

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Bau und Test gepulster Quadrupolmagnete zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen in ELSA

von
Markus Hoffmann

Since 1987 the Electron Stretcher Accelerator ELSA is operating as a source of electrons up to 3.5 GeV for use in medium energy nuclear physics experiments. The next generation of experiments, however, requires polarized electron beams. Until now it is not possible to accelerate polarized electrons to more than 2 GeV because of depolarizing resonances during acceleration. One type of such resonances, the intrinsic resonances, can be overcome with fast pulsed quadrupoles, so-called tunejump quadrupoles. For ELSA, quadrupoles with a field gradient of more than 1 T/m are required. They have to be pulsed within 10 μ s to their full strength. High pulse performance must be guaranteed.

These quadrupoles have been designed and constructed. Finally, tests have shown that all parameters are within the design specifications.

Post address:
Nussallee 12
53115 Bonn
Germany



BONN-IB-98-10
Bonn University
March 1998

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Bau und Test gepulster Quadrupolmagnete zur Querung
intrinsischer depolarisierender Resonanzen in ELSA**

von
Markus Hoffmann

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 30.03.1998
Referent: Prof. Dr. D. Husmann
Korreferent: Prof. Dr. W.J. Schille

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Spindynamik polarisierter Teilchen in Beschleunigern	3
2.1. Beschreibung polarisierter Teilchenensembles	3
2.2. Spinbewegungen im Magnetfeld	3
2.3. Spin-Closed-Solution und Spin-Arbeitspunkt	5
2.4. Depolarisierende Resonanzen	6
2.5. Resonanzstärke und -breite	11
2.6. Durchkreuzen einer Resonanz	12
2.7. Adiabatischer Spin-Flip	15
2.8. Prinzip des Arbeitspunktspringens	16
3. Die Beschleunigeranlage ELSA	18
3.1. Forderungen der Experimente an die Polarisation	20
3.2. Nachweis der Polarisation mit Møller-Streuung	20
3.3. Polarisation im 2,5 GeV-Booster-Synchrotron	22
3.4. Polarisation nach der Extraktion aus dem Stretcherring	23
3.5. Depolarisierende Resonanzen im Stretcherring	23
3.6. Geplante Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisation	25
4. Konstruktion und Bau der Sprungquadrupole	27
4.1. Anforderungen an die Magnete	27
4.2. Auswahl eines geeigneten Quadrupoltyps	35
4.3. Festlegung der Geometrie	36
4.4. Berechnungen zur statischen Feldverteilung	36
4.5. Erwärmung der Quadrupole	43
4.6. Konstruktion des Magnetgehäuses	47
4.7. Auslegung der Vakuumkammer	47
4.8. Konstruktion der Spule	49
4.9. Rand-, Stör- und Streufelder	51
4.10. Dynamische Parameter	53
4.11. Impedanzmessungen	60
5. Feldvermessungen	62
5.1. Messung des Feldgradienten	62
5.2. Messung der Feldverteilungen	63
5.3. Feldqualität bei 1 kHz	70
5.4. Vergleich mit den Rechnungen	70
6. Zusammenfassung und Ausblick	71
A. Quantenmechanische Beschreibung von Polarisationszuständen	72
B. Bestimmung der Resonanzstärke aus den Maschinenparametern	75
C. Spezifikationen für die Netzgeräte der Tunejump-Magnete	78
Literaturverzeichnis	79

1. Einleitung

Seit 1987 werden an der Bonner **Elektronen-Stretcher-Anlage** ELSA erfolgreich Experimente der Mittlereenergiephysik durchgeführt [1]. In Zukunft sollen auch Experimente stattfinden, bei denen die Spinzustände der beschleunigten Elektronen bekannt sind. Hierzu soll ELSA polarisierte Elektronenstrahlen zur Verfügung stellen. Bisher kann die Polarisation jedoch nicht bis zu der vollen Endenergie von 3,5 GeV erhalten werden, da der Einfluß von depolarisierenden Resonanzen im Stretcherring ab 2,0 GeV so groß wird, daß die Polarisation vollständig verloren geht, wie jüngste Messungen gezeigt haben [2].

In der Vergangenheit wurden Experimente mit polarisierten Elektronen an verschiedenen Beschleunigern in der Welt gemacht. Im Unterschied zu den geplanten Experimenten in Bonn wurden die bisherigen Experimente, mit Ausnahme von HERA bei DESY und MAMI in Mainz, an Linearbeschleunigern vorgenommen. Bei HERA wird jedoch ein anderes Verfahren zur Erzeugung der polarisierten Elektronenstrahlen und ein internes Experimente-Target verwendet [3], und beim Mainzer Mikrotron treten die für Kreisbeschleuniger typischen depolarisierenden Resonanzen nicht auf [4].

Typischerweise werden die polarisierten Elektronen in einer speziellen Quelle erzeugt und anschließend in den Beschleuniger injiziert. Zur Zeit stehen z.B. polarisierte Elektronen bis 855 MeV auch am Mainzer Mikrotron MAMI zur Verfügung [4]. Hier können am Target ein Polarisationsgrad von bis zu 80% bei einem konstanten Strom von bis zu 7,5 μA erzielt werden.

In den großen Elektronen-Speicherringen wie LEP oder HERA nutzt man zum Aufbau der Polarisation im gespeicherten Strahl den Sokolov-Ternov-Effekt [5]. Hierbei baut sich die Polarisation bei den hier typischen sehr hohen Energien in Zeiten selbst auf, die klein sind im Vergleich zur Speicherzeit. Abgesehen von Energiekalibrationen sind bislang, außer bei dem bei HERA kürzlich angelaufenen Experiment, noch keine Experimente mit polarisierten Strahlen an diesen Beschleunigern gemacht worden.

Mit der Beschleunigung von polarisierten Protonen hat man schon mehr Erfahrung. Quellen für polarisierte Protonen nutzen den Stern-Gerlach-Effekt. Auf diese Weise lassen sich relativ einfach polarisierte Strahlen erzeugen. Für polarisierte Elektronen, die wegen der geringeren Masse den Stern-Gerlach-Effekt nicht ausnutzen können, müssen Quellen auf andere Erzeugungsmechanismen (meist den Photoeffekt) zurückgreifen. Diese litten bisher jedoch an extrem niedrigem Polarisationsgrad und geringer Intensität. Erst neuere Entwicklungen der Festkörperphysik machen Quellen mit sowohl akzeptablem Polarisationsgrad als auch höherer Intensität möglich [6].

Mit der Quellenentwicklung für polarisierte Elektronen ist man in Bonn seit den frühen siebziger Jahren befaßt. Auch wurden schon Erfahrungen mit der Beschleunigung polarisierter Elektronen im Bonner 2,5 GeV Synchrotron gemacht: 1978 wurden polarisierte Elektronen aus einer Fano-Quelle im 2,5 GeV Synchrotron beschleunigt und die Polarisation im extrahierten Strahl gemessen [7, 8, 9, 10]. Die Intensität war aber für Experimente viel zu gering. Inzwischen steht jedoch eine Quelle zur Verfügung, die für die Experimente ausreichende Intensität liefern kann.

Mit fortschreitender Quellenentwicklung rücken also Experimente, bei denen sich das physikalische Interesse auf Elektronen- und Photonenreaktionen mit definierten Spinzuständen konzentriert, in den Bereich des technisch Machbaren. Bei Verwendung von polarisierten Strahlen und polarisierten Targets können die Spinabhängigkeiten der fundamentalen Wechselwirkungen präzise untersucht werden. Die experimentelle Überprüfung der theoretischen Modelle scheiterte bislang daran, daß weder Quellen noch Beschleuniger mit genügend hoher Teilchenenergie und kontinuierlichen, hinreichend intensiven polarisierten Strahlen zur Verfügung standen. Auf dem Gebiet der polarisierten Targets hingegen gibt es schon seit langer Zeit viel Erfahrung [11].

ELSA soll nun longitudinal polarisierte Elektronen bzw. nach Konversion in einem Bremsstrahlungsprozeß zirkular polarisierte Photonen hoher Energie für externe Fixed-Target-Experimente

liefern. Ein erstes solches Experiment befindet sich derzeit im Aufbau.

Prinzipiell ist es ohne weiteres möglich, polarisierte Elektronen in einer vorhandenen Beschleunigerstruktur zu beschleunigen. Hierzu kann man in Ringbeschleunigern unpolarisierte Elektronen auf hohe Energien beschleunigen und dort speichern. Durch den Sokolov-Ternov-Effekt [5] stellt sich dann ein Polarisationsgrad von theoretisch maximal 92%, in der Realität meist weniger [3], nach einiger Zeit selbst ein. Hierbei läßt sich zwar ein hoher Polarisationsgrad erreichen, jedoch dauert der Aufbau der Polarisation für die meisten Experimente zu lange. Diese Aufbauzeit der Selbstpolarisation des Strahls ist energieabhängig und liegt für ELSA in einer Größenordnung von einigen 10 Minuten bei Maximalenergie. Deshalb kommt diese Lösung für ELSA wegen der geforderten Intensitäten nicht in Frage.

Man muß die Elektronen stattdessen bereits vor der Beschleunigung polarisieren. Das Problem bei dieser Methode ist allerdings, daß die Polarisation während des Beschleunigens im Beschleuniger verloren gehen kann. Dabei müssen nämlich Resonanzen durchfahren werden, die durch den Einfluß von horizontalen Magnetfeldern in den Fokussierungsmagneten sowie durch Justage- und Feldfehler in der Beschleunigerstruktur entstehen. Durch ihren Einfluß geht die Polarisation des Elektronenstrahls ganz oder teilweise verloren.

Dies läßt sich jedoch für sogenannte intrinsische depolarisierende Resonanzen, die vom vertikalen Betatronarbeitspunkt abhängen, wie an Protonenbeschleunigern bereits mehrfach gezeigt, durch den Einsatz von schnellen gepulsten Quadrupolmagneten verhindern. Die Quadrupole sollen zu genau festgesetzten Zeitpunkten während der Beschleunigungsrampe die Optik der Maschine kurzfristig verändern. Da der vertikale Betatronarbeitspunkt dabei sprunghaft geändert wird, spricht man auch von „Tunejump“-Quadrupolen¹.

Solche Tunejump-Quadrupole zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen wurden bisher erfolgreich an den Protonen-Beschleunigern ZGS, Argonne 1977 [12, 13]; AGS, Brookhaven; KEK 12 GeV PS, Japan [14] und COSY, Jülich 1997 [23].

Dieses Verfahren wird bei Protonenbeschleuniger inzwischen vermehrt durch andere Methoden abgelöst, da es mit einigen Nachteilen verbunden ist, die aber bei Elektronenbeschleunigern mit Energien wie ELSA nicht auftreten. Dennoch ist es für ELSA das einzige akzeptable Konzept, welches verspricht, zusammen mit anderen polarisationserhaltenden Techniken eine Beschleunigung der polarisierten Strahlen bis zu Endenergien von 3,5 GeV zu ermöglichen.

Dieses Prinzip wurde für Elektronenbeschleuniger bisher noch nicht angewandt. Ziel dieser Arbeit ist es nun, solche Quadrupole zu konstruieren und zu bauen.

In Kapitel 2 werden zunächst die für das Verständnis des Prinzips des Resonanzspringens wichtigen Begriffe und Größen eingeführt, sowie ein kurzer Abriß der Thematik der Beschleunigung polarisierter Teilchen gegeben, der aus einem intensiven Literaturstudium hervorgegangen ist. In Kapitel 3 werden die Bonner Beschleunigeranlage beschrieben und die Voraussetzungen für die Beschleunigung polarisierter Elektronen erörtert, die bisher getroffenen Maßnahmen werden beschrieben und erste Meßergebnisse diskutiert. In Kapitel 4 geht es dann um die Spezifizierung und die technische Realisierung der Tunejump-Magnete. Dies ist der Schwerpunkt dieser Arbeit. Die Magnete wurden gebaut und rechtzeitig im Rahmen dieser Arbeit fertiggestellt, so daß in Kapitel 5 abschließend die Vermessung der Magnete dargestellt werden kann. Der Einbau der Magnete und Messungen der Polarisation in ELSA stehen noch aus und werden in Kürze erfolgen.

¹ „Tune“ ist die englische Bezeichnung für Arbeitspunkt. Wenn nicht näher spezifiziert, wird mit „tune“ gewöhnlich ein Betatronarbeitspunkt Q_x oder Q_z bezeichnet.

2. Spindynamik polarisierter Teilchen in Beschleunigern

2.1. Beschreibung polarisierter Teilchenensembles

Ein Ensemble von Elektronen, wie es z.B. in einem Bunch in einem Teilchenbeschleuniger vorliegt, kann polarisiert sein. Man spricht bei einem Teilchenstrahl von „polarisiert“, wenn die klassische Vektorsumme aller Spinvektoren der Spin-1/2-Teilchen nicht verschwindet. Der Spin ist eigentlich eine quantenmechanische Größe. In Anhang A wird jedoch gezeigt, daß die klassische Beschreibung von Spin und Polarisation unter bestimmten Voraussetzungen zu der quantenmechanisch exakt formulierten äquivalent ist. Die gesamte Spindynamik in Beschleunigern kann deshalb fast vollständig klassisch verstanden werden [53, 43]. Viele Überlegungen bezüglich der Spin- und Polarisationsvektorbewegung können dann in dieser etwas anschaulicheren Darstellung erfolgen. Für spezielle Probleme wird man jedoch wieder auf die quantenmechanische Beschreibung zurückgreifen [16].

2.2. Spinbewegungen im Magnetfeld

Klassisch betrachtet, wird die Bewegung des Spin-Vektors eines einzelnen Teilchens oder auch des Polarisationsvektors eines Teilchenensembles¹ durch die Kopplung des magnetischen Moments $\vec{\mu}$ an das externe Magnetfeld \vec{B} wie folgt beschrieben:

$$\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} = \vec{\mu} \times \vec{B} = g \mu_B \vec{S} \times \vec{B} \quad (1)$$

oder auch:

$$\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} = \vec{\Omega}_L \times \vec{S} \quad (2)$$

mit $\vec{\Omega}_L = -g \mu_B \vec{B}$, der sogenannten Larmor-Frequenz. Der Spin präzediert also um die Magnetfeldrichtung. Interessanterweise ist die Spinbewegung ausschließlich² (linear) vom Magnetfeld abhängig. Diese Überlegungen beziehen sich auf das Ruhesystem des Teilchens, da elektrische Felder im Laborsystem bei einem bewegten Teilchen durchaus Magnetfelder in dessen Ruhesystem hervorrufen können.

In der Regel sind die auftretenden Teilchengeschwindigkeiten jedoch hochgradig relativistisch und zudem meist beschleunigt, was im folgenden berücksichtigt werden soll. Die Larmorfrequenz $\vec{\Omega}_L = -g \mu_B \vec{B}$ soll hierbei durch Größen ausgedrückt werden, die im Laborsystem gemessen werden, also durch die elektromagnetischen Felder, so wie sie in einem Beschleuniger vorkommen. Hier ist also eine Transformation in das Ruhesystem des bewegten Teilchens nötig. Es ist allerdings üblich,

¹siehe auch Anhang A. Der klassische Polarisationsvektor ist definiert als

$$\vec{P} := \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{S}_i \quad ,$$

wobei N die Teilchenanzahl im Bunch und \vec{S}_i die Spinvektoren der einzelnen Teilchen sind. Nach Auswahl einer z-Richtung ist die z-Komponente des Gesamtpolarisationsvektors dann

$$P_z = \frac{1}{N} (N_+ - N_-) \quad ,$$

wobei N_{\pm} die Anzahl der Teilchen mit Spin-*up* bzw. -*down* angibt. Die z-Komponente des Polarisationsvektors ist auf diese Weise auch einer Messung zugänglich.

²Elektrische Felder haben keinen Einfluß, jedenfalls solange die Teilchen kein elektrisches Dipolmoment besitzen, was tatsächlich bislang bei keinem Elementarteilchen beobachtet werden konnte. Die Theorie sagt jedoch ein, wenn auch kleines, elektrisches Dipolmoment für die Teilchen voraus, was eine direkte Folge der Zeitumkehrsymmetrieverletzung wäre, die vom CPT-Theorem gefordert wird. Der Einfluß der elektrischen Felder auf die Spinbewegung ist jedoch in jedem Fall vernachlässigbar.

den Spin \vec{S} weiterhin im Ruhesystem des Teilchens anzugeben, was keine Nachteile hat, für die Anschauung nützlich ist und außerdem unnötig komplizierte Gleichungen vermeidet. Außerdem sollen die Überlegungen nun auf Elektronen beschränkt werden, obwohl sie natürlich in gleicher Form auch für alle geladenen Fermionen gelten.

Der Übersichtlichkeit halber werden zunächst Größen im Ruhesystem des Teilchens mit einem hochgestellten R gekennzeichnet. Aus Gleichung (1) wird dann:

$$\frac{\partial \vec{S}^R}{\partial t^R} = \frac{e\hbar}{m_0 c} (1 + a) \vec{S}^R \times \vec{B}^R \quad .$$

a ist die sogenannte *Gyromagnetische Anomalie* des Elektrons. Hiermit wird dem Faktum Rechnung getragen, daß der g-Faktor des Elektrons nicht genau gleich 2 ist. Sie beträgt für ein Elektron $a = \frac{g-2}{2} = 1,1596 \cdot 10^{-3}$.

Drücken wir nun die Zeit und das Magnetfeld im Laborsystem aus:

$$\partial t^R = \frac{1}{\gamma} \partial t \quad ; \quad \vec{B}^R = \gamma \vec{B} - \frac{\gamma - 1}{v^2} (\vec{B} \cdot \vec{v}) \vec{v} - \gamma (\vec{v} \times \vec{E}) \quad .$$

Außerdem muß noch der in der klassischen Physik nicht motivierbare Thomas-Term berücksichtigt werden, der durch Transformation in beschleunigte Systeme zu der Spinbewegung hinzukommt. Dies geschieht, indem

$$\frac{\partial \vec{S}^R}{\partial t^R} = \vec{S}^R \times \left(\frac{\gamma - 1}{v^2} \vec{v} \times \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right)$$

eingefügt wird. Damit ergibt sich

$$\frac{\partial \vec{S}^R}{\partial t} = \frac{e\hbar}{m_0 c} \left(\frac{1}{\gamma} (\vec{S}^R \times \vec{B}) + \frac{1}{\gamma + 1} \vec{S}^R \times \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{c} + a \left(\vec{S}^R \times \vec{B} - \frac{\gamma - 1}{\gamma v^2} (\vec{B} \cdot \vec{v}) (\vec{S}^R \times \vec{v}) + \vec{S}^R \times \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{c} \right) \right) \quad .$$

Nach der Zerlegung $\vec{B} = \vec{B}_{\parallel} + \vec{B}_{\perp}$ erhält man so die sogenannte Thomas-BMT-Gleichung¹ [47, 18].

Die Bewegungsgleichung für den Spin (2) behält ihre einfache Form

$$\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} = \vec{\Omega}_{\text{BMT}} \times \vec{S} \quad (3)$$

bei, lediglich der Ausdruck für die Präzessionsachse schreibt sich entsprechend

$$\vec{\Omega}_{\text{BMT}} = -\frac{e\hbar}{\gamma m_0 c} \left(\underbrace{(1 + \gamma a) \vec{B}_{\perp}}_{\text{Thomas-Term}} + \underbrace{(1 + a) \vec{B}_{\parallel}}_{\text{Larmor-Term}} - \left(a + \frac{1}{1 + \gamma} \right) \gamma \vec{v} \times \frac{\vec{E}}{c} \right) \quad , \quad (4)$$

(\longrightarrow Thomas-BMT-Gleichung)

wobei \vec{B}_{\perp} und \vec{B}_{\parallel} die transversalen und longitudinalen Komponenten des Magnetfelds bezüglich der Bewegungsrichtung des Elektrons im Laborsystem beschreiben.

In Gleichung (3) und (4) sind die Felder \vec{E} und \vec{B} sowie die Zeit t im Laborsystem, der Spinvektor \vec{S} aber im System des bewegten Teilchens ausgewertet. Sie besteht aus drei Termen, nach denen man wichtige Effekte unterscheiden kann:

Der rechte Term beschreibt den Einfluß von elektrischen Feldern (im Laborsystem) auf die Spinbewegung. Ein elektrisches Feld \vec{E} hat etwa den gleichen Effekt wie ein wesentlich schwächeres

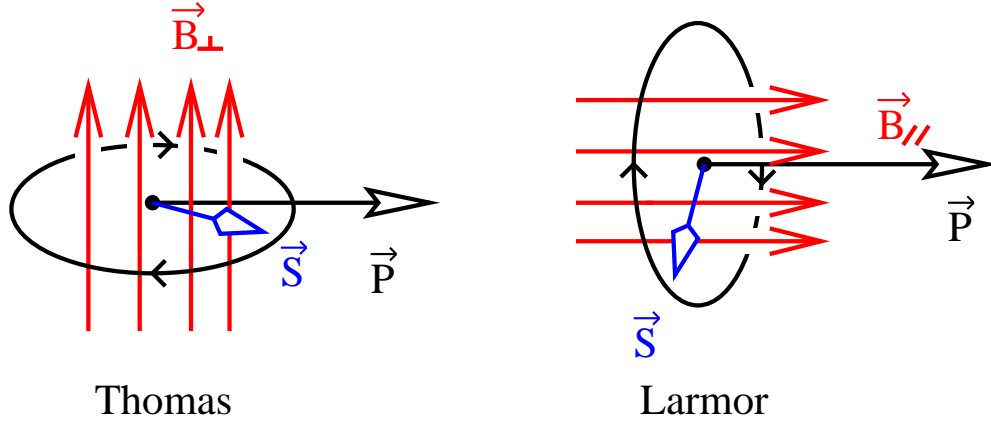


Abbildung 1: Thomas- und Larmorpräzession des Spinvektors in Magnetfeldern senkrecht und parallel zur Bewegungsrichtung des Teilchens

Magnetfeld $\vec{B} = \frac{\vec{E}}{c}$. Deshalb kann man den Einfluß der elektrischen Felder auf die Spinbewegung gegenüber dem der Magnetfelder in normalen Beschleunigeranlagen vernachlässigen.

Der mittlere Term beschreibt die Larmor-Präzession des Spins um zum Teilchenimpuls parallele Magnetfelder z.B. in Solenoiden. Die Wirkung eines longitudinalen Feldes \vec{B}_{\parallel} auf den Spin ist umgekehrt proportional zur Teilchenenergie und verliert daher bei hohen Energien an Bedeutung gegenüber den transversalen Magnetfeldkomponenten. Abb. 1 veranschaulicht die jeweils durch longitudinale oder transversale Magnetfelder aufgezwungene Präzession des Spins.

Die BMT-Gleichung (4) vereinfacht sich dann. Übrig bleibt für Kreisbeschleuniger, die nur aus Dipol- und Quadrupolmagneten bestehen, als wesentlicher Effekt die Thomas-Präzession: (Der Übersichtlichkeit halber wurde hier $c = \hbar = 1$ gesetzt.)

$$\vec{\Omega}_{\text{BMT}} \approx -\frac{e}{m_0\gamma}(1 + \gamma a)\vec{B}_{\perp}. \quad (5)$$

Betrachtet man die Thomas-Präzession nach Transformation in ein mit dem umlaufenden Teilchen rotierendes Koordinatensystem ($\vec{\Omega}'_{\text{BMT}} = \vec{\Omega}_{\text{BMT}} - \vec{\Omega}_c$, $\vec{\Omega}_c = -\frac{e}{\gamma m_0}\vec{B}_{\perp}$ ist die relativistische Zyklotronfrequenz), so erkennt man, daß die Thomas-Präzession für die Elektronen in ihrem Ruhesystem energieunabhängig ist, da die Führungsfelder im Beschleuniger proportional zur Energie mit anwachsen:

$$\vec{\Omega}'_{\text{BMT}} = -\frac{e}{m}a\vec{B}_{\perp} \quad (6)$$

2.3. Spin-Closed-Solution und Spin-Arbeitspunkt

Für jede Zirkularbeschleunigerstruktur gibt es für eine gegebene Energie einen in sich geschlossenen aber nicht notwendig ebenen Pfad, der auch nicht unbedingt eine tatsächliche Teilchenbahn sein muß, für die der Spin um eine bestimmte, von der Position s im Beschleuniger abhängige Präzessionsachse $\vec{n}(s)$ präzediert.

Diese Präzessionsachse $\vec{n}(s)$ ist die periodische Lösung der Spin-Bewegung für einen Bahnumlauf. Sie wird „*spin closed solution*“ genannt, die zugehörige Teilchenbahn, falls es eine gibt, „*spin*

¹ Benannt nach L.H. Thomas, V. Bargmann, L. Michel und V.L. Telegdi

closed orbit“.¹ Einen Beweis der Existenz der periodischen Lösung findet man in [43].

Jeder beliebige Spin-Vektor eines Teilchens auf dem Spin-Closed-Orbit, beobachtet an einem bestimmten Ort s_0 , präzediert um die Achse $\vec{n}(s_0)$ mit einem Präzessionsphasenvorschub von $2\pi Q_{sp}$ pro Umlauf. Q_{sp} wird *Spin-Arbeitspunkt* genannt und ist unabhängig vom betrachteten Azimuth s_0 .

Der Spin-Arbeitspunkt ist eine wichtige Größe für die weitere Behandlung der Polarisationsphänomene. Er läßt sich relativ leicht für einen einfachen Ringbeschleuniger berechnen:

In einem idealen Ring mit einheitlichem vertikalen Magnetfeld ist die Spin-Closed-Solution $\vec{n}(s)$ überall vertikal, und der Spin-Arbeitspunkt ist $Q_{sp} = \gamma \cdot a$, eine Funktion der Energie $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$. Dies kann man leicht aus der Gleichung (6) ableiten. In dem rotierenden Koordinatensystem präzediert der Spin nämlich um die Achse

$$\vec{\Omega}'_{\text{BMT}} = \vec{\Omega}_{\text{BMT}} - \vec{\Omega}_C = \frac{e}{m_0} a \vec{B}_\perp = \gamma a \left(-\frac{e}{\gamma m_0} \vec{B}_\perp \right) = \gamma a \vec{\Omega}_C \quad .$$

Die relative Präzessionsfrequenz ist also proportional zur Umlauffrequenz des Teilchens und um den Faktor γa größer.

Man erkennt so also die Beziehung

$$Q_{sp} = \frac{|\vec{\Omega}'_{\text{BMT}}|}{|\vec{\Omega}_C|} = \gamma a \quad . \quad (7)$$

In Beschleunigern mit uneinheitlichen Magnetfeldern, insbesondere wenn auch Solenoidmagnete eingebaut sind, kann der Spin-Arbeitspunkt im allgemeinen jedoch etwas von γa abweichen. Auch die Richtung der Spin-Closed-Solution \vec{n} ist dann im allgemeinen energieabhängig, und die Unterschiede zwischen Spin-Closed-Orbit und Closed-Orbit sind nicht mehr zu vernachlässigen.

2.4. Depolarisierende Resonanzen

Verschiedene Effekte können die Spindynamik beeinflussen. Außer beim Sokolov-Ternov-Effekt, führen alle Effekte letztlich zu einer Depolarisation des Strahls. Diese Depolarisationen treten in Form von Resonanzphänomenen auf, die sich bei bestimmten Energien besonders stark auf den Spin auswirken.

Wie in Abb. 2 veranschaulicht, präzediert der Spin um die (vertikale) Richtung der Führungsmagnetfelder, wenn er nicht zufällig vertikal ausgerichtet ist. Von den Elektronen zusätzlich gesehene (horizontale) Magnetfelder z.B. in den Quadrupolen werden den Spinvektor in seiner ursprünglichen Präzessionsbewegung stören und möglicherweise auf einen anderen Präzessionskegel ablenken. In der Regel sind diese Störmagnetfelder klein und schnell veränderlich, so daß sich ihre Wirkung im Mittel wieder aufhebt.

Eine größere Spinstörung kann nur auftreten, wenn sich bestimmte Störungen kohärent addieren. Dies ist dann der Fall, wenn das Störfeld \vec{b} eine Komponente besitzt, die mit der gleichen oder einer vielfachen Frequenz um $\vec{n}(s)$ präzediert wie der Spinvektor. Es handelt sich dann also um einen phasenstabilen und damit resonanten Zustand. Es kommt zu einer immer größer werdenden Aufweitung des Präzessionskegels. Wegen der stets vorhandenen Energieunschärfe der Teilchen im Strahl präzedieren die einzelnen Spinvektoren mit leicht unterschiedlichen Frequenzen, was dazu führt, daß die horizontalen Komponenten der Polarisation mit der Zeit verschwinden. Übrig bleibt

¹Der Spin-Closed-Orbit ist nicht unbedingt identisch mit dem sogenannten Closed-Orbit, der die tatsächliche, geschlossene mittlere Teilchenbahn in einem Beschleuniger beschreibt. Für eine ideale Maschine mit linearer Optik fallen der Spin-Closed-Orbit und der Closed-Orbit zusammen auf die Sollbahn. Auch in realen Beschleunigern ist der Spin-Closed-Orbit näherungsweise identisch mit dem Closed-Orbit. Die tatsächlichen Unterschiede werden vernachlässigt.

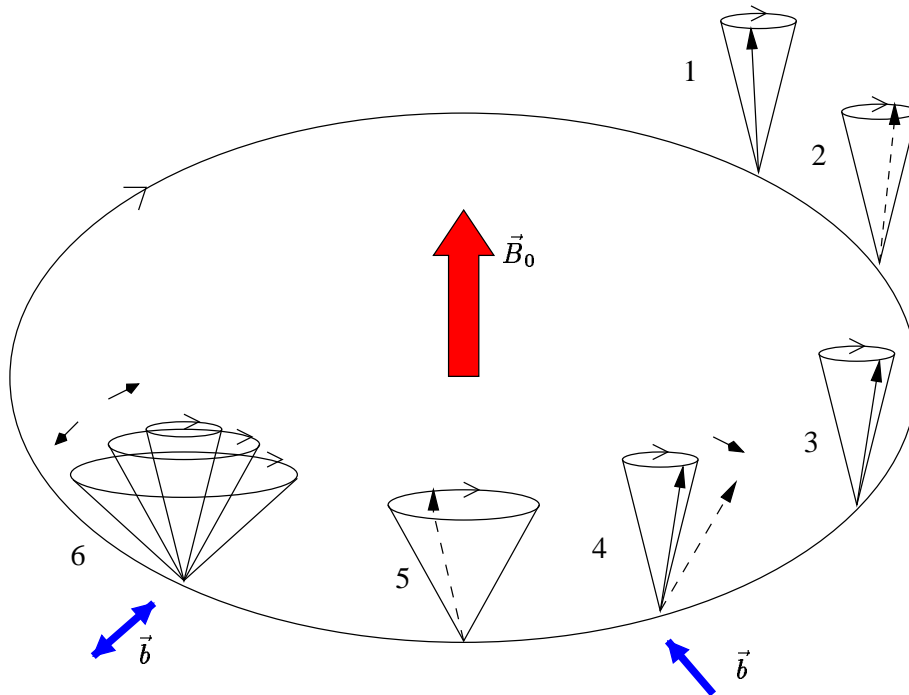


Abbildung 2: Spinpräzession unter dem Einfluß von Störfeldern im Beschleuniger. Horizontale Störmagnetfelder beeinflussen den Präzessionskegel, auf dem die Spins der Teilchen durch den Einfluß der Führungsmagnetfelder präzedieren.

die (verkleinerte) z-Komponente. Es wird Depolarisation beobachtet. Selbst wenn die Teilchen so in den Beschleuniger injiziert werden, daß ihre Polarisation in die Vertikale zeigt, muß dies wegen der Einflüsse horizontaler Störfelder keine stabile Polarisationsrichtung sein.

Quantitativ betrachtet man hierzu die komplexe Größe

$$b(\Theta) := b_1 + ib_2 \quad (\Theta = \frac{s}{R}, \quad R = \text{Ablenkradius}),$$

die die Störmagnetfelder parametrisieren soll, wobei b_1 und b_2 die beiden Komponenten von $\vec{b}(s)$ bezüglich zweier senkrecht zu $\vec{n}(s)$ stehender Achsen \vec{e}_1 und \vec{e}_2 sind [53].

Das Spektrum von $b(\Theta)$

$$b(\Theta) = \sum_j b_j e^{iq_j \Theta}$$

wird nach allen vom Elektron gesehenen periodischen Magnetfeldern entwickelt und ist wegen der Periodizität der Beschleunigerstruktur ein Linienspektrum, sieht man von zeitlich zufällig auftretenden Magnetfeldern ab.

Bei den Parametern q_j unterscheidet man nun nach der Sorte der diese Komponente der Magnetfelder verursachenden Effekte. Hierzu schreibt man zunächst ganz allgemein:

$$q_j = k_0 + k_x Q_x + k_z Q_z + k_s Q_s \quad ; \quad k_{0,x,z,s} \in \mathbf{Z}$$

entsprechend einem Störfeld \vec{b} , das hervorgerufen wird von ganzzahligen Harmonischen k_0 der Umlauffrequenz, verursacht durch Closed-Orbit-Störungen, Betatronoszillationen mit Arbeitspunkten Q_x und Q_z und Synchrotronoszillationen mit Arbeitspunkt Q_s .

$b_j e^{iq_j \phi}$ repräsentiert eine transversale Komponente von \vec{b} , mit der Wellenzahl q_j (bezogen auf einen Umlauf)¹. Diese Komponente hat die gleiche Frequenz wie die Spinpräzession, wenn die *Resonanzbedingung* für den Spin-Arbeitspunkt

$$\boxed{Q_{sp} = q_j = k_0 + k_x Q_x + k_z Q_z + k_s Q_s} \quad (8)$$

erfüllt ist. Ist diese Bedingung für irgendeinen Satz (k_0, k_x, k_z, k_s) erfüllt, so handelt es sich um eine *depolarisierende Resonanz*.

Je nach Art des störenden Feldes \vec{b} (bzw. dessen dominierender Komponente im Spektrum) unterscheidet man verschiedene Typen von depolarisierenden Resonanzen:

Lineare Resonanzen: Diese werden hauptsächlich von transversalen Quadrupolfeldern hervorgerufen, die die Teilchen sehen, wenn sie nicht genau auf der Sollbahn (also nicht durch die Quadrupolmitten) laufen. Hat ein Elektron in einem Quadrupol die Ablagen x und z von der Sollbahn, so erfährt es ein Magnetfeld

$$\vec{b} = \frac{\partial B_x}{\partial z} z \cdot \vec{e}_x + \frac{\partial B_z}{\partial x} x \cdot \vec{e}_z \quad .$$

Solche Ablagen entstehen hauptsächlich aus zwei Gründen:

1. Durch Justage- und Feldfehler der Magnete, die zu einer globalen Closed-Orbit-Störung führen und
2. durch die Betatronsoschwingungen der Teilchen um die Sollbahn bzw. den Closed-Orbit.

Je nach Ursache dieser Ablagen unterscheidet man folgende Unterfamilien:

- Ganzzahlige oder Imperfection-Resonanzen

$$\boxed{Q_{sp} = k_0} .$$

Der Spin präzediert mit der gleichen oder einer ganzzahligen vielfachen Frequenz wie die Umlauffrequenz der Teilchen.

Imperfection-Resonanzen erhalten ihren Namen wegen der nicht perfekten Aufstellung, sowie aus konstruktionsbedingten Feldfehlern der Magnete im Beschleuniger. Diese Fehler führen dazu, daß sich die Gleichgewichtsbahn der Teilchen, der Closed-Orbit, von der Sollbahn entfernt. Für die Spinbewegung störend sind die horizontalen Magnetfelder z.B. in den Quadrupolen, wenn der Closed-Orbit dort vertikal versetzt ist. Die Stärke der Resonanzen ist von der mittleren Closed-Orbit-Ablage abhängig, sowie natürlich von der Stärke der Quadrupolfelder.

Durch eine Superperiodizität P im Beschleuniger verstärken sich die Resonanzen bei Vielfachen von P gegenüber den übrigen ganzzahligen Resonanzen. Deshalb unterscheidet man noch zwischen zufälligen und systematischen Imperfections:

1. *Zufällige „Imperfections“* bezeichnen Fehler in der Magneto-optik, die sich, obwohl der Beschleunigerring aus mehreren identischen Sektionen besteht, nicht in jeder Sektion wiederholen. Diese Fehler werden von den umlaufenden Teilchen pro Umlauf nur einmal gesehen. Deshalb sind alle ganzzahligen Harmonischen des Umlaufspektrums vorhanden, und die Resonanzen finden sich im äquidistanten Abstand $\Delta Q_{sp} = \gamma a$.

¹Größen wie Arbeitspunkte oder im speziellen hier auch die Parameter q_j werden gelegentlich auch als „Frequenzen“ bezeichnet. Die Größen werden dabei in Einheiten der Umlauffrequenz $\omega_C := |\vec{\Omega}_C|$ bzw. $\omega_0 := \lim_{\gamma \rightarrow \infty} \omega_C$ oder $\nu_0 := \frac{\omega_0}{2\pi}$ gerechnet, weshalb sie selbst dimensionslos sind.

2. Durch *systematische Imperfections* werden die superperiodischen Resonanzen $k_0 = k \cdot P$ verstärkt, da die Feldfehler sich mit der Periodizität der Sektionen systematisch wiederholen und in einem Umlauf mehrmals gesehen werden.

Systematische Imperfections spielen in einem Beschleuniger in der Regel die kleinere Rolle, da der Closed-Orbit meist nicht vollständig die periodische Struktur der Magnete widerspiegelt.

- Vertikale Betatronresonanzen oder intrinsische Resonanzen

$$Q_{sp} = k_0 \pm Q_z$$

werden hervorgerufen durch vertikale Betatronoszillationen

$$z(\Theta) = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(\Theta)} \cos(Q_z \Theta + \Phi_z) \quad .$$

Diese Unterfamilie ist die zweite wichtige Quelle für depolarisierende Resonanzen. Intrinsische Resonanzen erhalten ihren Namen aus der Tatsache, daß diese Art der Resonanzen auch in einer Maschine ohne Stellfehler der Magnete vorhanden ist, und sie deshalb nur von den „inneren“ Eigenschaften des Beschleunigers abhängen. Die Lage der Resonanz wird bestimmt durch den vertikalen Arbeitspunkt. Entscheidender Parameter für die Stärke der Resonanzen ist die vertikale Emittanz ϵ_z , die in Elektronenmaschinen zwar wegen der Strahldämpfung im Verhältnis zur horizontalen Emittanz kleiner ist, jedoch wegen der nicht völlig entkoppelten transversalen Bewegungen nicht völlig verschwindet.

Bei vorhandener Superperiodizität unterscheidet man auch bei intrinsischen Resonanzen die beiden wichtigen Unterfamilien:

1. *Normale intrinsische Resonanzen* bezeichnen dabei nur noch die unter Berücksichtigung der Superperiodizität P hervorgerufenen Resonanzen bei

$$Q_{sp} = k_0 P \pm Q_z \quad ;$$

alle anderen intrinsischen Resonanzen sollten bei perfekter Symmetrie nicht auftreten. Man bezeichnet ihre nichtlineare Erscheinung, in welcher Form sie dann dennoch auftreten, deshalb auch als

2. *Gradientenfehlerresonanzen*. Wie schon der Name sagt, sind diese Resonanzen bedingt durch leichte Unterschiede der Gradienten in den Quadrupolen, die dann die Supersymmetrie stören.

Aus je mehr identischen Sektionen ein Beschleuniger gebaut ist, desto höher ist die Periodizität und desto stärker treten Resonanzen aus diesen Harmonischen auf. In ELSA ist die Superperiodizität $P=2$. Man erwartet also besonders starke intrinsische Resonanzen bei $\gamma a = 2k \pm Q_z$.¹ Tatsächlich sind alle anderen Resonanzen so klein, daß sie sich kaum zeigen.

Angenommen wurde, wie es normalerweise der Fall ist, eine vertikale Spin-Closed-Solution. Dreht man sie mit Hilfe spezieller Magnete in die Horizontale, so lassen sich diese intrinsischen Resonanzen unterdrücken. Dafür spielen dann horizontale Teilchenbewegungen die entscheidende Rolle.

