieben. Schließlich befasste sich dieses Kapitel mit dem Wirkungsprinzip von Hallsonden, welchen eine wichtige Rolle bei der sich in der Entwicklung befindlichen Magnetfeldregelung zukommt.

Die Ermittlung des Magnetfeldes mit der geforderten Genauigkeit und über einen weiten Bereich ist technisch schwierig zu realisieren. Nach Abwägung der in Kapitel 3.1.2 erläuterten Vor- und Nachteile verschiedener Messwert-Erfassungsmethoden wird für HIT eine neuartige Kombination vorgeschlagen: Zunächst liefert eine Hallsonde zu einem definierten Zeitpunkt einen absoluten „Startwert“, bevor eine um das Joch gewickelte Spule die zeitliche Änderung des Feldes misst.

Während die Startwertermittlung eine punktuelle Messung ist, wechselwirkt der im Ring gespeicherte Ionenstrahl mit einem integralen Feld entlang seiner gesamten Flugstrecke. Rechnungen mit dem finite Elemente Code *Opera* wurden in Kapitel 3.2 vorgestellt. Sie bestätigen, dass Rand- und Streufelder die Aussagekraft beider Messverfahren nicht negativ beeinflussen. Insbesondere konnten im Rahmen der gewählten Auflösung und Materialverteilung keine Sättigungseffekte oder lokale Feldschwankungen beobachtet werden, die die Möglichkeiten bei der Sensorpositionierung einschränken würden.

Im Rahmen der Arbeit wurde zum Verständnis der Funktionsweise und des relevanten Parameterbereichs der Magnete des Therapie-Synchrotrons ein Modell desselben im Simulationsprogramm *MAD-X* erstellt. Die Ergebnisse dieser Simulationen wurden zusammen mit der de-

6. Zusammenfassung

taillierten Beschreibung des HIT-Beschleunigerkomplexes in Kapitel 4 wiedergegeben.

Die Hallsonde, die den absoluten Feldwert auf Injektionsniveau liefert, muss auf die Rahmenbedingungen der Beschleunigeranlage optimiert sein. Da Messungen am HIT Synchrotron selbst aufgrund des 24h Betriebs der Anlage nicht möglich sind, wurde im Rahmen dieser Arbeit in Kollaboration mit der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH ein Teststand konzipiert und aufgebaut. Dieser umfasst als zentrales Element einen Dipol-Magneten sowie sämtliche zur detaillierten Datenanalyse notwendigen Messgeräte.

Verschiedene kommerziell erhältliche Sonden wurden auf ihr Rauschverhalten, das Frequenzspektrum des Rauschens und ihre Empfindlichkeit getestet. Ihr Rauschverhalten wurde dabei als wichtigstes Kriterium für eine Sondenwahl identifiziert, da hier die größten Unterschiede zwischen den einzelnen Sensoren erkennbar waren. Auf Basis der vorliegenden Messergebnisse wurde ein Sensor ausgewählt, der den Anforderungen bei HIT am besten entspricht.

Damit konnten im Rahmen dieser Arbeit wichtige Voraussetzungen für eine praktische Umsetzung der Magnetfeldregelung geschaffen werden. Es muss nun eine Zusammenführung von Startwert- und Feldänderungssignal auf elektronischer Ebene stattfinden, so dass der gesamte Absolutwert des B -Feldes zu jedem Zeitpunkt vorliegt. Dieser Wert muss ferner als zusätzlicher Istwert dem Beschleuniger-Kontrollsystem zugeführt und die Regelkreise der Geräte dementsprechend angepasst werden. Diese Arbeiten sind Gegenstand der weiteren Implementierung bei HIT in den kommenden Monaten.

A. Skript zu *MAD-X*

```
//TITLE, 'HIT_Injektion';

circum=64.986015;
ncell=2; // Number of cells
lcell=circum/ncell;

// element definitions

// Dipole

B: SBEND, L=4.60767, ANGLE=1.047, E1=0.2617,
    E2=0.2617, HGAP=0.035, K2=1.8e-3;

// Quadrupole

mq: quadrupole, l=0.5;
QF1: mq, K1:=kf1;
QD2: mq, K1:=kd2;
QF3: mq, K1:=kf3;
QF4: mq, K1:=kf4;
kf1= 0.764877;
kd2=-0.720791;
kf3= 0.899579;
kf4= 0.652927;

// Sextupole

SR1: multipole, knl:={0, 0, kr1};
SR2: multipole, knl:={0, 0, -kr1};
SC1: multipole, knl:={0, 0, kc1};
kr1=-0.5144;
kc1=-0.0367;

// Sequence

HIT: sequence, refer=entry, l=circum;
```

A. Skript zu MAD-X

```
QFa:   QF1,   at=0.6;
QDa:   QD2,   at=2.0;
ba:    B,     at=3.4;

scb:   SC1,   at=9.41767;
QFb:   QF3,   at=9.86767;
QDb:   QD2,   at=11.26767;
bb:    B,     at=12.97767;

src:   SR1,   at=18.96534;
QFc:   QF4,   at=21.63534;
QDc:   QD2,   at=23.03534;
bc:    B,     at=24.43534;

QFd:   QF1,   at=33.09301;
QDd:   QD2,   at=34.49301;
bd:    B,     at=35.89301;

sce:   SC1,   at=41.91068;
QFe:   QF3,   at=42.36068;
QDe:   QD2,   at=43.76068;
be:    B,     at=45.47068;

srf:   SR2,   at=51.45835;
QFf:   QF4,   at=54.12835;
QDf:   QD2,   at=55.52835;
bf:    B,     at=56.92835;
```

```
//64.98602m in total , drifts included
```

```
endsequence;
```

```
//beam definition
```

```
Beam, particle=proton , sequence=HIT, energy=1.25;
```

```
use , sequence=HIT;
```

```
//matching of linear lattice functions
```

```
match , sequence=HIT, deltap = 0.001;
```

```
constraint , sequence=HIT, range=#s/#e ,
dy<15, dy=0, bety<50, betx<50;
```

```
vary , name=kf1;
```

```

vary , name=kd2;
vary , name=kf3;
vary , name=kf4;
vary , name=kr1;

LMDIF, calls=1e8, tolerance=1.0e-20;

endmatch;

value , kf1;
value , kd2;
value , kf3;
value , kf4;

select , flag=twiss , column=name , s , x , y , mux , betx ,
          muy , bety , dx , dy ;
twiss , chrom , save , centre , file=twiss.out;

plot , haxis=s , vaxis=betx , colour=100;
plot , haxis=s , vaxis=dx , colour=100;

stop;

