

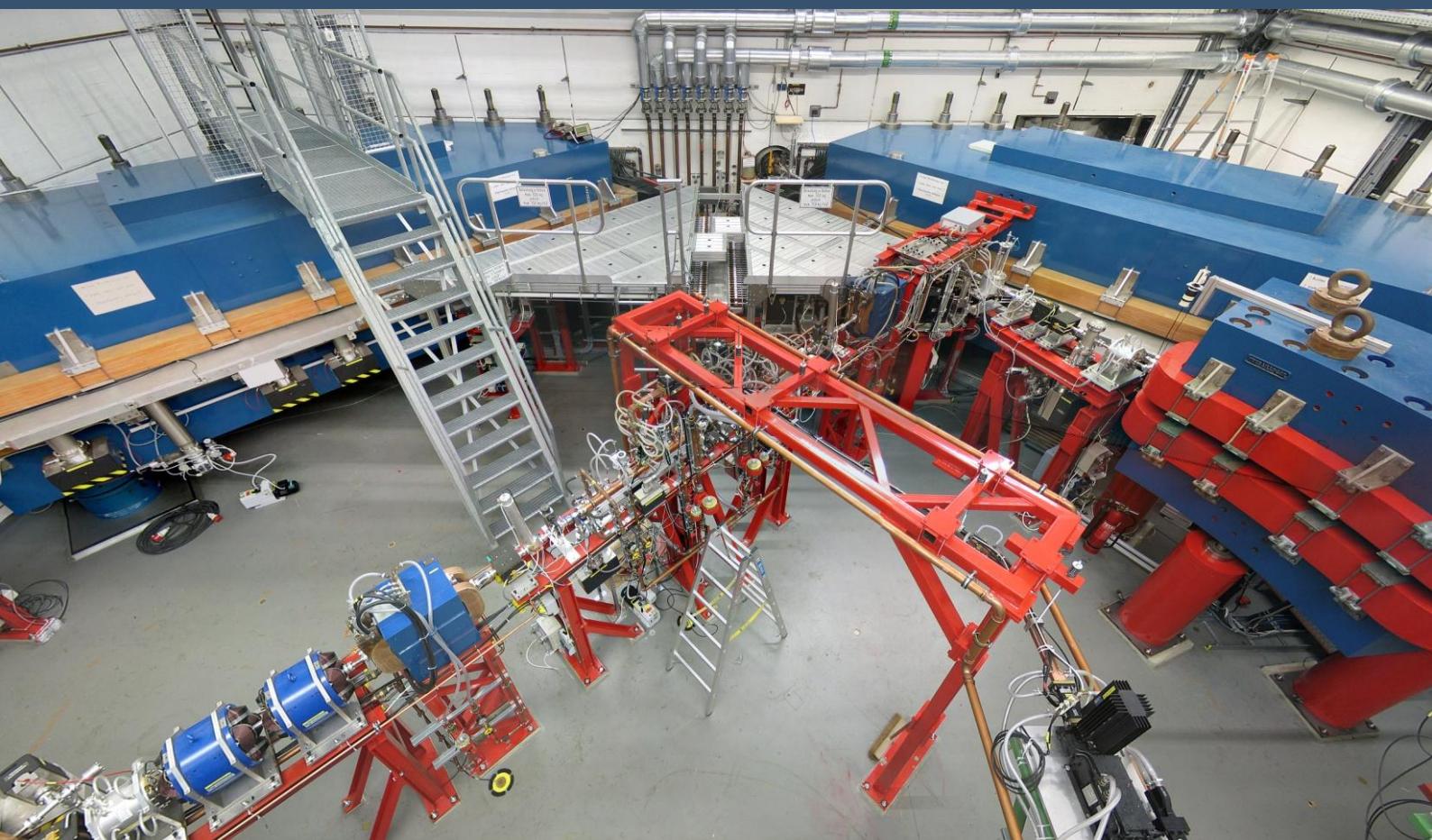
Untersuchungen zur Strahldynamik am Harmonischen Doppelseitigen Mikrotron von MAMI-C

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Marco Dehn

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

13. Juni 2013



Untersuchungen zur Strahldynamik am Harmonischen Doppelseitigen Mikrotron von MAMI-C

**Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz**

Marco Dehn

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

13. Juni 2013

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Oktober 2013

D77 – Dissertation Universität Mainz

Zusammenfassung

Das Institut für Kernphysik der Universität Mainz betreibt seit 1990 eine weltweit einzigartige Beschleunigeranlage für kern- und teilchenphysikalische Experimente – das Mainzer Mikrotron (MAMI-B). Diese Beschleunigerkaskade besteht aus drei Rennbahnmikrotronen (RTMs) mit Hochfrequenzlinearbeschleunigern bei 2.45 GHz, mit denen ein quasi kontinuierlicher Elektronenstrahl von bis zu $100 \mu\text{A}$ auf 855 MeV beschleunigt werden kann.