¹Aber auch die Periodizität 16 würde nochmals verstärkt, da ELSA aus 16 FODO-Zellen besteht. Die Symmetrie ist hierbei jedoch nicht perfekt, da teilweise unterschiedlich lange Driftstrecken dazwischen liegen. Da es sich hierbei aber um Resonanzen bei Energien größer als 7 GeV handeln würde, hat diese Erkenntnis bei ELSA keinen praktischen Wert.

- Horizontale Betatronresonanzen

$$Q_{sp} = k_0 \pm Q_x$$

werden hervorgerufen durch horizontale Betatronoszillationen

$$x(\Theta) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(\Theta)} \cos(Q_x \Theta + \Phi_x)$$

und spielen bei vertikaler Spin-Closed-Solution nur insofern eine Rolle, als es in einem realen Beschleuniger wegen der Feld- und Stellfehler in der Strahlführung und durch den Einsatz nichtlinearer Elemente wie z.B. Sextupole zur Verringerung der Chromatizität zu einer x-z-Phasenraumkopplung und damit zu einer Kopplung der Teilchenbewegungen mit dem Kopplungsfaktor κ kommen kann. Dies führt zu einer Vergrößerung der vertikalen Emittanz sowie lokal auch zu Schwingungen der Form

$$z = \kappa \cos(Q_x \Theta + \Phi_x) \quad .$$

- Synchrotronresonanzen

$$Q_{sp} = k_0 \pm Q_s$$

werden hervorgerufen durch Synchrotronoszillationen. Bedingt durch die vertikale Dispersion D_z wird auch der longitudinale Phasenraum mit dem vertikalen gekoppelt:

$$z(\Theta) = D_z(\Theta) \frac{\Delta p}{p} \cos(Q_s \Theta + \Phi_s) \quad .$$

Diese Kopplung ist jedoch in der Regel recht klein, so daß Synchrotronresonanzen hauptsächlich durch einen kinematischen Effekt höherer Ordnung hervorgerufen werden (siehe unten).

- Halbzahlige (parametrische) Resonanzen können nur durch zeitlich veränderliche Magnete hervorgerufen werden. Diese werden meist absichtlich durch in speziellen Magneten erzeugte modulierte Magnetfelder hervorgerufen. Durch das gezielte Verschieben dieser künstlichen Resonanzen und die so verursachte Resonanzdepolarisation kann man über den Spinarbeitspunkt z.B. genaue Energiemessungen des Strahls vornehmen.

Nichtlineare Resonanzen: Diese werden durch Multipolfelder höherer Ordnung produziert:

$$b(\Theta) \sim x(\Theta)^l z(\Theta)^m \quad ; \quad (l + m > 1); \quad l, m \in \mathbf{N}_0 \quad .$$

Die Frequenzanalyse von $b(\Theta)$ ergibt die Resonanzbedingung

$$Q_{sp} = k_0 + k_x Q_x + k_z Q_z \quad \text{mit} \quad |k_x| \leq l, |k_z| \leq m \quad .$$

Sextupolfelder zum Beispiel würden nichtlineare Resonanzen mit $|k_x| + |k_z| = 2$ erzeugen. Resonanzen treten dann auf bei

$$Q_{sp} = k_0 \pm Q_x \pm Q_z \quad \text{und} \quad Q_{sp} = k_0 \pm 2Q_{x,z} \quad .$$

Da die Feldstärken von Sextupolen in Beschleunigern üblicherweise viel kleiner sind als die von Dipolen und Quadrupolen, sind auch die von ihnen verursachten Resonanzen meist sehr viel schwächer, so daß man sie nur in speziellen Ausnahmen, z.B. bei der längeren Speicherung, überhaupt zu berücksichtigen braucht.

Feld- und Stellfehler aller Magnete in einem Beschleuniger können sich neben der Störung des Closed-Orbits und der damit verbundenen Verstärkung von Imperfection-Resonanzen ebenfalls durch das vermehrte Auftreten von nichtlinearen Resonanzen bemerkbar machen.

Kinematische Effekte sind Quellen eines weiteren Resonanztyps.

Kohärente Synchrotronoschwingungen führen wegen der Energieoszillationen zusätzlich auch zu den sogenannten Synchrotronseitenbändern anderer Resonanzen und zu deren Verbreiterung.

Die Energieoszillationen verursachen eine Modulation des Spin-Arbeitspunktes, der ja direkt von der Energie abhängt ($Q_{sp} = \gamma a$). Ähnlich wie bei der Frequenzmodulation von HF-Wellen, entstehen so *Synchrotron-Seitenlinien* (oder auch *-Satelliten*). So gibt es auf jeder Seite der depolarisierenden Resonanz ($Q_{sp} = Q_R$) Synchrotron-Seiten-Resonanzen

$$Q_{sp} = Q_R + k_s Q_s \quad (|k_s| > 1).$$

Neben einer Modulation der Spinarbeitspunkte der einzelnen Teilchen führen inkohärente Synchrotronoschwingungen außerdem zu einer Verbreiterung des Spin-Arbeitspunktspektrums. Dies verstärkt die Depolarisation.

2.5. Resonanzstärke und -breite

Das Resonanzphänomen kann einfacher verstanden werden, wenn man es von einem rotierenden Koordinatensystem aus betrachtet. Dieses System rotiere mit der Resonanzfrequenz $Q_R \omega_C$ relativ zum mit den Teilchen bewegten System um die vertikale Achse.

In diesem Koordinatensystem präzediert der Spin-Vektor \vec{S} um die Vertikale mit der Frequenz $\vec{\delta} \omega_C := (Q_{sp} - Q_R) \cdot \vec{\Omega}_C$ (vergleiche Gleichung (7)), wobei $\vec{\Omega}_C$ die Zyklotronfrequenz ist. Außerdem ist nun die die Resonanz verursachende Komponente \vec{b}_R des radialen Störfeldes in diesem System stationär, so daß der Spin andererseits auch um diese Komponente präzediert. Die Präzessionsfrequenz sei hierbei $\epsilon \Omega_C$.

Der im allgemeinen komplexe Faktor ϵ wird als *Resonanzstärke* aufgefaßt, und es gilt

$$|\epsilon| = (1 + \gamma a) \frac{|\vec{b}_R|}{|\vec{B}_0|}.$$

Insgesamt präzediert der Spin dann um eine Achse

$$\vec{\Omega} = (\vec{\delta} + \epsilon \cdot \vec{e}_{\vec{b}_R}) \Omega_C,$$

deren Richtung mit der *Spin-Closed-Solution* in diesem rotierenden System übereinstimmt. Genau auf der Resonanz ($Q_{sp} = Q_R$) verschwindet die Präzession um die Vertikale ($\delta = 0$), und die Drehachse $\vec{\Omega}$ ist horizontal, parallel zu \vec{b}_R .

Abb. 3 veranschaulicht die Situation beim Durchkreuzen einer Resonanz. Je nachdem wie schnell das Kreuzen im Verhältnis zur Präzession um die Störkomponente ist, also je nach Resonanzstärke, gibt es unterschiedliche Möglichkeiten für den Endzustand nach dem Kreuzen. B_{eff} steht dabei für die resultierende Präzessionsachse. Geschieht das Kreuzen schnell genug, kann im Grunde keine Präzession innerhalb der effektiven Kreuzungszeit stattfinden, der Spin behält seine Orientierung bei. Bei hinreichend langsamer Kreuzung kann der Spin öfters um die effektive Präzessionsachse präzedieren und wird somit im Extremfall adiabatisch von der kippenden und das Vorzeichen wechselnden Achse mitgenommen. Der Spin ändert also seine Orientierung. Man spricht vom Spin-Flip. Zwischen den beiden Extrema gibt es natürlich auch Fälle, bei denen der Spin nur unvollständig mitgenommen wird und am Ende irgendeine Zwischenstellung einnimmt, die nicht mehr unbedingt einer stabilen Spinrichtung im Beschleuniger entsprechen muß.

Die Resonanzstärke ϵ kann auch als *Resonanzbreite* angesehen werden, innerhalb derer $[Q_R - \epsilon, Q_R + \epsilon]$ der Winkel zwischen Präzessionsachse $\vec{\Omega}$ und der z-Richtung größer als $\frac{\pi}{4}$ ist. Üblich ist

2. Spindynamik polarisierter Teilchen in Beschleunigern

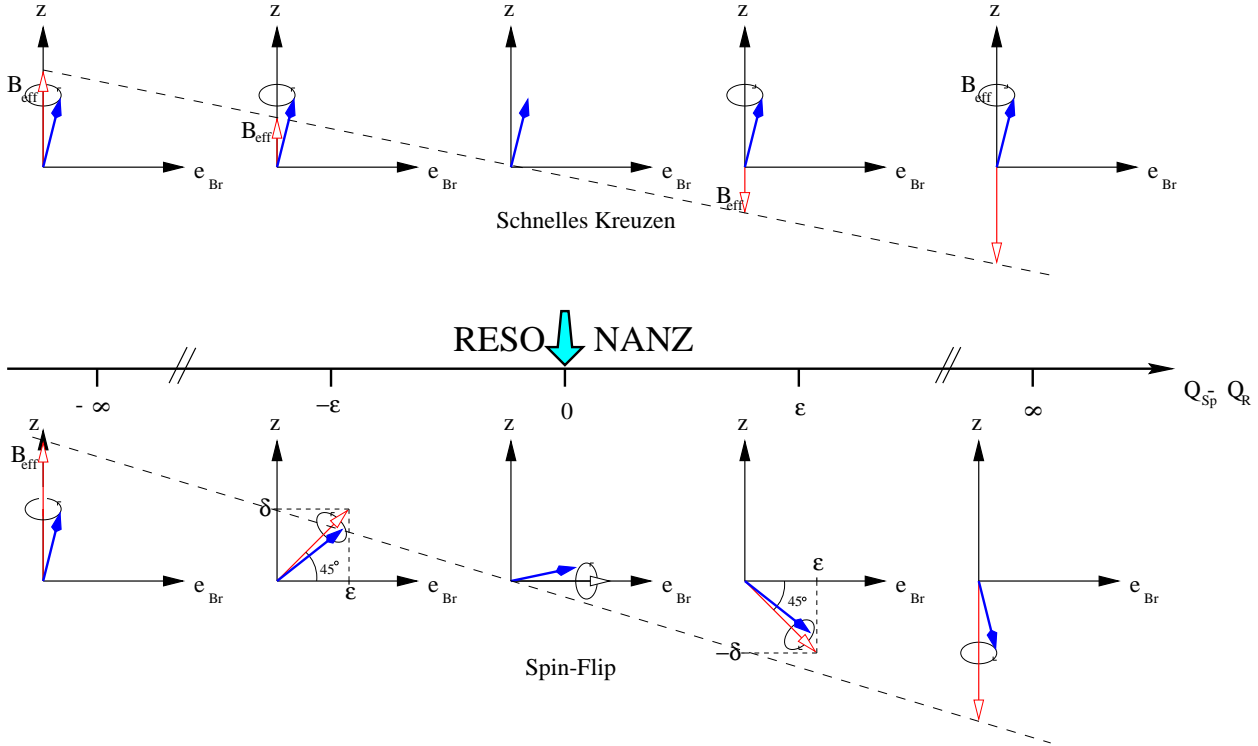


Abbildung 3: Schnelles und langsames Durchkreuzen einer Resonanz

auch eine Definition der sogenannten *effektiven Resonanzbreite* als die Differenz $Q_{sp} - Q_R$, bei dem die meßbare Komponente der Polarisation

$$P_z = \frac{Q_{sp} - \nu_R}{\sqrt{\epsilon^2 + (Q_{sp} - Q_R)^2}} = 99\% \cdot P_{z,0} \quad (9)$$

beträgt. In dem Fall ist $Q_{sp} - Q_R = \pm 7.02\epsilon$.

Aufschluß über die tatsächliche Änderung des Polarisationsvektors und über die Stärke der Resonanzen kann man u.a. mit numerischen Verfahren erhalten. Eine Möglichkeit ist die Verfolgung des Polarisationsvektors mit den Bewegungsgleichungen über viele Umläufe, das sogenannte *Spin-Tracking* [34], oder eine etwas vereinfachte ebenfalls numerische Methode, die im Anhang B noch genauer erläutert wird.

2.6. Durchkreuzen einer Resonanz

Das Verhalten des Spinvektors beim Durchkreuzen einer Resonanz und die damit verbundene Depolarisation soll nun näher quantifiziert werden.

Hierzu führt man zunächst eine Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit $\alpha = \frac{\partial Q_{sp}}{\partial(\omega_0 t)}$ ein. Die Umlaufgeschwindigkeit ω_0 ist hierbei der hochenergetische Limes der Zyklotronfrequenz, die für Teilchengeschwindigkeiten in der Nähe der Lichtgeschwindigkeiten gegen einen konstanten Wert konvergiert.

Je nach Resonanztyp kann man aus der Resonanzbedingung die Kreuzungsgeschwindigkeit ableiten.

Für intrinsische Resonanzen mit der Resonanzbedingung

$$\gamma a = k_0 P \pm Q_z$$

ergibt sich

$$\omega_0 \alpha = \frac{\partial}{\partial t} (\gamma a - (k_0 P \pm Q_z)) \quad ,$$

also

$$\alpha = \frac{\dot{\gamma} a \mp \dot{Q}_z}{\omega_0} \quad (10)$$

und entsprechend für eine Imperfection-Resonanz

$$\alpha = \frac{\dot{\gamma} a}{\omega_0} \quad . \quad (11)$$

In den Überlegungen kann man zunächst von den beiden Extremfällen ausgehen:

- Die Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit α ist so klein gegenüber der Resonanzstärke bzw. der Präzessionsfrequenz um die stationäre Störkomponente, daß der Spin die Bewegung von $\vec{\Omega}$ einfach mitmacht und schließlich wieder vertikal orientiert ist, aber nach unten. Man spricht in diesem Fall von *adiabatischem Spin-Flip*.
- Die Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit α ist vergleichsweise sehr groß. In diesem Fall hat der Spin keine Chance, die Bewegung der Präzessionsachse mitzumachen, und er bleibt während der Zeit des Resonanzkreuzens fast in Ruhe und zeigt nach dem Kreuzen der Resonanz weiterhin in die ursprüngliche Richtung. Man spricht auch von *Überspringen* der Resonanz.

In beiden Fällen läßt sich keine Depolarisation beobachten. Im Fall des adiabatischen Spin-Flips wird der Polarisationsvektor lediglich invertiert.

Zwischen den beiden Extremfällen ist der Spin-Flip unvollständig, und im allgemeinen zeigen die Spins nach dem Durchqueren eben nicht mehr genau in die Vertikale, und somit vermindert sich die z-Komponente des Polarisationsvektors. Dies führt zu *Depolarisation*.

Dieses Phänomen läßt sich unter gewissen vereinfachenden Annahmen analytisch beschreiben. Die Bedingung für den adiabatischen Spin-Flip gewinnt man aus folgender Überlegung [53]:

Angenommen, die Energie im Beschleuniger nehme linear zu. Der Spin-Arbeitspunkt ändert sich dann ebenfalls linear:

$$Q_{sp} = Q_R + \alpha \cdot (t - t_0) \omega_0$$

(t_0 sei der Zeitpunkt der Resonanzkreuzung.) Bei einer Resonanzbreite $|\epsilon|$ ist die Kreuzungszeit dann $\Delta t \approx \frac{2|\epsilon|}{\alpha \omega_0}$. In dieser Zeit präzediert der Spin um einen Winkel

$$\Psi := |\epsilon| \omega_0 \Delta t \approx \frac{2|\epsilon|^2}{\alpha} \omega_0.$$

Die adiabatische Bedingung lautet dann $\frac{|\epsilon|^2}{\alpha} \gg 1$ und für das Überspringen $\frac{|\epsilon|^2}{\alpha} \ll 1$.

Eine exakte Lösung für alle Fälle dazwischen gelang *Froissart* und *Stora* [19] unter Nichtberücksichtigung von longitudinalen Feldern, der Vernachlässigung von nichtperiodischen radialen Feldern, Annahme einer linearen Energiezunahme sowie vor allem der Betrachtung lediglich einer einzigen isolierten Resonanz. Hiernach beträgt das Verhältnis von vertikaler Polarisation nach (P_f) zu der vor (P_i) der Kreuzung einer Resonanz der Stärke ϵ mit der Kreuzungsgeschwindigkeit α

$$\boxed{\frac{P_f}{P_i} = 2e^{-\frac{\pi|\epsilon|^2}{2\alpha}} - 1} \quad . \quad (12)$$

Die Froissart-Stora-Formel beinhaltet die beiden Extremfälle adiabatischer Spin-Flip $\frac{P_f}{P_i} = -1$ und schnelles Überspringen $\frac{P_f}{P_i} = +1$. Besonders starke Depolarisation tritt im Bereich $0,5 < \frac{\epsilon}{\sqrt{\alpha}} <$

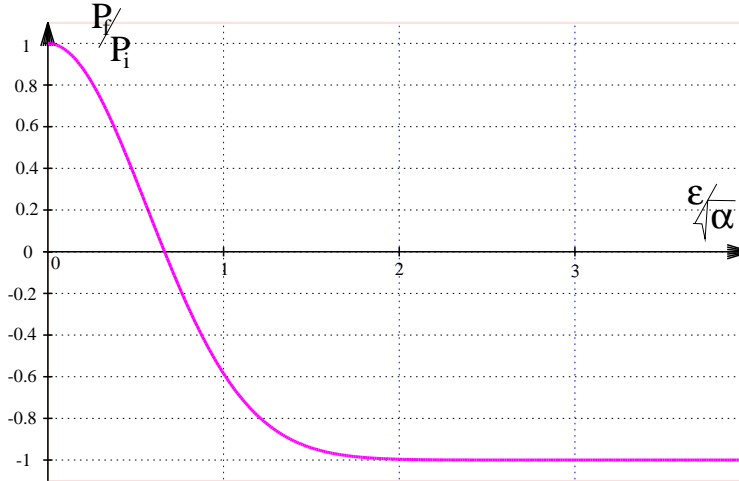


Abbildung 4: Der Verlauf der Froissart-Stora-Formel beschreibt alle möglichen Endpolarisationen nach dem Kreuzen einer Resonanz

1 auf. Ein qualitativer Verlauf der Formel ist in Abb. 4 wiedergegeben. Sie kann für Imperfection-Resonanzen direkt angewendet werden.

Für die intrinsischen Resonanzen ist die Resonanzstärke jedoch wesentlich von der vertikalen Betatronamplitude abhängig, die für jedes einzelne Teilchen verschieden ist. In einem Teilchenensemble ist die Resonanzstärke von der *mittleren* Amplitude abhängig und kann aus der Emittanz bestimmt werden. Die Froissart-Stora-Formel ist dann nicht mehr uneingeschränkt gültig und muß modifiziert werden. Unter der Annahme einer gaußförmigen Betatronamplitudenverteilung ergibt sich nach Integration über den vertikalen Phasenraum

$$\frac{P_f}{P_i} = \frac{2}{\frac{\pi \epsilon_\sigma^2}{\alpha} + 1} - 1 \quad . \quad (13)$$

ϵ_σ bezeichnet die Resonanzstärke eines Teilchens, welches eine Betatronschwingungsamplitude hat, die einer Standardabweichung der Betatronamplitudenverteilung entspricht.

Die Annahme einer gaußförmigen Betatronamplitudenverteilung ist gerechtfertigt, da sich der Strahl in einem Elektronenbeschleuniger in einem Gleichgewicht für die horizontale Emittanz aus stochastischer Anregung und Dämpfung durch die Synchrotronstrahlung und HF-Beschleunigung befindet. Es stellt sich dadurch in guter Näherung eine gaußförmige Verteilung ein. Stochastische Rechnungen zu diesem Effekt haben das bestätigt [22].

Vermeidung von Depolarisation

Wie man der Froissart-Stora-Formel (12) oder ihrer Abwandlung (13) ansieht, gibt es mehrere Möglichkeiten, Polarisationsverluste beim Durchkreuzen einer Resonanz zu minimieren:

1. Durch Erhaltung von Polarisationsgrad und -richtung,
 - (a) durch Verminderung der Resonanzstärke ϵ ,
 - (b) durch Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit α oder
2. durch adiabatischen Spin-Flip.

Verminderung der Resonanzstärke ϵ

Für diese Korrekturmethode werden Dipol-Korrekturmagnete benötigt, die Harmonische der vertikalen Closed-Orbit-Störung kompensieren. So kann man die Cosinus- und Sinuskomponenten der wichtigsten Harmonischen verändern, so daß man das verursachende Feld einer speziellen (Imperfection-) Resonanz kompensiert. Auf diese Weise läßt sich jedoch immer nur eine einzige Resonanz kompensieren. Ein ähnliches Verfahren eignet sich auch zur Kompensation der intrinsischen Resonanzen. Hier gilt es dann, spezielle Harmonische der Betatronbewegung zu kompensieren. Dies kann nur mit modulierten Magnetfeldern erreicht werden [17]. Hierfür hat sich die Bezeichnung *Harmonische Korrektur* eingebürgert.

Eine Möglichkeit, die Closed-Orbit-Störungen insgesamt zu verringern, ist eine aktive Korrektur des Closed-Orbits mit einem Monitorsystem und diversen Korrektormagneten, die in einem iterativen Prozeß die Strahlage in allen Quadrupolen an die Sollbahn anpassen [15]. Auf diese Weise lassen sich die Stärken aller Imperfection-Resonanzen verringern. Da man aber die Korrektur durch den Einsatz zusätzlicher Korrekturmagnetfelder erreicht, die ihrerseits aber wiederum Störkomponenten für den Spin darstellen, reicht diese Methode zur vollständigen Unterdrückung der Imperfection-Resonanzen allein nicht aus.

Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit α

Man kann die Kreuzungsgeschwindigkeit allein durch Vergrößern der Beschleunigungsgeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ nicht beliebig vergrößern. Deshalb macht diese Methode für Imperfection-Resonanzen nur eingeschränkt Sinn. Bei intrinsischen Resonanzen kann man aber (zusätzlich) den vertikalen Arbeitspunkt Q_z passend ändern, wenn der Spinarbeitspunkt γa in die Nähe einer Resonanz kommt. Dieses Prinzip nennt man deshalb *Arbeitspunktspringen*, *Resonanzspringen* oder *tune jumping*.

2.7. Adiabatischer Spin-Flip

Hauptsächlich bei starken Resonanzen ist es möglicherweise einfacher, den adiabatischen Spin-Flip auszunutzen. Hierbei kann man die Resonanzstärke durch kohärente Anregung des Strahls auf größere Betatronamplituden (sogen. *Harmonische Antikorrektur*) noch vergrößern (oder die Kreuzungsgeschwindigkeit verkleinern, was jedoch meist nicht sinnvoll ist). Insbesondere für Protonenbeschleuniger hat das Verfahren der Resonanzstärkenvergrößerung praktische Bedeutung, da man hier auf einfache Weise die Betatronschwingungen anregen kann, ohne die Emittanz zu vergrößern. In Elektronenbeschleunigern wie ELSA ist dies schwieriger, da sich der Strahl durch Aussendung von Synchrotronstrahlung stets auf seine natürliche Emittanz abdämpft. Sind aber die Resonanzen sowieso schon hinreichend stark, kann auch hier ein fast vollständiger Spin-Flip beobachtet werden [2].

Wegen der Synchrotronlichtabstrahlung und der Synchrotronoszillationen kann bei Resonanzen höherer Energie jedoch kein vollständiger Spin-Flip mehr erzielt werden. Rechnungen hierzu haben dieses Phänomen bereits ausführlich untersucht [21]. Bei den jüngsten Messungen wurde dieser Effekt an der Imperfection-Resonanz $\gamma a = 4$ in ELSA gemessen [2].

Sibirische Schlangen

Die obengenannten Methoden zur Vermeidung von Polarisationsverlusten sind in einem sehr weiten Energiebereich anwendbar. Für besonders hohe Energien erwartet man jedoch wieder neue Schwierigkeiten:

- Die Resonanzstärke und -breite wird immer größer, so daß es schwieriger wird, diese zu kompensieren oder zu überspringen.

- Die Anzahl der Resonanzen nimmt linear mit der Energie zu, was immer höhere Anforderungen an die Effizienz der Kompensationseinheiten stellt, damit sich viele kleine Depolarisationen nicht aufsummieren.
- Die Resonanzen werden sich mit zunehmender Anzahl und Stärke überlappen, so daß man anstelle von einzelnen Resonanzen immer ein komplexes System berücksichtigen muß.

Für hohe Energien bieten sich deshalb vor allem Konzepte zur Vermeidung von Depolarisation an, die unter dem Namen *Sibirische Schlangen* bekannt sind.

Eine Sibirische Schlange (full snake) ist eine Anordnung aus Magneten (z.B. Solenoide oder eine Kombination aus Dipolmagneten), die den Spin unabhängig von der Teilchenbewegung und der Energie bei jedem Durchlauf um 180° um eine horizontale Achse dreht. Eine Störung der Spinbewegung in einem Umlauf wirkt so im nächsten Umlauf auf den um 180° abgelenkten Spin genau entgegengesetzt. Der Spin-Arbeitspunkt Q_{sp} wird mit einer Sibirischen Schlange auf $\frac{1}{2}$ gesetzt, und zwar unabhängig von der Energie, so daß weder die Resonanzbedingung für Imperfection-Resonanzen noch die für intrinsische Resonanzen erfüllt werden können, solange der Betatronarbeitspunkt Q_z nicht halbzahlig ist, was man zur Vermeidung von Betatronresonanzen sowieso nicht zuläßt.

Für besonders starke Resonanzen ist dies in der Tat allerdings nicht mehr wahr. Dann können auch noch Resonanzanteile durchschlagen, die von mehr als einem Umlauf herrühren. Dies führt zu weiteren zusätzlichen Resonanzen, den sogenannten *Snake-Resonanzen*. Diese lassen sich aber wiederum dadurch vermeiden, daß man statt einer einzigen Schlange mehrere Schlangen verwendet, die den Spin nur um den entsprechenden Bruchteil von 180° ablenken (partial snakes), dafür aber auch z.B. longitudinale Polarisation an einem Punkt im Beschleuniger zulassen, was interne Experimentetargets erlaubt.

Hinderlich für den Einsatz einer Sibirischen Schlange bei ELSA sind vor allem die hohen benötigten Magnetfeldstärken von etwa 20 Tm. Diese können mit heutiger Technik nur mit supraleitenden Magneten erreicht werden, die nur schlecht mit der Energie gerampt werden können. Dipolkombinationen werden erst ab Energien von 10 GeV sinnvoll [23].

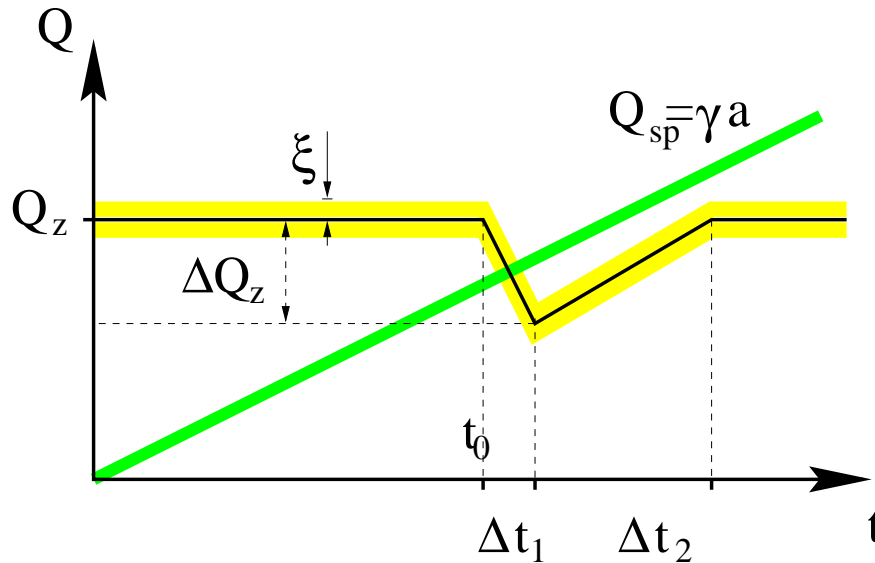
2.8. Prinzip des Arbeitspunktspringens

Wie bereits erläutert (vergleiche Kap. 2.6), bleibt beim hinreichend schnellen Durchkreuzen der depolarisierenden Resonanzen die Polarisation fast vollständig erhalten. Dies kann außer bei extrem schwachen Resonanzen durch eine schnelle Beschleunigung $\dot{\gamma}$ nicht mehr erreicht werden.

Für intrinsische Resonanzen hat man aber noch einen zweiten Parameter, der für die Kreuzung maßgeblich ist, nämlich den vertikalen Betatronarbeitspunkt Q_z . Es gibt deshalb zusätzlich die Möglichkeit, die Kreuzungsgeschwindigkeit zu erhöhen, indem man den Arbeitspunkt Q_z schnell ändert, wenn der Spintune γa in die Nähe einer Resonanz kommt.

Betatronarbeitspunkte werden durch die Beschleunigeroptik bestimmt. Den Hauptbeitrag dazu geben die zur Strahlfokussierung benötigten Quadrupolmagnete. Durch Variation derer Fokussierungsstärke kann man die Arbeitspunkte festlegen. Schnelle Änderungen, wie sie zum erfolgreichen Kreuzen der Resonanzen benötigt werden (mit Pulszeiten $< 10 \mu s$), sind mit diesen Magneten jedoch nicht möglich, so daß Zusatzelemente eingebaut werden müssen.

Im einzelnen sieht das Resonanzspringen dann so aus: Während der Beschleunigung steigt der Spin-Arbeitspunkt proportional zur Energie an. Wenn er sich einer intrinsischen Resonanz annähert, wird zu einer Zeit t_0 der vertikale Arbeitspunkt abrupt abgesenkt oder erhöht (je nach Vorzeichen der Resonanz), so daß die Resonanz in sehr kurzer Zeit durchkreuzt wird. Danach wird der ursprüngliche Arbeitspunkt langsam und in ausreichendem Abstand von der Resonanz wiederhergestellt (siehe Abb. 5). Mit den so erzielten sehr hohen Kreuzungsgeschwindigkeiten hat der Spinvektor keine Zeit, nennenswert abgelenkt zu werden.

Abbildung 5: Überspringen der intrinsischen Resonanz $0 + Q_z$, schematische Darstellung

Die Sprungzeit Δt_1 gilt es so klein wie möglich zu halten, um eine möglichst große Kreuzungsgeschwindigkeit zu erzielen und für die stärksten Resonanzen größere Polarisationsverluste zu vermeiden.

Der Arbeitspunkthub muß ausreichen, um eine Resonanz vollständig zu überspringen. Resonanzstärke, Energieunschärfe und Arbeitspunktverteilung führen zu einer gewissen Breite der Resonanz, die übersprungen werden muß.

Die Abklingzeit Δt_2 muß so gewählt werden, daß sich nach dem Kreuzen der Abstand zur Resonanz nicht verringert. Andererseits ist Δt_2 begrenzt durch den zeitlichen Abstand zur nächsten Resonanz. Hierbei muß der Arbeitspunktsprung auch bei der nächsten Imperfection-Resonanz schon beendet sein, da die veränderte Optik deren Korrektur (z.B. harmonische Korrektur) beeinflussen würde.

Das Prinzip des Arbeitspunktspringens zur Resonanzkreuzung soll nun bei ELSA realisiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die benötigten gepulsten Quadrupole konstruiert und gebaut werden.

Die Schwierigkeit hierbei liegt darin, einen Kompromiß aus noch akzeptabler Depolarisation bei der stärksten zu überspringenden Resonanz und dem technischen Aufwand zu finden. Wegen der kurzen Pulse, dem exakten Timing und der geforderten Konstanz der Kreuzungsgeschwindigkeit müssen hohe Anforderungen an die Netzgeräte gestellt werden. Die Kreuzungsgeschwindigkeit soll während des Sprungs möglichst konstant sein, da der exakte Zeitpunkt für das Kreuzen von Zyklus zu Zyklus in ELSA leicht variieren kann. Man möchte aber — unabhängig davon, auf welchem Teil der Pulsflanke tatsächlich gekreuzt wird — immer die gleichen Verhältnisse, also gleiche Kreuzungsgeschwindigkeit, haben. Hierzu ist eine Stromregelung während des Sprungs nötig. Die Magnete selbst müssen eine möglichst kleine Induktivität haben, um die zum schnellen Pulsen benötigten Spannungen nicht zu groß werden zu lassen. Schließlich sollten die Magnete den Strompuls verzerrungsfrei in einen Arbeitspunktpuls umsetzen. Diese Aspekte gilt es bei der Konstruktion der gepulsten Quadrupole zu berücksichtigen.

Der Rest dieser Arbeit behandelt nun die konzeptionelle Umsetzung des Arbeitspunktspringens für ELSA.

3. Die Beschleunigeranlage ELSA

Die Bonner Beschleunigeranlage ist in ihrer jetzigen Form seit 1987 in Betrieb [24, 1]. Elektronen aus einer thermischen Quelle oder einer Quelle für polarisierte Elektronen werden zunächst in einem 20-MeV-Linearbeschleuniger vorbeschleunigt und anschließend in das 2,5-GeV-Synchrotron injiziert. Das Synchrotron fungiert nun als Vorbeschleuniger (Booster) für den Stretcherring. Es besitzt eine Combined-Function-Struktur, d.h. strahlableitende und strahlfokussierende Eigenschaften sind in einem magnetischen Element vereinigt. Zwölf solcher Ablenkmagnete mit je einem radial fokussierenden und defokussierenden Sektor sind regelmäßig auf dem Umfang (69,6 m) verteilt. Dieses Synchrotron wurde früher für Experimente genutzt. Da die hier erzeugten Strahlen gepulst sind (Das Tastverhältnis war 1-2 ms pro 20 ms-Zyklus), wurde die Anlage um den Stretcherring erweitert. Nur noch ein Teststrahl für Detektortests sowie ein Strahlrohr mit einem Spektrograph für Synchrotronstrahlung werden direkt vom Synchrotron bedient.

Der Stretcher- und Speicherring ist eine Separated-Function-Maschine¹. Er besteht aus 16 FODO-Zellen², unterteilt in zwei Bögen und zwei gerade Strecken, und weist eine Zweier-Supersymmetrie auf. Im Speicherring können Strahlströme bis zu 250 mA akkumuliert werden, und der Strahl kann auf eine Endenergie bis knapp 3,5 GeV nachbeschleunigt werden. Drei Experimentierplätze können mit Elektronen, sechs Plätze mit Synchrotronstrahlung versorgt werden. Der Beschleuniger hat einen Umfang von 164,4 m. Den Gesamtaufbau der Anlage zeigt Abb. 6.

Der Beschleunigerring ELSA wird in drei unterschiedlichen Betriebsmodi benutzt:

Im Stretchermode wird die Strahlintensität des Synchrotrons über eine längere Zeit, mindestens über eine Periodenzeit des Synchrotrons, verteilt mit konstanter Intensität aus ELSA extrahiert. Auf diese Weise können Koinzidenz-Experimente mit passender Ereignisrate versorgt werden.

Im Nachbeschleunigungsmodus wird ELSA dazu benutzt, die Elektronen auf Endenergien bis zu 3,5 GeV zu beschleunigen und dann über Zeiten von einer bis zu 60 Sekunden zu extrahieren.

Im Synchrotronstrahlungsmode schließlich wird ein Strom von typischerweise 70 bis 100 mA in ELSA über einen Zeitraum von etwa einer Stunde gespeichert. Das abgestrahlte Synchrotronlicht wird dabei für experimentelle Untersuchungen genutzt, z.B. für verschiedene Zwecke der Materialuntersuchungen, der Molekül- und Atomphysik sowie auch zur Lithographie.

Mittelenergie-Experimente an ELSA

Drei Mittelenergieexperimentiereinrichtungen, *PHOENICS*³, *SAPHIR*⁴ und *ELAN*⁵, benutzen direkt den erzeugten externen Elektronenstrahl bzw. hochenergetische Photonen, die in einem Bremsstrahlkonvertierungsprozeß gewonnen und in einem „tagging“-Verfahren energiemarkiert wurden. Die Datenaufnahme der Experimente PHOENICS und ELAN ist abgeschlossen. Sie werden nun ersetzt von dem *GDH-Experiment*⁶ [26] und Experimenten am *Crystal-Barrel*-Detektor [25]. Diese neue Generation von Experimenten benötigt polarisierte Elektronen.

Im Rahmen des Bonner DFG-Schwerpunktes „Untersuchung der hadronischen Struktur von Nukleonen und Kernen mit elektromagnetischen Sonden“ sollen polarisierte Elektronenstrahlen mit

¹Strahlführende und strahlfokussierende Elemente sind getrennt. Neben reinen Ablenkdiolen mit homogener Feldverteilung im Gap werden Quadrupole für die Strahlfokussierung verwendet.

²Eine solche FODO-Zelle besteht aus einem (horizontal) fokussierendem Quadrupol (F) gefolgt von einer Strecke ohne nennenswerte Fokussierung (O) (hier ist es ein Ablenkmagnet oder eine Driftstrecke) wiederum gefolgt von einem (horizontal) defokussierendem Quadrupol (D) und einer weiteren Driftstrecke (O). Durch diese Kombination ergibt sich insgesamt eine in beiden Ebenen fokussierende Einheitszelle.

³Photon Experiments with Nuklear Targets In Counter Setups

⁴Spektrometer-Anordnung für Photon-induzierte Reaktionen

⁵Elektronenstreuung am Nukleon

⁶Gerasimov-Drell-Hearn

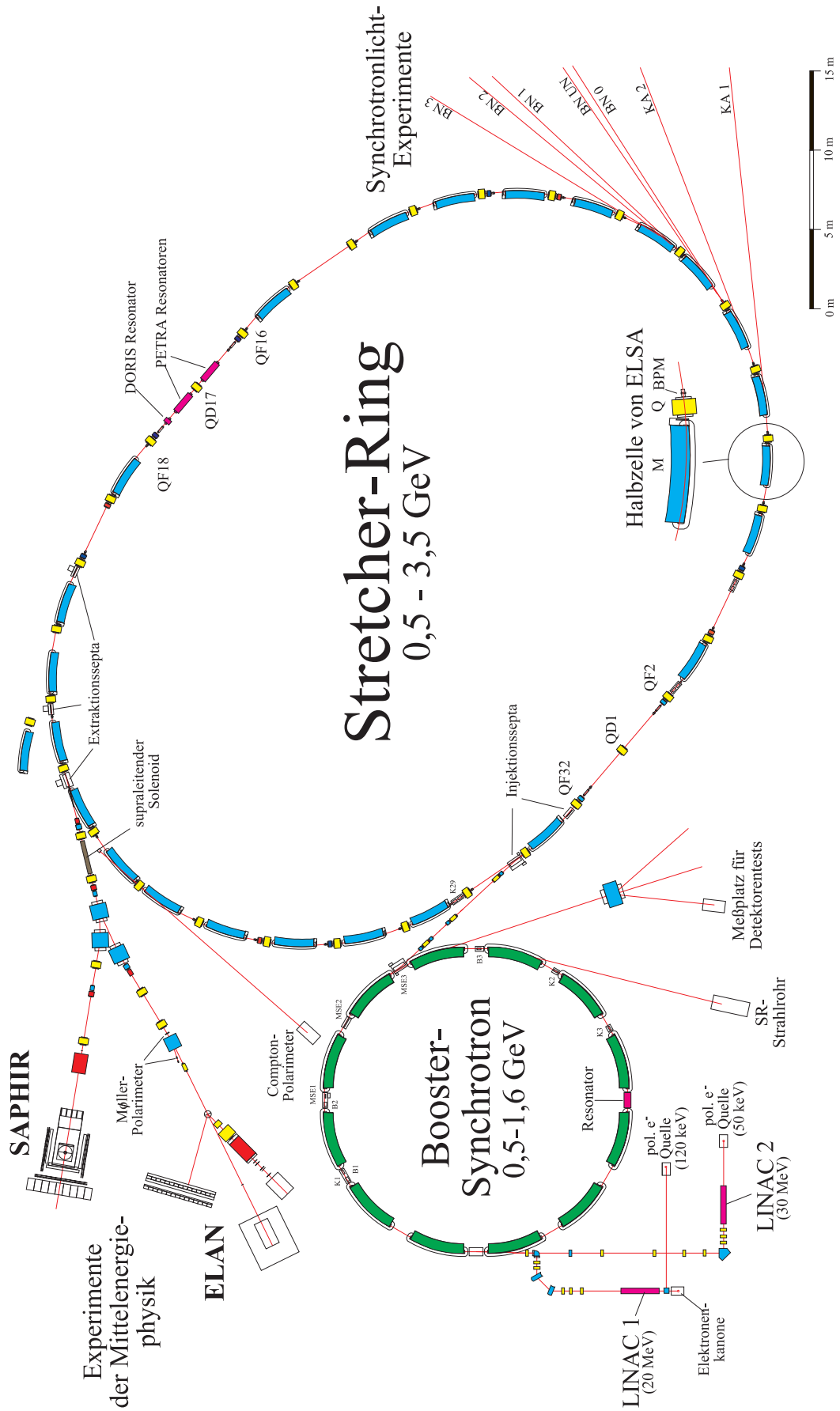


Abbildung 6: Die Bonner Beschleunigeranlage ELSA

der Bonner Beschleunigeranlage zur Verfügung gestellt werden. Hierzu muß ELSA mit geeigneten Mitteln nachgerüstet werden.