```

A. *Skript zu MAD-X*

B. LabView-Blockdiagramm

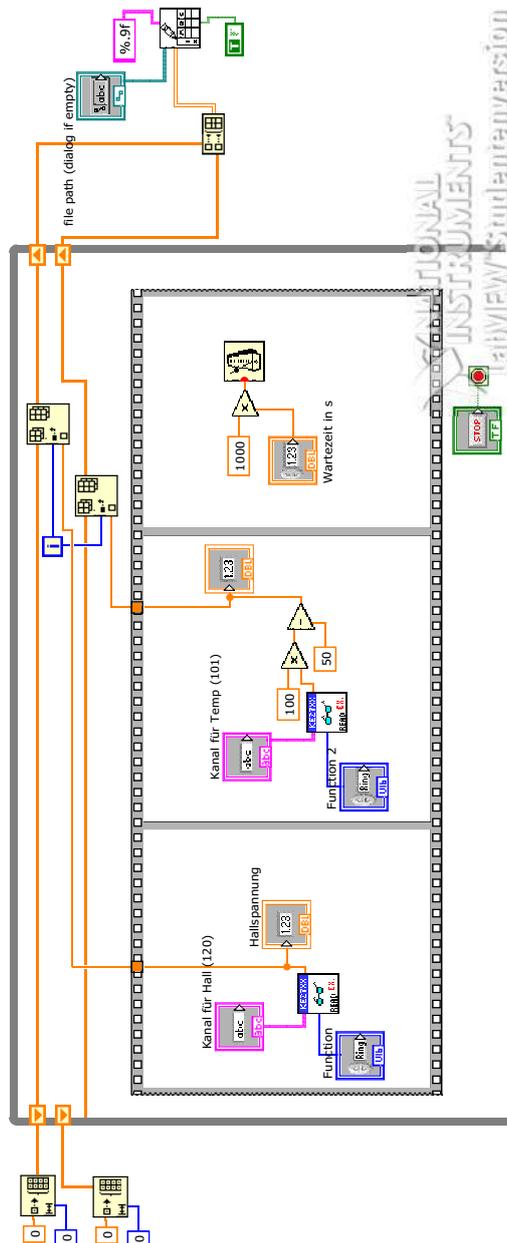


Abb. B.1.: Blockdiagramm des in LabView geschriebenen Programms zur Auslese des Digital-Multimeters. Benutzeroberfläche zu diesem Diagramm ist in Abbildung 5.3 gezeigt.

B. LabView-Blockdiagramm

C. Ergebnisse der Hallsondentests

In den Diagrammen der Sondentests sind die Messwerte mit den jeweiligen Fehlerbalken in schwarz eingezeichnet. Rot sind die mit *Origin* errechneten Fitkurven dargestellt, sofern für die jeweiligen Datenpunkte ein Fit sinnvoll erscheint. In Anhang C.1 sind dies Fits zweiter Ordnung, in den Anhängen C.3 und C.2 lineare Fits.

C.1. Rauschen als Funktion des Steuerstroms

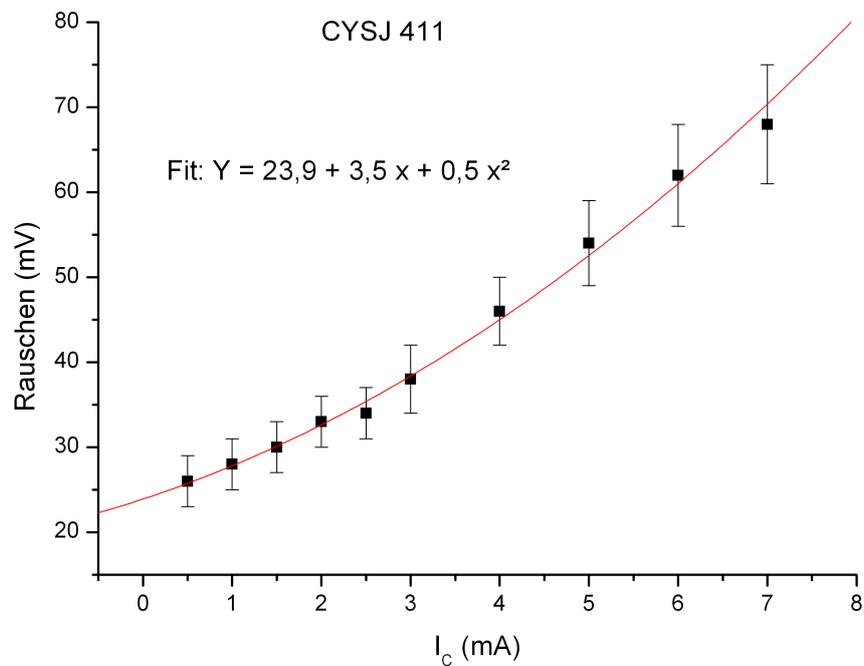


Abb. C.1.