Erzeugung polarisierter Elektronen für ELSA

Da der Sokolov-Ternov-Effekt [5] für die Polarisierung des Strahls wegen der für Experimente zu langen Polarisationszeiten in ELSA nicht genutzt werden kann, müssen vor der Beschleunigung bereits polarisierte Elektronen injiziert werden. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, polarisierte Elektronen zu erzeugen. In Bonn wurden bereits mehrere Wege verfolgt, um eine sogenannte „polarisierte Quelle“ zu bauen [27]. 1997 ist eine Quelle, die die Photoemission von Elektronen durch zirkular polarisiertes Laserlicht an GaAs-Kristallen ausnutzt mit einem speziell strukturierten sogenannten Superlattice-Kristall bestückt worden [28].

In einem Titan-Saphir-Laser werden $1 \mu\text{s}$ lange Lichtpulse mit max. 1 mJ Energie der Wellenlänge 770 nm erzeugt und zirkularpolarisiert. Durch Bestrahlung eines GaAs Kristalls werden Photoelektronen erzeugt, die longitudinal polarisiert sind. Sie können den Kristall verlassen, wenn zuvor auf dem Kristall eine NEA¹-Oberfläche präpariert wurde. Sie werden zunächst in einer statischen Beschleunigungsstrecke auf 120 keV beschleunigt und dann in einem Deflektor um 90 Grad abgelenkt. Die Spinrichtung bleibt dabei aber annähernd erhalten, so daß die Elektronen anschließend transversal polarisiert sind [27, 28]. Mit dem sogenannten „Superlattice“, kann bislang ein Polarisationsgrad von 65% bei einer Quantenausbeute in der Größenordnung von 1% und einem Puls-Strom von etwa 100 mA erreicht werden [28, 2].

3.1. Forderungen der Experimente an die Polarisation

Die geplanten Experimente zur Untersuchung der Spinstrukturfunktionen des Nucleons — wie das GDH-Experiment — benötigen longitudinal polarisierte Projektileilchen (als Zustände mit definierter Chiralität). Ein Polarisationsgrad von mindestens 30% und eine Intensität von mindestens 0,5 nA wird für die Experimente bei ELSA angestrebt.

Derzeit kann die Quelle einen Strom von 100 mA bei einer Polarisation von 65% an der Quelle liefern. Dies entspricht am Experimentetarget etwa 0,5 nA. Die Forderungen der Experimente können also erfüllt werden, sofern es gelingt, den Polarisationsgrad auch bei hohen Energien zu erhalten.

Die Experimente benötigen longitudinal polarisierten Elektronen (bzw. Photonen). Im Beschleuniger jedoch müssen die Elektronen transversal polarisiert sein. Die Elektronenspinrichtung muß deshalb nach der Extraktion aus dem Beschleuniger aus der vertikalen Richtung in die longitudinale gedreht werden. Dazu dient ein supraleitender Solenoid-Magnet. Er hat eine maximale integrale Feldstärke von 12 Tm und kann mittels Larmor-Präzession den Polarisationsvektor aus der Vertikalen in die Horizontale drehen. Anschließend erfolgt in einem darauffolgenden Ablenkmagneten der Strahlführung die weitere Drehung in die longitudinale Richtung (diesmal mit Thomas-Präzession). Da die Larmorpräzession aber energieabhängig ist, muß der Strom für jede Energie neu eingestellt werden. Die anschließende Drehung in dem Ablenkmagneten ist jedoch außer für eine bestimmte Energie immer unvollständig, da der Ablenkwinkel der Teilchen sich nicht verändern darf.

3.2. Nachweis der Polarisation mit Møller-Streuung

Bis Ende 1997 gab es in der ELAN-Strahlführung ein Møller-Polarimeter, welches im Rahmen verschiedener Diplomarbeiten entstanden ist [29, 30, 31]. Hiermit wurden die bisherigen Polarisations-

¹negative electron affinity. Durch Aufbringen von Monolagen aus Cäsium und Sauerstoff kann die Austrittsarbeit aus dem Kristall verkleinert werden, so daß die benötigte Energie für das Austreten der Elektronen nicht größer ist als die für das Erzeugen der Elektronen aus ganz speziellen Zuständen der Kristall-Bandstruktur.

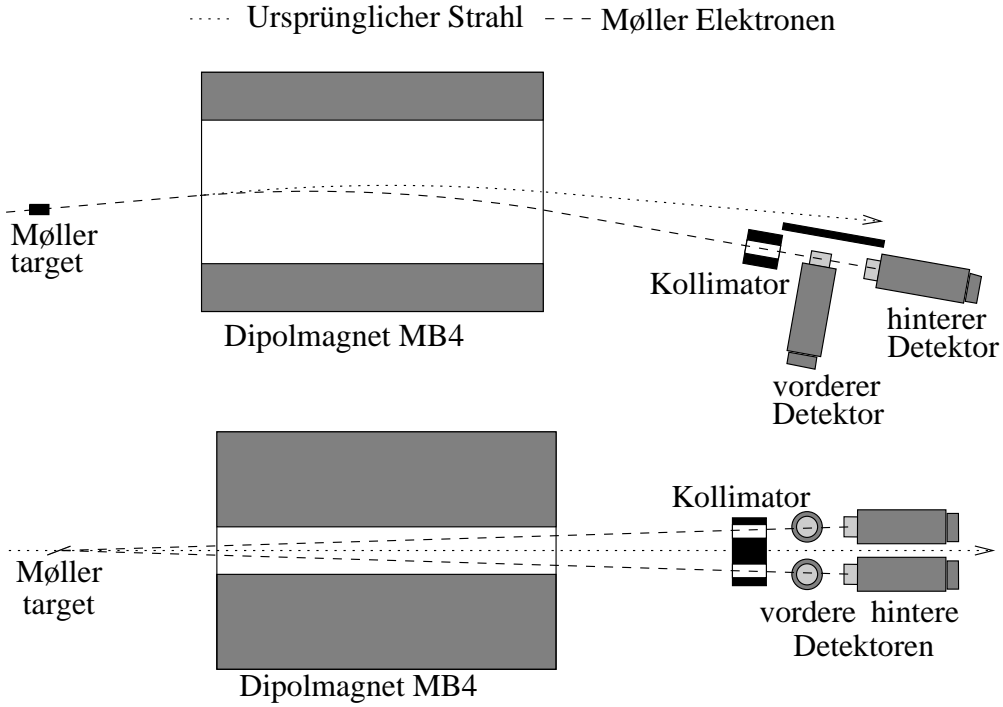


Abbildung 7: Draufsicht (oben) und Seitenansicht des Møllerpolarimeters.

tionsmessungen an ELSA durchgeführt. In Zukunft wird neben einem neuen Møller-Polarimeter in der GDH-Strahlführung auch ein Comptonpolarimeter direkt am Stretcherring zur Verfügung stehen [32].

Zur Bestimmung der Polarisation des extrahierten Elektronenstrahls wird die elastische Elektron-Elektron-Streuung (Møllerstreuung [33]) an polarisierten Targetelektronen benutzt. Dieser Prozess hat einen relativ großen Wirkungsquerschnitt. Dabei verhalten sich die Wirkungsquerschnitte für longitudinale parallele ($\sigma(\uparrow\uparrow)$) bzw. antiparallele Spinstellung ($\sigma(\uparrow\downarrow)$) bei CMS-Streuwinkeln von 90° wie eins zu acht, so daß sich eine theoretische maximale Asymmetrie von

$$a_{zz} = \frac{\sigma(\uparrow\downarrow) - \sigma(\uparrow\uparrow)}{\sigma(\uparrow\downarrow) + \sigma(\uparrow\uparrow)} = \frac{7}{9}$$

ergibt [29].

Den schematischen Aufbau des Møller-Polarimeters zeigt Abb. 7. Es besteht aus vier in Koinzidenz geschalteten Čerenkov-Zählern, die die Møller-Elektronenpaare registrieren. Durch den bei der Streuung im Møller-Target erlittenen elastischen Stoß haben beide Elektronen für CMS-Streuwinkel von 90° nur den halben Impuls der Elektronen im Strahl, und sie können deshalb durch einen Ablenkmagneten vom Strahl abgetrennt werden. Durch die geometrische Anordnung der Zähler und eines Kollimators werden nur Elektronenpaare mit CMS-Streuwinkeln um 90° berücksichtigt.

Das Møller-Target besteht aus einer leicht magnetisierbaren, ferromagnetischen Folie (VAKOFLUX, auch Supermendur genannt), die in einem longitudinalen Magnetfeld um $\alpha = 21^\circ$ gegen die Strahlrichtung geneigt ist, da die Folie nur in ihrer Ebene polarisiert werden kann. Die Folienpolarisation wurde extern gemessen [2].

Aus den gemessenen und auf den Strahlstrom normierten Zählraten der Møller-Paare mit Spin parallel ($N(\uparrow\uparrow)$) bzw. antiparallel ($N(\uparrow\downarrow)$), der Folienpolarisation P_t , dem Drehwinkel in der Strahlführung ϕ , sowie der Analysierstärke a_{zz} läßt sich die Polarisation des Elektronenstrahls in

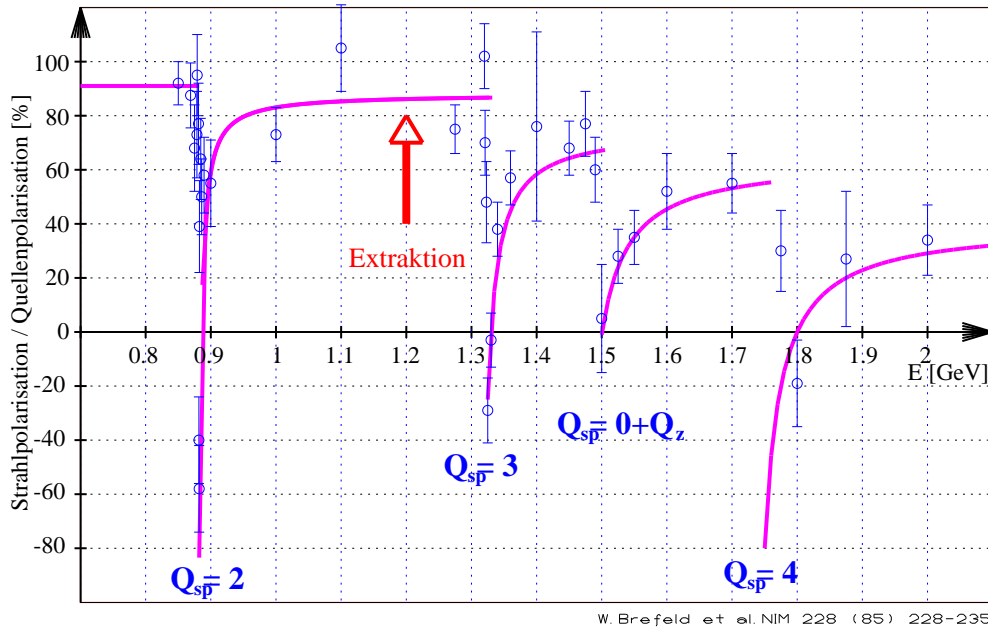


Abbildung 8: Depolarisierende Resonanzen im Booster-Synchrotron [9]. Eingezeichnet ist die typische Transferenergie, bei der der Strahl vom Vorbeschleuniger in den Stretcherring transferiert wird. Die nachfolgenden Resonanzen brauchen so nicht gekreuzt zu werden.

der longitudinalen Richtung bestimmen:

$$P = \frac{1}{P_t a_{zz} \cos \alpha \cos \phi} \cdot \frac{N(\uparrow\uparrow) - N(\uparrow\downarrow)}{N(\uparrow\uparrow) + N(\uparrow\downarrow)} .$$

3.3. Polarisation im 2,5 GeV-Booster-Synchrotron

Messungen der Polarisation bei der Extraktion aus dem Synchrotron wurden schon 1980 mit einem ähnlichen Møller-Polarimeter gemacht [9, 10].

In Abb. 8 sind die damals gemessenen Polarisationsgrade in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Der Verlauf der eingezeichneten Kurve kann durch Betrachtung des Extraktionsverfahrens im Booster verstanden werden. Da immer auf dem Gipfel der sinusförmigen Rampe extrahiert wird, führt dies zu längeren Verweilzeiten bei dieser Energie. Wird genau auf einer depolarisierenden Resonanz extrahiert, so ist die depolarisierende Wirkung viel stärker, als wenn die Resonanz auf der ansteigenden Rampe des Sinus durchkreuzt wird.

Der quantitative Verlauf der Kurve wurde berechnet [34], so daß die Effekte im Booster-Synchrotron als weitgehend verstanden gelten dürfen. Die jüngsten Messungen vom August 1997 haben die schwache Depolarisation im Booster-Synchrotron bestätigt [2].

Im 2,5 GeV Synchrotron bleibt die Polarisation in hohem Grade erhalten, wenn die Polarisation bei der Injektion genau vertikal eingestellt wird und vor der Imperfection Resonanz $Q_{sp} = 3$ bei 1,32 GeV nach ELSA transferiert wird. In diesem Fall reicht die Kreuzungsgeschwindigkeit aufgrund der 50 Hz Wiederholrate des Synchrotrons aus, die Imperfection-Resonanzen bei 441 MeV und 881 MeV mit einem Polarisationsverlust von insgesamt kleiner als 5% zu durchkreuzen. Die einzige¹

¹Alle anderen intrinsischen Resonanzen sind wegen der 12-fachen Supersymmetrie der Magnetanordnung stark unterdrückt.

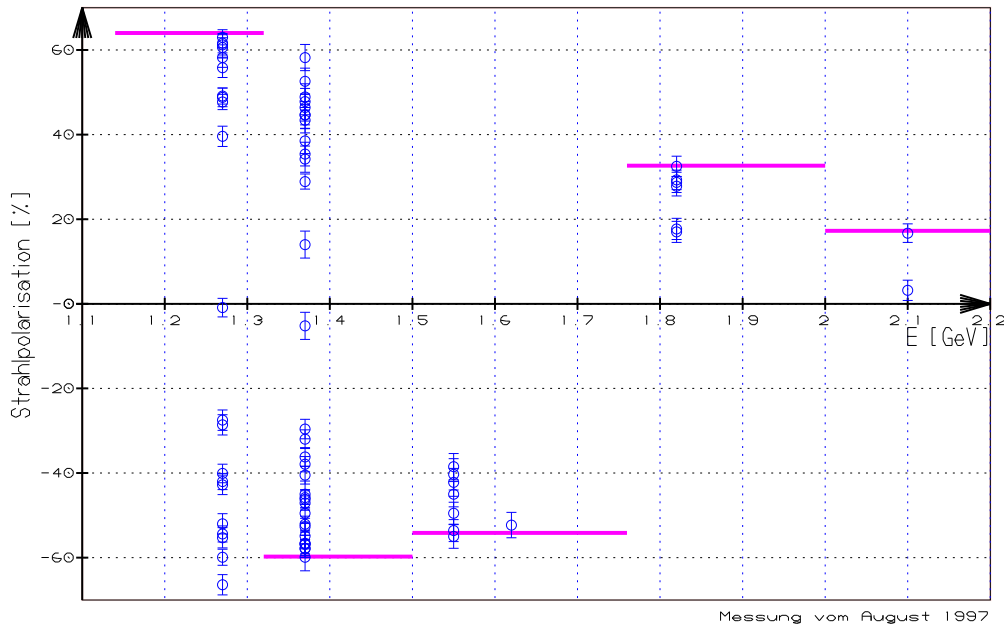


Abbildung 9: Gemessener Polarisationsgrad nach der Extraktion aus dem Stretcherring. Alle meßwerte ließen sich zuverlässig reproduzieren.

intrinsische Resonanz im Energiebereich des Synchrotrons $Q_{sp} = 0 + Q_z = 3,4$ bei 1,50 GeV braucht so nicht gekreuzt zu werden.

3.4. Polarisation nach der Extraktion aus dem Stretcherring

Weitere Polarisationsverluste treten im Stretcherring auf. Dies liegt auch hier an dem Auftreten von verschiedenen depolarisierenden Resonanzen. Messungen haben gezeigt, daß die Resonanzen ab 2 GeV so stark sind, daß die Polarisation fast vollständig verloren geht [2].

In Abb. 9 sind die im August 1997 gemessenen Polarisationsgrade in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Bei verschiedenen Energien wurde der Polarisationsgrad nach Variation unterschiedlicher interner Parameter wie Beschleunigungsgeschwindigkeit, Ausgangsspinrichtung und Strahlbeulen gemessen. Jede einzelne Einstellung läßt sich zuverlässig reproduzieren. Für alle Messungen wurde bei 1,2 GeV transferiert.

Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die maximal erreichten Polarisationsgrade, wie sie ohne Tunejump-Magnete und zusätzliche Korrekturdipole allein durch Wahl der Beschleunigungsgeschwindigkeiten und einfache harmonische Korrektur mit den vorhandenen Korrekturdipolen erreicht werden können. Oberhalb der Resonanz bei 2,0 GeV ist praktisch die gesamte Polarisation verloren. Mit den herkömmlichen Mitteln, das heißt mit maximal möglicher Rampgeschwindigkeit von 7 GeV/s und einfachen statischen Korrektoren, können polarisierte Elektronen mit einem Polarisationsgrad von mehr als 20% derzeit nur bis Energien von etwa 1,9 GeV erzeugt werden.

Dies ist die Grundmotivation für den Bau der Tunejump-Quadrupole, mit denen dann auch höhere Energien erreichbar werden.

3.5. Depolarisierende Resonanzen im Stretcherring

Die Spin-Closed-Solution bei ELSA ist fast überall vertikal, d.h. parallel zum magnetischen Feld in den Ablenkmagneten. Wegen der stets vorhandenen Energieunschärfe des Teilchenstrahls sind die

Spin-Arbeitspunkt $Q_{sp} = \gamma a =$ $\pm K_0 \pm Q_z$	Energie [MeV]	Resonanz- stärke $ \epsilon_\sigma /10^{-5}$	effektive halbe Energiebreite ΔE [MeV]	Energierampe		
				0,1 GeV/s P_f/P_i [%]	2 GeV/s P_f/P_i [%]	8 GeV/s P_f/P_i [%]
$-2 + Q_z$	1135	6,8	0,21	15,4	92,9	98,2
$8 - Q_z$	1508	3,9	0,12	61,1	97,6	99,4
$0 + Q_z$	2016	87	2,70	-98,3	-71,4	-20,0
$10 - Q_z$	2390	8,9	0,28	-11,4	88,2	96,9
$2 + Q_z$	2898	110	3,40	-99,0	-81,1	-41,2
$12 - Q_z$	3271	160	5,00	-99,5	-90,6	-67,1

Tabelle 1: Lage und Stärke der intrinsischen Resonanzen bei ELSA, berechnet unter Annahme des natürlichen Verlaufs der vertikalen Emittanz ($\epsilon = 46 \text{ nm rad} \cdot \left(\frac{E}{2,3 \text{ GeV}}\right)^2$, $Q_z=4,58$), sowie effektive Resonanzbreite (siehe Definition (9)) und Beitrag zur Depolarisation des Strahls nach dem Durchkreuzen mit verschiedenen Energierampen

zugehörigen einzelnen Spin-Arbeitspunkte ($Q_{sp} = \gamma a$) über einen Bereich verteilt, so daß die Spins mit unterschiedlicher Präzessionsgeschwindigkeit umlaufen und mit der Zeit außer Phase geraten. Die horizontalen Komponenten des Polarisationsvektors sind deshalb instabil und verschwinden mit der Zeit¹. Nur die vertikale Komponente des Polarisationsvektors ist erhalten. Folglich muß der Strahl bereits so injiziert werden, daß der Polarisationsvektor in die vertikale Richtung zeigt.

Dennoch treten bei bestimmten Energien depolarisierende Resonanzen auf. Jede Störung der Spinbewegung (hervorgerufen durch horizontale Störmagnetfelder) wird nun, sofern sie sich in Resonanz ausreichend verstärkt, dazu führen, daß der Spinvektor \vec{S} von der Vertikalen ausgelenkt wird. Die vertikale Komponente verkleinert sich dabei, und die horizontalen Komponenten verschwinden wieder mit der Zeit. Es wird *Depolarisation* beobachtet.

Wie in Kapitel 2 bereits diskutiert wurde, gibt es hauptsächlich zwei Resonanztypen: intrinsische und Imperfection-Resonanzen. Während der Beschleunigung der polarisierten Teilchen steigt der Spin-Arbeitspunkt mit der Energie an, und diese depolarisierenden Resonanzen werden gekreuzt.

In ELSA müssen bis zu einer Endenergie von 3,5 GeV fünf intrinsische und fünf Imperfection-Resonanzen gekreuzt werden. Die meisten dieser Resonanzen sind stark genug, daß sie auch bei steiler Beschleunigungsrampe die Polarisation zerstören.

Lage und Stärke der depolarisierenden Resonanzen in ELSA wurden berechnet [35, 22]. Sie sind in den Tabellen 1 und 2 aufgelistet sowie in Abb. 10 aufgetragen.

Für die Berechnungen wurde ein vertikaler Arbeitspunkt $Q_z = 4,58$ zugrundegelegt. Die Energieabhängigkeit der Emittanz wurde durch einen quadratischen Verlauf approximiert. Dieser Verlauf wurde durch verschiedene Messungen der Emittanz bestätigt. In den Tabellen sind zudem die erwarteten Depolarisationen beim Durchkreuzen der Resonanzen mit unterschiedlichen Energierampen aufgetragen, wie sie mit ELSA bislang erzeugt werden können. Die Resonanzstärken² sind solche für ein Teilchen, welches eine Betatronschwingungsamplitude besitzt, die einer Standardabweichung der

¹Neben der Energieunschärfe führt auch das Extraktionsverfahren bei ELSA dazu, daß keine horizontale Polarisation das Experiment erreicht: Die Extraktion geschieht nämlich über mehrere Strahlumläufe in der Maschine, so daß im extrahierten Strahl die horizontalen Spinkomponenten alle möglichen Werte haben, die sich insgesamt zu Null mitteln.

²Zum Berechnen der Resonanzstärken wurde nicht das im Anhang beschriebene Programm verwendet, sondern ein anderes, von C. Steier weiterentwickeltes Programm, welches auch die Feinheiten der Maschinenoptik berücksichtigt, z.B. die durch Kanteneffekte und Randfelder der Magnete verursachte Variation der Quadrupolstärken innerhalb der Magnete.

Spin- Arbeitspunkt $Q_{sp} = \gamma a = K_0$	Energie [MeV]	Resonanz- stärke $ \epsilon /10^{-5}$	effektive halbe Energiebreite $\Delta E/MeV$	Energierampe		
				0,1 GeV/s P_f/P_i [%]	2 GeV/s P_f/P_i [%]	8 GeV/s P_f/P_i [%]
3	1322	100	3,1	-100	-96	-26
4	1762	160	5,0	-100	-100	-84
5	2203	370	11,4	-100	-100	-100
6	2644	300	9,3	-100	-100	-100
7	3084	400	12,4	-100	-100	-100

Tabelle 2: Imperfection Resonanzen bei ELSA (unkorrigiert, mittlere Closed-Orbit-Ablage: 3,1 mm)

Betatronamplitudenverteilung entspricht. Entsprechend wurde die Froissart-Stora-Formel bei den intrinsischen Resonanzen in ihrer für gaußförmige Verteilung abgewandelten Form (13) verwendet.

Einige der berechneten Resonanzstärken konnten bei den bisherigen Messungen verifiziert werden (siehe Abb. 10). Diese Werte wurden durch Anpassen der Froissart-Stora-Formel an den gemessenen Verlauf der Polarisierung in Abhängigkeit von der Beschleunigungsgeschwindigkeit gewonnen. Die benötigten Emittanzwerte konnten mit einem Synchrotronlichtmonitor (grob) gemessen werden. Hierbei zeigte es sich, daß die gemessenen Emittanzen etwa mit den angenommenen übereinstimmten. Die Messung der vertikalen Emittanz auf der Beschleunigungsrampe in ELSA ist bei mittleren und kleinen Phasenraumkopplungen leider bislang noch nicht mit besserer Genauigkeit als 20% möglich.

3.6. Geplante Maßnahmen zur Erhaltung der Polarisierung

Man kann die Depolarisierung durch Resonanzen mit verschiedenen Methoden reduzieren. Zwei dieser Methoden sind für ELSA interessant. Sollen *Imperfection*-Resonanzen gekreuzt werden, so benötigt man Dipole, die die Harmonischen der vertikalen Closed-Orbit-Störungen korrigieren; sollen *intrinsischen* Resonanzen gekreuzt werden, so benötigt man gepulste Quadrupole, die ein sehr schnelles Überspringen dieser Resonanzen erlauben.

Wesentliche Voraussetzung für eine Reduzierung der Resonanzstärke der *Imperfection*-Resonanzen stellt die genaue Korrektur der vertikalen Gleichgewichtsbahn (Closed-Orbit) des Elektronenstrahls dar. Insbesondere muß sichergestellt werden, daß während der Beschleunigungsphase der Strahlschwerpunkt alle Quadrupole möglichst mittig passiert. Beim Kreuzen der Resonanzen muß zusätzlich die jeweils relevante Harmonische des Closed-Orbits unterdrückt werden. Dies kann bei ELSA durch gezielte Verbiegung des Orbits erfolgen.

Eine wesentliche Verringerung der Resonanzstärken wurde aber auch schon allein durch Neujustierung der Dipol- und Quadrupolmagnete erreicht, die seit dem letzten Erdbeben im April 1992 nicht mehr optimal standen. Die Reduzierung der Justagefehler, insbesondere der Verkippung der Dipole, führte bereits zu einer Verringerung der mittleren Closed-Orbit-Ablage von 3 mm auf jetzt unter 1 mm. Eine entsprechende Reduzierung der Resonanzstärken wird erwartet, wurde jedoch bislang noch nicht nachgemessen.

Die Kompensation der *intrinsischen Resonanzen* erfordert bei ELSA die schnelle Änderung der Magneto-optik der Maschine. Die Erfahrung anderer Labore (KEK, Japan; Argonne, USA) zeigt, daß dies — zumindest für Protonenbeschleuniger — mit schnell gepulsten Quadrupolen möglich ist, die die effektive Verweildauer der Teilchen im Bereich der Resonanz verringern.

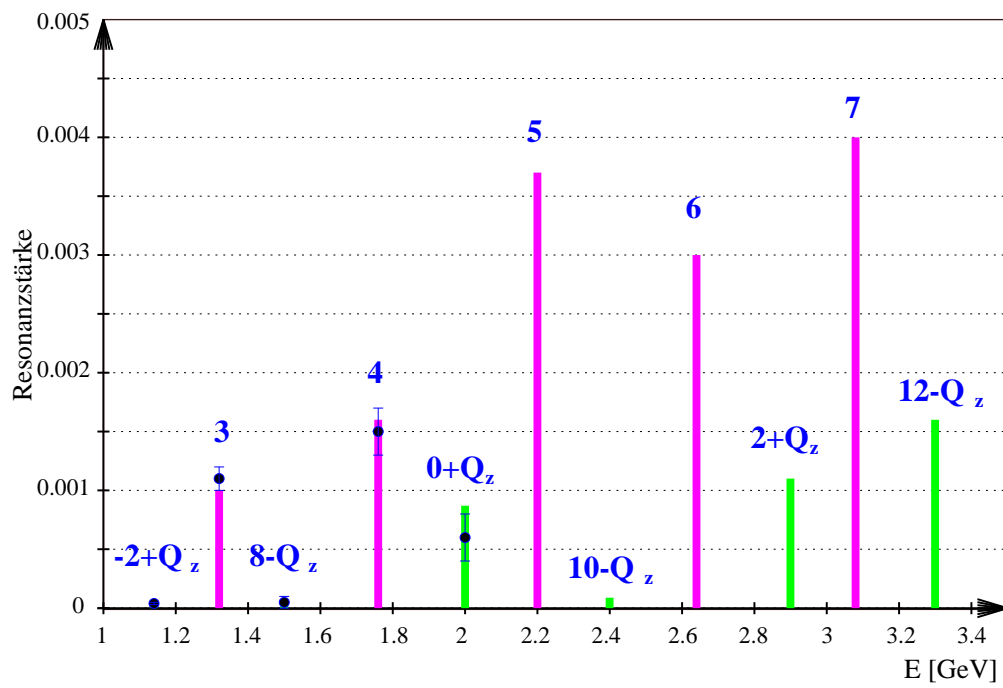


Abbildung 10: Berechnete und gemessene Resonanzstärken im Stretcherring

4. Konstruktion und Bau der Sprungquadrupole

In diesem Kapitel werden zunächst die Anforderungen an ein Quadrupolsystem untersucht, wie es für ELSA zur erfolgreichen Beschleunigung der polarisierten Elektronen bis zu Maximalenergien von 3,5 GeV benötigt wird. Dann werden einige denkbare Quadrupoltypen vorgestellt und auf ihre Eignung als Sprungquadrupol hin untersucht. Es zeigt sich, daß ein Quadrupol des Panofsky-Typs mit einem Ferritjoch die beste Wahl ist. Anschließend erfolgt die Diskussion der Anforderungen und der damit verbundenen Auslegung der Magnete. Hierzu wurden einige Rechnungen zur Feldverteilung und zu möglichen dynamischen Effekten durchgeführt und die Magnetgeometrie daraufhin optimiert. Schließlich werden die technischen Aspekte untersucht und die Realisierung beschrieben.

4.1. Anforderungen an die Magnete

Erste umfangreiche Studien zum Entwurf der Quadrupole wurden schon Mitte 1996 angestellt [20]. Deshalb sollen die Ergebnisse hier kurz vorgestellt werden.

Um die Polarisation zu erhalten, müssen die Resonanzen in ausreichend kurzer Zeit durchkreuzt werden. Der Polarisationsverlust wird für die intrinsischen Resonanzen mit der Froissart-Stora-Formel

$$\frac{P_f}{P_i} = \frac{2}{\frac{\pi \epsilon_\sigma^2}{\alpha} + 1} - 1$$

abgeschätzt.

Die Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit setzt sich zusammen aus einem Anteil, verursacht durch das Erhöhen der Energie auf der Beschleunigungsrampe, sowie aus der Verschiebung des vertikalen Arbeitspunkts:

$$\alpha = \frac{\frac{\partial Q_{xp}}{\partial t} \pm \frac{\partial Q_z}{\partial t}}{\omega_0} = \frac{\dot{\gamma} a \pm \dot{Q}_z}{\omega_0} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{E}{m_0 c^2}, \quad \omega_0 = \lim_{\gamma \rightarrow \infty} |\vec{\Omega}_C| = 2\pi \cdot \nu_{\text{Umlauf}} \quad .$$

Um eine Resonanz der Stärke ϵ_σ bei lediglich 1% Polarisationsverlust zu durchkreuzen, benötigt man eine Kreuzungsgeschwindigkeit $\alpha = 199 \pi \epsilon_\sigma^2$. Die stärkste bei ELSA zu durchkreuzende Resonanz bei 3,3 GeV hat eine Resonanzstärke $\epsilon_\sigma = 1,6 \cdot 10^{-3}$. Demnach benötigt man eine Kreuzungsgeschwindigkeit $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-3}$. Dies könnte man durch eine entsprechend starke Beschleunigung $\dot{E} = \frac{m_0 c^2 \omega_0}{a} \alpha$ erreichen. Die Beschleunigungsrampe ist bei ELSA jedoch auf den Bereich $2 \cdot 10^{-8} < \alpha < 4 \cdot 10^{-7}$ beschränkt (eine Kreuzungsgeschwindigkeit von $\alpha = 10^{-3}$ würde eine Beschleunigung von $1 \frac{\text{TeV}}{\text{s}}$ erfordern). Deshalb muß man solch große Kreuzungsgeschwindigkeiten durch eine Arbeitspunktänderung von $\frac{\partial Q_z}{\partial t} = \omega_0 \cdot \alpha \mp \dot{\gamma} a$ erreichen. Eine Kreuzungsgeschwindigkeit von $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-3}$ bedingt eine Arbeitspunktänderung von $\dot{Q}_z = 3400 \text{ s}^{-1}$.

Benötigter Arbeitspunkthub

Die absolute Sprungweite ist bedingt durch die Resonanzbreite ϵ sowie die Streuung des vertikalen Arbeitspunktes. Außerdem dürfen bei der Arbeitspunktverschiebung keine Betatronresonanzen gekreuzt werden. Hierdurch ist die maximal mögliche Sprungweite begrenzt.

Im Resonanzdiagramm (Abb. 11) sind die typischen Betatron-Arbeitspunkte für ELSA eingezeichnet. Ein maximaler Arbeitspunkthub von 0,12 ist möglich, ohne daß dabei Betatronresonanzen gekreuzt werden.

Die Änderung der Fokussierungsstärke durch die Sprungquadrupole hat auch eine Auswirkung auf den horizontalen Arbeitspunkt. Hierbei darf die drittelzahlige Resonanz nicht erreicht werden.

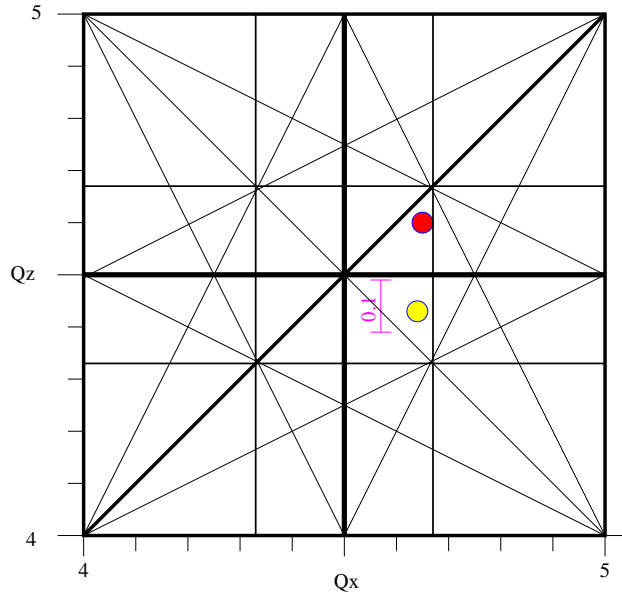


Abbildung 11: Lage typischer Betatronarbeitspunkte bei ELSA

Aufgrund der wesentlich kleineren horizontalen Betafunktion am Ort der gepulsten Quadrupole bleibt die Arbeitspunktverschiebung in der horizontalen Ebene aber ausreichend klein¹.

Ein vertikaler Hub von 0,12 sollte ausreichen, um alle Resonanzen mit genügender Sprungweite zu überspringen². Genauere Rechnungen, die eine gaußverteilte Betatronamplitude, bedingt durch den Synchrotronlichtabstrahlungsvorgang, miteinbeziehen, haben dies bestätigt [49]. Hierbei wurde auf die Erfahrungen beim KEK [14], AGS und FNAL [41] zurückgegriffen; da genaue Abschätzungen recht schwierig sind, wird an dieser Stelle auf [22] verwiesen. Dort wird die Abhängigkeit des benötigten Arbeitspunkthubs von den Größen, statische Resonanzbreite, Verschiebung des Spin-Arbeitspunktes, verursacht durch die Energieverschmierung, und Verschiebung der Resonanzfrequenz durch Chromatizität, untersucht.

Andererseits liegen noch keine Erfahrungsberichte von Elektronen-Beschleunigern vor, so daß man beim Übertragen der bei Protonenmaschinen gewonnenen Ergebnisse auf Elektronenmaschinen vorsichtig sein muß. Die experimentelle Überprüfung wird aber erst mit den Tunejump-Quadrupolen möglich sein, die eine gezielte Variation des Arbeitspunktes für die Resonanzkreuzung erst erlauben. Aus diesem Grund werden Sicherheitsmargen in alle Spezifikationen der Sprungquadrupole vorgesehen.

In linearer Näherung verschiebt sich der Arbeitspunkt Q_z , definiert als die Anzahl der Beta-tron-schwingungen pro Umlauf

$$Q_z = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{1}{\beta_z(s)} ds \quad ,$$

¹Mit einem zweiten Quadrupol könnte der Einfluß auf den horizontalen Arbeitspunkt gezielt kompensiert werden. Dieses Verfahren wird z.B. am COSY in Jülich angewandt. Für ELSA ist das jedoch nicht nötig. Hier reicht im Prinzip einer aus. Der zweite Quadrupol dient lediglich der Erhaltung der Supersymmetrie und wird völlig identisch angesteuert.

²Um den vollen Hub bei Sprüngen beider Polarität ausnutzen zu können, und dennoch Betatronresonanzen zu vermeiden, kann man zusätzlich mit den wesentlich langsameren Fokussierungsquadrupolen den Arbeitspunkt zwischen den Pulsen verschieben.

bei einer kleinen Änderung der Fokussierungsstärke $\Delta k \ll k$ um den Betrag [52]

$$\Delta Q = -\frac{1}{4\pi} \oint \beta(s) \Delta k(s) ds \quad .$$

Wird die Fokussierungsstärke eines einzelnen Quadrupols verändert, so gilt unter der Annahme, daß $\Delta k(s)$ innerhalb der effektiven Länge konstant ist,

$$\Delta Q = -\frac{\bar{\beta} \Delta k l_{\text{eff}}}{4\pi} \quad ,$$

wobei $\bar{\beta}$ die mittlere Betafunktion im Quadrupol und l_{eff} die effektive Feldlänge des Quadrupols ist.

Im typischen Betrieb von ELSA bei einem vertikalen Arbeitspunkt von 4,6 läßt sich der Arbeitspunkt maximal um 0,12 verschieben, da man sonst einer Betatronresonanz zu nahe kommt (siehe Abb. 11). Der horizontale Arbeitspunkt wird sich auch etwas verändern. Hierbei ist darauf zu achten, daß man der drittelzahligen Resonanz bei $Q_x = 4\frac{2}{3}$ nicht zu nahe kommt. Der horizontale Arbeitspunkt muß jedoch wegen der Resonanzextraktion relativ nahe an einer drittelzahligen Resonanz liegen, da auf einer solchen extrahiert wird.

Um die Supersymmetrie bei ELSA (P=2) zu erhalten, müssen zwei identische Quadrupole vorgesehen werden. Es wurden zwei Einbaupositionen für die Magnete vorgesehen, an denen die vertikale Betafunktion etwa einen Betrag von 12 m hat. Bei einem Arbeitspunkthub von $\Delta Q_z = 0,12$ wird eine Änderung der Fokussierungsstärke in zwei Quadrupolen mit der effektiven Feldlänge von je $l_{\text{eff}} = 54$ cm bei einer mittleren Betafunktion von $\bar{\beta} = 12$ m an den Einbaustellen von je $\Delta k = 0,16 \text{ m}^{-2}$ benötigt. Dies entspricht einem Gradienten von

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{p}{e} \Delta k = 1,16 \frac{\text{T}}{\text{m}}$$

bei 3 GeV Strahlenergie.

Erforderliche Kreuzungsgeschwindigkeit

Die stärkste zu durchkreuzende Resonanz hat eine Stärke von $\epsilon_\sigma = 1,6 \cdot 10^{-3}$. Bei 1% Depolarisation wird also eine Kreuzungsgeschwindigkeit von etwa $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$ benötigt. Hierzu benötigt man eine Arbeitspunktverschiebungsgeschwindigkeit von mindestens $\dot{Q}_z = 3400 \text{ s}^{-1}$. Bei einem maximalen Arbeitspunkthub von 0,12 bedeutet dies, daß die Quadrupole innerhalb von max. 25 μs ihre volle Stärke erreichen müssen.

Andererseits darf der Sprung auch nicht zu schnell erfolgen, da sonst der Strahl durch die schnelle Änderung der Optik zu stark angeregt wird¹. Durch diese Fehlanpassung der Optik wird der Strahl bei bestimmten Energien nicht mehr fokussiert, und es kommt recht schnell zu einer Strahlaufweitung. Für Anstiegszeiten kleiner 3 μs wird die Emittanzvergrößerung inakzeptabel. Dieser Effekt wurde in ausführlichen Studien untersucht [22]. Dabei wurden auch hier Erfahrungen verwendet, die bei Protonenbeschleunigern gemacht wurden. Die Abschätzungen von Turrin [50] und Ruth [45], die die Froissart-Stora-Formel abwandeln und spezialisieren, lassen eine Anstiegszeit von 10 μs bei voller Amplitude sinnvoll erscheinen. Dies entspricht einer Arbeitspunktverschiebungsgeschwindigkeit von $\dot{Q}_z = 10000 \text{ s}^{-1}$, bzw. einer Kreuzungsgeschwindigkeit von $\alpha = 5,3 \cdot 10^{-3}$. Damit sollte auch genügend Sicherheitsmarge gegeben sein.

¹Der Strahl sollte innerhalb der Anstiegszeit noch einige Umläufe machen können. Dann erfolgt die Arbeitspunktänderung quasi noch adiabatisch. Innerhalb von 5 μs macht der Strahl in ELSA 10 Umläufe, bei 30 μs 60.

Spin-Arbeitspunkt $Q_{sp} = \gamma a =$ $\pm K_0 \pm Q_z$	Energie [MeV]	Resonanz- stärke $ \epsilon_\sigma /10^{-5}$	effektive halbe Energiebreite $\Delta E/MeV$	$\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$ P_f/P_i [%]
$-2 + Q_z$	1135	6,8	0,21	100,0
$8 - Q_z$	1508	3,9	0,12	100,0
$0 + Q_z$	2016	87	2,70	99,8
$10 - Q_z$	2390	8,9	0,28	100,0
$2 + Q_z$	2898	110	3,40	99,6
$12 - Q_z$	3271	160	5,00	99,2

Tabelle 3: Depolarisationen durch intrinsische Resonanzen nach dem schnellen Durchkreuzen

Zeitdiagramm für die Resonanzkreuzung

Nähert sich der Spin-Arbeitspunkt einer intrinsischen Resonanz, werden die Tunejump-Magnete gepulst und ändern den Arbeitspunkt. Da der exakte Zeitpunkt für die Kreuzung wegen nur ungenauer Energiebestimmung in ELSA nicht genau bekannt ist, müssen die Pulsrampen auf einem weiten Bereich möglichst linear sein. Dann nämlich ist die Kreuzungsgeschwindigkeit immer gleich groß, unabhängig davon, auf welchem Teil der Pulsflanke tatsächlich gekreuzt wird. Die Triggerzeitpunkte müssen experimentell optimiert werden. Unsicherheiten bleiben wegen der schwierigen Arbeitspunktproduzierbarkeit bestehen. Entsprechende Anforderungen müssen an die Genauigkeit der Pulszeitpunkte und die Linearität der Pulsrampe für die Netzgeräte gestellt werden. Da verschiedene intrinsische Resonanzen gekreuzt werden müssen, finden entweder bipolare Netzgeräte Verwendung oder solche, deren schnelle Flanke mit der langsamen vertauscht werden kann. Da letztere schwieriger zu realisieren sind, wählt man zweckmäßigerweise bipolare Netzgeräte.

Die Abklingzeiten der Resonanzsprünge sind, wie in Kapitel 2.8 schon erläutert, durch das Auftreten der nächst folgenden Resonanz begrenzt. Bei einer Energierampe mit 7 GeV/s und einem Arbeitspunkt $Q_z = 4,6$ folgt auf die Resonanzen $(k_0 + Q_z)$ nach 187 MeV und auf die Resonanzen $(k_0 - Q_z)$ nach 254 MeV die nächste depolarisierende (Imperfection-)Resonanz. Nach 26 ms bzw. 36 ms sollte der Sprung also spätestens beendet sein. Andererseits darf der Arbeitspunkt der Resonanz nach dem Kreuzen nicht zu nahe kommen. Bei einem Sprung mit $\Delta Q_z = 0,1$ bei einer Energierampe von 7 GeV/s ist die minimale Abklingzeit 6 ms, bei kleineren Sprüngen entsprechend geringer.

Die Spezifikationen für die Netzgeräte, so wie sie letztlich realisiert wurden, sind in Anhang C aufgelistet. Eine Übersicht über die Situationen während einer Beschleunigungsrampe gibt Abb. 12.

Auswahl der Positionen für die Magnete im Ring

Die zwei Magnete müssen an genau gegenüberliegenden Stellen im Ring eingebaut werden, denn die Supersymmetrie von ELSA soll auch mit den Tunejump-Quadrupolen erhalten bleiben.

Damit die Auswirkungen der Quadrupolstärken auf den vertikalen Arbeitspunkt bei möglichst kleinem Feld größtmöglich sind, müssen Stellen mit großer vertikaler Betafunktion gewählt werden und mit möglichst kleiner horizontaler Betafunktion, damit die Auswirkungen auf den horizontalen Arbeitspunkt nicht unnötig groß sind. Hierfür kommen Positionen direkt vor oder hinter je einem (horizontal) defokussierenden Quadrupol in Frage.

Da für die Magnete etwa mit 70 cm Einbaulänge gerechnet werden muß, bieten sich konkret die Positionen in Strahlrichtung vor D1 und D17 an (siehe Abb. 13 und 6). Die Betafunktionen sind hier etwa $\beta_x \approx 4$ m und $\beta_z \approx 12$ m.

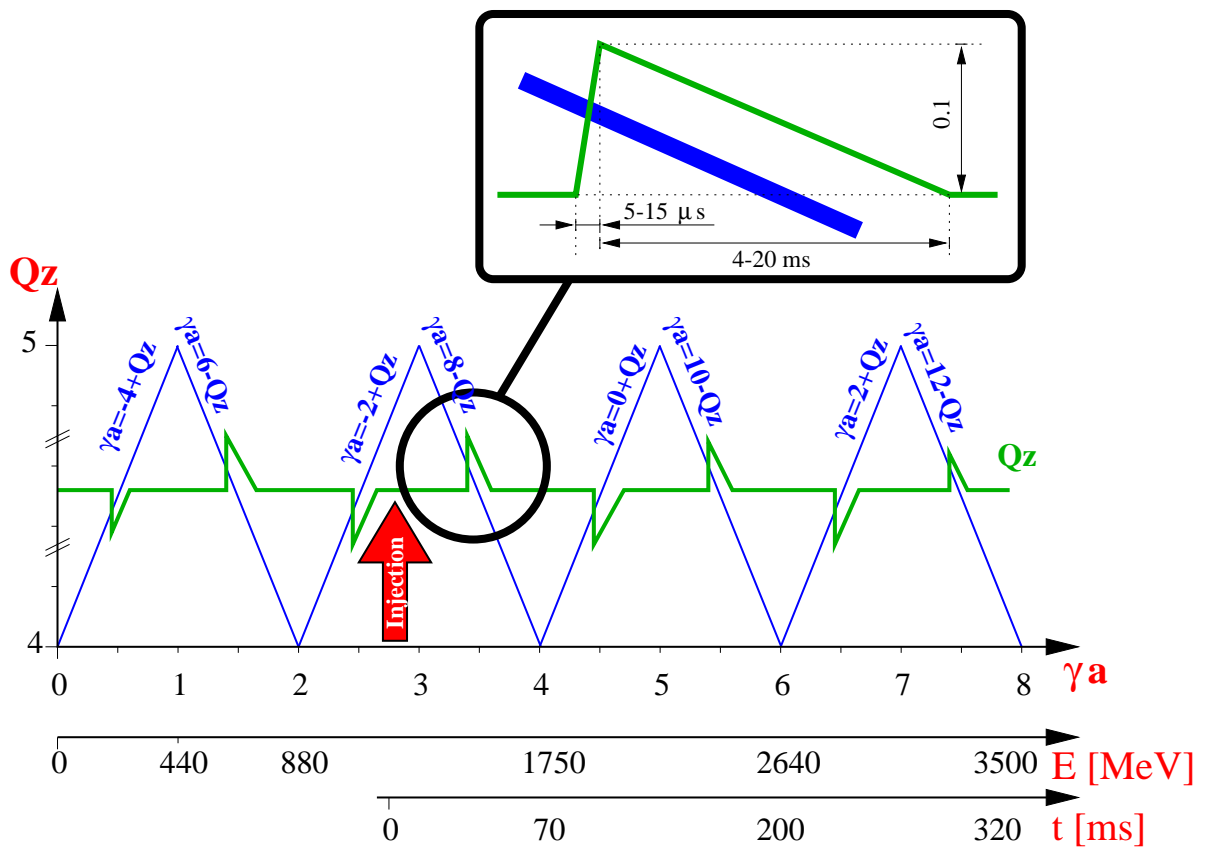


Abbildung 12: Sprungschema für alle intrinsischen Resonanzen in ELSA

4. Konstruktion und Bau der Sprungquadrupole

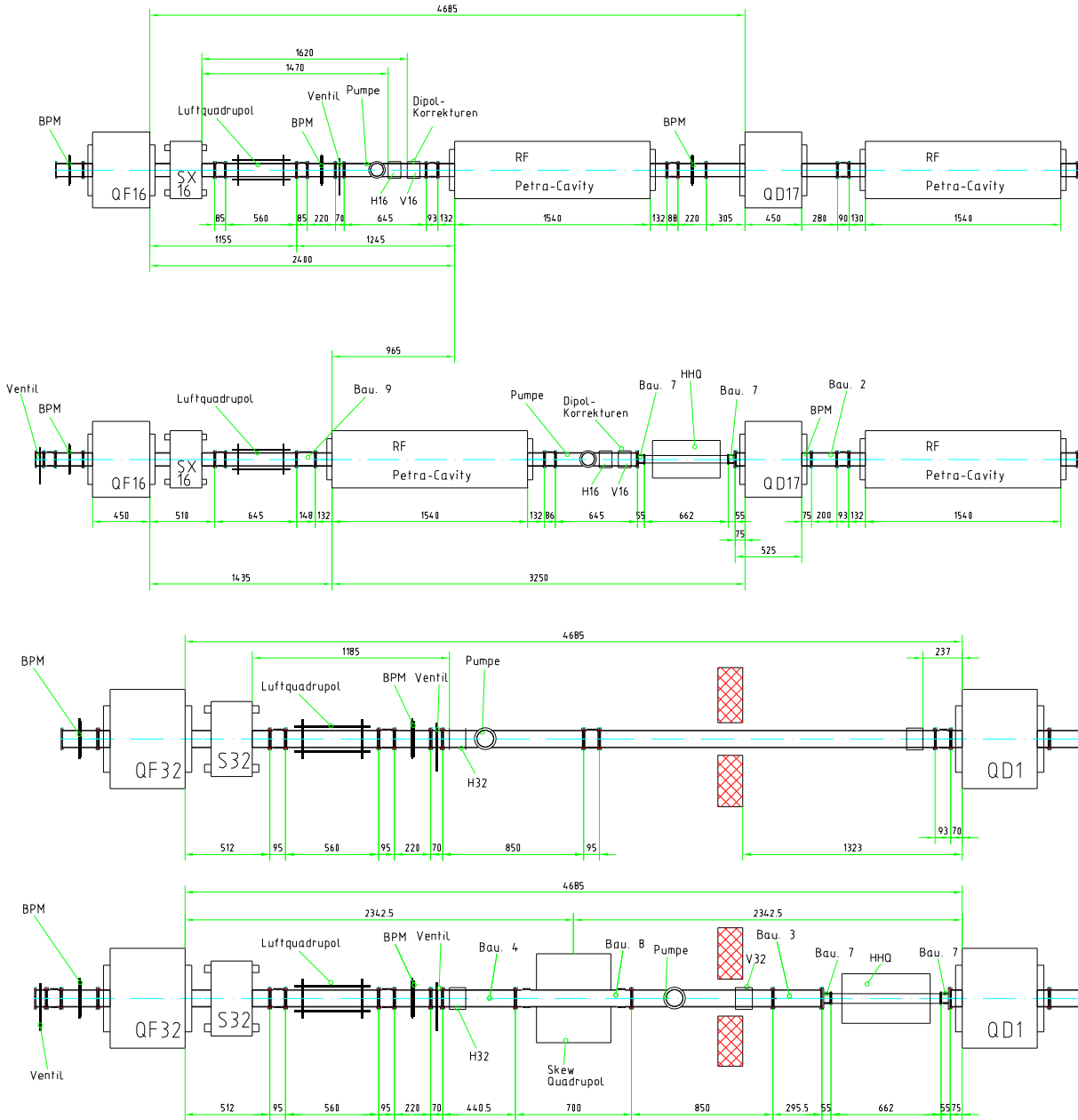


Abbildung 13: Situation an den beiden Einbaustellen: Die Grafiken zeigen die Sektionen 16 und 32 jeweils vor und nach dem Einbau der Sprungquadrupole, die hier mit HHQ bezeichnet sind. (Zeichnung: N. Rick)

Für den Einbau vor D17 müß ein HF-Resonator versetzt werden, um den nötigen Platz für den Tunejump-Magnet zu schaffen.

Dimensionierung der Magnete

Die Strahlgrößen wurden mit dem Synchrotronstrahlungsmonitor bei 1,2 GeV und 1 mA Strahlstrom gemessen zu $x_{2\sigma} \approx 3$ bis 4 mm und $z_{2\sigma} \approx 0,4$ bis 0,5 mm [20]. Dies entspricht Emittanzen von $\epsilon_x \approx 200$ bis 400 nm rad und $\epsilon_z \approx 30$ bis 50 nm rad bei Betafunktionen von $\beta_x \approx 4$ m und $\beta_z \approx 12$ m.

Die Region im Magneten mit „gutem Feld“ sollte mindestens die Strahlbreite erfassen. Innerhalb eines Radius von 10 mm um die Nullage, entsprechend einer 5σ -Strahlbreite, sollte das Quadrupolfeld der Magnete so gut wie möglich sein.

Die erforderliche Apertur der Vakuumkammer muß jedoch größer sein. Andererseits ist eine kleine Apertur günstiger bezüglich des technischen Aufwands für die Magnete. Aus diesem Grund wurde der Strahlverlauf an den Einbaupositionen genauer studiert.

Zur Bestimmung der minimalen erforderlichen Apertur muß man vier Punkte berücksichtigen: Erstens die Strahlbreiten an der Stelle (üblich ist hier eine 10σ -Strahlbreite, damit die Teilchenverluste im Speicherbetrieb erträglich bleiben, und so eine lange Lebensdauer des Strahls gewährleistet werden kann); zweitens die möglichen Closed-Orbit-Ablagen an der Stelle, sowie etwaige Positionierungsungenauigkeiten der Tunejump-Magnete selbst; drittens die erforderliche Strahlbeule für die Injektion bei QD1; und letztens sollte genügend Sicherheitsmarge eingeplant werden, für zukünftige Änderungen am Beschleuniger.

Das ELSA-Strahlrohr, das bisher an den vorgesehenen Einbaustellen der Tunejump-Magnete eingebaut ist, hat einen Innendurchmesser von 100 mm.

Rechnungen der Beschleunigerstruktur mit MAD¹ [57] zeigen, daß eine Apertur von horizontal (vertikal ist der Strahl sowieso kleiner) 45 mm bereits ausreichen sollte. Abb. 14 zeigt den umlaufenden Strahl sowie den Bereich des Strahls bei der Injektion. Für die Injektion in ELSA wird der umlaufende Strahl von einem Kickersystem in einer Beule mit 40 mm Sollablage an der Injektionsstelle abgelenkt. Nach erfolgter Injektion wird die Beule wieder zurückgenommen.

Da ein Tunejump-Magnet strahlabwärts dieser Injektionsstelle eingebaut werden soll, muß sichergestellt werden, daß seine verkleinerte Apertur kein Hindernis darstellt, weder für den normal umlaufenden Strahl, den in der Injektionsbeule ausgelenkten Strahl noch für den injizierten Strahl. Für die umlaufenden Strahlen sollte außerdem ein Sicherheitsabstand von 5σ der Strahlbreite vorgesehen werden.

In Abb. 14 sieht man auch die von den anderen Elementen gegebenen Aperturbegrenzungen. (Insbesondere sind dies die 100 mm Standard-Strahlrohre, die nur im Bereich der Injektion durch eine Vakuumkammer größeren Durchmessers ersetzt ist, sowie die beiden Schneiden der Septa MSI 30 und MSI 31.)² Hier sieht man, daß eine Apertur von 45 mm für den Tunejump-Quadrupol keine Einschränkung für den gekickten Strahl darstellt.

Die Länge der Magnete ist außer durch den Platz an den vorgesehenen Einbaustellen keiner Einschränkung unterworfen. Es muß lediglich darauf geachtet werden, daß die Stör- und Randfelder der Magnete im Verhältnis zum Nutzfeld klein genug sind. Eine Länge in der Größenordnung eines halben Meters erscheint für jeden der beiden Quadrupole vernünftig.

¹Methodical Accelerator Design, entwickelt am CERN

²Die Bezeichnung der Magnete in ELSA richtet sich nach ihrer Art (M = Dipolmagnet, Q = Quadrupol), ihrer Funktion (D = (horizontal) defokussierend, F = fokussierend, S = Septum) und ihrem Zweck (I = Injektion). Sie sind fortlaufend durchnummeriert, beginnend mit der Injektionsstelle in Richtung des Strahls.

4. Konstruktion und Bau der Sprungquadrupole

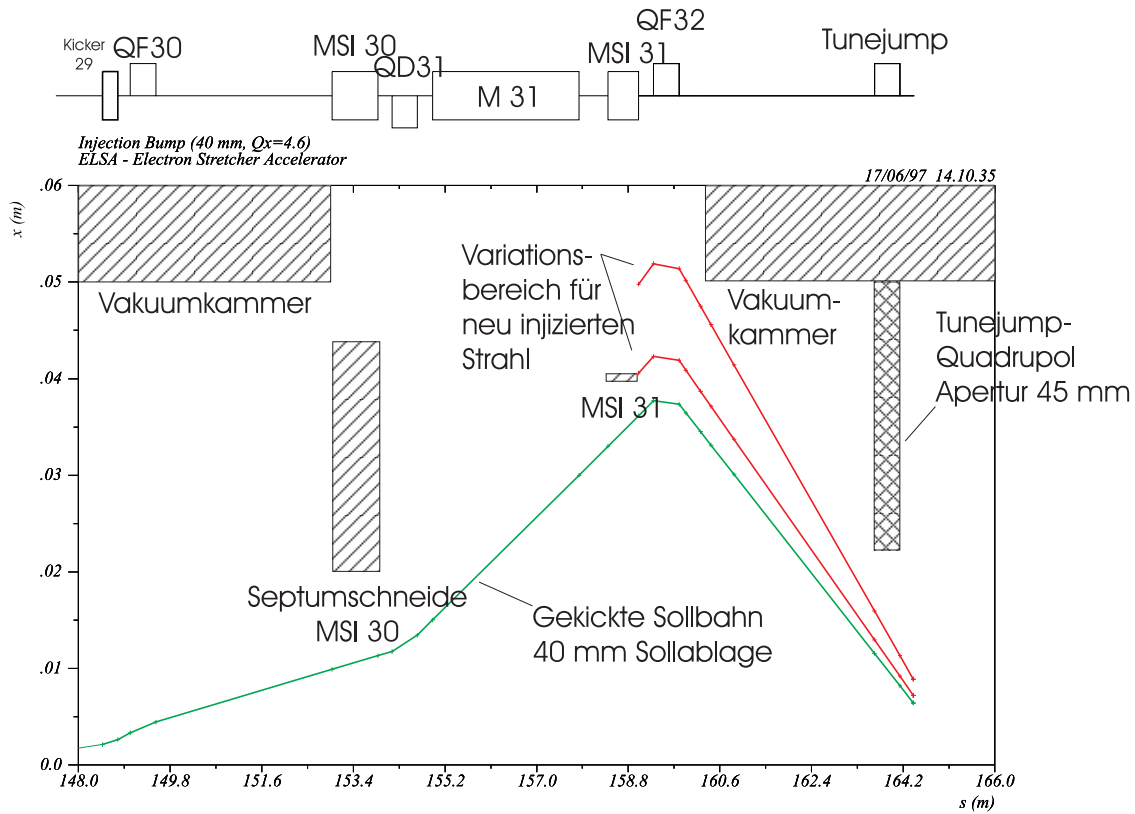


Abbildung 14: Horizontaler Strahlverlauf an der Injektion. Schraffiert eingezeichnet sind die Aperturbegrenzungen durch die Vakuumkammern und Septa. Die Aperturbegrenzung durch den Tunejump-Quadrupol stellt keine weitere Einschränkung für den Strahl dar.

4.2. Auswahl eines geeigneten Quadrupoltyps

Abb. 15 zeigt die Querschnitte zweier Quadrupoltypen. Links im Bild erkennt man den recht häufig verwendeten klassischen Typ. Die Polschuhe eines Magneten mit vier Spulen, die abwechselnd entgegengesetzt gepolt sind, formen das Quadrupolfeld. Als Jochmaterial nimmt man üblicherweise Weicheisenbleche, da diese sich mit geringem Aufwand herstellen lassen. Die Polschuhform ergibt sich aus der Bedingung $x \cdot z = \frac{\Psi_0}{g}$ mit dem Feldgradienten $g = \frac{\partial B_z}{\partial x}$ und dem magnetischen Potential Ψ_0 an den Polschuhflächen, die also Hyperbelflächen bilden.

Die Fokussierungsmagnete in ELSA und den Transferkanälen sind mit solchen Quadrupolen gebaut. Hier werden hauptsächlich statische bzw. langsam veränderliche Felder benötigt. Für zeitlich schnell veränderliche Quadrupolfelder eignen sich klassische Quadrupole nur noch bedingt, da hier die Verluste durch Wirbelströme im Jochmaterial relevant werden, und auch eine relativ große Induktivität Schwierigkeiten macht.

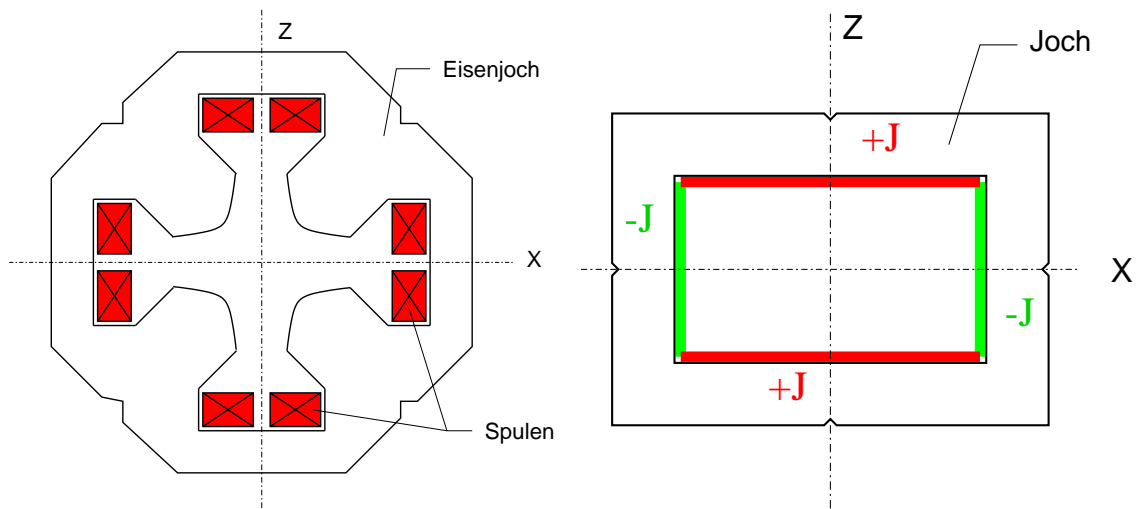


Abbildung 15: Konventioneller und Panofsky-Quadrupol in Vergleich

Für einen solchen Fall kann man entweder nichtleitende Jochmaterialien verwenden, z.B. Ferrite, oder man muß auf Luftquadrupole zurückgreifen. Ersteres hat den Nachteil, daß eine aufwendige Bearbeitung der dann ferritischen Polschuhe extrem teuer ist, man erzielt dafür eine hervorragende Feldhomogenität. Luftquadrupole haben hingegen die Nachteile einer bei dicken Leitern nur schlechten Feldqualität und einer im Verhältnis zu Magneten mit Joch kleineren Feldstärke. Für große Feldstärken muß man deshalb sehr hohe Ströme verwenden.

Der Panofsky-Quadrupol

Der Panofsky-Quadrupol [40] vereint die Vorteile von Luftquadrupol und konventionellem Quadrupol miteinander. Durch die Verwendung von Ferrit als Jochmaterial, welches wegen der sehr einfachen Geometrie keine Spezialbehandlung der Ferrite nötig werden läßt, können hohe Feldstärken erzielt werden. Verluste durch Wirbelströme sind minimal, und durch die spezielle Anordnung der Leiter kann die Induktivität auf ein Minimum reduziert werden, was auch hohe Frequenzen und kurze Pulse bei noch verträglichen Erregerspannungen erlaubt. Die Feldqualität ist auch bei wenigen dicken Leitern viel besser als bei Luftquadrupolen.

Ein idealer Panofsky-Quadrupol hat ein rechteckiges oder quadratisches Hohlprofil. Die Stromleiter sind ausschließlich innen angebracht und so angeordnet, daß sie idealerweise eine konstante

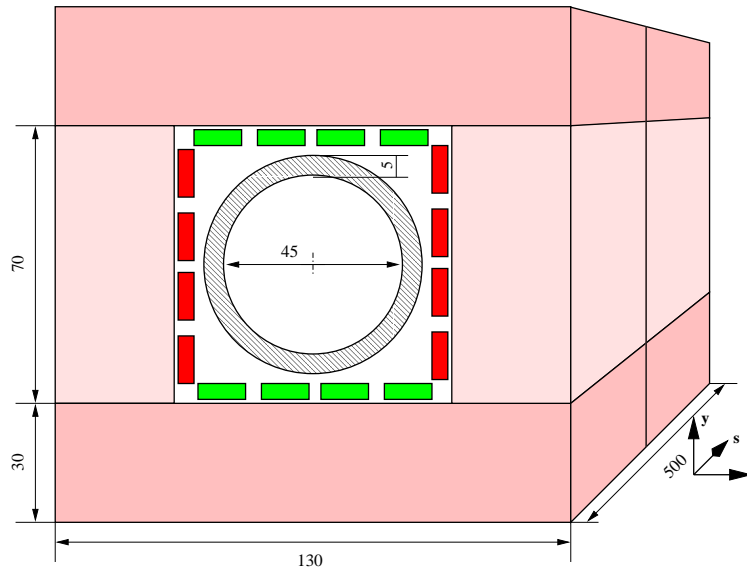


Abbildung 16: Ausmaße der Magnete (alle Angaben in Millimeter)

Stromdichte auf den Innenflächen des Jochs bilden [37]. Es entsteht so im Innern automatisch ein homogenes Quadrupolfeld, und alle Feldlinien werden im Joch geschlossen, es gibt also nach außen keine Streufelder. Der Feldverlauf wird nicht durch die Form von Polschuhen bestimmt. Bei der Formung des Jochs kommt man deshalb mit einfachen Rechteckprofilen aus. Dies bedeutet einen erheblich geringeren technischen Aufwand, was diesen Quadrupoltyp für viele Anwendungen attraktiv macht.

Man kann diese Konfiguration auch so verstehen, daß man die vier Innenkanten des Magneten als Pole betrachtet. Die Leiter werden auch in der Tat so verschaltet, daß man sie als Wicklung um diese Pole ansehen kann.

4.3. Festlegung der Geometrie

Ein Panofsky-Magnet mit quadratischem Querschnitt hat, gegenüber einem mit rechteckigem, Vorteile bezüglich des Multipolgehalts des Magnetfeldes. Auch die Induktivität nimmt für ein quadratisches Profil ein Minimum an. Aus diesen Überlegungen und nicht zuletzt wegen der einfacheren technischen Realisierung wurde ein soches Profil gewählt. Wegen der schnellen Pulse werden Ferrite als Jochmaterial verwendet. Da Ferrite schlecht leiten, verringert dies die Wirbelstromverluste gegenüber konventionellen Eisenblech-Jochen ganz erheblich.

Der Tunejump-Quadrupol besteht somit aus 60 Ferritquadern mit den Ausmaßen $130 \times 30 \times 50 \text{ mm}^3$ und 60 Ferritquadern mit den Ausmaßen $70 \times 30 \times 50 \text{ mm}^3$, die wie in Abb. 16 angeordnet werden und zusammen das Joch bilden.

Das Ferrit-Material FXC 8C11 ist ein magnetisch relativ weicher Ferrit. Er ist speziell für Beschleunigeranwendungen entwickelt worden und wurde bei der Firma PHILIPS Components bestellt. Die wichtigsten Daten des Ferrits sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

4.4. Berechnungen zur statischen Feldverteilung

Die Feldverteilung des Magneten wurde zur Optimierung der Geometrie mit MAFIA [56] berechnet. MAFIA ist ein Programm, mit dem man die Poisson-Gleichung für zwei oder dreidimensionale Geometrien numerisch lösen kann. Insbesondere lassen sich Probleme bei gegebenen elektrischen,

Apertur:	45 mm
Länge des Jochs:	500 mm
Effektive Feldlänge:	548,5 mm ((551,5 ± 3)mm)*
Maße über alles:	190 × 180 × 652 mm ³
Anzahl der Windungen:	8 (16 Leiter)
Leitermaterial:	Kupfer (E-Cu)
Leiterquerschnitt:	12 × 4 mm ²
Ohmscher Widerstand:	(4,298 ± 0,001) mΩ* (=)
Induktivität:	(9,0 ± 0,1) μH* (=)
max. Pulsstrom:	500 A
max. Feldstärke:	32 mT
Feldgradient bei 500 A:	1,16 T/m ((1,1241 ± 0,0025 ± 0,005) T/m)*
Joch:	Ferrit FXC 8C11
eff. Verlustleistung:	max. 14 W (Normalbetrieb)
max. Erwärmung:	10°C (Normalbetrieb)
Spannungsfestigkeit:	1 kV
$L \frac{\partial I}{\partial t}$	ca. 500 V
Gewicht:	60 kg

Tabelle 4: Parameter der Tune-Jump-Quadrupole, die mit * bezeichneten Größen sind Meßwerte

FXC 8C11	$Ni_{\delta}Zn_{1-\delta}Fe_2O_4$
Dichte:	$\rho = 5.1 \frac{g}{cm^3}$
max. Druckbelastbarkeit:	$500 \frac{N}{mm^2}$
spez. Wärmekapazität:	$c = 750 \frac{J}{kgK}$
Wärmeleitfähigkeit:	$\lambda = 3.5 \text{ bis } 5.0 \frac{W}{mK}$
linearer Temperaturexpansionskoeff.:	$7.5 \cdot 10^{-6} K^{-1}$
Spezifischer elektr. Widerstand:	$\rho = 10^5 \Omega m$
μ_i bei 25°C	1200
B_{sat} bei 3000 $\frac{A}{m}$ und 25°C	300 mT
T_c	$\geq 125^\circ C$

Tabelle 5: Wichtige Daten der Ferrite

magnetischen oder thermischen Randbedingungen formulieren. Für die Studien zu den Quadrupolmagneten wurden zunächst hauptsächlich zweidimensionale Simulationen gerechnet. Die Einflüsse der Magnetenden und insbesondere die Effekte der Leiterverschaltungen wurden dreidimensional gerechnet.

Die endgültige Geometrie mit Feldverteilung ist in den Abb. 17, 18 und 19 dargestellt. Es zeigte sich, daß ein sehr homogenes Quadrupolfeld über einen radialen Bereich von 2 cm erzeugt werden kann. Die Feldstärke hat am Rand des Innenbereichs ihr Maximum und ist außerhalb des Magneten praktisch null.

Der Feldgradient ist im Innern des Magneten konstant mit nur kleinen Abweichungen in der Größenordnung von 10^{-4} bis zu Radien von 10 mm um die Strahlachse. Weiter außen wird die Feldverteilung mehr von den Leitern und deren Zwischenräumen bestimmt. Längs des Magneten ist der Gradient konstant und fällt an seinen Enden rasch auf Null ab. Die effektive Feldlänge wurde berechnet zu

$$l_{\text{eff}} = 54,9 \text{ cm} \quad .$$

Multipolkomponenten

Zur Beurteilung der Feldqualität des Quadrupols wurden die Multipolkomponenten berechnet. Das Konzept der Multipolzerlegung soll deshalb nun kurz vorgestellt werden:

Eine vernünftige Näherung der Feldbeschreibung für Magnete, deren Länge größer ist als deren Apertur, ist ein nicht mehr von der Längsposition abhängiger Magnetfeld $\vec{B}(x, y)$ bzw. in Polarkoordinaten $\vec{B}(r, \Theta)$.

Das Magnetfeld kann lokal (also z.B. im Innenbereich eines Magneten) durch ein skalares Potential $\Phi(r, \Theta)$ ausgedrückt werden:

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}\Phi \quad .$$

Das Potential läßt sich in Polarkoordinaten allgemein in eine Fourierreihe entwickeln:

$$\Phi = - \sum_{m=0}^{\infty} r^m [-A_m \cos(m\Theta) + B_m \sin(m\Theta)] \quad . \quad (14)$$

Gleichung (14) enthält zwei Sätze von orthogonalen Multipolen mit den Amplitudenkonstanten A_m und B_m :

- Die B_m -Terme heißen *Normale Multipole*.
- Die A_m -Terme heißen *Skew-Multipole*.

Die Skew-Multipole können durch eine einfache Rotation um $\pi/(2m)$ aus den normalen erzeugt werden.

Die Feldkomponenten ergeben sich somit zu:

$$B_r = -\frac{\partial\Phi}{\partial r} = - \sum_{m=0}^{\infty} m r^{m-1} [-A_m \cos(m\Theta) + B_m \sin(m\Theta)],$$

$$B_{\Theta} = -\frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial\Theta} = - \sum_{m=0}^{\infty} m r^{m-1} [A_m \sin(m\Theta) + B_m \cos(m\Theta)].$$

In kartesischen Koordinaten läßt sich das Potential ausdrücken als

$$\Phi = - \sum_{m=0}^{\infty} r^m [-A_m \text{Re}(x + iy)^m + B_m \text{Im}(x + iy)^m] \quad ,$$

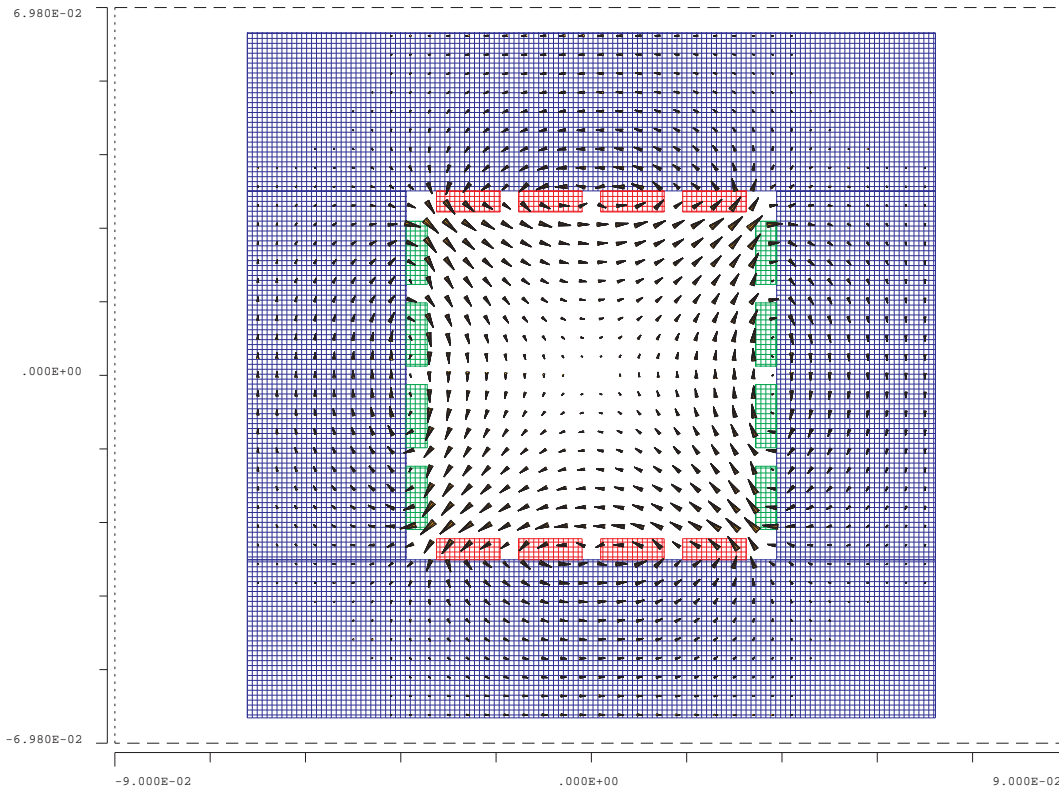


Abbildung 17: Magnetfeld im Magneten

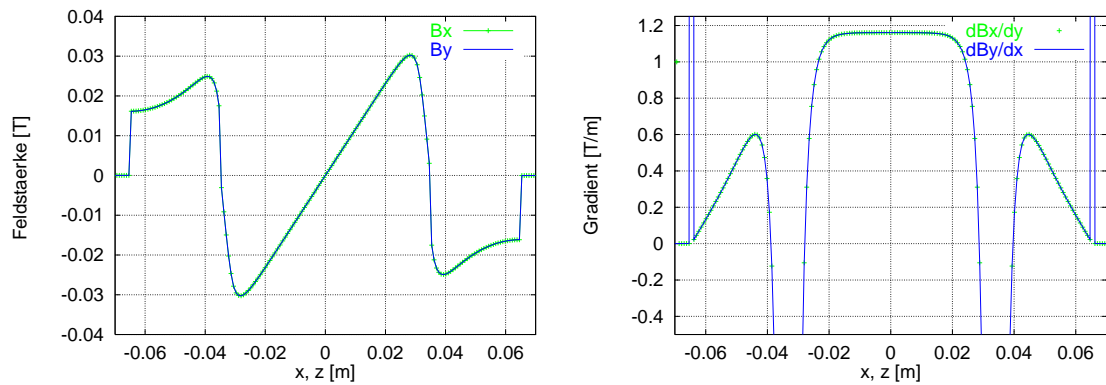


Abbildung 18: Berechnete Feldstärke und -gradient im Magneten

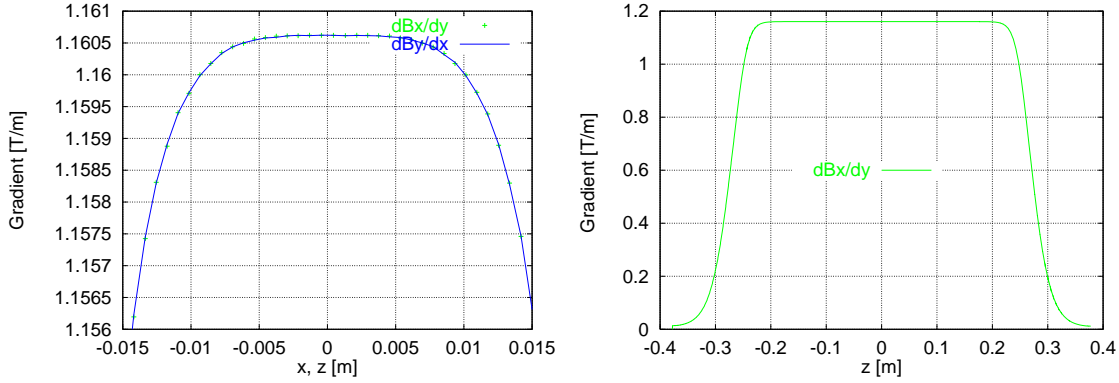


Abbildung 19: Berechneter Feldgradient im Innenbereich des Magneten sowie längs der z-Achse

und die Magnetfeldkomponenten können dann in der gewohnten Weise als

$$B_x = -\frac{\partial\Phi}{\partial x} \quad \text{und} \quad B_y = -\frac{\partial\Phi}{\partial y}$$

geschrieben werden.