C. Ergebnisse der Hallsondentests

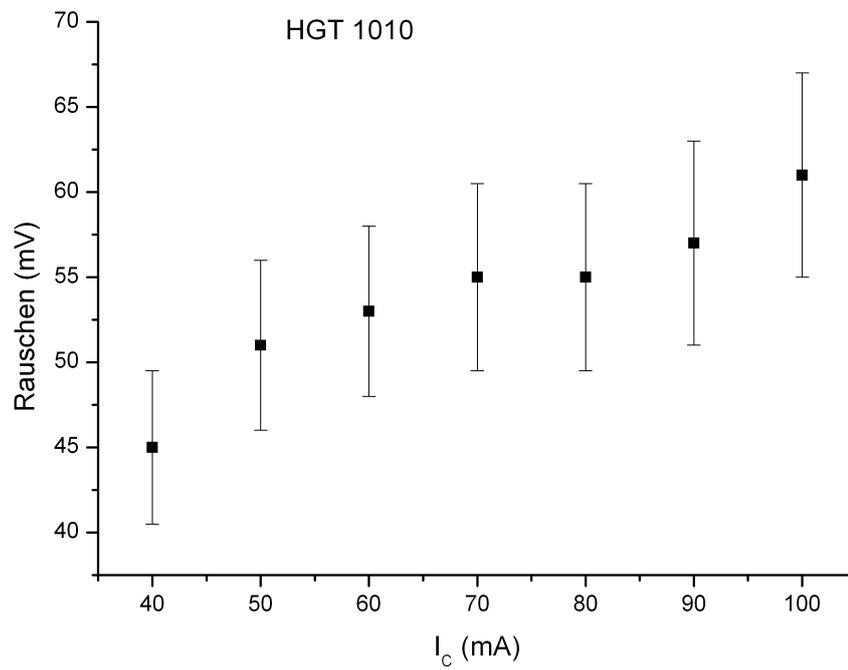


Abb. C.2.

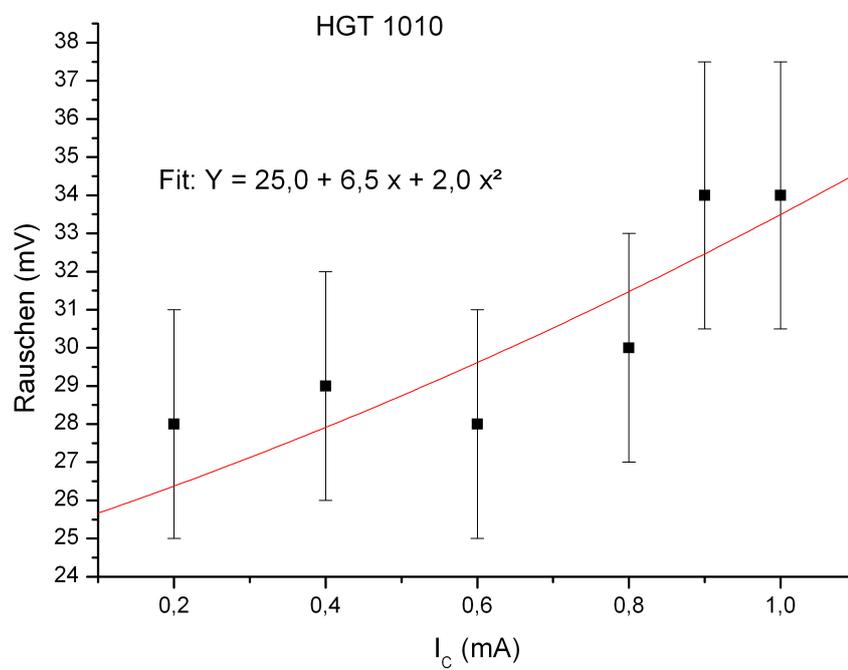


Abb. C.3.

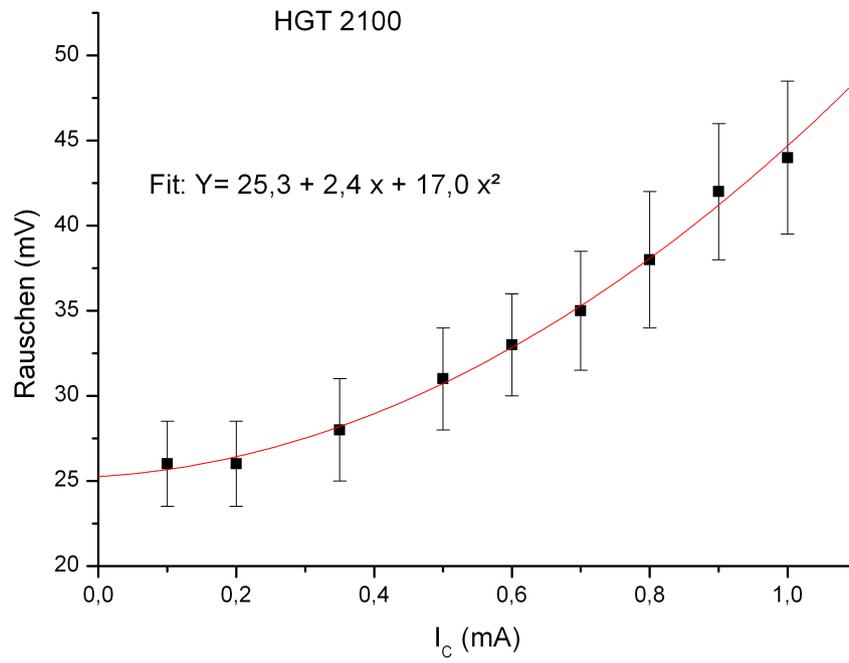


Abb. C.4.

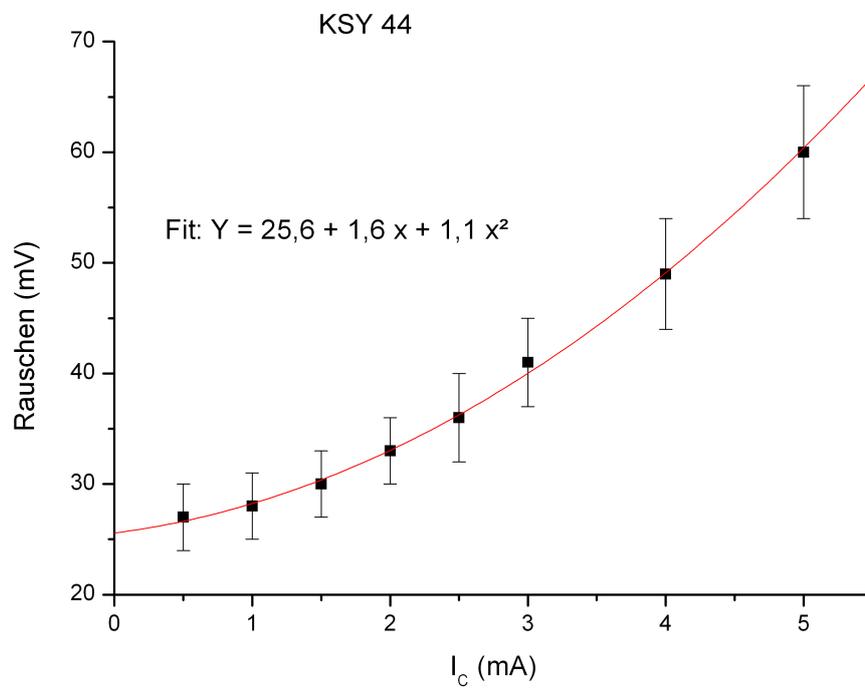


Abb. C.5.

C.2. Sensitivität als Funktion des Magnetfeldes

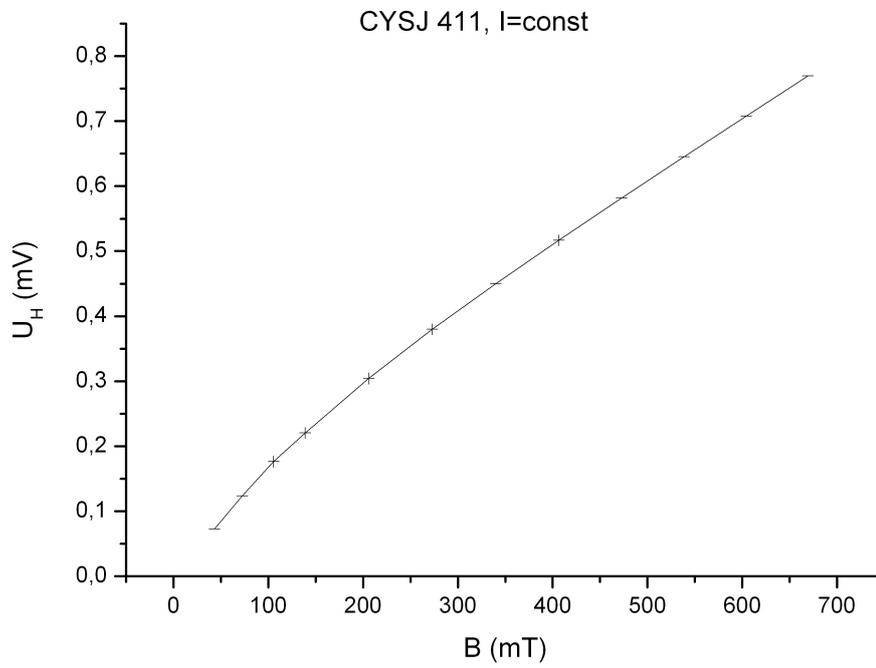


Abb. C.6.

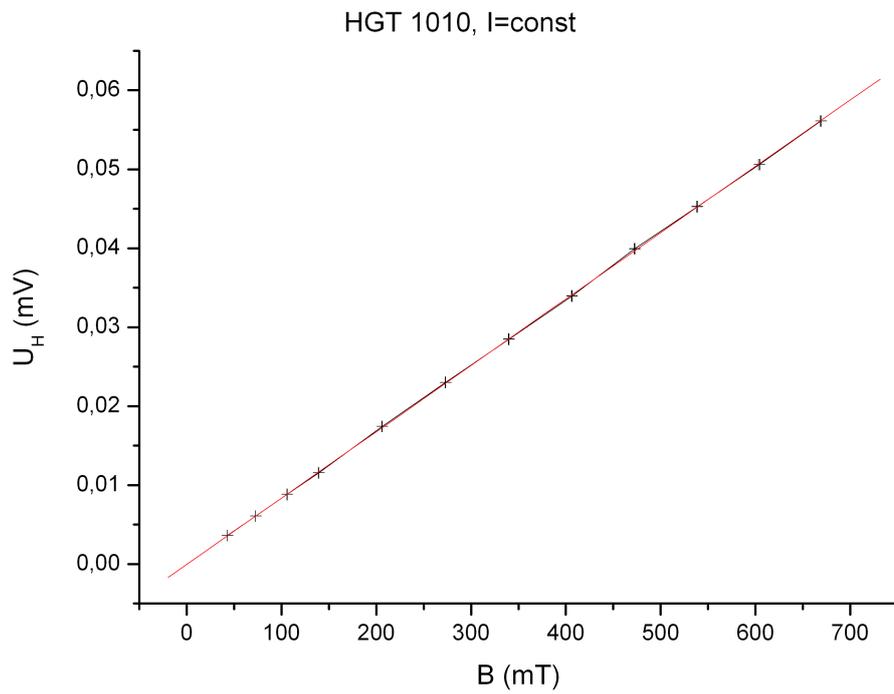


Abb. C.7.