Will man nur die Magnetfeldkomponenten in kartesischen Koordinaten ausdrücken, den Ort aber weiterhin in Polarkoordinaten beschreiben, wie es für die Bestimmung der Multipole aus der gemessenen Magnetfeldverteilung in Kapitel (5.2) nützlich ist, so erhält man

$$B_x = -\sum_{m=0}^{\infty} m r^{m-1} [-A_m \cos((m-1)\Theta) + B_m \sin((m-1)\Theta)] \quad \text{und}$$

$$B_y = -\sum_{m=0}^{\infty} m r^{m-1} [A_m \sin((m-1)\Theta) + B_m \cos((m-1)\Theta)] \quad . \quad (15)$$

Normierte Multipole

Da die Komponenten A_m und B_m für $m = 0$ keinen Beitrag zum Magnetfeld liefern, ist es zweckmäßig, sogenannte normierte Multipolkoeffizienten einzuführen. Hierzu schreibt man zunächst Gleichung (14) in eine leicht andere, aber äquivalente Form um:

$$\Phi = -\sum_{m=1}^{\infty} \frac{B_{\text{ref}} r_{\text{ref}}}{m} \left[\frac{r}{r_{\text{ref}}} \right]^m [-a_m \cos(m\Theta) + b_m \sin(m\Theta)]$$

mit

$$a_m = \frac{m}{B_{\text{ref}}} r_{\text{ref}}^{m-1} A_m \quad \text{und} \quad b_m = \frac{m}{B_{\text{ref}}} r_{\text{ref}}^{m-1} B_m \quad \text{für} \quad m \geq 1 \quad .$$

Hierbei gehen nun zwei Größen r_{ref} und B_{ref} ein, die beliebige Werte ungleich Null haben dürfen. Praktischerweise wählt man die Größen jedoch so, daß $B_{\text{ref}} r_{\text{ref}}$ ein Referenzpotential in einem Referenzbereich r_{ref} ist, üblicherweise die geschätzte Grenze des Bereichs mit „gutem Feld“. Dann nämlich haben die neuen Multipolkomponenten a_m und b_m direkte Bedeutung als Anteil des Multipolfeldes der Komponente am Referenzfeld beim Referenzradius. Das Referenzfeld wird dabei meist so gewählt, daß es der Hauptkomponente des Magneten, also z.B. der Quadrupolkomponente entspricht. Die Multipolkomponenten untereinander werden somit leichter vergleichbar. Im Fall des Tunejump-Magneten ist also die Quadrupolkomponente deshalb immer gleich 1.

order		normal	skew
1		0,00000075	0,00000239
2	*	1,00000000	-0,00000016
3		-0,00000033	-0,00000053
4		-0,00000031	0,00000002
5		0,00000015	-0,00000001
6	*	0,00169697	-0,00000014
7		-0,00000022	0,00000070
8		0,00000034	0,00000027
9		0,00000031	0,00000046
10	*	-0,00164215	0,00000003
11		0,00000005	0,00000039
12		-0,00000035	0,00000009
13		0,00000055	0,00000028
14	*	-0,00042561	0,00000000

Tabelle 6: relative Multipolkomponenten, Entwicklungsradius 20 mm

MAFIA berechnet die Multipole einer gegebenen zweidimensionalen Feldverteilung. Wie im letzten Kapitel bereits erwähnt, gibt es im allgemeinen nur lokal ein skalares Potential Φ . Deshalb kann nicht das ganze Feld in Multipole zerlegt werden, insbesondere geht es definitiv nicht, wenn geschlossene Magnetfeldlinien in dem zu entwickelnden Bereich liegen.

Mit dem Entwicklungsradius gibt man deshalb den Bereich um den Nullpunkt an, der zur Berechnung der Multipole berücksichtigt werden soll; in unserem konkreten Fall also den Bereich, durch den später einmal der Elektronenstrahl laufen soll. Der Entwicklungsradius wurde für Tabelle 6 zu 20 mm gewählt, obwohl die Elektronen, wenn die Magnete hinreichend gut justiert werden, höchstens einen Bereich bis zu Radien von 10 mm um die Quadrupolsymmetrieachse sehen werden. Die Tabelle zeigt also den schlimmsten Fall. An der Multipolentwicklung in diesem Innenbereich sieht man neben der Haupt-Quadrupolkomponente nur noch sehr kleine Anteile der Komponenten 6 und 10 (sowie immer kleiner werdende Anteile $2 + 4n$). Die Abhängigkeit der Multipolkomponenten vom Entwicklungsradius zeigt Abb. 20.

Es ergibt sich ein in einem großen Bereich konstanter Feldgradient in einem fast völlig reinen Quadrupolfeld. Die höheren Komponenten sind quasi vernachlässigbar. Bei einem Entwicklungsradius von 10 mm sind alle störenden Feldkomponenten kleiner als $1,5 \cdot 10^{-4}$, bezogen auf die Quadrupolkomponente.

Weitere Feinheiten bei der Auswahl der Geometrie

Zur Optimierung der Geometrie wurden die Abhängigkeiten der unerwünschten Multipolkomponenten (6,10,14) in Abhängigkeit von der Leiterbreite und vom Leiterabstand (wieder mit dem Simulationsprogramm MAFIA) berechnet. Hierbei sind weitgehend freie Parameter: Leiterbreite, Leiterdicke, Leiteranzahl, Leiterabstand. Als Randbedingungen ergeben sich:

- Der Leiterquerschnitt sollte 40 mm^2 nicht unterschreiten, damit die Stromdichte in einem akzeptablen Bereich bleibt, man ohne Kühlung auskommen kann, und um den Leiterwiderstand nicht zu erhöhen. Aus technischen Gründen sollen Standard-Rechteckprofile verwendet werden, wie sie im Metallhandel erhältlich sind. Aus diesem Grund wurde die Leiterbreite auf 4 mm festgelegt.

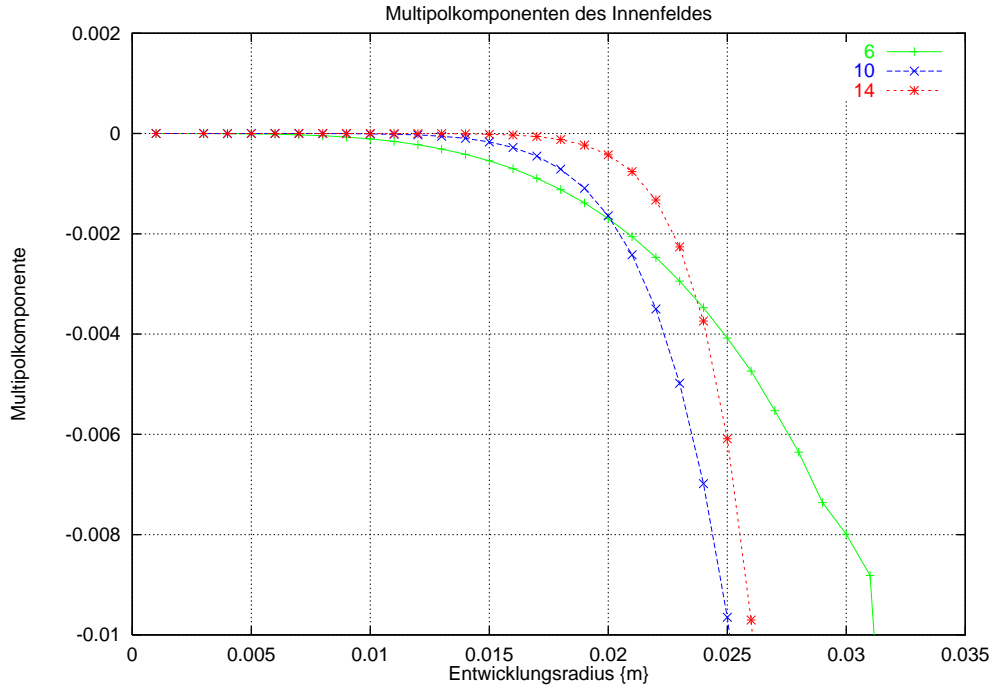


Abbildung 20: Komponenten 6, 10 und 14 in Abhängigkeit vom Entwicklungsradius der Multipolzerlegung

- Die Leiteranzahl wurde auf 4×4 festgesetzt, um den technischen Aufwand in Grenzen zu halten.
- Der Leiterabstand sollte > 2 mm sein, um Spannungsüberschläge im gepulsten Betrieb zu vermeiden.

Die Untersuchungen ergaben für den statischen Fall einen optimalen Leiterabstand von 2,2 mm. Dann nämlich läßt sich die größte störende Multipolkomponente (6) gerade unterdrücken (siehe Abb. (21)). Für die höheren Frequenzanteile ist jedoch ein größerer Leiterabstand günstiger, wie Rechnungen zur Frequenzabhängigkeit der Feldqualität ergeben haben. Aus diesem Grund wurde der Leiterabstand zu 3,5 mm gewählt. Die höheren Feldkomponenten bleiben so für alle Frequenzen bis 200 kHz kleiner als $2 \cdot 10^{-3}$ (siehe Kapitel 4.10).

Man erkennt außerdem, daß breitere Leiter (bei entsprechend kleinerem Leiterabstand) generell günstiger sind, da die Multipolkomponenten dann weniger steil ansteigen. Breitere Leiter kommen nämlich der idealen Geometrie eines Panofsky-Quadrupols näher. Allerdings sprechen zwei Punkte gegen eine weitere Verbreiterung der Leiter: Erstens verschlimmert das die Verzerrung des Feldes bei hohen Frequenzen, da die Stromverteilung durch den Einfluß des Skin-Effekts an die Leiteroberflächen gedrängt wird, und zweitens kann so der Sicherheitsabstand gegen Spannungsüberschläge nicht mehr eingehalten werden.

Kräfte auf die Leiter

Während des Pulses wirken magnetische Kräfte auf die Leiter. Für die Konstruktion des Magnetgehäuses und die Fixierung der Leiter ist es wichtig zu wissen, in welcher Größenordnung die auftretenden Kräfte liegen.

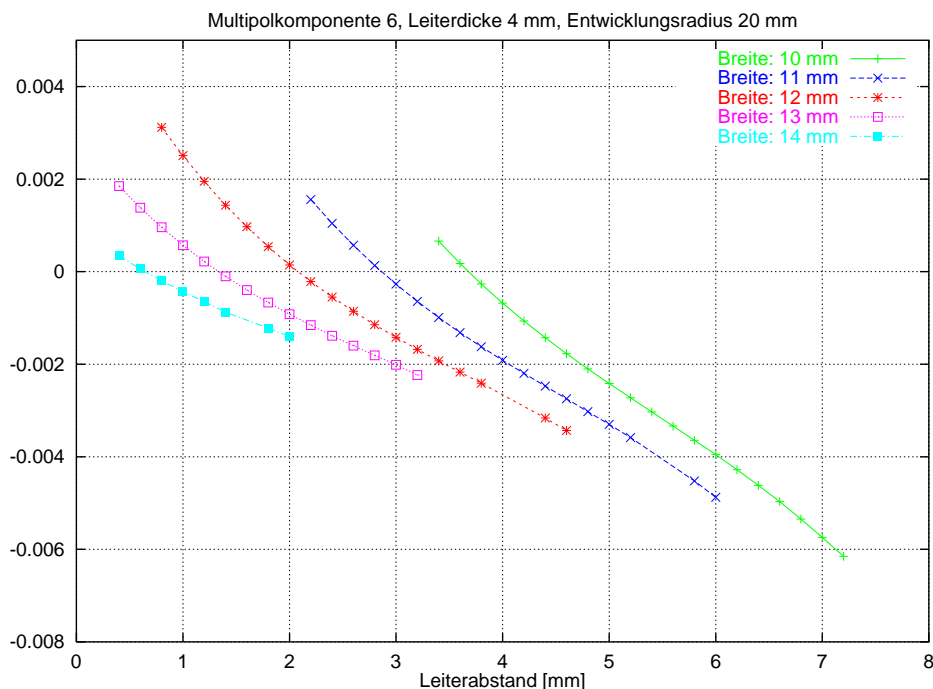


Abbildung 21: Feldkomponenten 6 in Abhängigkeit vom Leiterabstand und verschiedenen Leiterbreiten bei Entwicklungsradius 20 mm

Die Kräfte wurden für einen Strom von 500 A berechnet. Abb. 22 zeigt Größe und Richtung der berechneten Kräfte auf die Leiter. Sie wirken je auf den Leiter als Ganzes, also auf voller Länge von 50 cm. Kräfte dieser Größenordnung sind absolut unproblematisch und können leicht von den Leiterfixierungen im Innern des Gehäuses aufgefangen werden (siehe auch Kapitel 4.6).

Darauf zu achten ist jedoch, daß die Leiter wie auch die Ferritblöcke absolut starr fixiert sind, sonst könnten im Pulsbetrieb Beschleunigungen und dynamische Kräfte von wesentlich größerer Stärke entstehen, die auf die Dauer Ermüdungserscheinungen an den Materialien hervorrufen würden. Abschätzungen der Kräfte bei gepulstem Betrieb sind schwierig, da hier insbesondere auch elastische Schwingungen, Resonanzen etc. eine komplizierte Rolle spielen können. Da eine relativ unregelmäßige Pulsfolge für den Betrieb der Magnete vorgesehen ist, sollten diese Effekte nicht allzu stark sein. Hier ist man vorläufig noch auf Erfahrung und experimentelle Untersuchungen angewiesen.

Eine mechanische Halterungskonstruktion sollte jedoch ohne weiteres in der Lage sein, Haltekräfte von mehr als 1 kN aufzubringen, was insgesamt einen stabilen Aufbau gewährleistet. Die Paßgenauigkeit wird durch die elastischen Eigenschaften der verwendeten Materialien (Kupfer, Novotex-Kunststoff, Kapton) hergestellt, den nötigen Widerstand gegen innere und äußere Kräfte bieten die Ferrite und nicht zuletzt das Aluminiumgehäuse.

4.5. Erwärmung der Quadrupole

Um einen Anhaltspunkt zu haben, wie stark sich die Sprungquadrupole im späteren Betrieb erwärmen und ob eine Kühlvorrichtung vorgesehen werden muß, wurden sowohl theoretische Abschätzungen als auch Messungen an einem zunächst provisorischen Aufbau des Magneten vorgenommen.

Starke Erwärmung wurde für die Verlustleistungen, die während des Betriebs erreicht werden

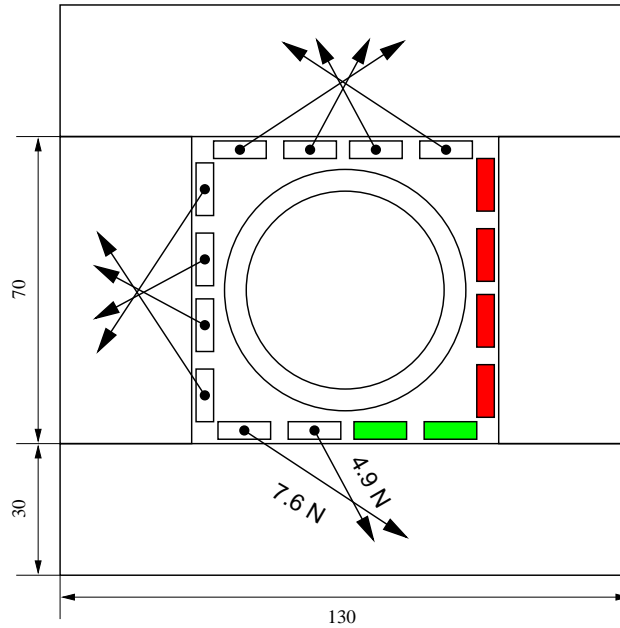


Abbildung 22: Kräfte auf die Leiter des Quadrupols

können, nicht beobachtet. Eine spezielle Kühlung der Quadrupole ist deshalb nicht nötig.

Effektive Verlustleistung im normalen Betrieb

In einem gepulsten Magneten gibt es zwei Quellen für Erwärmung. Zum einen sind es die gewöhnlichen Ohmschen Verluste in den Leiterwicklungen und zum anderen die Verluste im Joch, die sich wiederum zusammensetzen aus

- Hystereseverluste,
- Wirbelstromverluste und
- sonstigen Verluste.

Hystereseverluste verschwinden bei niedrigen Feldstärken, Wirbelstromverluste bei kleiner Frequenz. Die sonstigen Verluste verbleiben auch dann.

Da der verwendete Ferrit FXC 8C11 eine elektrische Leitfähigkeit von nur etwa $1 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ (bei 25°C) hat, können die Jochverluste durch Wirbelströme zumindest für den Niederfrequenzbereich völlig vernachlässigt werden.

Die Verluste durch das Ummagnetisieren der Ferrite können nur schlecht abgeschätzt werden, da außer Abb. 23 keine detaillierten Daten der Hysteresekurven vorliegen. Die Fläche in der Hysteresekurve ist für diesen relativ weichen Ferrit nur sehr klein. Abschätzungen ergeben eine maximale Verlustenergie von $100 \frac{\text{mJ}}{\text{m}^3}$ pro vollständigem Ummagnetisieren mit einer Amplitude von 500 A (entsprechend einer maximalen Feldstärke von 36 mT) für den Tunejump-Quadrupol. Dies entspricht bei einem Ferritvolumen von $0,006 \text{ m}^3$ und 5 Pulsen pro Sekunde einer Verlustleistung von $< 3 \text{ mW}$ und kann deshalb auch für die Betrachtung der Erwärmung vernachlässigt werden.

Da die Ummagnetisierung eine gewisse Zeit benötigt, wird die Permeabilität mit steigender Frequenz kleiner. Ebenso vergrößern sich auch die Verluste durch Ummagnetisieren (in Abb. (23) durch μ_s'' vertreten). Dieser Effekt spielt jedoch für den Betrieb der Tunejump-Magnete nur eine

geringe Rolle im Zusammenhang mit der Feldverminderung bei höheren Frequenzkomponenten, da hierbei keine vollständige Ummagnetisierung auftritt.

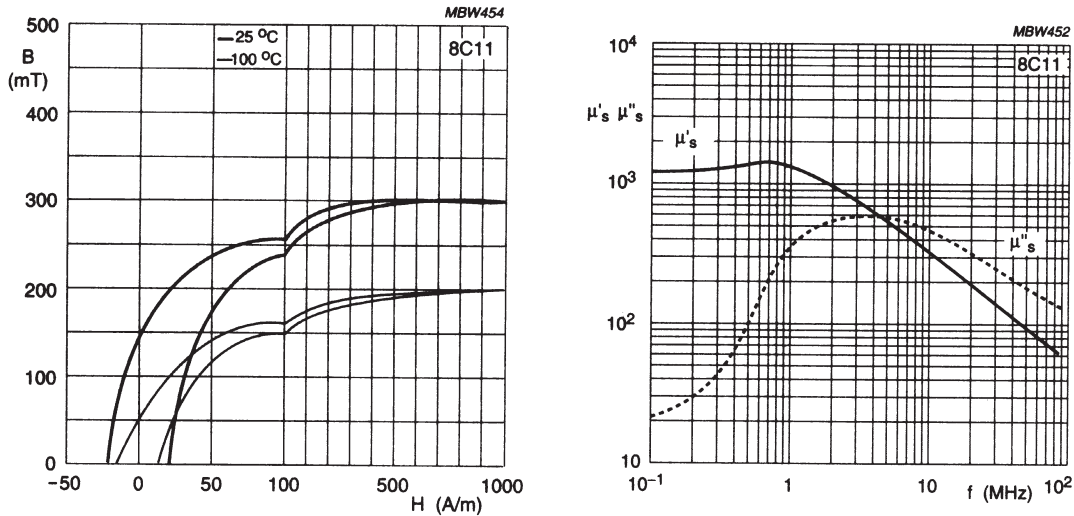


Abbildung 23: Hysteresekurven und Abhängigkeit der Permeabilität von der Frequenz beim Ferrit FXC 8C11 [58]

Die Ohmschen Verluste in den Leitern errechnen sich für Kupferleiter des Querschnitts $A = 12 \times 4 \text{ mm}^2$ mit einer Länge $l = 16 \cdot 0,5 \text{ m}$ bei einem Strom von $I = 500 \text{ Ampere}$, wenn alle einzelnen Leiterstücke hintereinander verschaltet sind, mit dem spezifischen Widerstand von Kupfer $\rho = 1,69 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$ aus

$$P = \frac{l}{A} \rho I^2 \cdot \text{Tastverhältnis.}$$

Der Skin-Effekt spielt bei der langsamen (30 ms) abfallenden Flanke praktisch keine Rolle. Wegen der kurzen Zeit ($< 10 \mu\text{s}$) können die auf der ansteigenden Flanke durch Skin-Effekt erhöhten Verluste vernachlässigt werden. Da das Tastverhältnis im späteren Betrieb maximal etwa 2% betragen wird, ergibt sich eine mittlere Verlustleistung von $P = 14 \text{ W}$.

Die Verlustleistung produziert im Magnetinnern Wärme. Diese wird hauptsächlich direkt über die Ferritanordnung und die Kupferleiter nach außen an die Umgebungsluft abgeführt. Ferrit ist ein recht guter Wärmeleiter, so daß es zu einer Erwärmung von höchstens 10 K im Innern des Magneten kommen sollte. Deshalb ist keine zusätzliche Wasserkühlung nötig.

Eine grobe Abschätzung mithilfe des Newtonschen Abkühlungsgesetzes

$$\Delta T \approx \frac{P}{\alpha A}$$

und dem Wärmeübergangskoeffizienten α für Festkörper in Luft, der je nach Material zwischen 3 und $20 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$ liegt, und wobei A die Oberfläche des abkühlenden Objekts ist, liefert für den Tunejump-Magneten mit $P = 14 \text{ W}$ und $A = 0,3 \text{ m}^2$ eine Erwärmung ΔT zwischen $2,5^\circ$ und 15° .

Da eine genaue Rechnung der Erwärmung sehr aufwendig wäre, da viele Wärmeübergangskoeffizienten berücksichtigt werden müßten und die konvektive Kühlung durch Luft an der Außenseite nur schwer abschätzbar ist, wurde ein einfacher Versuch aufgebaut und die Erwärmung direkt gemessen [42].

Durch eine Messung der Erwärmung in Abhängigkeit von der Verlustleistung konnte das Newtonsche Abkühlungsgesetz als linearer Zusammenhang zwischen Verlustleistung und Erwärmung

bestätigt werden. Der Übergangskoeffizient Ferrit–Luft ergab sich aus dieser Messung zu

$$\alpha = 4,5 \text{ bis } 7,0 \frac{W}{m^2 K} .$$

Damit liegt der Wert in einem Bereich, in dem auch die meisten Metalle anzusiedeln sind (um $6 \frac{W}{m^2 K}$) [51].

Es ergab sich für die angenommene Verlustleistung von $P = 14 \text{ W}$ eine Erwärmung von max. 10 K für einen Versuchsaufbau, der die wahren Verhältnisse viel ungünstiger wiedergeben sollte. Selbst diese Erwärmung ist unproblematisch für den Betrieb der Quadrupole. Deshalb kann auf eine Luft- oder Wasserkühlung der Magnete verzichtet werden.

Neben den mit der Erwärmung verbundenen Probleme zur Kühlung und mechanischen Ausdehnungen soll nun kurz noch der Einfluß auf die magnetischen Parameter untersucht werden. Die in diesem Zusammenhang wichtigen Abhängigkeiten zeigt Abb. 24. Obwohl die Permeabilität der verwendeten Ferrite stark temperaturabhängig ist, kann sich dies im Feldgradienten jedoch kaum noch auswirken, so daß Sprungweite und Resonanzkreuzungsgeschwindigkeit, bedingt durch Temperaturunterschiede, nicht nennenswert schwanken können.

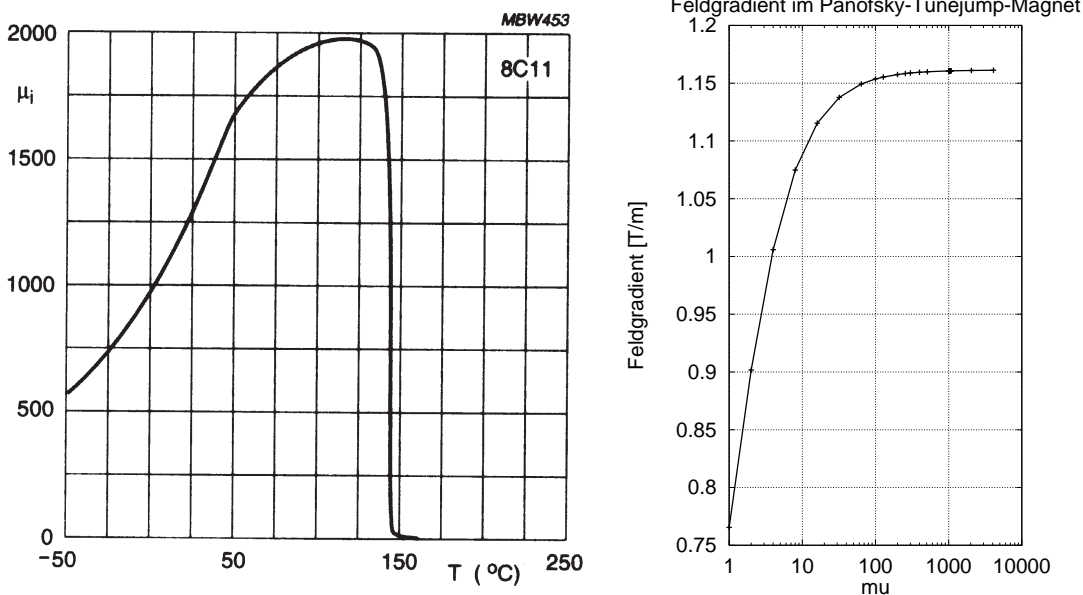


Abbildung 24: Abhängigkeit der initialen Permeabilität von der Temperatur [58] und Abhängigkeit des Feldgradienten der Tunejump-Magnete in Abhängigkeit von der Permeabilität. Die durch Temperaturunterschiede zwischen -50 und 130°C bedingten Feldstärkeänderungen der Tunejump-Quadrupole bewegen sich in einem Bereich $< 0,1\%$.

Der Temperaturbereich für einen optimalen Betrieb sowie Lagerung der Tunejump-Quadrupole kann somit zu

$$-50^\circ\text{C} < T < 130^\circ\text{C}$$

angegeben werden. Die normale Betriebstemperatur liegt im Bereich von $20^\circ\text{C} < T < 40^\circ\text{C}$. Starke Temperaturschwankungen und -gradienten sollten allerdings vermieden werden, da sonst die spröden Teile (Ferrite und Keramik) durch innere Spannungen platzen könnten. Die unterschiedlichen Wärmeausdehnungen werden von der Konstruktion abgefangen.

4.6. Konstruktion des Magnetgehäuses

Für den eigentlichen Bau der Quadrupolmagnete gab es eine Reihe technischer Aspekte zu berücksichtigen. Es wurden Ferritquader bei der Firma PHILIPS Components MP gekauft. Quader sind relativ leicht herzustellen. Das Ferrit wird in einem Sinther-Prozeß hergestellt, bei dem das Volumen um bis zu 50% schrumpfen kann. Bei der Herstellung spezieller Formen muß diese Schrumpfung berücksichtigt werden. Meist ist deshalb eine nachträgliche Bearbeitung der Ferrit-Rohlinge nötig. Dies ist bei Quadern relativ einfach. Immerhin müssen für die Bearbeitung dieses sehr spröden Materials Diamantfräsköpfe verwendet werden.

Je 20 Quader der Abmessungen $70 \times 50 \times 30 \text{ mm}^3$ und $130 \times 50 \times 30 \text{ mm}^3$ werden zu einem Magnetjoch zusammengestellt. Ein Aluminiumgehäuse soll eine mechanische Halterung für die Ferrite sein und gleichzeitig die Spule und die Vakuumkammer im Innern fixieren. Besondere Schwierigkeiten sind die Empfindlichkeit der Ferritkanten und das Ausgleichen von Fertigungstoleranzen der Quader, die fugenlos aneinandergesetzt werden.

Die Ferritblöcke lassen sich nicht in herkömmlichem Sinn verschrauben. Es wurde deshalb ein spezielles sehr stabiles Gehäuse konstruiert, das Zusammenhalt, mechanische Stabilität und Justagemöglichkeiten vorsieht.

Die Ferrite werden durch im Gehäuse vorgesehene Schrauben von außen aus allen drei Richtungen in ihre Position gedrückt und halten dann dort fugenlos allein durch die Reibung. Gleichzeitig wird so auch die Spule und die Vakuumkammer von speziell konstruierten formgebenden Innenteilen aus strahlenbeständigem Kunststoff fixiert. Nirgendwo wirken die Schrauben direkt auf die Ferrite ein. Es wurde jeweils eine Aluminiumplatte als Druckfänger eingelegt. Dies schafft außerdem etwas Elastizität.

Wichtig hierbei ist, dem dynamischen Druck beim gepulsten Betrieb entgegenzuwirken und Fertigungstoleranzen der einzelnen Ferritblöcke auszugleichen. Die Kupferleiter werden zusätzlich noch von einer $25 \mu\text{m}$ dicken Kapton-Folie isoliert.

Die Vakuumkammer wird nicht fest eingespannt. Sie hat $0,2 \text{ mm}$ Spiel im Innern. Dies ist nötig, um auch hier Fertigungstoleranzen auszugleichen, aber auch jegliche Spannung von der empfindlichen Keramik zu nehmen.

Um die Ferrite beim Zusammenbau des Magneten zu schonen (Ecken und Kanten platzen leicht bei unvorsichtiger Handhabung ab), muß beim Öffnen und Zusammenbauen der Magnete äußerste Sorgfalt aufgewendet werden. Die unterste Reihe und die seitlichen Ferritblöcke werden zunächst in das Gehäuse eingelegt. Die Spule wird in zwei Hälften um die Vakuumkammer gelegt und dann verschraubt und die Schraubstellen zusätzlich weich verlötet. Diese Einheit wird nun in das Gehäuse eingesetzt. Zwischen Leiter und Ferrite wird eine dünne Kaptonfolie gelegt. Sie muß sorgfältig zugeschnitten werden und darf nirgendwo über die Ferrite überstehen. Dann wird die obere Ferritreihe mit den Andruckplatten aufgelegt und das Gehäuse verschlossen. Die Fixierschrauben werden zunächst locker verschraubt und dann mehrmals angezogen und gelöst. Zuerst die Längsrichtung, dann Seite, dann längs und an der Seite wieder leicht lösen, dann die oberen Schrauben anziehen, dann alle anderen. Alle Fugen zwischen den Ferritquadern sollten sich dabei schließen. Schrauben nicht zu fest anziehen, da die Ferrite unter zu großen Spannungen brechen können.

4.7. Auslegung der Vakuumkammer

Die Vakuumkammer für die Quadrupole muß verschiedene Anforderungen erfüllen:

Erstens darf sie nicht aus ferromagnetischem Material sein. Sie darf ebenfalls nicht aus leitendem Material sein, da sonst durch Wirbelströme beim Pulsen das Magnetfeld abgeschirmt wird. Es kommen also nur keramische Kammern in Frage. Für solche Zwecke verwendet man üblicherweise

4. Konstruktion und Bau der Sprungquadrupole

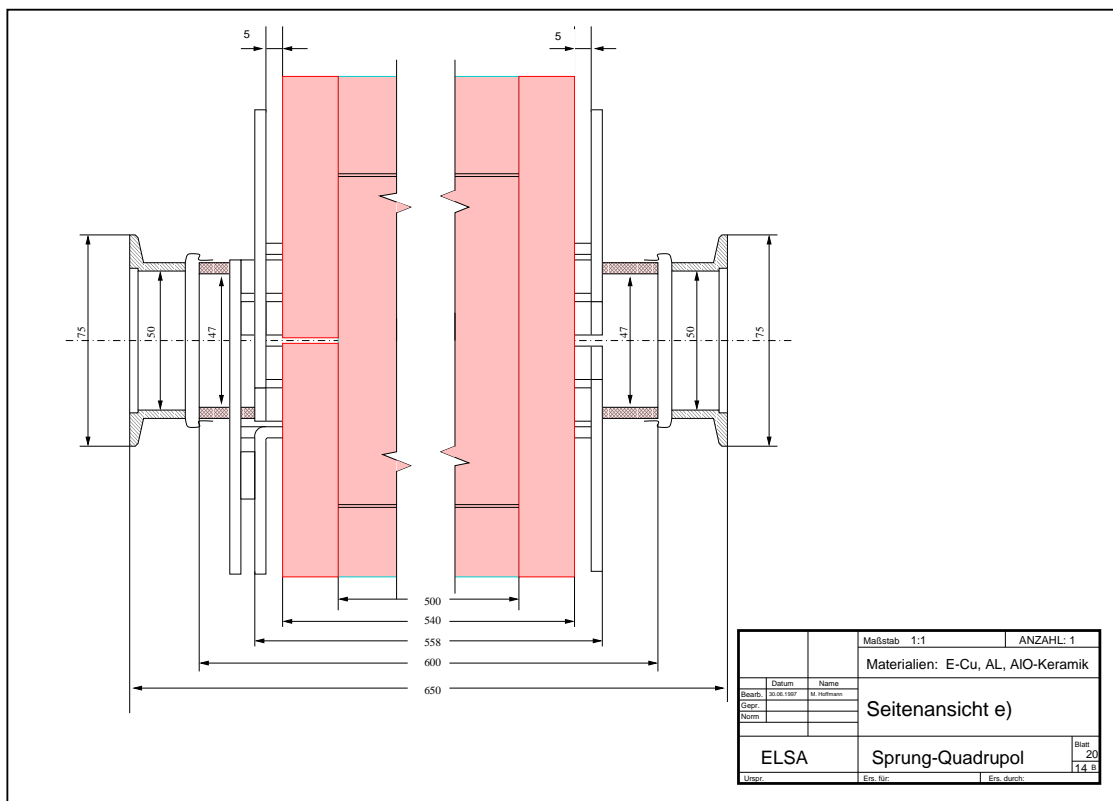
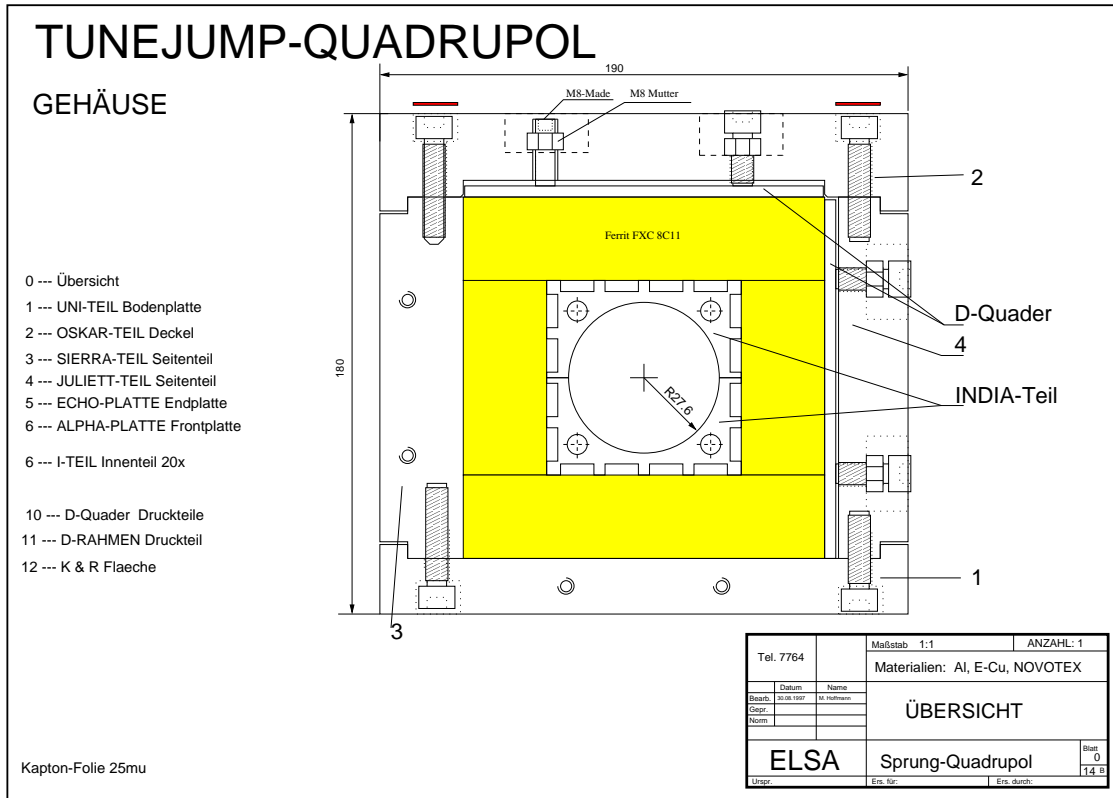


Abbildung 25: Querschnitt und Seitenansicht des Gehäuses mit Vakuumkammer

Rohre aus Aluminiumoxyd-Keramik. Diese Keramikrohre müssen durch eine spezielle Löttechnik mit Flanschen versehen werden.

Zweitens stellt sich das Problem der Abschirmung des Strahls vor elektrischen Feldern, die durch lokale Aufladung der Keramikammern entstehen können. Auch muß verhindert werden, daß das durch die Keramik unterbrochene Strahlrohr einen HF-Resonator bildet. Die Bunchstruktur des umlaufenden Strahls mit einer Hauptfrequenzkomponente von 500 MHz kann nämlich dazu führen, daß sich in diesen Hohlräumen störende elektrische Felder bilden (sogenannte „wakefields“), die auch zu stehenden Wellen führen können. Dies ist ungünstig, da diese elektrischen Felder eine schädliche Wirkung auf den Strahl haben können. Im schlimmsten Fall führen diese Störungen zu kohärenten Instabilitäten, Bunchverlängerungen oder zu parasitären Energieverlusten, die die Hohlräume stark aufheizen können [44].

Um dies von vorneherein zu verhindern, muß die Keramikammer von innen mit einer leitenden Schicht versehen werden. Hier kommt im Prinzip jedes Metall in Frage, solange sich genügend dünne Schichten aufbringen lassen (typ. etwa 10 μm), und solange diese Schichten ultrahochvakuumtauglich sind, also bei Strahlenbelastung weder abdampfen noch sonstige Verunreinigungen abgeben.

Letzteres stellte sich als das Hauptproblem heraus, da nur wenige Firmen Techniken entwickelt haben, eine solche Beschichtung herzustellen. Beschichtungstechniken für MoMn (Friatec) und für Titan (Metaceram und CERN) konnten von nur wenigen Firmen angeboten werden. Aufgrund der allgemeinen Erfahrung an Beschleunigern wurde eine Titanbeschichtung bevorzugt. Sie erfüllt alle Voraussetzungen bezüglich Haftung, Strahlenbeständigkeit und Gleichmäßigkeit der Beschichtung. Der Auftrag wurde an die Pariser Firma Metaceram vergeben, die eine am CERN entwickelte Beschichtungstechnik übernommen und weiterentwickelt hat.