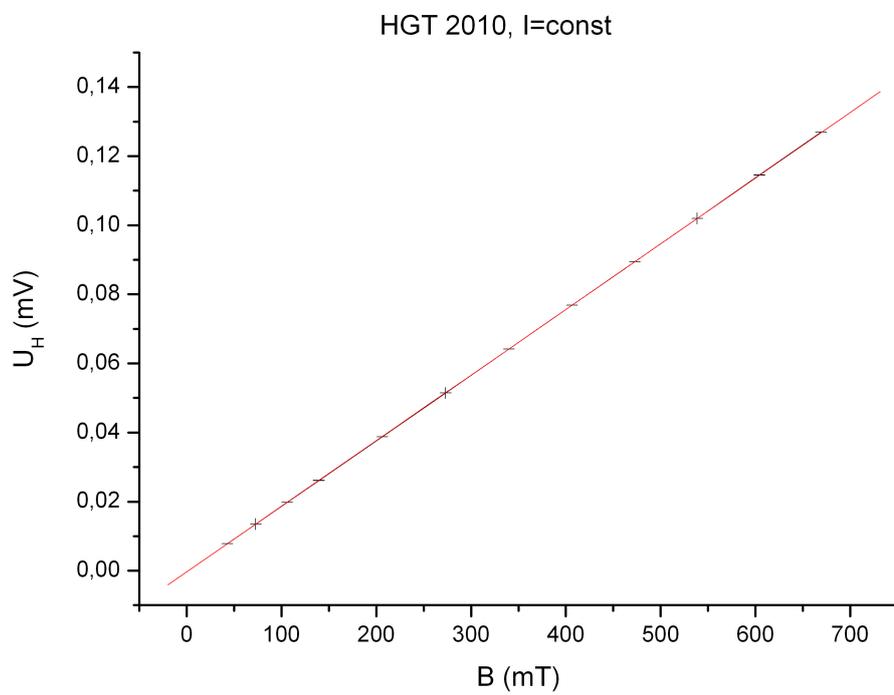


Abb. C.8.

C. Ergebnisse der Hallsondentests

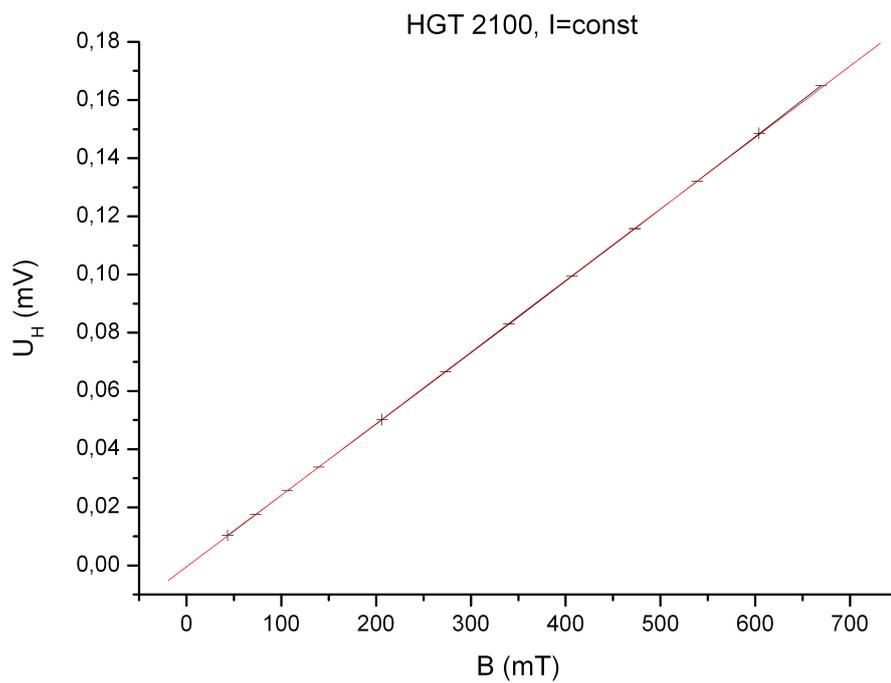


Abb. C.9.

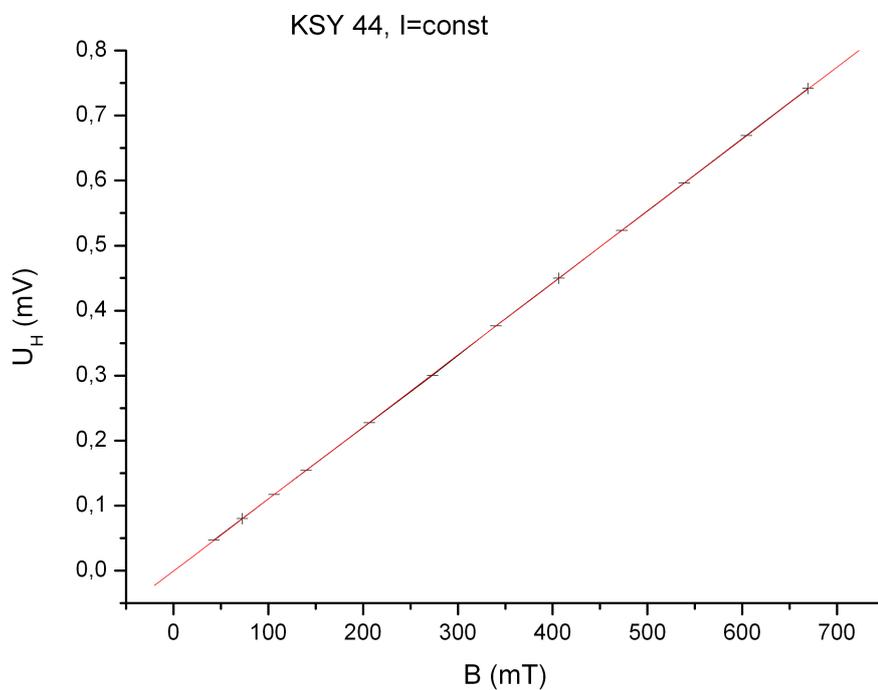


Abb. C.10.

C.3. Sensitivität als Funktion des Steuerstroms

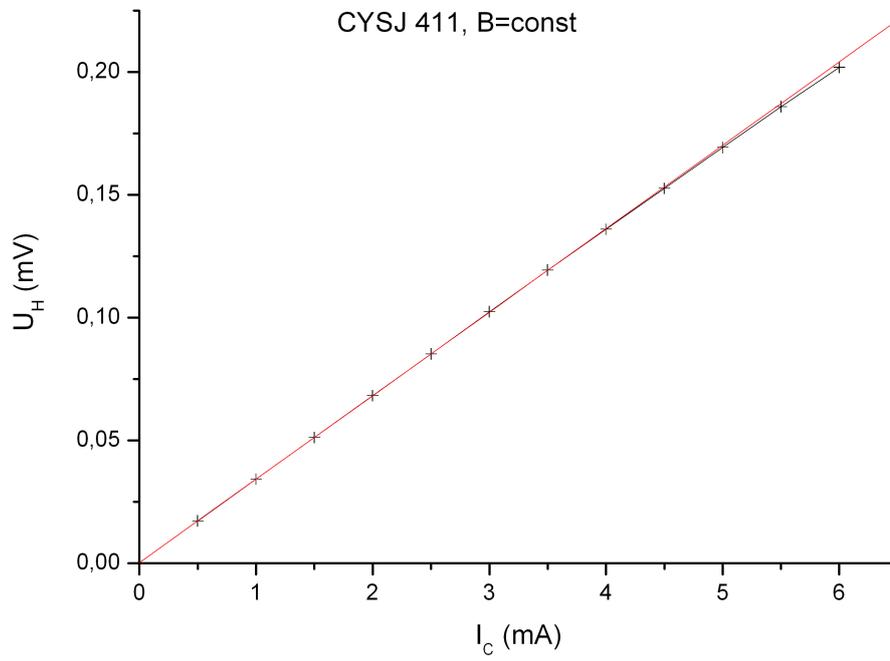


Abb. C.11.

C. Ergebnisse der Hallsondentests

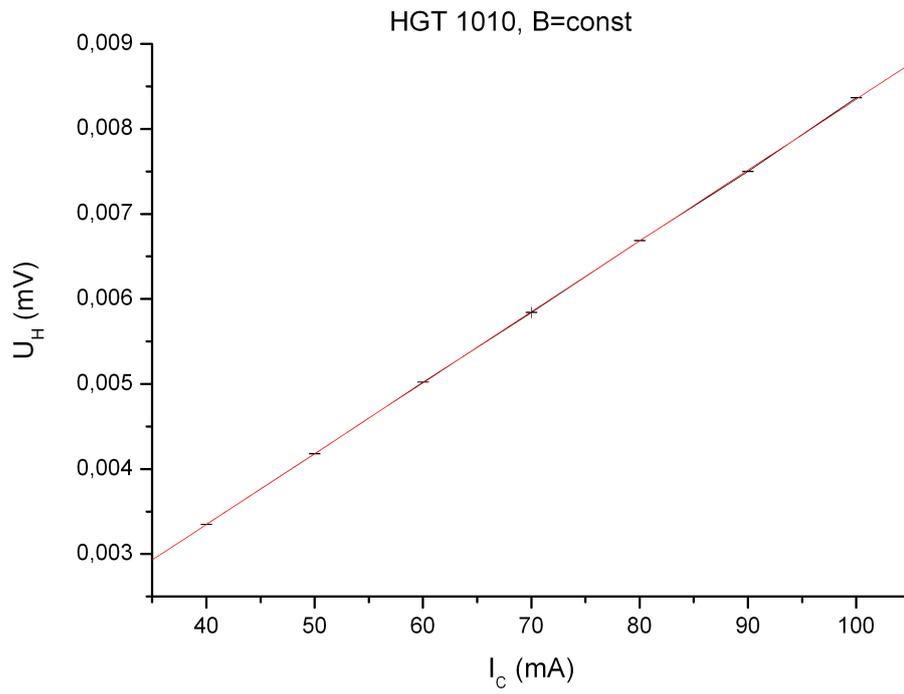


Abb. C.12.