Aus Stabilitätsgründen müssen die Keramikrohre eine Stärke von 5 mm haben.

4.8. Konstruktion der Spule

Die Spulenköpfe

Die Spulenköpfe sind ein besonderes Problem. Ziel bei ihrer Konstruktion war es, eine kleine Induktivität zu erzielen und gleichzeitig longitudinale Magnetfelder auf der Strahlachse so weit wie möglich zu verhindern.

Dabei muß man einen Kompromiß eingehen, denn enger an der Quadrupolmitte geführte Leiterschaltungen führen zu einer kleineren Induktivität, verursachen aber auch größere Stör- und Randfelder.

Die gefundene Auslegung der Spulenköpfe erfüllt die Anforderungen weitgehend. Am Spulenkopf 1 erkennt man am leichtesten das Prinzip (siehe Abb. 27): Durch die jeweils gegenläufige Stromführung für die vier Quadranten in einer etwa kleeblattartigen Struktur kann erreicht werden, daß die durch diese Leiterschleifen entstehenden Solenoidfelder erstens relativ klein sind und sich auf der Strahlachse gerade kompensieren (vergleiche auch mit Abb. 29).

Die in Bögen geführten Verschaltungen liefern auch einen wesentlichen Beitrag zur Induktivität der Magnete. Deshalb wurden sie recht nahe an der Mittelachse geführt. Jedoch wiederum nicht zu nahe. Kriterium hierfür war, daß ein Teilchen, welches im Abstand 10 mm von der Sollbahn diagonal versetzt den Magneten passiert, pro Spulenkopf nicht mehr als etwa 0,1 mTm longitudinale Feldstärke erfährt.

Die durch Spulenkopf 1 verursachten transversalen Randfelder sind fast reine Quadrupolfelder, so daß sie zwar zur effektiven Feldlänge beitragen, jedoch ihre störenden höheren Multipolfelder zu vernachlässigen sind.

Bei Spulenkopf 2 gab es zusätzlich die Schwierigkeit, daß sowohl die Stromanschlüsse unterge-

4. Konstruktion und Bau der Sprungquadrupole

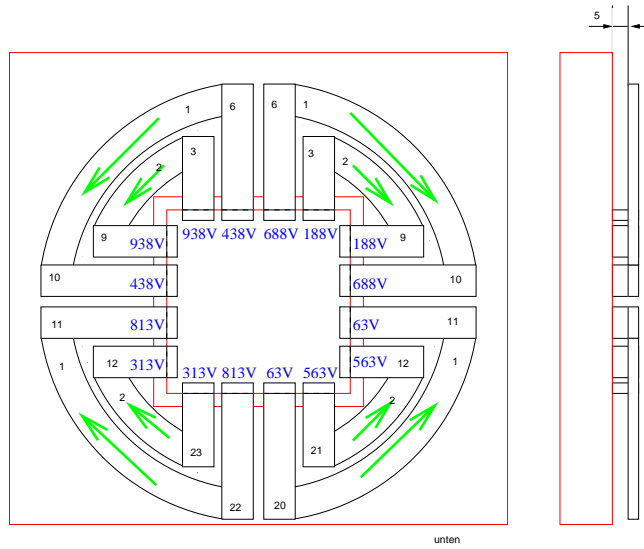


Abbildung 26: Spulenkopf 1

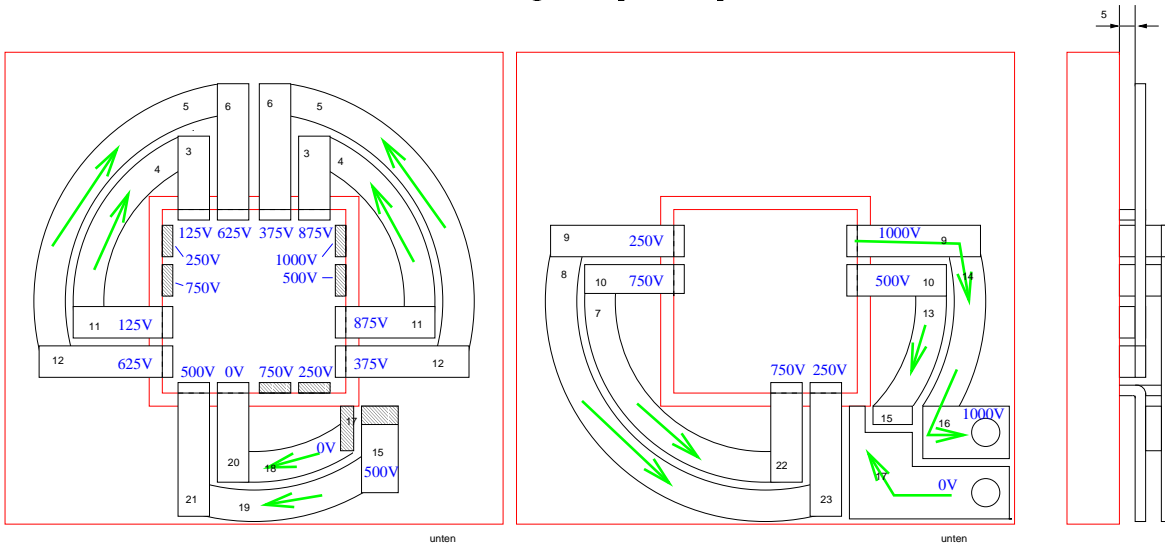


Abbildung 27: Spulenkopf 2. Die Spannungsangaben beziehen sich auf die maximal zulässige Spannung von 1000 V an den Anschlußklemmen.

bracht werden mußten, als auch wegen der Serienschaltung der Leiter¹ Überkreuzungen eingebaut werden mußten (siehe Abb. 27). Dieser Spulenkopf wurde deshalb in zwei Ebenen aufgeteilt, in ihrer Geometrie jedoch dem Spulenkopf 1 soweit wie möglich angepaßt. Dies heißt, die Stromführungen der beiden Ebenen kompensieren sich ebenfalls teilweise, so daß als effektiv resultierende (und die Randfelder verursachende) Stromschleifen wiederum die schon bei Spulenkopf 1 realisierte Struktur resultiert.

Auf diese Weise ist die Symmetrie nur leicht verletzt, und alle Anforderungen konnten auch mit Spulenkopf 2 erfüllt werden.

4.9. Rand-, Stör- und Streufelder

Da die Tunejump-Magnete Panofsky-Quadrupole sind, bei denen die Spulenwindungen nach außen durch die Ferrite abgeschirmt sind, treten außerhalb der Ferrite praktisch keine Störfelder auf. MAFIA-Rechnungen zeigen, daß die Feldstärke außerhalb der Ferrite exponentiell abfällt mit einer Reichweite von höchstens einem Millimeter. Der magnetische Fluß wird fast komplett durch die Ferrite gezwungen. Dies hat auch weiterhin den Vorteil, daß die Magnete unempfindlich gegenüber äußeren Störfeldern werden. Wesentliche Störfelder entstehen folglich nur an den Magnetöffnungen. An den Enden kommen dann zusätzlich noch die von den Leiterverschaltungen hervorgerufenen Störfelder hinzu.

Zur Abschätzung dieser Randfelder wurde ein dreidimensionales Modell der Magnete berechnet. Die für die Spulenköpfe gewählte Geometrie, wie sie weiter oben zur Minimierung der Induktivität und der störenden Einflüsse auf den Strahl bereits diskutiert wurde, fand Verwendung. Es zeigte sich, daß durch die Wahl einer möglichst symmetrischen Leiteranordnung zumindest auf der Strahlachse ein reines Quadrupolfeld erzeugt werden kann.

Die folgenden Abbildungen zeigen exemplarisch ein Magnetende mit dem berechneten Magnetfeld.

¹Eine Parallelverschaltung mehrerer Leiter ist ebenfalls denkbar. Hierbei ergibt sich jedoch hauptsächlich ein Nachteil: Bei hohen Frequenzanteilen beim gepulsten Betrieb wird nicht mehr gewährleistet, daß durch jeden Leiter der gleiche Strom fließt, da der Skin-Effekt dazu führen wird, daß der Strom sich ungleichmäßig verteilt. Man würde für diesen Fall einen höheren Gesamtstrom benötigen, hätte dafür eine kleinere Induktivität und damit einen kleineren Spannungsabfall, was für ein Netzgerät prinzipiell günstiger wäre, man würde jedoch an Feldqualität einbüßen.

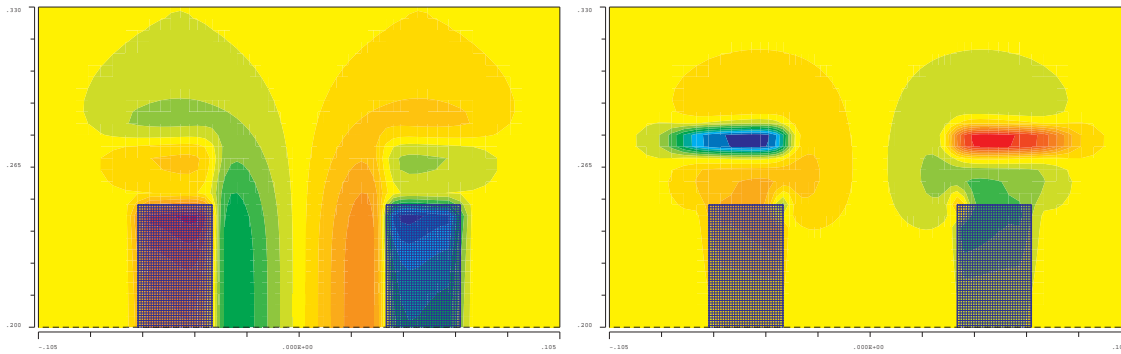


Abbildung 28: Transversale und longitudinale Magnetfeldkomponente des Randfeldes am Spulenkopf 1, geschnitten durch die Strahlebene. Durch die Symmetrie des Spulenkopfes verschwindet die Magnetfeldstärke auf der Strahlachse auch im Bereich des Spulenkopfes selbst.

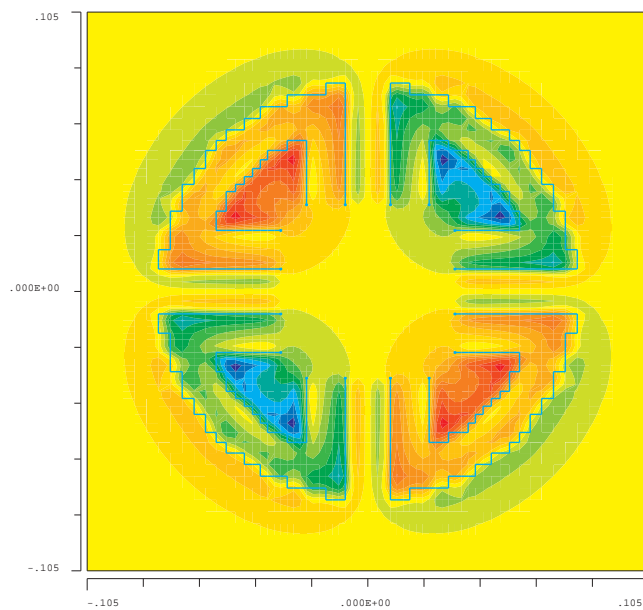


Abbildung 29: Z-Komponente des Randfeldes geschnitten durch die Ebene des Spulenkopfes 1. Longitudinale Feldkomponenten entstehen weit entfernt von der Strahlachse in den Leiterschleifen.

4.10. Dynamische Parameter

In diesem Kapitel sollen die für den Pulsbetrieb der Magnete wichtigen Größen untersucht werden.

Für Pulse mit einer Anstiegszeit von $5 \mu\text{s}$ ist eine Bandbreite von mindestens 70 kHz erforderlich. Andernfalls kann der für die steigende Flanke des Strompulses benötigte Anstieg nicht erreicht werden. Die Netzgeräte für die Magnete sind stromgeregelt. Eine Regelschaltung überwacht ständig den tatsächlichen Strom und regelt bei Abweichung vom Sollwert entsprechend nach.

Durch die Induktivität des Magneten und auch den durch den Skin-Effekt verursachten starken Anstieg des Widerstands für hohe Frequenzen, werden für die Regelung der höheren Frequenzharmonischen des Pulsspektrums vom Netzgerät immer höhere Spannungen nötig. Insbesondere die Induktivität muß deshalb klein gehalten werden.

Nicht zu verhindern ist aber die Veränderung des Magnetfeldes durch eine durch den Skin-Effekt bedingte räumlich andere Stromverteilung in den Magneten. Das Magnetfeld folgt also selbst bei linearem Strompuls nicht linear. Für höhere Frequenzkomponenten kommt es zu einer Feldverminderung. Dies verursacht dann trotz Stromregelung einen verzerrten Puls des Gradienten des Magneten. Dieser Effekt soll nun untersucht werden.

Mit dem Simulationsprogramm MAFIA [56] wurden zunächst die Multipolkomponenten im Innenfeld des Panofsky-Quadrupols in Abhängigkeit von der Eindringtiefe des Stroms berechnet. Durch veränderbare Hohlleiterprofile wird so der Einfluß des Skin-Effekts simuliert.

Nicht berücksichtigt wurde zunächst der Einfluß der Leiter untereinander. Hier führt der Skin-Effekt zu einer Verschiebung der Stromdichteverteilung insbesondere bei den äußeren Leitern. Dies dürfte einen größeren Einfluß auf die Feldqualität bei gepulstem Betrieb haben. Aus diesem Grund ist die Aussagekraft dieser einfachen (statischen) Rechnungen durch Approximation mit Hohlleiterprofilen nur gering. Die gegenseitige Beeinflussung der Leiter wird dann anschließend untersucht. Das dort verwendete Verfahren ist ebenfalls eine Näherung.

Der Skin-Effekt

Bei schnell gepulstem Betrieb des Magneten macht sich der Skin-Effekt bemerkbar. Durch Selbstinduktion von Strömen in den Leitern wird der Strom an die Oberflächen der Leiter gezwungen und der magnetische Fluß aus den Leitern verdrängt.

Die wesentliche charakteristische Größe für den Skin-Effekt, die Eindringtiefe d , ist frequenzabhängig. Sie ist für einen runden Leiter definiert durch die Tiefe, in der die Stromamplitude auf $\frac{1}{e}$ abfällt

$$d = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho}{\mu\nu}} \quad .$$

Sie errechnet sich aus der spezifischen Leitfähigkeit ρ des Materials und der relativen Permeabilität μ und ist abhängig von der Frequenz ν des Stroms.

Für den Pulsbetrieb ist es wichtig zu wissen, wie sich das Magnetfeld mit der Eindringtiefe des Stroms ändert. Hierzu wurden zunächst entsprechende Simulationen mit verschiedenen Leiterhohlprofilen gemacht. Diese statische Berechnung soll den Betrieb bei hohen Frequenzen simulieren.

Hierzu sind in Abb. 31 die relevanten höheren Multipolkomponenten aufgetragen in Abhängigkeit von der Eindringtiefe. Die Berechnung zeigt eine Verkleinerung dieser Anteile, die Feldqualität sollte für höhere Frequenzkomponenten des Pulses also sogar besser sein.

Andere Komponenten, insbesondere auch die Dipolkomponenten sind vom Skin-Effekt völlig unbeeinflusst. Sie bleiben vernachlässigbar klein.

An dieser Stelle sei allerdings nochmals auf die begrenzte Aussagekraft dieser statischen Hohlprofilsimulationen hingewiesen.

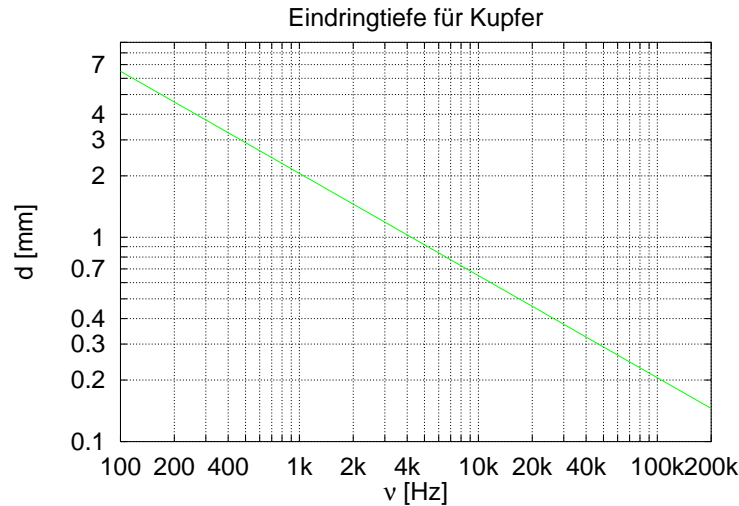


Abbildung 30: Eindringtiefe für Kupfer in Abhängigkeit von der Frequenz.

Feldverminderung durch den Skin-Effekt

Im vorausgehenden Kapitel wurden die Einflüsse des Skin-Effekts nur auf die einzelnen Leiter bezogen simuliert. Einen viel größeren Einfluß sollte jedoch die gegenseitige Einflußnahme der Leiter aufeinander haben. Die Ströme werden dann bei hohen Frequenzen nicht nur an die Oberfläche der einzelnen Leiter gedrängt, sondern auch verstärkt an die Ränder der gesamten Leiterkonfiguration.

Dieser Effekt mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programm MULTISKIN berechnet. Die rechteckigen Leiter werden hierbei in viele einzelne Leiterfilamente zerlegt, wobei jedes Filament als eigenständiger Leiterzweig idealisiert als Serienschaltung eines Ohmschen Widerstands R und einer Induktivität L betrachtet wird, siehe Abb. 32. Die Induktivitäten können nun untereinander koppeln. Zu den Größen R und L kommen so jeweils noch die Gegenimpedanzen zu allen anderen Leiterfilamenten. Es läßt sich dann eine große Impedanzmatrix bilden.

Bei vorgegebenen Materialeigenschaften der Leiter können die Widerstände der Filamente R_i berechnet werden.¹

$$R_i = \frac{l}{\pi r^2} \rho.$$

Die Selbstinduktivität eines runden Leiterstücks mit dem Leiterradius r und der Länge l ist gegeben durch

$$L_i = \frac{\mu_0}{8\pi} \left(l + 4(l \log \left(\frac{l + \sqrt{r^2 + l^2}}{r} \right) - \sqrt{r^2 + l^2} + r) \right) .$$

Die Gegeninduktivität zweier solcher Filamente im Abstand d ist gegeben durch

$$m_{ij} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left(\log \left(\frac{l}{d} \left(\sqrt{\frac{d^2}{l^2} + 1} + 1 \right) \right) - \sqrt{\frac{d^2}{l^2} + 1} + \frac{d}{l} \right) .$$

¹Es wird mit runden Filamenten gerechnet, was die Rechnung insgesamt erleichtert, aber nicht ganz korrekt ist, da das Gitter ja quadratisch ist. Für ein hinreichend engmaschiges Netz verliert dieser Unterschied jedoch an Bedeutung.

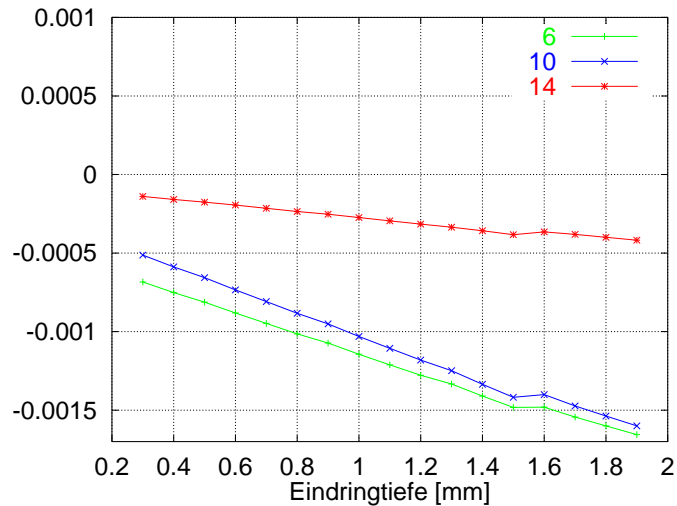


Abbildung 31: Mit Leiterhohlprofilen mit MAFIA statisch berechnete Feldkomponenten 6,10,14 in Abhängigkeit von der Eindringtiefe. Entwicklungsradius: 20 mm

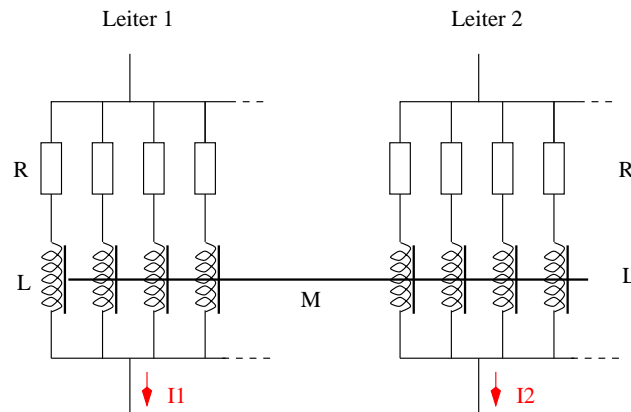


Abbildung 32: Ersatzschaltbild zum Konzept von MULTISKIN

Hieraus läßt sich die symmetrische Impedanzmatrix für sämtliche Leiterfilamente aufstellen.

$$M = \begin{pmatrix} R_1 - i\omega L_1 & -i\omega m_{12} & -i\omega m_{13} & \dots \\ -i\omega m_{12} & R_2 - i\omega L_2 & -i\omega m_{23} & \dots \\ -i\omega m_{13} & -i\omega m_{23} & R_3 - i\omega L_3 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}.$$

Man kann nun das Ohmsche Gesetz so formulieren:

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ \vdots \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ \vdots \end{pmatrix}.$$

Nimmt man die Randbedingungen hinzu, daß die Summe der Ströme durch die Leiterfilamente eines Leiters gegeben sind, und der Spannungsabfall über diesen Leiter gleich dem über die einzelnen

ihn beschreibenden Filamente sein muß, so lassen sich die Einzelströme der Filamente eindeutig bestimmen.

Schritt für Schritt wird zunächst die Gesamtimpedanz der einzelnen Leiter berechnet und dann der Spannungsabfall über diesen. Hieraus und aus den Impedanzen der einzelnen Filamente kann somit die Stromverteilung über die Filamente berechnet werden. Letztlich berechnet MULTISKIN aus der Stromverteilung mit Hilfe des Biot-Savat'schen Gesetzes die Magnetfeldverteilung.

Die Ferrite wurden in dieser Simulation dadurch berücksichtigt, daß zusätzlich zu den eigentlichen Leitern noch die an den Ferritoberflächen gespiegelten Ströme mitberechnet wurden. Ein Magnet mit Joch ist nämlich unter der Annahme $\mu = \infty$ äquivalent zu einer Anordnung aus freien Strömen im Raum, die sich ergibt, wenn man die Stromverteilung, die durch die Leiter gegeben ist, an allen (inneren) Jochoberflächen spiegelt, und die Spiegelbilder ebenso. Für einen Panofsky-Quadrupol mit ausschließlich planen und zueinander senkrechten Jochoberflächen gestaltet sich diese Art der Berechnung besonders einfach (siehe Abb. 33). Es ist so eine gute Approximation für die Ferrite möglich.

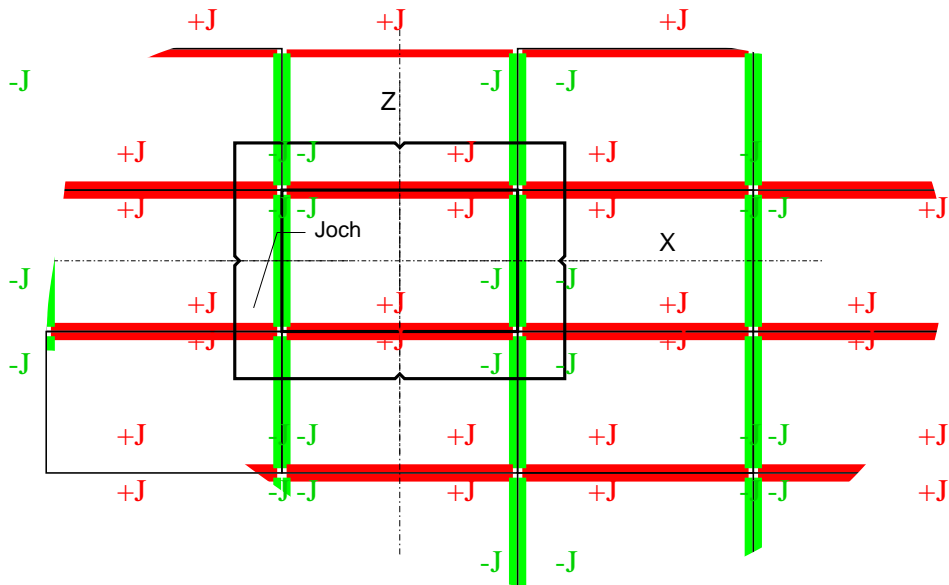


Abbildung 33: Spiegelladungsäquivalent

Auf diese Weise konnten der Gesamtwiderstand sowie die Induktivität des Magneten in Abhängigkeit von der Frequenz berechnet werden (ohne die Spulenköpfe).

Abb. 34 zeigt eine typische Stromverteilung bei 10 kHz für einen jochlosen Magneten, Abb. 35 die Konfiguration mit Spiegelströmen. In den Abb. 38 sieht man die Abhängigkeiten von Widerstand und Induktivität sowie in Abb. 36 die Auswirkungen auf den Feldgradienten im Zentrum des Magneten in Abhängigkeit von der Frequenz.

Die absoluten Werte der Induktivität und des Feldgradienten sind leicht verschieden von den aus den Berechnungen mit MAFIA gewonnenen. Der Grund hierfür sollte hauptsächlich darin liegen, daß die Berechnungen mit MULTISKIN die Ferrite nur in erster Ordnung durch Spiegelströme approximiert werden. Nimmt man weitere Ordnungen hinzu, so ist zu erwarten, daß die Induktivität und der Feldgradient noch leicht größer werden, so daß ein exakter Wert von $6,7 \mu\text{H}$ — wie er etwa

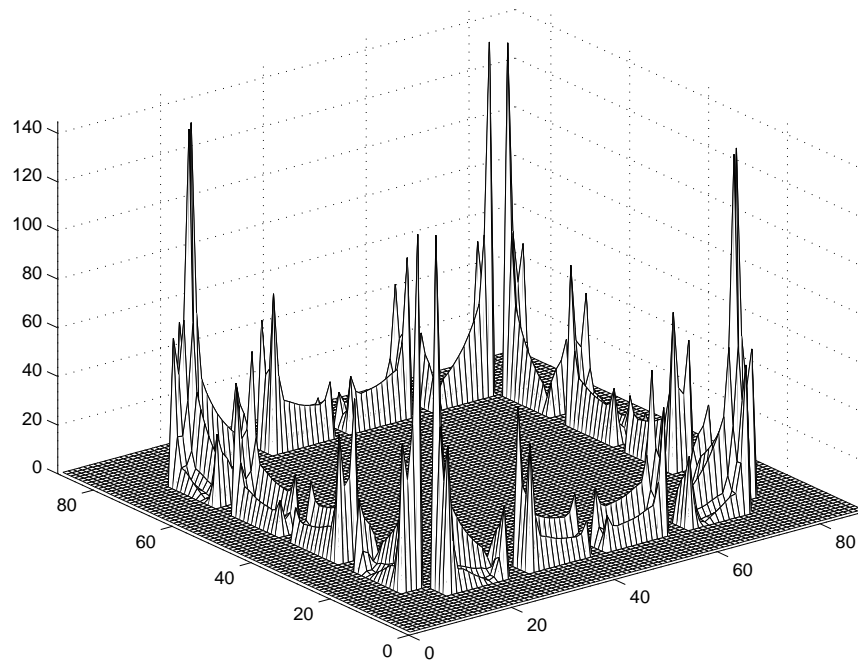


Abbildung 34: Absolutbetrag der Stromdichteverteilung auf den Leitern für $\nu = 10$ kHz. (Achsen mit beliebigen Einheiten.)

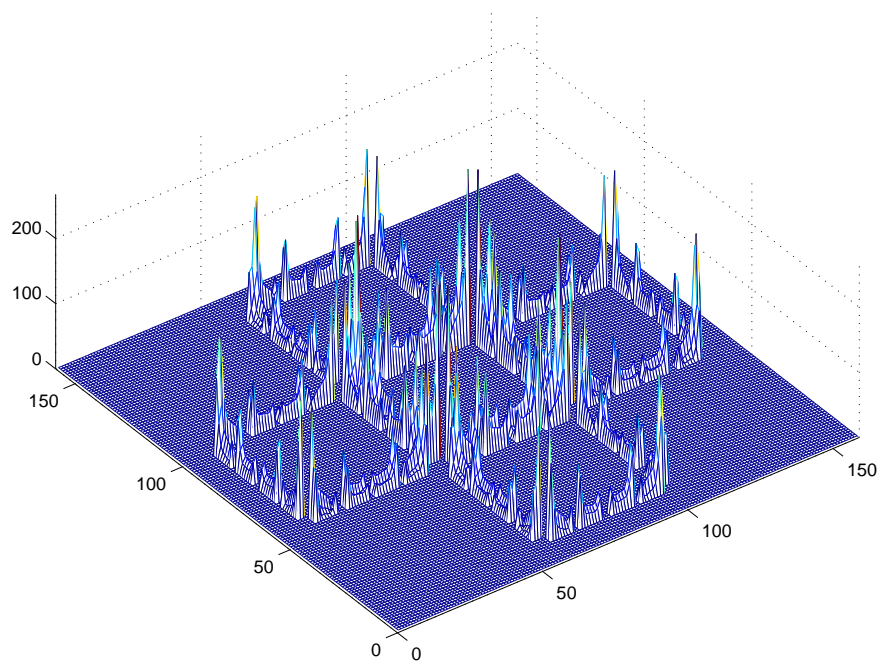


Abbildung 35: Stromverteilung auf den Leitern und Spiegelströme für $\nu = 5$ kHz. (Achsen mit beliebigen Einheiten.)

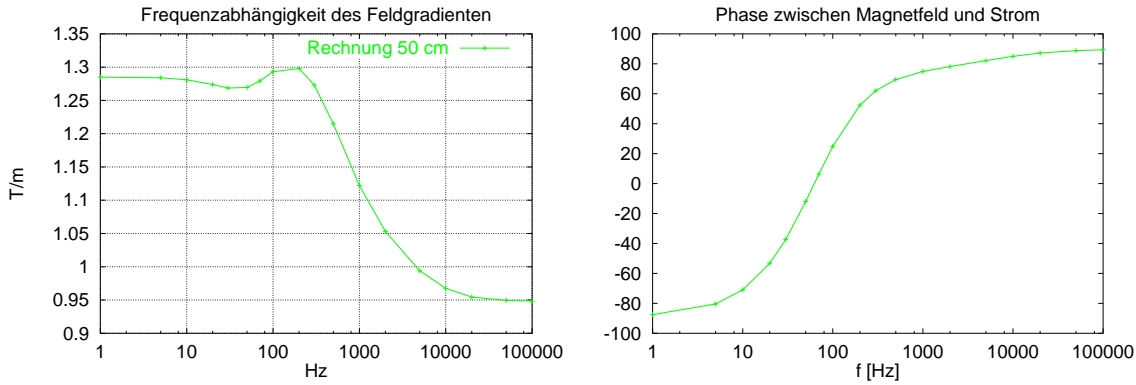


Abbildung 36: Abhängigkeit des Feldgradienten von der Frequenz und Phase des Magnetfeldes

mit aus den zweidimensionalen Rechnungen resultierte — vernünftig erscheint.

Der Feldgradient im Zentrum des Magneten nimmt für höhere Frequenzen deutlich ab (siehe Abb. 36). Außerdem kehrt sich die Phase der Magnetfeldstärke bis etwa 3 kHz um 180° um. Dieses Resonanzartige Verhalten äußert sich auch in einer leichten Überhöhung der Amplitude mit einem Maximum bei 200 Hz. Ein Ansatz zur Deutung dieses Phänomens wäre, daß die Stromverteilungen auf den Leitern bei dieser Frequenz die Lücken zwischen den Leitern gerade etwas kompensieren, was zu einer optimaleren Annäherung an einen idealen Panofsky-Magnet führen würde. Es ist allerdings auch durch die Messungen (siehe weiter unten) nicht völlig auszuschließen, das es sich hierbei um ein Artefakt der Rechnung handelt.

Die Feldqualität und Gleichförmigkeit des Feldgradienten über den Innenbereich wird jedoch nicht wesentlich beeinträchtigt, was nach den statischen Berechnungen mit Leiterhohlprofilen auch nicht zu erwarten war.

Für sehr große Frequenzen scheint sich ein Sättigungsverhalten aller drei Variablen einzustellen. Dies sollte aber zumindest beim Ohmschen Widerstand allein ein Phänomen der endlichen Ortsauflösung der Berechnung sein. Eigentlich erwartet man für den Ohmschen Widerstand ein Ansteigen proportional zur Wurzel der Frequenz¹, etwa ab der Frequenz, bei der die Eindringtiefe des Stroms kleiner als die Leiterabmessungen wird. Dann nämlich wird nicht mehr der volle Leiterquerschnitt ausgenutzt, und der Widerstand steigt. In MULTISKIN werden die Berechnungen jedoch auf einem endlichen Gitter ausgeführt. Wenn nun die Ströme sowieso nur noch über eine Gitterzelle fließen, kann keine weitere Differenzierung erfolgen. Bei den Berechnungen mit Spiegelströmen wurden Gitterkonstanten von 1,5 mm benutzt. Hieraus ist zu erwarten, daß die Berechnungen ab etwa einer Frequenz von 3 kHz bereits nicht mehr nahe an der Wirklichkeit sein dürften.

Für die Induktivität gilt prinzipiell dasselbe, nur ist hier tatsächlich eine Sättigung bei hohen Frequenzen zu erwarten, da die Induktivität durch die Stromverteilungsgeometrie bestimmt wird. Und diese sollte sich für immer kleiner werdende Eindringtiefen kaum noch ändern. Wie Messungen am fertigen Quadrupol ergeben haben, tritt tatsächlich eine Sättigung oberhalb von etwa 100 kHz auf. In der Berechnung erfolgt die Sättigung jedoch schon etwas früher. Entsprechend verfälscht wird folglich auch das Verhalten des Feldgradienten, da sich hier sowohl Widerstand wie Induktivität — kurz: die tatsächliche Stromdichteverteilung — auswirkt.

¹Der Leiterquerschnitt sei $a \times b$. Mit der Verkleinerung der Eindringtiefe verringert sich die effektive Leiterquerschnittsfläche ab auf $A = ab - (a - 2d)(b - 2d) = 2d(a + b) - 4d^2 \approx 2d(a + b)$ für kleine d und $d < b \leq a$. Die Eindringtiefe fällt aber proportional zu $\frac{1}{\sqrt{\nu}}$. Es ergibt sich also insgesamt eine Abhängigkeit $R \sim \frac{1}{A} \sim \frac{1}{d} \sim \sqrt{\nu}$ wenn die Eindringtiefe kleiner als die halbe Leiterdicke wird. Der gemessene Widerstandsverlauf zeigt auch genau diese Abhängigkeit.

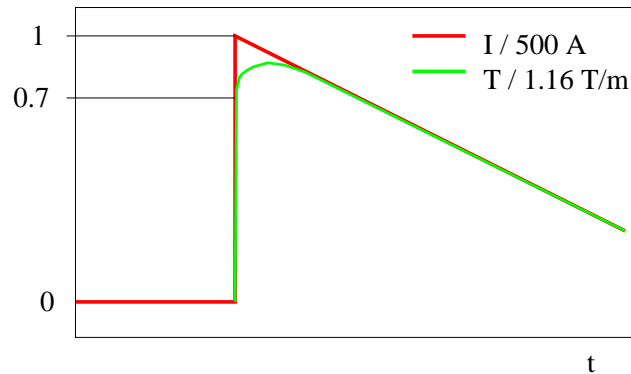


Abbildung 37: Pulswiedergabe des Magneten bedingt durch die Feldverminderung um 30% für höhere Frequenzen. (schematisch)

Mit diesen Einschränkungen kann das Programm MULTISKIN das Verhalten der Impedanzen recht gut wiedergeben. Für hohe Frequenzen werden aber auch weitere Effekte wie Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen etc. relevant, welche hier von vorneherein nicht berücksichtigt werden können.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Rechnungen für den Quadrupol ergeben, daß der Skin-Effekt einen recht großen Einfluß auf die dynamischen Eigenschaften des Magneten hat. Die Pulsform des Stroms durch den Magneten wird leicht verfälscht auf das Magnetfeld übertragen. Insbesondere höhere Frequenzkomponenten werden um bis zu 30% unterdrückt.

Pulswiedergabe

Die Pulswiedergabe im Magnetfeld des Magneten gegenüber dem vom Netzgerät gegebenen Strom kann aus der Feldverminderung berechnet werden.

Da die Feldverminderung für die für die ansteigende Flanke verantwortliche Grundharmonische von 35 kHz (bei $10 \mu\text{s}$ Anstiegszeit) dieselbe Verminderung (ca. 30%) aufweist wie alle ihre höheren Harmonischen, ist die Anstiegsflanke zwar um 30% verkleinert, und damit auch ihre Steigung und letztlich die mögliche Kreuzungsgeschwindigkeit zum Resonanzspringen, jedoch ihre Linearität davon nahezu unbeeinflusst.

Die resultierende Pulsform veranschaulicht schematisch Abb. 37.

Das hier vorgestellte Verfahren, das das Stromverteilungsproblem diskretisiert und auf ein lineares Gleichungssystem zurückführt, welches dann mit Standard-Matrixoperationen gelöst werden kann, stößt irgendwann an Grenzen, bedingt durch die begrenzte Speicherkapazität und Rechenleistung des verwendeten Rechners. Da eine Verfeinerung des Maschennetzes durch z.B. eine Halbierung der Gittergröße bereits zu viermal mehr Gitterpunkten führt, jeder Gitterpunkt den Rang der Matrix erhöht, wächst der Speicherbedarf mit der vierten Potenz der Auflösung. Möchte man dann noch möglichst viele Ordnungen der Spiegelströme mitberechnen, stößt man ganz schnell an die Grenze jedes heute verfügbaren Rechners. Kommerzielle Programme wie auch z.B. MAFIA lösen solche Probleme deshalb iterativ-approximativ. Meist wählt man dann einen anderen Ansatz und löst die Maxwell-Gleichungen mit entsprechenden Randbedingungen. Dies ist jedoch zumeist nicht trivial, was sich auch daran zeigt, daß das für Wirbelströme zuständige Unterprogramm von MAFIA nicht

in der Lage war, die Tunejump-Geometrie zu bearbeiten. Kleinste Geometrieigenschaften können hier bereits dazu führen, das der Lösungsalgorithmus nicht konvergiert.

Induktivität

Wichtig für die Dimensionierung der Netzgeräte war es, die Induktivität der Magnete im Vorfeld zu bestimmen. Hierzu wurden verschiedene Rechnungen angestellt. Wie sich nach der Vermessung der fertigen Magnete zeigte, sind diese Rechnungen nur bedingt verlässlich, da Abweichungen um bis zu 50% festgestellt wurden.

Für einen idealen Panofsky-Quadrupol läßt sich der Feldgradient, die Energiedichte sowie die Induktivität aus einfachen analytischen Formeln angeben [40]: Mit den Größen N , der Anzahl der Windungen pro Pol ($N=2$), l , der Länge des Magneten, sowie a und b , den inneren Halbmessern des Jochs ($a=b=35$ mm) und $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, gelten die Zusammenhänge

$$\left| \begin{array}{lll} \text{Feldgradient:} & \frac{\partial B_y}{\partial x} = \mu_0 \frac{N}{ab} I & = 1,026 \frac{T}{m} \\ \text{Induktivität:} & L = \frac{4}{3} \mu_0 N^2 \frac{a^2 + b^2}{ab} l & = 6,7 \mu\text{H} \\ \text{Gespeicherte Feldenergie:} & E = \frac{L}{2} I^2 & = 0,838 \text{ J} \end{array} \right|$$

Diese Abschätzungen wurden mit den numerischen Ergebnissen verglichen, die mit den 2D- und 3D-Simulationen mit MAFIA gewonnen wurden. Aus der statischen Magnetfeldverteilung läßt sich die Energiedichte berechnen, und über das ganze Volumen integriert, ergibt sich die gesamte im Feld gespeicherte Energie.