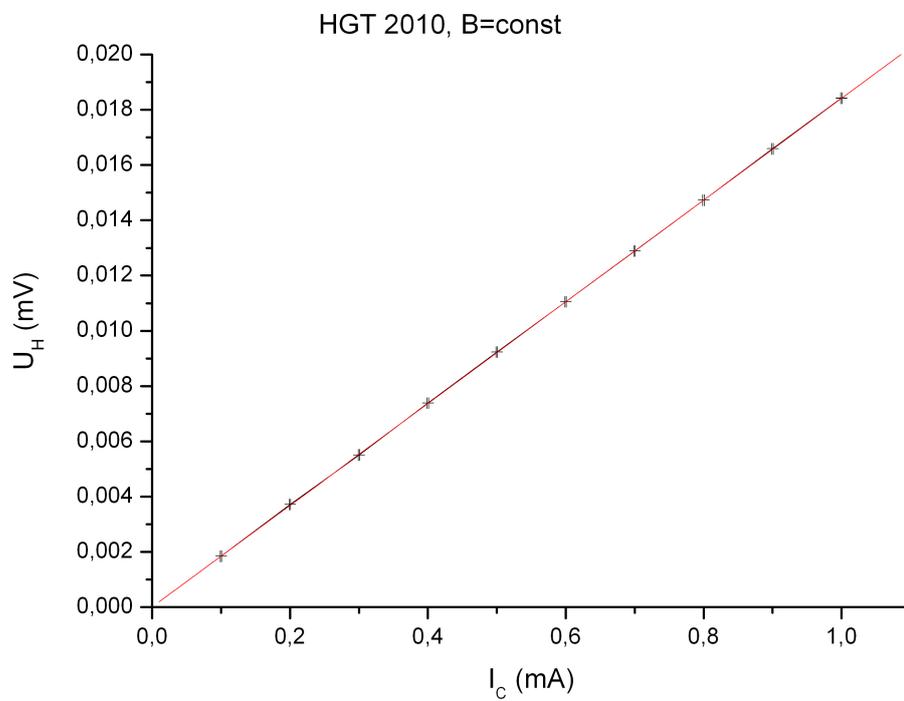


Abb. C.13.

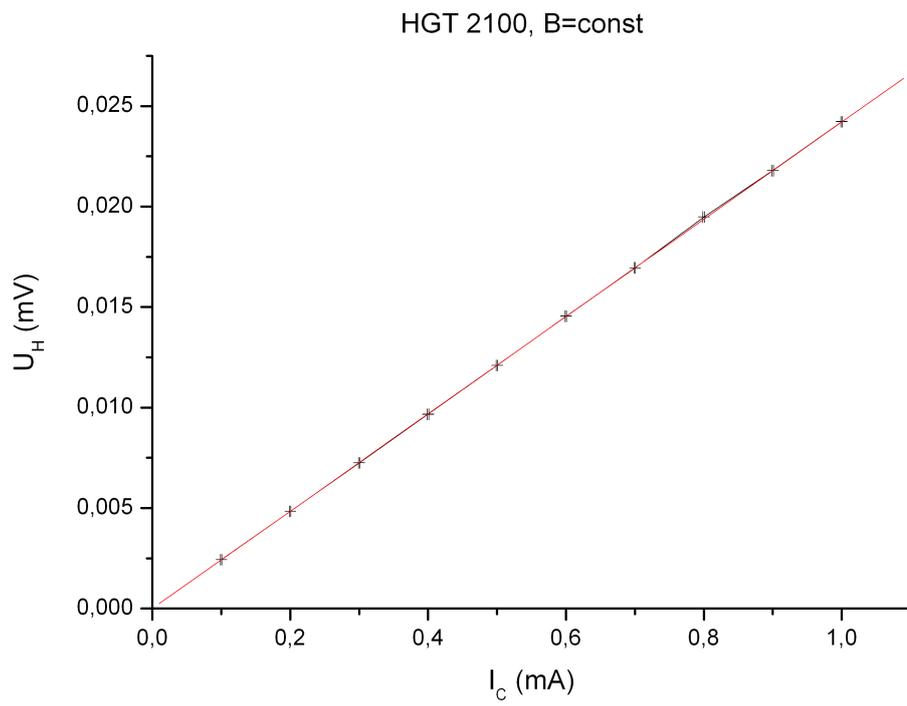


Abb. C.14.

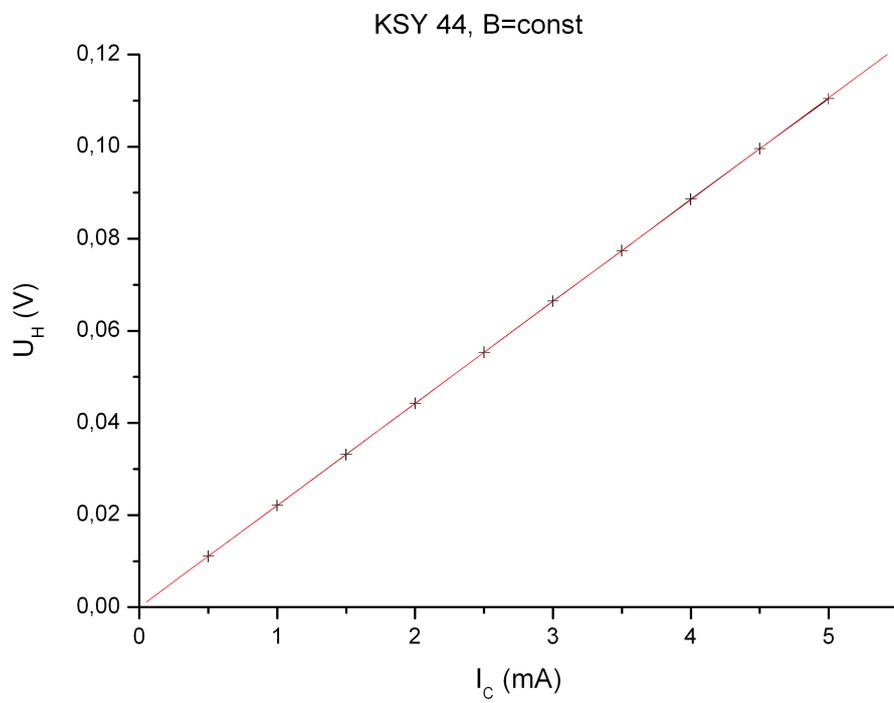


Abb. C.15.