Für die 2D-Berechnung wurde die Energiedichte über die beiden Dimensionen integriert. Daraus ergibt sich die eindimensionale Energiedichte $w = 1,727 \frac{J}{m}$, und daraus konnte für den gesamten Magneten die gesamte im Magnetfeld gespeicherte Energie zu $E_{tot} = 0,8637$ J bestimmt werden. Dies entspricht einer Induktivität von $L = 6,91 \mu\text{H}$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den analytischen Formeln.

Bei der 3D-Berechnung konnten auch Spulenköpfe berücksichtigt werden, die einen erheblichen Anteil an der Feldenergie haben.

Zwei unterschiedliche Berechnungsmethoden ergeben einerseits $E_{Htot} = 1,75$ J und andererseits $E_{Btot} = 1,31$ J. Über die Beziehung

$$E = \frac{1}{2} L I^2$$

kann man so die Induktivität errechnen. Es ergibt sich $L_H = 14 \mu\text{H}$ bzw. $L_B = 10,4 \mu\text{H}$. Die Berechnung über die Energiedichte gilt natürlich nur für den statischen Fall.

4.11. Impedanzmessungen

Im Vergleich zu den Messungen mit MULTISKIN und MAFIA wurden die Induktivität, der Widerstand (und der Feldgradient) in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen, als ein erster Prototyp, bzw. zum Schluß die eigentlichen Quadrupole, fertig waren.

In den Abb. 38 sieht man die mit MULTISKIN berechneten Abhängigkeiten, eine Messung an einem 10 cm langen Panofsky-Prototyp ansonsten fast identischer Bauart und die gemessene Abhängigkeit an einem fertigen Magneten der vollen Länge (50 cm).

Man sieht, daß im Bereich kleiner Frequenzen die Steigung der Kurve ganz gut von den Rechnungen wiedergegeben wird. Deutlich erkennt man eine Verschiebung auf der y-Achse, da sowohl Widerstand als auch Induktivität offenbar insgesamt größer sind als die Rechnung ergibt¹. Dies liegt zum einen daran, daß die Spulenköpfe in dieser Rechnung nicht berücksichtigt wurden, die einen nicht unerheblichen Anteil an Widerstand (sie machen 23% der Gesamtleitlänge aus) und

¹Der nur 10 cm lange Prototypmagnet hat naturgemäß eine kleinere Impedanz.

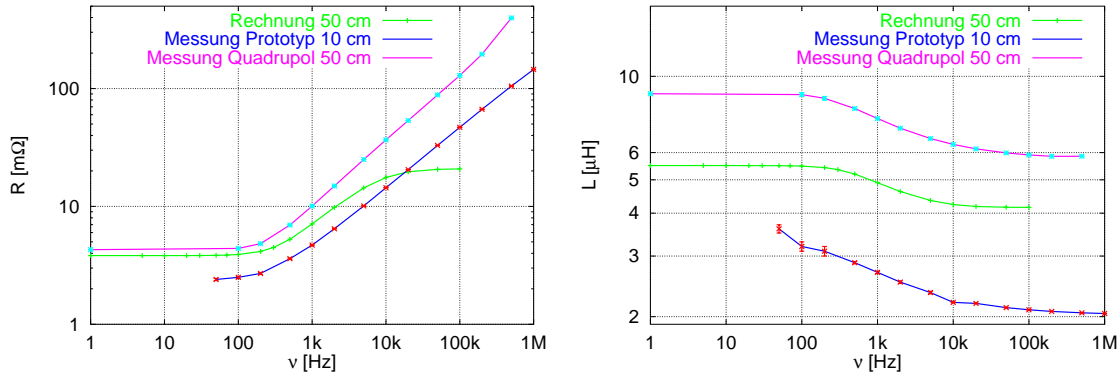


Abbildung 38: Abhängigkeiten des Widerstands und der Induktivität von der Frequenz

Induktivität haben. Andererseits wurden die Lötstellen an den Leitern nicht erfaßt, die evtl. zu einer leichten Vergrößerung des Ohmschen Widerstands führen können, da das verwendete Lot eine schlechtere Leitfähigkeit hat als Kupfer. Die statischen dreidimensionalen Rechnungen mit MAFIA haben die Induktivität jedoch um bis zu 50% überschätzt. Offenbar ist die Modellierung der Leiter mit dünnen Filamenten keine gute Näherung.

Vergleiche

Die pseudo-dreidimensionalen Rechnungen in erster Näherung für die Ferrite mit MULTISKIN ergaben eine Induktivität von $L = 5,5 \mu\text{H}$ (ohne Berücksichtigung der Spulenköpfe). Dieser Wert sollte sich unter Berücksichtigung weiterer Spiegelstromordnungen noch etwas nach oben korrigieren. Dann ist er etwa in Übereinstimmung mit den Abschätzungen aus den analytischen Formeln und den zweidimensionalen Rechnungen mit MAFIA.

Der tatsächlich gemessene Wert der Induktivität für die Quadrupole liegt mit etwa $(9,0 \pm 0,1) \mu\text{H}$ in dem zu erwartenden Bereich zwischen den zweidimensionalen und dreidimensionalen Rechnungen. Offenbar werden die wahren Verhältnisse von dem dreidimensionalen Modell in MAFIA etwas überschätzt. Eine genaue Berechnung ist also äußerst schwierig.

Die Anteile der Spulenköpfe können nur schlecht erfaßt werden. Aus den Meßwerten für den kleinen (10 cm) Prototypen und für den langen (50 cm) Quadrupol, die die gleichen Spulenköpfe haben, kann man diesen Anteil abschätzen.

Aus dem Vergleich ($L_{\text{kurz}} = 3,6 \mu\text{H}$, $L_{\text{lang}} = 9,0 \mu\text{H}$) der beiden Messungen für kleine Frequenz, die sich zusammensetzen aus einem Induktivitätsanteil pro Länge innen und dem Anteil der Spulenköpfe

$$L = L_{\text{Kopf}} + l \cdot (L/l)_{\text{innen}} \quad ,$$

ergibt sich eine Induktivität pro Länge von $(L/l)_{\text{innen}} = 13,5 \frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$ und ein Anteil für die Spulenköpfe von $L_{\text{Kopf}} = 2,25 \mu\text{H}$ in den Spulenköpfen.

Der Wert für das Innere der Magneten ist in hervorragender Übereinstimmung mit den analytischen Formeln und zumindest noch in guter Übereinstimmung mit den zweidimensionalen Berechnungen mit MAFIA. Diese ergeben $(L/l)_{\text{Formel}} = 13,4 \frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$ und $(L/l)_{\text{2D-MAFIA}} = 13,8 \frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$.

Das Hauptproblem bei der Vorhersage der Induktivität für solche Magnete ist die Abschätzung des Spulenkopfanteils. Die dreidimensionalen Rechnungen basierten also auf einem zu groben Modell. Sie ergaben $(L/l) = 7,94$ bis $10,54 \frac{\mu\text{H}}{\text{m}}$ und $L_{\text{Kopf}} = 2,55$ bis $3,54 \mu\text{H}$.

5. Feldvermessungen

Abschließend wurde das Feld der Tunejump-Quadrupole mit verschiedenen Methoden vermessen. Die gemessenen Absolutwerte und Feldverteilungen stimmen gut mit den vorausgerechneten Werten überein.

Da zu diesem Zeitpunkt die gepulsten Netzgeräte mit 500 A Stromamplitude noch nicht zur Verfügung standen, wurde ein Netzgerät verwendet, welches Ströme bis max. 150 A und 8 V zur Verfügung stellen kann, die über einen Steuereingang beliebig moduliert werden können. (Diese Art Netzgeräte werden in ELSA für den Betrieb der Luftquadrupole eingesetzt, die den Arbeitspunkt für die Extraktion auf eine drittelzahlige Resonanz fahren.)

Die Netzgeräte haben eine Bandbreite von 5 kHz [39] — je nach Amplitude ist eine Messung bis zu 15 kHz möglich. Die Strommessung erfolgte über den Spannungsabfall an einem $5 \text{ m}\Omega \pm 0,5\%$ Meßwiderstand aus Manganit.

Zunächst wurden statisch der Widerstand des Magneten und mit einer Hall-Sonde der Feldgradient im Innern bestimmt. Der so bestimmte Widerstandswert stimmt mit $(4,298 \pm 0,001) \text{ m}\Omega$ gut mit den zuvor in der frequenzabhängigen Messung bestimmten Werten überein.

Für die frequenzabhängigen Messungen wurde der Strom mit einer Amplitude von 50 A und bei einem Gleichstromanteil von 70 A moduliert. Mit einer Hall-Sonde wurde die Abhängigkeit des Feldgradienten von der Frequenz vermessen. Diese Messung lieferte jedoch nur in einem Frequenzbereich zwischen 30 Hz und 500 Hz verlässliche Werte, so daß außerdem eine Messung mit einer Pick-Up-Spule vorgenommen wurde. Zur Verstärkung des von dieser Spule erzeugten Signals wurde ein Lock-In-Verstärker verwendet, der jedoch in der vorhandenen Ausstattung nur einen Meßbereich bis 1 kHz hatte, was die Messung deshalb auch auf einen relativ kleinen Meßbereich einschränkte. Ein anderer Verstärker war nicht verfügbar.

Schließlich wurden weitere Messungen mit der Pickup-Spule auf einem im Rahmen dieser Arbeit gebauten Feldvermessungs-Scanner gemacht, der eine dreidimensionale Vermessung der transversalen und longitudinalen Magnetfeldkomponenten in Zylinderkoordinaten erlaubt. Die Absolut Eichung erfolgte dabei über die mit der Hall-Sonde gefundenen Werte.

5.1. Messung des Feldgradienten

Mit einer Holzschablone, die in der Apertur des Magneten plaziert wurde, und in die in Abständen 0, 10 und 20 mm von der Symmetrieachse Löcher gebohrt waren, ließ sich die Hall-Sonde auf etwa 0,3 mm genau positionieren und ausrichten.

Für verschiedene Erregerströme konnte so an diesen Positionen das Magnetfeld bestimmt werden und daraus der Gradient (siehe Abb. 39).

Diese Messung ergab einen Gradienten von $(2,248 \pm 0,005) \frac{\text{mT}}{\text{m}\cdot\text{A}}$, dies entspricht einem Feldgradienten von $(1,1241 \pm 0,0025 \pm 0,01) \frac{\text{T}}{\text{m}}$ bei 500 A. Es zeigt sich eine kleine Abweichung vom berechneten Wert von $1,16 \frac{\text{T}}{\text{m}}$ (vergleiche Kap. 4.4). Die Messung enthält möglicherweise systematische Fehler, wie ungenaue Eichung der Hall-Sonde und leichte Verkippung bei der Ausrichtung. Letzteres führt zu einer systematischen Verkleinerung des Wertes (z.B. bei einer Verkippung von 8° zu einer Verringerung um 1%).

Die frequenzabhängige Messung des Gradienten konnte nicht mit der Hall-Sonde gemacht werden, da diese nur in einem sehr eingeschränkten Meßbereich zuverlässige Werte liefert. Stattdessen wurde mit der Pickup-Spule die Feldstärke an einer beliebigen Position im Innern des Magneten in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen. Da die Linearität des Feldes bei höheren Frequenzen im Innenbereich nicht wesentlich beeinträchtigt wird (wie die Rechnung als auch eine Multipolanalyse bei verschiedenen Frequenzen bestätigt, siehe Kapitel 5.3), zeigt der Feldgradient den gleichen Verlauf. Zur genauen Bestimmung des Stroms wurde ein Meßwiderstand eingesetzt, der zuvor mit

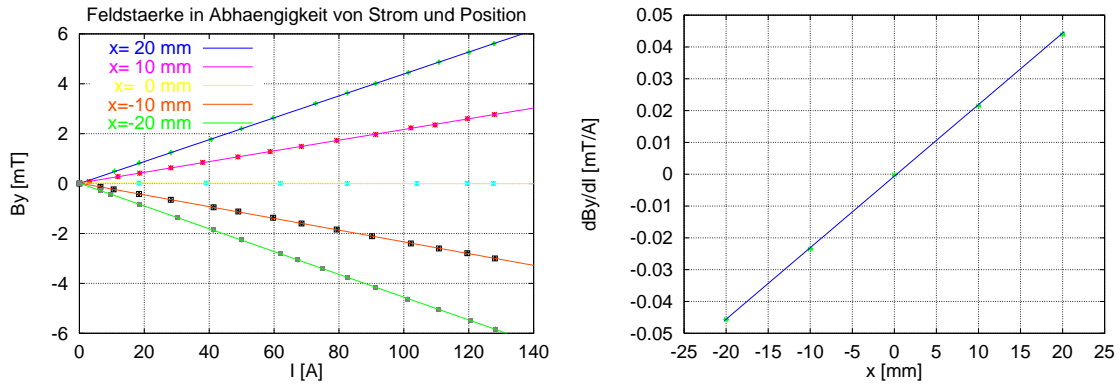


Abbildung 39: Messung des Feldgradienten im Innern des Magneten als Funktion des Stroms und des Ortes

dem LRC-Meßgerät ebenfalls frequenzabhängig vermessen wurde. Durch seinen Aufbau beginnt das Ansteigen seines Ohmschen Widerstands erst bei relativ hohen Frequenzen. Bis zu 2 kHz ist er konstant, bei 10 kHz von 5 auf 6 m Ω angestiegen.

Die Meßergebnisse sowie die mit MULTISKIN berechnete Kurve (aus Kap. 4.10) zeigt Abb. 40. Es konnte wegen des eingeschränkten Meßbereichs des Lock-In-Verstärkers nur der Bereich bis 1 kHz vermessen werden.

In dem vermessenen Bereich stimmen die Ergebnisse gut mit der Berechnung überein. Außerdem tat das der Verlauf der Induktivität, die auch bei höheren Frequenzen gemessen wurde, so daß angenommen werden darf, daß die Rechnung auch in einem Bereich mit höheren Frequenzen das Verhalten noch einigermaßen gut beschreibt.

5.2. Messung der Feldverteilungen

Für die Messung der Feldverteilung wurde eine Methode mit fester Spule bei moduliertem Feld verwendet. So kann prinzipiell auch der Einfluß des Skin-Effekts in einem relativ weiten Bereich untersucht werden, wenn ein passender Lock-In-Verstärker eingesetzt wird. Alle Messungen wurden zunächst bei einer Modulationsfrequenz von 50 Hz aufgenommen.

Im Prinzip funktioniert die Messung so: Mit einer speziellen Mechanik [39], wird eine kleine Spule mit etwa 500 Windungen in konzentrischen Kreisen um die Symmetrieachse des Magneten gefahren. Hierbei bleibt die Orientierung der Spule im Raum dank einer speziellen Übersetzung immer fest, so daß die Komponenten B_x und B_y (und natürlich auch B_z) getrennt gemessen werden können. Der Radius ist hierbei veränderlich, so daß ein weiter Bereich im Innern des Magneten vermessen werden kann. Mit der Apparatur können auch die Streufelder beim Eintritt bzw. Austritt aus dem Quadrupol gemessen werden. Hierbei wird das Signal der Spule in einem Lock-In-Verstärker verstärkt, in Abhängigkeit von Drehwinkel und dem Radius ausgewertet und in Multipolkomponenten zerlegt. Die so gewonnenen Daten für die Feldqualität können dann mit den Rechnungen verglichen werden.

Aufbau der Meßanordnung

Die Magnete werden auf einer speziellen Halterung senkrecht gestellt, so daß die Mechanik mit der Meßspule von oben ebenfalls senkrecht in die Apertur hineingefahren werden kann. Dies hat den Vorteil gegenüber einem horizontalen Aufbau, daß der Arm der Meßsonde nicht durchhängt und so Positionierungsfehler vermieden werden können. Nachteilig ist, daß so ohne größere Umbau-

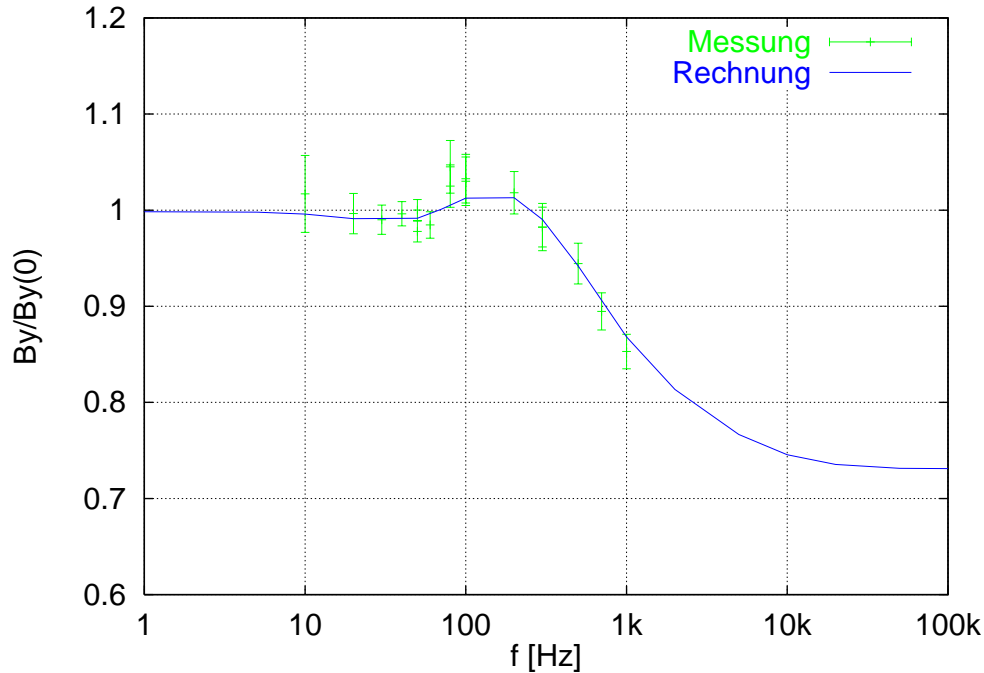


Abbildung 40: Berechnete und gemessene y-Komponente des Magnetfelds im Innern des Magneten bei $x=10$ mm und $y=0$ mm in Abhängigkeit von der Frequenz des modulierten Stroms relativ zum statischen Wert.

arbeiten nur ein Spulenkopf vermessen werden konnte. Wegen des erwarteten unsymmetrischeren Verlaufs des Feldes wurde der Kopf mit den Stromanschlüssen gewählt. Der andere Spulenkopf sollte geringere Störfeldkomponenten haben.

Die Quadrupolachse wird anhand der auf dem Quadrupol angebrachten Justiermarken und einer Wasserwaage mit der Sondendrehachse in Übereinstimmung gebracht. Eine Positioniergenauigkeit des Nullpunktes von $\pm 0,5$ mm kann so erreicht werden. Da die Spule einen Radius von etwa 2 mm hat, sollte das ausreichen.

Die R - ϕ -Mechanik befindet sich auf einem Schlitten, mit dem die z -Position auf etwa $30 \mu\text{m}$ genau eingestellt werden und auf $5 \mu\text{m}$ genau abgelesen werden kann. Steuerung und Auslese übernimmt ein PC.

Die Winkelberechnung erfolgt ebenfalls mit diesem PC. Ein Gleichlaufmotor mit Getriebe dreht die Apparatur mit konstanter Geschwindigkeit im Kreis. Eine Lichtschranke mißt den Nulldurchgang bei jedem Umlauf, der PC berechnet daraufhin jeweils die aktuelle Umlaufgeschwindigkeit. Aus der seit dem letzten Nulldurchgang vergangenen Zeit berechnet er die aktuelle Winkelposition. Lediglich der Radius muß manuell eingestellt werden. Hier konnte kein Motor eingesetzt werden, da die Mechanik dafür keinen Platz vorsieht. Eine Justierschraube (leider mit etwas Spiel) erlaubt eine Einstellung auf etwa $100 \mu\text{m}$ genau.

Größte Unsicherheiten sind also eher die absolute Positionierung des Magneten zum Scanner. Mit den hier verwendeten recht primitiven Hilfsmitteln werden systematische Unsicherheiten von $\Delta\phi = 2^\circ$ (wegen der schwierigen Ausrichtung der Spulenachse), $\Delta r = 0,2$ mm (Unsicherheit im Auffinden der Quadrupolachse, Ausrichtung derselben parallel zur z -Achse etc. ...) und $\Delta z = 0,2$ mm angenommen.

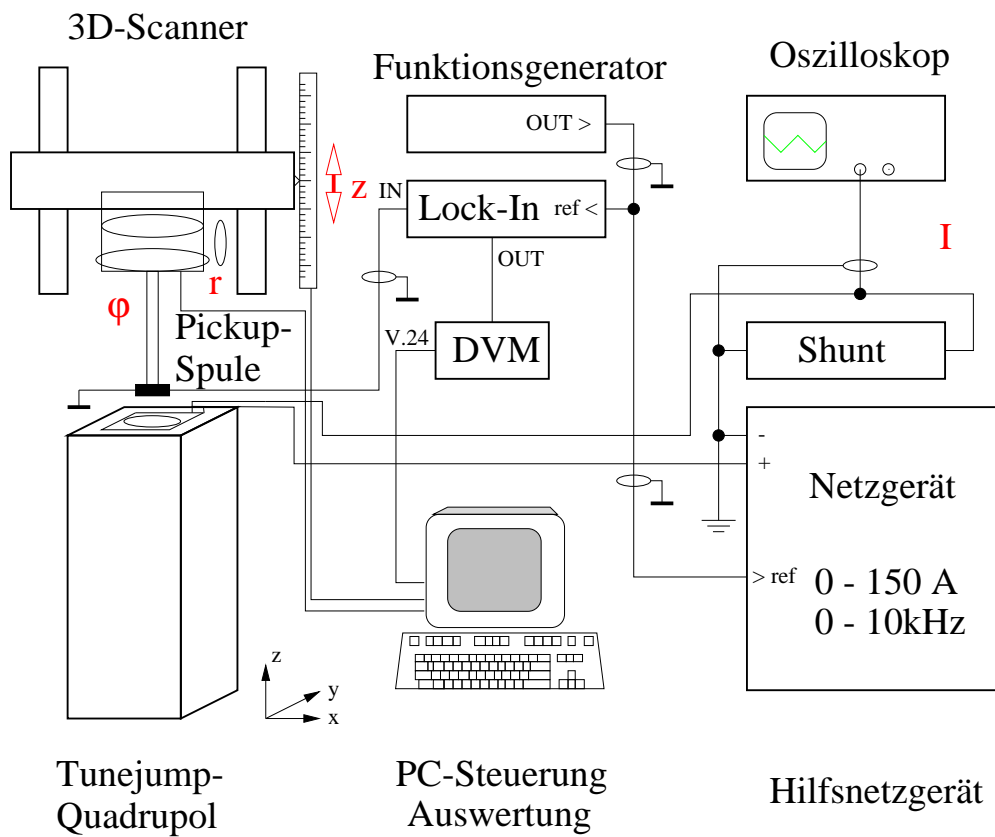


Abbildung 41: Versuchsanordnung zur Bestimmung der Feldverteilung der Magnete

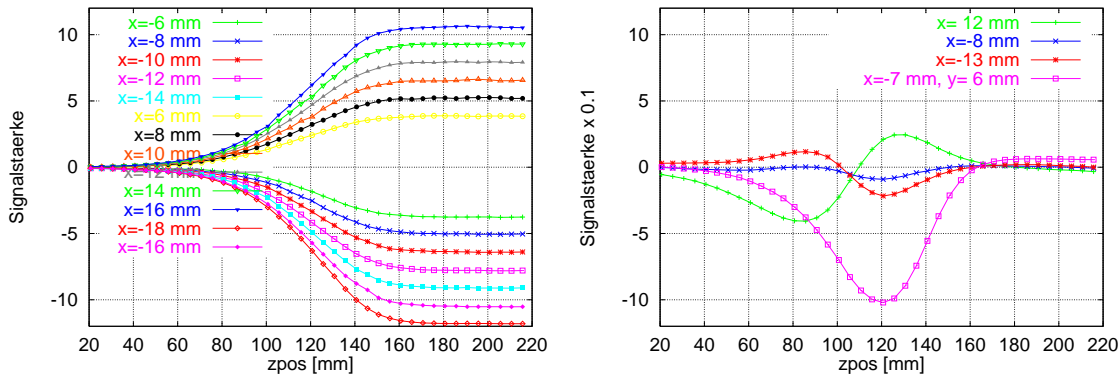


Abbildung 42: Transversale und longitudinale Feldkomponente in Abhängigkeit von der Z-Position

Bestimmung der effektiven Feldlänge

Zur Bestimmung der effektiven Feldlänge wurde für verschiedene x-Positionen bei $y=0$ mm die Abhängigkeit der zur Feldstärkekomponente B_y proportionalen Signalstärke der Meßapparatur aufgenommen. Die Abb. 42 zeigt den Verlauf. Die Gehäusekante des Magneten befindet sich bei $z_{pos}=120,7$ mm und die Ferritkante bei $z_{pos}=140,7$ mm.

Durch einfache Integration der Kurven ergibt sich eine effektive Feldendeposition $z_{ende} = (111,7 \pm 2)$ mm und damit für die halbe effektive Feldlänge (279 ± 2) mm. Zum Vergleich: die MAFIA-Rechnung ergab für diesen Spulenkopf eine effektive halbe Feldlänge von 277,5 mm. Der kleine Unterschied kann durch die in der 3D-Berechnung mit MAFIA nicht berücksichtigte endliche Leiterdicke (= 4 mm) bedingt sein.

In Unkenntnis der Feldverteilung für den anderen Spulenkopf wird die Messung mit dem von MAFIA berechneten Feldverlauf verglichen — diese effektive halbe Feldlänge ist 271,0 mm, also um 6,5 mm kleiner als die für Spulenkopf 2, der ja eine doppelte Leiterlage besitzt. Setzt man für die Messung ebenfalls diesen Unterschied an, so ergibt sich abschließend für die gesamte effektive Feldlänge:

$$l_{eff} = (551,5 \pm 3) \text{ mm}$$

im Vergleich zum berechneten Wert von

$$l_{eff} = 548,5 \text{ mm}$$

Mit Kenntnis des in der statischen Messung bestimmten Feldgradienten kann anhand der Signalstärke für die transversale Magnetfeldkomponente im Innern des Magneten in Abhängigkeit vom Radius das Magnetfeldmeßgerät geeicht werden: Eine Signalstärke (= der vom Digitalmultimeter angezeigten Spannung in Volt für den Meßbereich 3 mV des Lock-In-Verstärkers) von 1 entspricht $(1,712 \pm 0,008)$ mT bei einer Stromstärke von 500 A.

Bestimmung der Randfeldverteilung

Die Randfeldverteilung wurde für den Spulenkopf mit den Stromanschlüssen bestimmt (Spulenkopf 2). Hierzu wurden sowohl die transversale als auch die longitudinale Magnetfeldkomponente bis zu Radien von 55 mm vermessen.

Auch hier werden die Berechnungen bestätigt: Auf der Symmetrieachse verschwindet die longitudinale Feldkomponente. Es ist eine Unsymmetrie, bedingt durch die Spulenanlüsse, zu sehen. Die teilweise Kompensation der longitudinalen Felder durch die gegenläufigen Stromrichtungen in

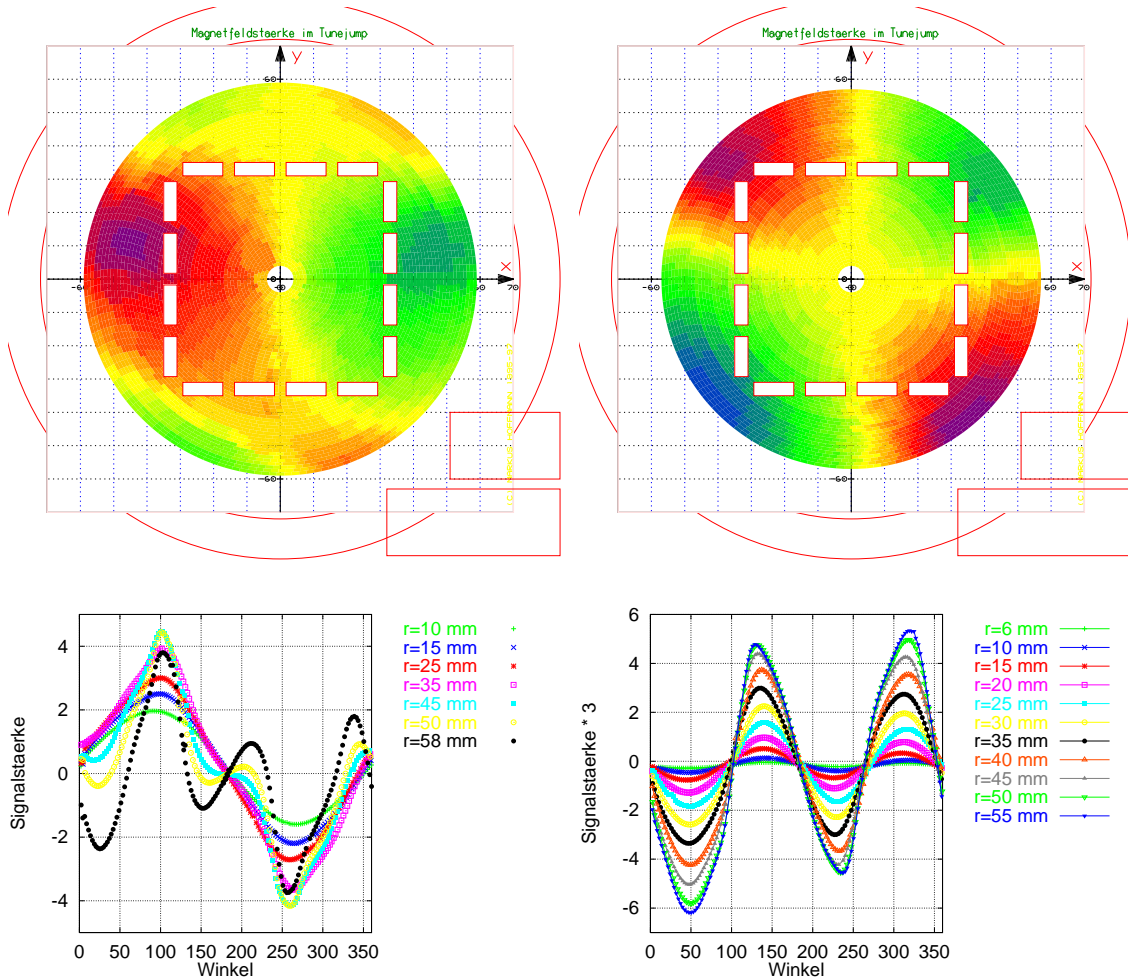


Abbildung 43: Gemessene transversale (B_y) und longitudinale Feldkomponente in Abhängigkeit von Radius und Winkel bei z -Position 85 mm, in 10 mm Entfernung von der äußeren Ebene des Spulenkopfes

den Spulenkopfebenen funktioniert. Lediglich in den vier kleeblattartigen Restschleifen gibt es lokal eine größere longitudinale Feldkomponente.

Die Grafiken in Abb. 43 zeigen eine transversale und die longitudinale Feldkomponente in Abhängigkeit von Radius und Winkel für eine z -Position dicht an der äußeren Leiterebene des Spulenkopfes ($z = 85$ mm).

Bestimmung der Feldqualität im Innern des Magneten

Ein direktes Maß für die Feldqualität sind, wie in Kapitel 4.4 erläutert, die Multipolkoeffizienten. Diese wurden nun im Innern des Magneten aus der gemessenen Magnetfeldkomponente $B_y(r, \Phi)$ für verschiedene Entwicklungsradien bestimmt. Abb. 44 gibt hier eine Übersicht über den vermessenen Bereich.

Die störenden Multipolkomponenten sind — wie schon nach der Berechnung in Kapitel 4.4 zu erwarten war — so klein, daß sie von der Meßapparatur nicht mehr aufgelöst werden. So kann lediglich eine obere Schranke angegeben werden.

Die Multipolkomponenten a_m und b_m (siehe Kap. 4.4) sind die Amplituden der $\sin((m - 1)\Theta)$

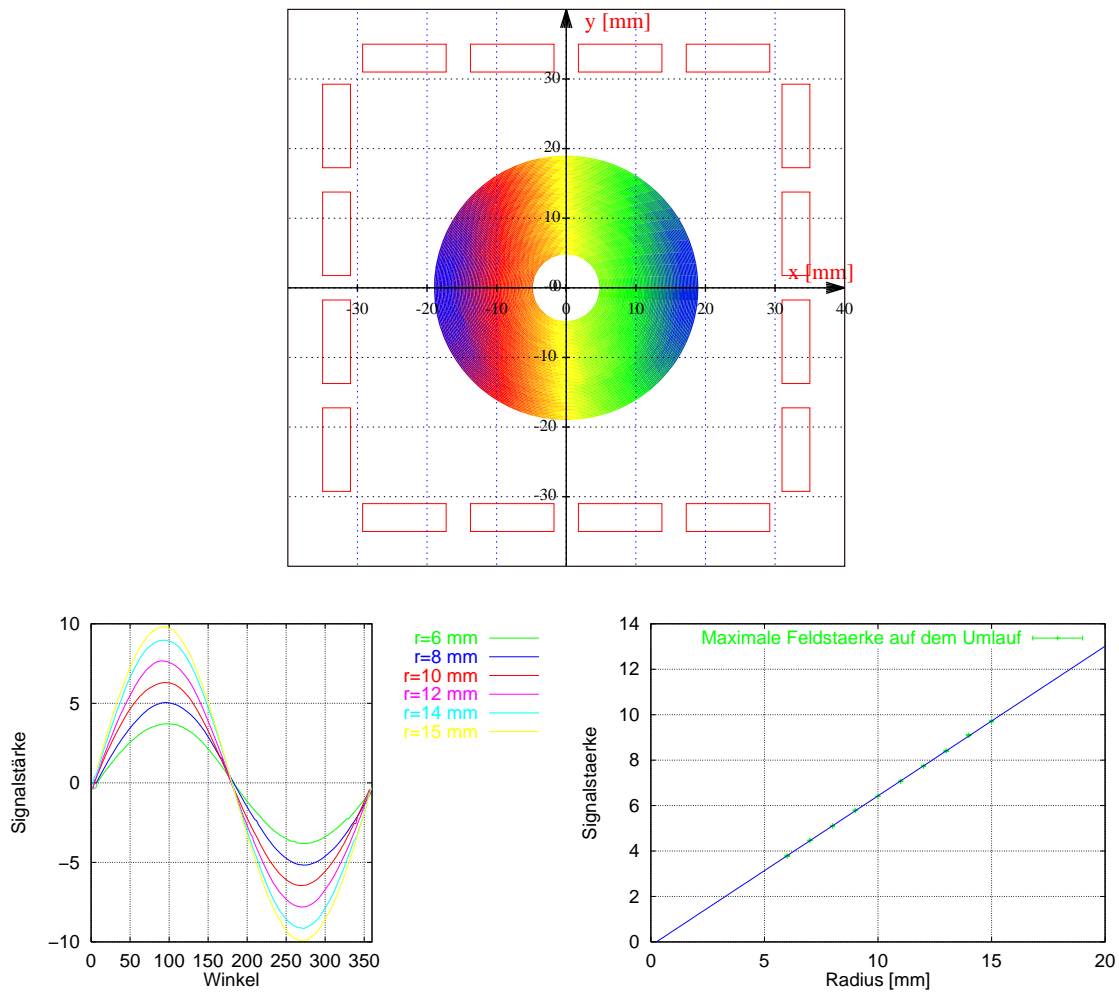


Abbildung 44: Gemessene transversale Feldkomponente (B_y) in Abhängigkeit von Radius und Winkel im Innenbereich des Magneten (bei z-Position 210 mm)

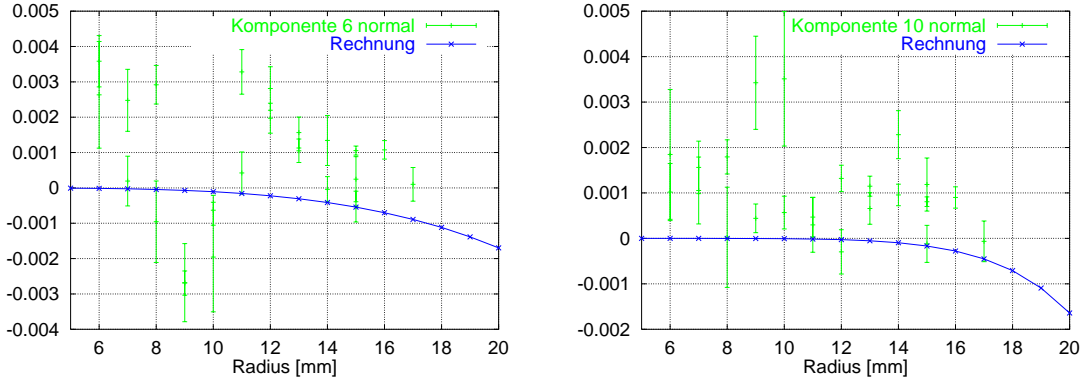


Abbildung 45: Gemessene Multipolkomponenten mit Fehlern in Abhängigkeit vom Radius im Innenbereich des Magneten im Vergleich zur MAFIA Rechnung

bzw. $\cos((m-1)\Theta)$ -Anteile, normiert auf die Hauptkomponente, also auf die Amplitude des Quadrupolfeldanteils ($m=2$) einer Feldkomponente.

Die Multipolkomponenten wurden folgendermaßen bestimmt:

Zunächst wird eine Funktion

$$f_1(\Theta) = a_2 \sin(b\Theta + c) + d$$

in einem mehrdimensionalen Fit an die Daten $B_y(r = \text{const}, \Theta)$ gefittet. Man erhält so die absolute Quadrupolkomponente a_2 und einen Offset d , in dem im Prinzip die Dipolkomponente enthalten wäre. Da aber dieser Wert hauptsächlich von Justagefehlern bestimmt ist, kann die Dipolkomponente mit diesem Verfahren nicht gemessen werden, da man die Versetzung von der Quadrupolachse praktisch nicht genau auf Null justieren kann. Mit b wird die Umlaufperiode bestimmt, dies geschieht zur Sicherheit, falls die Winkelzählung einmal nicht hundertprozentig 360 Grad pro Umlauf zählen sollte. Mit c wird die Anfangsphase bestimmt. Anschließend wird die Funktion $f(\Theta)$ von den Daten abgezogen.

Zur Kontrolle wird nun b_2 bestimmt durch Anpassung einer Funktion

$$g_2(\Theta) = b_2 \cos(b\Theta + c) \quad .$$

Es werden nun immer die anfangs bestimmten Größen b und c verwendet. Diese so bestimmte „skew“-Quadrupolkomponente b_2 sollte nun gleich Null sein, da die Phase ja schon im Fit für die Komponente a_2 zu Null gesetzt wurde. Die „skew“-Quadrupolkomponente ist damit eine weitere so nicht bestimmbar Größe.

Alle anderen Komponenten können nun jedoch durch einen jeweiligen Fit mit Funktionen

$$f_m(\Theta) = a_{m+1} \sin(m(b\Theta + c))$$

und

$$g_m(\Theta) = b_{m+1} \cos(m(b\Theta + c))$$

und anschließendem Abziehen der gefundenen Funktionen von den Daten iterativ bestimmt werden.

Schließlich bleibt als Rest von den Daten nur noch ein Rauschen übrig, aus dem sich keine weiteren Multipolkomponenten mehr bestimmen lassen.

Eine Fehlerabschätzung kann anhand des verbliebenen Rauschens gemacht werden, da man annehmen darf, daß dieses Rauschen mit der gleichen Amplitude über das ganze Spektrum gleichmäßig

verteilt ist, also auch zu Schwankungen der bestimmten Multipolkomponenten beiträgt. Aus diesem Grund wird letztlich der Mittelwert der Absolutbeträge des Restdatenspektrums berechnet.

Abb. 44 zeigt den gemessenen Verlauf der Magnetfeldkomponente $B_y(r, \Theta)$ für verschiedene Radien in Abhängigkeit vom Winkel in beliebigen Einheiten.

Abb. 45 zeigt schließlich die oberen Schranken für die Komponenten 6 und 10 in Abhängigkeit vom Radius. Hierbei zeigt sich eine durch die Empfindlichkeit der Apparatur begrenzte, im Verhältnis zu den zu messenden Komponenten recht große, Streuung. Störend sind hauptsächlich mechanische Schwingungen der Meßapparatur und zeitliche Schwankungen des Lock-In-Verstärkers. Aber allein durch die Auflösung des Digital-Voltmeters wird die Auflösung auf günstigstenfalls $3 \cdot 10^{-4}$ begrenzt. Man erkennt, daß die höheren Multipolkomponenten für alle untersuchten Radien kleiner als die Meßgenauigkeit sind.

Die nach der Rechnung zu erwartenden Größen sind noch um etwa einen Faktor zehn kleiner. Eine Verbesserung der Meßapparatur um diesen Faktor war jedoch mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht möglich.

5.3. Feldqualität bei 1 kHz

Wie nach den Rechnungen bereits zu erwarten war, ändert sich die Feldqualität mit der Frequenz nur gering. Die Messungen konnten die Rechnungen nur bis zu einer Frequenz von 1 kHz überprüfen. Alle höheren Multipolkomponenten liegen in diesem Frequenzbereich unterhalb der Auflösungsgrenze der Meßapparatur. Dies heißt insbesondere, daß bis zu dieser Frequenz alle Komponenten kleiner als 2 Promille im Verhältnis zur Quadrupolkomponente sind. Eine genauere Aussage ist auch hier nicht möglich, allenfalls wird den Berechnungen nicht widersprochen. Für die Anwendung als Tunejump-Magnete zur Querung der intrinsischen Resonanzen ist eine Feldqualität, bei der die Störkomponenten kleiner als die durch die Messung bestimmte Schranke von $2 \cdot 10^{-3}$ liegen, vollauf ausreichend, solange sie auch im Frequenzbereich bis einige 10 kHz in dieser Größenordnung bleiben, was von den Rechnungen bestätigt wird.

5.4. Vergleich mit den Rechnungen

Abschließend läßt sich sagen, daß die Messungen keinerlei Überraschungen brachten. Sie sind durchweg mit den Vorausberechnungen in Übereinstimmung.

Lediglich bei den dynamischen Variablen Induktivität und Widerstand zeigten sich größere Abweichungen zu den Rechnungen. Sowohl Messungen als auch Rechnungen hierzu gestalteten sich jedoch recht schwierig. Außerdem konnten nicht alle technischen Seitenaspekte berücksichtigt werden, wie z.B. die Leiterbreite bei der Berechnung der Induktivität.

Die Frequenzabhängigkeiten konnten in den Berechnungen sowie letztlich auch in den Messungen nicht für sehr hohe Frequenzen mit genügender Genauigkeit durchgeführt werden. Dort, wo sie möglich waren, zeigt sich jedoch eine gute Übereinstimmung im Verlauf der frequenzabhängigen Größen.

Die Randfeldverteilungen konnten in einem dreidimensionalen Modell mit MAFIA berechnet werden. Die vermessene Feldverteilung ist der berechneten sehr ähnlich. Vollständige Übereinstimmung wird nicht erreicht, allerdings ist ein direkter Vergleich bei den Randfeldern dicht an den Spulenköpfen auch gar nicht möglich, da die Rechnungen die Leiterdicke nicht berücksichtigen konnten.

6. Zusammenfassung und Ausblick

An der Beschleunigeranlage ELSA der Universität Bonn soll ein polarisierter Elektronenstrahl mit mindestens 30% Polarisationsgrad bei 3,5 GeV eingerichtet werden.

Eine der Hauptschwierigkeiten ist neben dem Bau einer geeigneten Elektronenquelle die Anpassung des Magnetings, derart, daß die Polarisation beim Durchqueren von depolarisierenden Resonanzen während des Beschleunigungsprozesses nicht verringert wird. Hierzu werden geeignete Gegenmaßnahmen getroffen, insbesondere wurden im Rahmen dieser Arbeit sogenannte Tunejump-Magnete realisiert, die das nahezu verlustfreie Kreuzen speziell der intrinsischen Resonanzen ermöglichen sollen.

Ziel der Arbeit war es, solche Tunejump-Magnete für den Einsatz im ELSA-Beschleuniger zu konstruieren, zu bauen und zu vermessen. Dazu wurden die 1996 von T. Toyama und C. Steier begonnenen Studien zum Bau der Sprungquadrupole für ELSA aufgegriffen, umfangreiche Simulationen zu möglichen Entwürfen der Magnete durchgeführt und auch das dynamische Verhalten untersucht. Die technische Konstruktion des Magnetgehäuses, der Spule und des Vakuumsystems wurde ausgearbeitet. Mit dem Bau wurden die beiden Werkstätten des Physikalischen Instituts und verschiedene Firmen beauftragt. Die Magnete wurden schließlich im Rahmen dieser Arbeit zusammengebaut, ihre elektrischen Parameter bestimmt und mit den Berechnungen verglichen. Schließlich wurde die Feldverteilung mit einem im Rahmen dieser Arbeit gebauten Feldvermessungsgerät vermessen.

Es wurden die Effektivität, Feldverteilung und Puls wiedergabe der Magnete berechnet und überprüft. Es zeigte sich, daß die Magnete die geforderten Spezifikationen einhalten und die Feldverteilung den Anforderungen entspricht.

Es ist daher vorgesehen, das Magnetsystem im Rahmen einer Mitte 1998 geplanten Umbaumaßnahme einzubauen.

Da die 120 keV Quelle für polarisierte Elektronen bereits im Sommer 1997 ihr Funktionieren beweisen konnte, darf gegen Ende des Jahres 1998 mit einem polarisierten Strahl für Maximalenergien bis 3,5 GeV bei ELSA gerechnet werden.

A. Quantenmechanische Beschreibung von Polarisationszuständen

In diesem Kapitel soll der Begriff Polarisation bei Teilchenensembeln von Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen wie Elektronen quantenmechanisch eingeführt werden [54, 48, 16]. Wie bereits erwähnt, sind quantenmechanische und klassische Beschreibung hier in einem gewissen Rahmen äquivalent.

Ein ruhendes Elektron befindet sich in einem reinen Spinzustand, der als kohärente Überlagerung der beiden Spinzustände *up* und *down* bezüglich einer beliebigen (ausgezeichneten) Richtung angegeben werden kann:

$$|\Psi\rangle = \alpha|\Psi_{up}\rangle + \beta|\Psi_{down}\rangle \quad .$$

Hierbei bilden $|\Psi_{up}\rangle$ und $|\Psi_{down}\rangle$ eine Basis des Spin-Hilbertraums des Elektrons, und es gilt $\langle\Psi_{up}|\Psi_{down}\rangle = 0$.

Für die komplexen Komponenten α und β gilt:

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad .$$

Schreibt man formal für $|\Psi_{up}\rangle =: \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ und $|\Psi_{down}\rangle =: \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, so kann man den Spinoperator \vec{S} mit Hilfe der drei Paulimatrizen ausdrücken:

$$\vec{S} = \frac{\hbar}{2}\vec{\sigma} \quad ,$$

wobei

$$\vec{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{pmatrix}; \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Der Polarisationsvektor (in diesem Fall für ein einzelnes Elektron) wird nun über den Erwartungswert des Spinoperators in diesem reinen Spinzustand definiert:

$$\frac{\hbar}{2}\vec{p} := \langle\Psi|\vec{S}|\Psi\rangle \quad .$$

Für diesen reinen Zustand stellt sich der Polarisationsvektor als dreikomponentiger Einheitsvektor dar:

$$\begin{aligned} p_x &= \begin{pmatrix} \alpha^* \\ \beta^* \end{pmatrix}^t \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \alpha^*\beta + \beta^*\alpha = 2\text{Re}(\alpha^*\beta) \\ p_y &= \begin{pmatrix} \alpha^* \\ \beta^* \end{pmatrix}^t \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = i\alpha\beta^* - i\alpha^*\beta = 2\text{Im}(\alpha^*\beta) \\ p_z &= \begin{pmatrix} \alpha^* \\ \beta^* \end{pmatrix}^t \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = |\alpha|^2 - |\beta|^2 \end{aligned} \quad (16)$$

Es sei nochmals daran erinnert, daß diese Darstellung nach wie vor von der gewählten (ausgezeichneten) Richtung *z* abhängt. Der Zustand des Elektrons wird dann durch die Koeffizienten α und β beschrieben bzw. durch die Dichtematrix

$$\rho := \Psi\Psi^\dagger = \begin{pmatrix} |\alpha|^2 & \alpha\beta^* \\ \alpha^*\beta & |\beta|^2 \end{pmatrix} \quad ,$$

dann kann \vec{p} geschrieben werden als

$$\vec{p} = \text{Spur}(\vec{\sigma}\rho) \quad .$$

Setzt man

$$\alpha =: \cos\frac{\Theta}{2} \quad \text{und} \quad \beta =: \sin\frac{\Theta}{2}e^{i\Phi}$$

mit reellen Parametern Θ und Φ , was keine Beschränkung der Allgemeinheit ist (Ein weiterer Parameter entfällt wegen der Randbedingung $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ und die relative Phase zwischen α und β darf zu Null gesetzt werden, da sie prinzipiell nicht meßbar ist.), so erhält man

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} \sin \Theta \cdot \cos \Phi \\ \sin \Theta \cdot \sin \Phi \\ \cos \Theta \end{pmatrix} .$$

Dieses Ergebnis ist die klassische Darstellung eines Einheitsvektors in Kugelkoordinaten. Man kann also mit Θ und Φ bzw. mit α und β die Orientierung von \vec{p} im dreidimensionalen Raum beschreiben. Somit ist die Äquivalenz der klassischen Beschreibung von Polarisationszuständen zur quantenmechanisch exakten für ein ruhendes Teilchen formal gezeigt. Wie weiter unten gezeigt werden wird, ist diese Gleichwertigkeit der Beschreibungen auch dann noch unter bestimmten Bedingungen gegeben, wenn man auch Wechselwirkungen mit elektromagnetischen Feldern zuläßt.

Die bisherigen Betrachtungen betrafen im wesentlichen ein einzelnes ruhendes Elektron. \vec{p} ist deshalb naturgemäß ein Einheitsvektor. Es gibt also für ein einzelnes Elektron immer eine Richtung, bezüglich der es vollständig polarisiert ist.

Bei einem Ensemble von Elektronen liegt im allgemeinen ein gemischter Spinzustand vor, der sich als inkohärente Überlagerung von reinen Spinzuständen (– wenn man so will – der einzelnen Elektronen) Ψ_1, Ψ_2, \dots mit bestimmten Wahrscheinlichkeiten w_i, w_1, \dots beschreiben läßt. Die Dichtematrix wie auch der Polarisationsvektor ergeben sich dann als statistisches Mittel der Dichtematrizen ρ_i bzw. Polarisationsvektoren \vec{p}_i der reinen Zustände:

$$\vec{p} = \sum_i w_i \vec{p}_i .$$

Zur Beschreibung von gemischten Zuständen erhält \vec{p} also eine weitere variable Eigenschaft, nämlich seine Länge. Die Länge 0 beschreibt hierbei ein unpolarisiertes Elektronenensemble.

Im Experiment werden die drei Komponenten von \vec{p} über die Asymmetrie von *spin-up*- und *spin-down*-Zuständen bezüglich der einzelnen Koordinatenachsen bestimmt¹.

$$p_{x,y,z} = \frac{N \uparrow_{x,y,z} - N \downarrow_{x,y,z}}{N \uparrow_{x,y,z} + N \downarrow_{x,y,z}}$$

Nur die Größen $|\alpha|$ und $|\beta|$ sind einer Messung zugänglich und damit nur P_z . Die Phasen bleiben verborgen.

¹Obwohl durch die drei unabhängigen Messungen jeweils eine neue z-Richtung ausgezeichnet wird, hängen die so gewonnenen neuen Koeffizienten α und β mit denen bei einer anderen Meßrichtung gewonnenen α' und β' über folgende Beziehung zusammen:

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}' = \exp\left(\frac{-i\vec{\sigma} \cdot \vec{n}\phi}{2}\right) \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\frac{\phi}{2}) - in_z \sin(\frac{\phi}{2}) & -(n_y + in_x) \sin(\frac{\phi}{2}) \\ (n_y - in_x) \sin(\frac{\phi}{2}) & \cos(\frac{\phi}{2}) + in_z \sin(\frac{\phi}{2}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \quad (17)$$

Diese Gleichung beschreibt das Transformationsverhalten bei einer Drehung um eine Achse \vec{n} um $\phi, |\vec{n}| = 1$. Man erkennt, daß sich die Koeffizienten genau so transformieren, wie man es auch klassisch von einer Drehung erwarten würde, nämlich wird z.B. bei einer 90°-Drehung um die y-Achse, die die z-Richtung auf die x-Richtung abbildet,

$\vec{e}_z \rightarrow \vec{e}_x, \vec{n} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \phi = 90^\circ$, aus einem ursprünglich in z-Richtung polarisierten Zustand $P_z = 100\%$, $\alpha = 1$,

$\beta = 0$ nach der Drehung die Polarisation in z-Richtung — wie es zu erwarten ist — verschwinden.

$\alpha' = \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha - \frac{i}{\sqrt{2}}\beta, \beta' = \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha + \frac{i}{\sqrt{2}}\beta, P_z' = |\alpha'|^2 - |\beta'|^2 = 0$.

Dreht man umgekehrt so jeweils die x und y-Koordinaten auf die z-Achse, so werden auch diese Komponenten des Polarisationsvektors einer Messung zugänglich. Eine solche Messung kann ja immer nur eine projizierende Messung der *up*- bzw. *down*-Anteile eines Zustands sein, z.B. durch eine Asymmetriemessung wie Mottstreuung (Winkelasymmetrie) oder Møllerstreuung (Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt).

Wendet man das Verfahren der Drehung bzw. Projektion auf verschiedene Achsen an, so kann man zusätzlich noch Informationen über die relative Phase zwischen α und β gewinnen, was für die Bestimmung der Komponenten P_x und P_y ausreicht. Die absolute Phasenlage bleibt prinzipiell verborgen.

Nebenbei sei noch erwähnt, daß dieses Meßverfahren bei einem einzelnen Elektron versagen muß, da dort die erste Messung seinen Zustand vollständig auf die Projektionsachse projiziert und die Informationen über die ursprüngliche Phasenlage dadurch verloren geht (Kollaps der Wellenfunktion). Nur bei einem polarisierten Teilchenensemble, also einer inkohärenten Überlagerung der Zustände kann man gleichzeitig die mittleren Werte aller drei Komponenten des Polarisationsvektors messen.

Wechselwirkung mit Magnetfeldern

Nun soll die Dynamik des Polarisationsvektors studiert werden. Offenbar kann er seine Richtung, aber auch seinen Betrag ändern. In letzterem Fall verliert der Strahl an Polarisationsgrad. Auch hier kann man die Äquivalenz von quantenmechanischer und klassischer Beschreibung aufzeigen. Betrachten wir zunächst wieder ein einzelnes Teilchen.

Der Hamiltonoperator für ein (ruhesendes) Teilchen mit Spin im Magnetfeld ist gegeben durch

$$\mathbf{H} = -\frac{e\hbar}{m_0c} \vec{\mathbf{S}} \cdot \vec{\mathbf{B}} =: -\omega \mathbf{S}_z$$

mit $\omega := \frac{e\hbar B}{m_0c}$, wenn man o.B.d.A. die z -Richtung in Richtung des Magnetfeldes legt. Hierbei ist $\frac{e\hbar}{m_0c} \vec{\mathbf{S}} =: \vec{\mu}$ das magnetische Moment des Teilchens. Üblicherweise schreibt man hierfür auch $\vec{\mu} = g\mu_B \vec{\mathbf{S}}$ mit Hilfe des Bohrschen Magnetons μ_B und dem sogenannten Landé'schen g -Faktor, der für ein Elektron fast genau den Wert 2 hat ($(g-2)/2 = 1,1596 \cdot 10^{-3}$).

Der Zeit-Translationsoperator

$$\mathbf{U}(t) := \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \mathbf{H}t\right) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \mathbf{S}_z \omega t\right)$$

hat eine ähnliche Form wie der Operator für die Rotation aus Gleichung (17), ωt spielt hier die Rolle von ϕ . Unter Verwendung der Gleichungen (16) und (17) erhält man

$$\vec{p}(t) = \begin{pmatrix} \cos \omega t & -\sin \omega t & 0 \\ \sin \omega t & \cos \omega t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{p}(t=0) \quad ,$$

also die bekannte Larmor-Präzession um die Magnetfeldrichtung.

B. Bestimmung der Resonanzstärke aus den Maschinenparametern

Das führende Magnetfeld in Synchrotrons und Speicherringen besteht hauptsächlich aus den Dipolfeldern der Ablenkmagnete sowie aus Quadrupolfeldern der Fokussierungseinrichtungen. Der Spin präzediert im Ablenkmagnetfeld um die Vertikale mit der Präzessionsfrequenz $1 + \gamma a$ pro Teilchenumlauf im Ring. Im mit dem Teilchen bewegten Koordinatensystem ist dieser Spin-Arbeitspunkt nur noch γa in Einheiten der Umlauffrequenz. In diesem System erfahren die Teilchen ein horizontal oszillierendes Magnetfeld (normiert durch B_0), welches die Spinbewegung stört. Diese Störung kann ausgedrückt werden durch (Courant-Ruth)

$$\zeta(\Theta) := (1 + \gamma a) \frac{b_R}{B_0} = -(1 + \gamma a)(\rho z'' + iz') + i\rho(1 + a)\left(\frac{z}{\rho}\right)' \quad (18)$$

ρ ist der lokale Ablenkradius, B_0 das Feld in den Ablenkfeldern und

$$\Theta(s_0) = \int_0^{s_0} \frac{ds}{\rho(s)} .$$

Hierbei beschreibt der Realteil von ζ Störungen durch Magnetfelder transversal zur Impulsrichtung und zur Führungsmagnetfeldrichtung und der Imaginärteil longitudinale Felder zur Impulsrichtung. Vertikale Magnetfelder gehen in Form von Störungen des Ablenkradius ρ ein.

$\zeta(\Theta)$ beinhaltet sowohl die Einflüsse der Quadrupole ($b_R = B_0 R z''$) als auch Einflüsse von schrägen Teilchenbahnen in Dipolen (longitudinal: $b_R = B_0 z'$, vertikal $z \frac{\rho'}{\rho}$ und horizontal $\frac{z'}{\rho}$). Der Hauptbeitrag zu der Störung kommt von den Quadrupolen und beträgt $(\frac{\partial B_x}{\partial z} z) = B_0 R z''$. Die Resonanzstärken erhält man nun hieraus durch Fouriertransformation von $\zeta(\Theta)$ nach einer Frequenz ω der Spinbewegung im lokalen System.

$$\epsilon(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \zeta(\Theta) e^{i\omega\Theta} d\Theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi R} \frac{\zeta(\Theta(s))}{\rho(s)} e^{i\omega\Theta(s)} ds \quad (19)$$

Berücksichtigt man nur den Hauptbeitrag der Quadrupole in (18), so erhält man

$$\begin{aligned} \epsilon(\omega) &\approx -(1 + \gamma a) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi R} z'' e^{i\omega\Theta(s)} ds \\ &= (1 + \gamma a) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi R} k(s) z(s) e^{i\omega\Theta(s)} ds \end{aligned} \quad (20)$$

mit der Quadrupolstärke

$$k = \frac{\frac{\partial B_x}{\partial z}}{B_0 R} = -\frac{z''}{z} .$$

Wie sich herausstellen wird, ist ω gerade der Spinarbeitspunkt

$$\omega = \gamma a = Q_{sp} = Pm \pm Q_z$$

im Resonanzfall.

Mit der Formel (19) oder (20) lassen sich die Resonanzen für einen Beschleuniger numerisch berechnen. Hierzu zerlegt man die vertikale Ablage z in einen Anteil, der von der Betatronsoszillation herrührt, sowie in einen Anteil, der durch Closed-Orbit-Störungen verursacht wird.

$$z(\Theta) = z_\beta(\Theta) + z_{cos}(\Theta)$$

mit

$$z_\beta(\Theta) = \sqrt{\beta_z(\Theta)} \varepsilon_z \cos(Q_z \Theta + \Theta_0) = \frac{\sqrt{\beta_z(\Theta)} \varepsilon_z}{2} (e^{i(Q_z \Theta + \Theta_0)} + e^{-i(Q_z \Theta + \Theta_0)})$$

wobei die vertikale Enveloppe $\sqrt{\beta_z \varepsilon_z}$ die Periodizität der Ringstruktur widerspiegelt und

$$z_{cos}(\Theta) = \sum z_k e^{ik\Theta} + c.c.$$

eine Fourierentwicklung der Closed-Orbit-Ablage ist mit Fourierkoeffizienten z_k .

Durch diese z -Ablagen bekommt das horizontale Störfeld ζ harmonische Komponenten mit $nP \pm Q_z$ und $nP \pm k$, wobei n und k ganze Zahlen sind.

MYDEPOL — ein Programm zum Berechnen der Resonanzstärken

Um die Resonanzstärken nach dem oben beschriebenen Prinzip zu berechnen, wurde ein Computerprogramm entwickelt, welches die Resonanzen für eine gegebene Beschleunigerstruktur bestimmt, welche in einem MAD-Twiss-Format vorliegt.

Dies hat den Vorteil, daß die Berechnung der Beschleunigeroptik extern vorgenommen werden kann, was das Programm für die Resonanzdepolarisation in die Lage versetzt, beliebige Beschleunigerstrukturen zu berechnen.

In Abb. 47 sieht man den so berechneten Verlauf der Resonanzstärken in Abhängigkeit von der Energie. Die Resonanzen zeigen sich deutlich durch Spitzen mit verschiedener Höhe. Die Höhe entspricht der Resonanzstärke ϵ . Wie man jedoch durch den Vergleich mit Abb. 10 sieht, stimmen die Werte nur grob mit den schon vorher mit anderen Programmen berechneten überein. In der Praxis muß man jedoch noch mindestens weitere Verfeinerungen berücksichtigen wie z.B. Emittanzabhängigkeit von der Energie und Kanteneffekte an den Magneten. Die hier verwendete „dünne Magnete“-Näherung ist somit zu einfach.

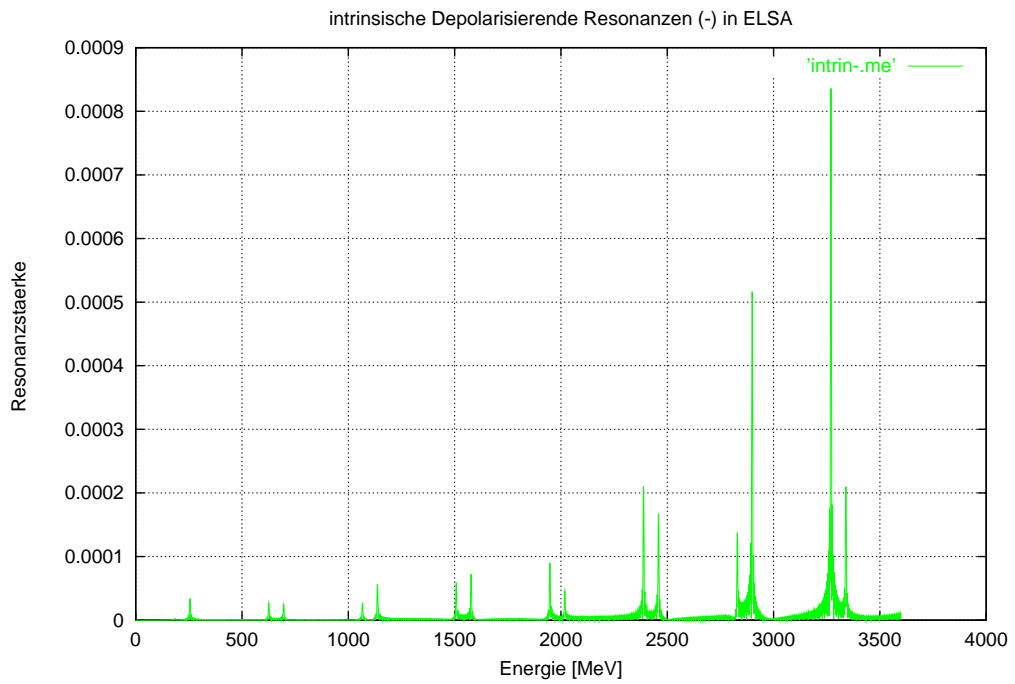


Abbildung 46: intrinsische Resonanzen bei ELSA

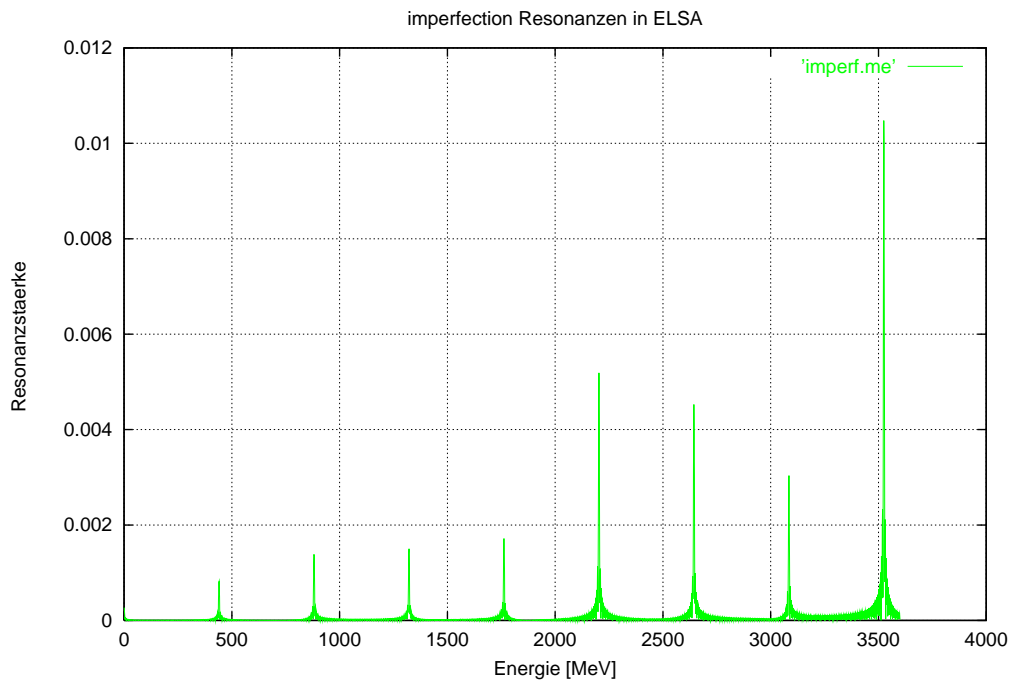


Abbildung 47: imperfection Resonanzen bei ELSA

C. Spezifikationen für die Netzgeräte der Tunejump-Magnete

Anzahl der Netzgeräte	2 (identisch)
Induktivität eines Magneten	15 μH (ohne Zuleitung)
Widerstand eines Magneten	60 $\text{m}\Omega$ (ansteigende Flanke) 4 $\text{m}\Omega$ (abfallende Flanke)
maximaler Pulsstrom	500 A (bipolar) (Umschaltung von Polarität und Amplitude von Puls zu Puls)
minimaler Pulsstrom	50 A (bipolar)
Anstiegszeit	zwischen 5 μs und 15 μs einstellbar, sofern Grenzen für Stromänderung eingehalten werden
Stromänderung (ansteigende Flanke)	5 $\text{MA/s} \leq \dot{I} \leq 50 \text{ MA/s}$
Abfallzeit	4 – 20 ms (von Puls zu Puls einstellbar)
Pulsfolge	bis zu 5 Pulse während einer Beschleunigungsphase
Tastverhältnis (nur Beschleunigungsphase)	$\leq 20 \%$
minimale Ladezeit	32 ms
Pause zwischen den Beschleunigungsphasen	$\geq 1.4 \text{ s}$
Timing-Genauigkeit	$\leq 100 \text{ ns}$ (ansteigende Flanke) $\leq 40 \mu\text{s}$ (abfallende Flanke)
Amplitudengenauigkeit	Genauigkeit des Pulswertes $\pm 1 \%$ Abweichung von linearem Verlauf $\leq 1 \%$ zwischen 10 % und 90 % des eingestellten Pulswertes (ansteigende Flanke) bzw. von Beginn bis 10 % des Pulswertes (abfallende Flanke)

Literatur

- [1] K. H. Althoff et al. *ELSA – One Year Experience with the Bonn Electron Stretcher Accelerator*, Particle Accelerators, 27:101-106, 1990
- [2] S. Nakamura, W. v. Drachenfels, D. Durek, F. Frommberger, M. Hoffmann, D. Husmann, B. Kiel, F. Klein, F.J. Klein, D. Menze, T. Reichelt, H. Sato, B. Schoch, C. Steier, K. Togawa, T. Toyama, S. Voigt, M. Westermann, *Acceleration of Polarized Elektrons in ELSA*, submitted to Nucl. Instr. Meth., to be published.
- [3] D. Barber et al., *The HERA Polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA*, Nucl. Instr. Meth., A329 (1993) 79
- [4] K. Aulenbacher et al. *The MAMI source of polarized Electrons*, Nucl. Instr. Meth. A391 (1997) 489-506 März 1997
- [5] A. A. Sokolov and I. M. Ternov, Sov. Phys. Doklady 8 (1964) 1203.
- [6] T. Omori et al. *Development of Polarized Electron Source for Future Linear Colliders using ALGaAs-GaAs Superlattice*, contribution to XVth International Conference on High Energy Accelerators July 1992, Hamburg, DPNU-92-32
- [7] W. v. Drachenfels et al. *Intense Pulses of Polarized Elektrons produced by Fano-Effect*, Zeitschrift für Physik 269, (1974), 387
- [8] W. v. Drachenfels et al. *A Pulsed Source for Polarized Elektrons with High Repetition Rate*, Nucl. Instr. Meth. 140 (1977) 47-55
- [9] W. Brefeld, *Beschleunigung von polarisierten Elektronen im Bonner Synchrotron und im geplanten Stretcherring ELSA*, BONN-IR-81-31, Dissertation 1981
- [10] W. Brefeld et al., *Measurement of the polarization degree of accelerated polarized electrons at the 2.5 GeV synchrotron in Bonn for energies between 0.85 and 2 GeV*, Nucl. Instr. Meth. 228 (1985) 228-235
- [11] H. Dutz et al., *The Bonn Frozen Spin Target for Experiments with real Photons*, procc. of the workshop at the 9th International Symposium on High Energy Spin Physics, Sept. 1991, Bonn
- [12] T. Khoe et al., *Acceleration of Polarized Protons to 8.5 GeV/c*, Part. Acc. 6, 213 (1975)
- [13] R.L. Martin, Proc. of Xth Int. Conf. on High Energy Acc., Vol II, p. 64, Protvino, 1997
- [14] H. Sato et al., *Pulsed quadrupol magnet system for the polarized beam acceleration at the KEK 12 GeV PS*, KEK report 87-22, 1987
- [15] Joachim Keil, Dissertation in Vorbereitung
- [16] E.D. Courant and R.D. Ruth, *The depolarization of polarized protons in circular accelerators*, BNL 51270 (1980)
- [17] M. Bai et al., *Overcoming Intrinsic Spin Resonances by using an AC Dipole*, Proc. 1997 Particle Accelerator Conf., Vancouver
- [18] V. Bargmann, L. Michel und V.L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. Vol. 2 (1959), 435

- [19] M. Froissart et R. Stora, *depolarisation d'un faisceau de protons polarises dans un synchrotron*, Nucl. Instr. Meth. 7 (1960) 297 ff.
- [20] T. Toyama, *Design of the Quadrupole System for fast Crossing of the Intrinsic Resonances in ELSA (2)*, July 18, 1996
- [21] C. Steier, D. Husmann *Crossing of Depolarizing Resonances in ELSA*, Proc. 1997 Particle Accelerator Conf., Vancouver
- [22] Takeshi Toyama, Christoph Steier, Wolther von Drachenfels, Markus Hoffmann, Dirk Husmann, Hikaru Sato, Tsutomu Nakanishi, Shinsuke Nakamura, *Crossing of Intrinsic Depolarizing Resonances in ELSA using Pulsed Quadrupoles*, internal report, Bonn-ME-97-01, Bonn 1997
- [23] A. Lehrach, *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation, ISSN ??? Jül-???, IKP Forschungszentrum Jülich, 1997
- [24] D. Husmann und W. J. Schwille, *ELSA — die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Phys. Bl. 44 (1988) Nr. 2
- [25] J. Ahrens et al., *Proposal to measure the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule*, 1993
- [26] K. Helbing, *Messung von totalen Photoabsorptionsquerschnitten mit dem GDH-Detektor*, Dissertation, Juli 1997, BONN-IR-97-14
- [27] Siegfried Voigt, *Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen in der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Juli 1996, BONN-IR-96-09
- [28] Schinsuke Nakamura, Nagoya Univers., Dissertation in Vorbereitung
- [29] R. Reuter, *Arbeiten an einem Møllerpolarimeter für den extrahierten Strahl ELSA-Strahl*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1990, BONN-IR-90-38
- [30] C. Hüffer, *Møllerstreuung mit unpolarisierten Elektronen zur Entwicklung eines Møllerpolarimeters an ELSA*, Diplomarbeit, Juli 1992, BONN-IR-92-28
- [31] H. Kolster, *Optimierung des Bonner Møllerpolarimeters*, Diplomarbeit, 1994, BONN-IR-94-04
- [32] T. Michels, *Ein Konzept für ein neues Møllerpolarimeter in Bonn*, Diplomarbeit, 1996, BONN-IR-96-??
- [33] C. Møller, Annalen der Physik 14 (1932) 531
- [34] Manfred Hofmann, *Beschleunigung von polarisierten Elektronen im Bonner 2.5 GeV Synchrotron*, Diplomarbeit 1978, BONN-IR-78-31
- [35] R. Jessenberger, *Erarbeitung analytischer Zusammenhänge zur Beschreibung polarisierter Teilchenstrahlen in Beschleunigern und deren Anwendung auf das Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation, ISSN 0366-0885 Jül-2754, IKP Forschungszentrum Jülich, 1993
- [36] Persönliche Mitteilung von C. Steier, Dissertation in Vorbereitung
- [37] J. Budnik et. al., *Design, fabrication and experimental results of a multi-purpose Panofsky magnet*, Nucl. Instr. Meth. A368 (1996) 572-578

-
- [38] E.D. Courant, *Acceleration and storage of polarized beams*, Workshop on polarized proton beams, ANN ARBOR, Michigan, Oct. 18-27, 1997
- [39] H. Ebeling, *Konzeption, Bau und Test eisenloser Quadrupole für die Resonanzextraktion aus ELSA*, Diplomarbeit, BONN-IR-87-35 (Sept. 1987)
- [40] L. N. Hand and W. K. H. Panofsky, *Magnetic Quadrupole with Rectangular Aperture*, Review of Scientific Instruments Vol. 30, 10, October 1959
- [41] SPIN Collaboration, *Acceleration of polarized Protons to 120 GeV and 1 TeV at Fermilab* UM HE 95-09, Fermilab, 1995
- [42] Markus Hoffmann, *Untersuchungen zur Erwärmung der Panofsky-Tunejump-Quadrupole*, ELSA interner Bericht, Mai 1997
- [43] Bryan W. Montague, *polarized beams in high energy storage rings*, Physics reports 113, No 1 (1984) 1-96
- [44] C. Steier, *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu Vielteilcheneffekten bei der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Diplomarbeit, Dez. 1995, BONN-IB-95-40
- [45] R. D. Ruth, *Depolarization due to the resonance tail during a fast resonance jump*, Proceedings of Intern. Symp. on High-Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets, p. 427, Lausanne 1980
- [46] S. Sakanaka et. al., *Construction of a high frequency quadrupole magnet used to cure transverse couple-bunch instabilities*, Nucl. Instr. Meth. A325 (1993) 1-8
- [47] L. H. Thomas, Phil. Mag. 3 (1927) 1
- [48] H. A. Tolhoeg, *Electron Polarisation, Theory and Experiment*, Review of Modern Physics, Vol 28, 3, July 1956
- [49] T. Toyama, *Possible locations for pulsed quadrupoles, dependence of the required field on the resonance strength, the depolarization criterium and the rise time*, internal report March 4, 1996
- [50] A. Turrin, *Jumping an intrinsic depolarizing resonance in synchrotrons*, IEEE-Transactions on nuclear science, NS-26 number 3 part 1, 1979
- [51] Ch. Gerthsen, H. O. Kneser *PHYSIK*, Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer Verlag, sechste Auflage 1960
- [52] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics: Basic Principles and Linear Beam Dynamics*, Berlin Heidelberg New York: Springer Verlag, 1993
- [53] CERN Accelerator school, *Advanced accelerator physics*, CERN87-03, 21. April 1987, 647 ff.
- [54] H. Rollnik, *Quantentheorie* Bd. 1+2, Vieweg Verlag, (1995) ISBN 3-528-07269-5
- [55] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley and son Inc.
- [56] T. Weiland, *MAFIA version 3.20, The ECAD System*, Darmstadt 1994
- [57] H. Grote and F.C. Iselin, *The MAD Program, User's Reference Manual*, SL Note 90-13 (AP) (Rev. 4), CERN, 1995
- [58] Philips Components, *Piezoelectric Ceramics, Specialty Ferrites DATA HANDBOOK MA03*

Danksagung

Allen, die mir bei der Behebung der im Detail immer recht vertrackten Probleme tatkräftig geholfen haben, möchte ich an dieser Stelle herzlich danken. Ohne diese Unterstützung wäre eine Arbeit wie diese nicht möglich.

Besonders bedanke ich mich bei Prof. Dr. D. Husmann, unter dessen Leitung diese Diplomarbeit stand. In der Zeit war es mir möglich, meinem Wunsch, nämlich eine möglichst vielseitige Fragestellung zu bearbeiten, bei der ich viele neue Techniken erlernen konnte, nachzukommen, und dies in ausgesprochen angenehmer Arbeitsatmosphäre. Kurz: es hat viel Spaß gemacht.

Prof. Dr. W. J. Schulle danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Großen Dank schulde ich auch C. Steier für die sicher nicht einfache Betreuung und Mitarbeit an diesem Projekt.

Die Feinmechanische Werkstatt und die Zentralwerkstatt leisteten einen nicht unerheblichen Beitrag zum Gelingen der Magnete. An dieser Stelle sei deshalb stellvertretend deren Leitern Herrn H.J. Liers und Herrn J. Vorzopf gedankt.

Für die technische Unterstützung danke ich Herrn J. Karthaus, S. Gross, H.J. Welt, Dr. A. Dieckmann und vor allem N. Rick.

Für viele anregende Diskussionen danke ich S. Nakamura.

Außerdem danke ich H. Bongartz, Dr. W. v. Drachenfels, Dr. F. Frommberger, M. Gentner, J. Keil, Dr. Ch. Nietzel, K. Raecke und S. Zigann für die ständige Hilfsbereitschaft in verschiedenen Angelegenheiten. Auch den übrigen Mitarbeitern der Maschinengruppe möchte ich für das freundliche Klima danken.

Besonderen Dank schulde ich auch J. Treis und den Bonner Mitarbeitern der FAUST-Kollaboration für das zur-Verfügung-Stellen des LRC-Meßgerätes.