C. Ergebnisse der Hallsondentests

Literaturverzeichnis

- [1] J. Debus et.al.
Proposal for a dedicated ion beam facility for cancer therapy
September 1998
- [2] H. Eickhoff et.al.
HICAT, Technical Description
GSI Internal Report, 2000
- [3] HIMAC Tumor-treatment facility, Japan
www.nirs.go.jp/ENG/particl.htm
Dezember 2008
- [4] F. Hinterberger
Physik der Teilchenbeschleuniger
2. Auflage, Springer, 1997
- [5] K. Wille
Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen
2. Auflage, Teubner, 1996
- [6] Universitätsklinikum Heidelberg
- [7] CERN, BE/ABP Accelerator Physics Group
MAD-X
Version 26.09.2007
- [8] W. Herr, F. Schmidt
A MAD-X Primer
AB Department, CERN, 2004
- [9] VectorFields Inc.
OPERA 3D, Version 12
2007
- [10] M. Schuh
OPERA How-To
MPI-K priv. comm. 2008
- [11] R. Steiner
„Magnetic Field Regulation in Dynamic Synchrotron Operation“
HIT priv.comm. 04.04.2007
- [12] Hitec Power Protection
STACC User Manual, Zero Flux DC Measuring System
02.10.2003

Literaturverzeichnis

- [13] R. Steiner
Magnetfeldregelung am HIT-Therapie-Synchrotron
HIT priv.comm. 14.03.2008
- [14] A. Recknagel
Physik, Elektrizität und Magnetismus
15. Auflage, VEB Verlag Technik, Berlin, 1990
- [15] T. Winkelmann
Physikalische Grundlagen der Beschleunigersteuerung
HIT priv.comm., 2007
- [16] R. Fuchs, U. Weinrich
The heavy ion gantry of the HICAT facility
Proceedings EPAC 2004
- [17] Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
- [18] D. Ondreka
Betriebshandbuch Operating MEBT-Sync-HEBT
HIT priv. comm. 28.02.2008
- [19] Projekt-Elektronik Mess- und Regelungstechnik GmbH
www.projekt-elektronik.com
Dezember 2008
- [20] Keithley Instruments GmbH
Reference Manual Sourcemeter 2600
- [21] Keithley Instruments GmbH
Reference Manual Multimeter 2700/7700
- [22] Tektronix Inc.
Datenblatt Digitales Phosphor Oszilloskop TDS5000B
- [23] LDS Test and Measurement LLC
Reference Manual Photon II
- [24] National Instruments Corp.
LabView 8.5, Student Edition
2007
- [25] H. Bittel, L. Storm
Rauschen
Springer, 1971
- [26] R. Müller
Rauschen, Halbleiter-Elektronik
2. Auflage, Springer, 1990
- [27] W. Heywang
Sensorik, Halbleiter Elektronik
4. Auflage, Springer, 1993
- [28] Burr-Brown Corporation
INA 111 Instrumentation Amplifier Datenblatt
1992

- [29] OriginLab Corporation
Origin 8G
2007
- [30] ChenYang Technologies GmbH & Co. KG
GaAs Hall Effect Elements, CYSJ 411/422 Datenblatt
2008
- [31] Analog Devices Inc.
Temperatursensor TMP35/36/37 Datenblatt
2002

Literaturverzeichnis

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Carsten P. Welsch vom Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPI-K) für die Betreuung und Begutachtung dieser Arbeit. Die lehr- und abwechslungsreichen Gruppen-Aktivitäten parallel zur eigentlichen Diplomarbeit trugen darüber hinaus zu einem breiteren Verständnis der Beschleunigerphysik sowie einem Blick über deren Tellerrand hinaus bei.

Für die Betreuung bei der HIT Betriebs-GmbH möchte ich mich herzlich bei Herrn Dipl. Phys. Andreas Peters bedanken, der meine Idee einer Diplomarbeit bei HIT wie selbstverständlich aufgriff und umsetzte. Des Weiteren war hier Herr Dipl. Ing. Eike Feldmeier in jeder Phase zentraler Ansprechpartner. Gerade in Bezug auf die technische Umsetzung oder auftretende Probleme bei den Messungen war er stets wichtiger Ratgeber. Die Zusammenarbeit mit Herrn Dipl. Phys. Rudolf Steiner war allein schon aufgrund seiner langjährigen Erfahrung im Bereich der Mess- und Regelungstechnik ein Gewinn für mich.

Durch die parallele Arbeit an den beiden oben genannten Einrichtungen habe ich einen Einblick in viele verschiedene Bereiche der Beschleunigertechnologie erhalten. In diesem Zusammenhang möchte ich mich insbesondere für die Ermöglichung der Teilnahme an der *CERN Accelerator School* in Frascati bedanken, im Fall der HIT-GmbH richtet sich dieser Dank vor allem an Herrn Prof. Dr. Thomas Haberer.

Meinen Kollegen Philipp Schmid, Janusz Harasimowicz und Jan Egberts vom MPI-K danke ich für die Unterstützung bei der Einarbeitung in die Simulationsprogramme *MAD-X* und *Opera*, für viele konstruktive Anregungen und fachliche Diskussionen sowie die ein oder andere entspannende Tasse Kaffee...

Die durch Herrn Dr. Hartmut Eickhoff ermöglichte Zusammenarbeit mit dem Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (GSI, Darmstadt) war ebenfalls sehr fruchtbar. Mein Dank gilt dort insbesondere Herrn Dipl. Ing. Thomas Knapp für den regen Austausch in Bezug auf Hallsensoren, sowie Herrn Dipl. Ing. Walter Bock für seine Hilfe bei der Inbetriebnahme des Teststandes.

Der innigste Dank gebührt jedoch meiner Familie und im Besonderen meinen Eltern, die mich im gesamten Verlauf meines Studiums in jeder erdenklichen Hinsicht bedingungslos unterstützt haben.

Eidesstattliche Erklärung

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

Heidelberg, den 26. Februar 2009