Im Jahr 1999 wurde die Umsetzung der letzten Ausbaustufe – ein Harmonisches Doppelseitiges Mikrotron (HDSM, MAMI-C) – mit einer Endenergie von 1.5 GeV begonnen. Die Planung erforderte einige mutige Schritte, z.B. Umlenkmagnete mit Feldgradient und ihren daraus resultierenden strahloptischen Eigenschaften, die einen großen Einfluss auf die Longitudinaldynamik des Beschleunigers haben. Dies erforderte die Einführung der „harmonischen“ Betriebsweise mit zwei Frequenzen der zwei Linearbeschleuniger.

Viele Maschinenparameter (wie z.B. HF-Amplituden oder -Phasen) wirken direkt auf den Beschleunigungsprozess ein, ihre physikalischen Größen sind indes nicht immer auf einfache Weise messtechnisch zugänglich. Bei einem RTM mit einer verhältnismäßig einfachen und wohldefinierten Strahldynamik ist das im Routinebetrieb unproblematisch, beim HDSM hingegen ist schon allein wegen der größeren Zahl an Parametern die Kenntnis der physikalischen Größen von deutlich größerer Bedeutung. Es gelang im Rahmen dieser Arbeit, geeignete Methoden der Strahldiagnose zu entwickeln, mit denen diese Maschinenparameter überprüft und mit den Planungsvorgaben verglichen werden können.

Da die Anpassung des Maschinenmodells an eine einzelne Phasenmessung aufgrund der unvermeidlichen Messfehler nicht immer eindeutige Ergebnisse liefert, wird eine Form der Tomographie verwendet. Der longitudinale Phasenraum wird dann in Form einer Akzeptanzmessung untersucht. Anschließend kann ein erweitertes Modell an die gewonnene Datenvielfalt angepasst werden, wodurch eine größere Signifikanz der Modellparameter erreicht wird.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zeigen, dass sich der Beschleuniger als Gesamtsystem im Wesentlichen wie vorhergesagt verhält und eine große Zahl unterschiedlicher Konfigurationen zum Strahlbetrieb möglich sind – im Routinebetrieb wird dies jedoch vermieden und eine bewährte Konfiguration für die meisten Situationen eingesetzt. Das führt zu einer guten Reproduzierbarkeit z.B. der Endenergie oder des Spinpolarisationswinkels an den Experimentierplätzen.

Die Erkenntnisse aus diesen Untersuchungen wurden teilweise automatisiert, so dass nun den Operateuren zusätzliche und hilfreiche Diagnose zur Verfügung steht, mit denen der Maschinenbetrieb noch zuverlässiger durchgeführt werden kann.

Abstract

The Institut für Kernphysik at Mainz University operates a worldwide unique accelerator for experiments in nuclear and particle physics since 1990. The Mainzer Mikrotron (MAMI-B) uses three cascaded racetrack microtrons (RTM) with RF linacs operating at 2.45 GHz to accelerate a continuous electron beam of up to 100 μA to 855 MeV.

In 1999 the realisation of the fourth stage – the Harmonic Double Sided Microtron (HDSM, MAMI-C) – reaching a maximum beam energy of 1.5 GeV was started. During the development some courageous decisions were necessary. For example the bending magnets with their field gradient and corresponding beam optical properties have large influence on the longitudinal beam dynamics. That in turn requires harmonic operation with two RF linacs operating at 4.9 GHz and 2.45 GHz.

Many parameters of the machine settings (like RF voltage or phase) have great impact on the acceleration process but not always they are easily to quantify in physical units. Concerning the RTMs with their comparatively simple and well defined beam dynamics that is rather unproblematic. However, in the HDSM the larger number of parameters requires a more precise knowledge of these quantities. Therefore it is necessary to develop dedicated methods of beam diagnostics to check the important machine parameters against their design values.

All these methods are not free of systematic errors or insufficiencies and thus fitting a model of the machine to measured data does not always yield unambiguous results. To overcome this problem a special kind of tomography is used to scan the longitudinal phase space resulting in acceptance measurements. The large amount of data with systematic variations now yields a better significance of the fitted parameters.

The results of these investigations demonstrate that the accelerator as an entity acts as predicted and shows that many different configurations can be used to operate the HDSM. However, for most situations one single configuration is established to improve the reproducibility of e.g. the beam energy or the spin polarisation angle at the experimental areas.

Some of the resulting findings were automated to aid the operators of MAMI by means of additional diagnostic tools. These tools now guarantee a more reliable and systematical approach while operating the HDSM routinely.

Inhaltsverzeichnis

Teil I. Von Mikrotrons und Polytrons	1
1 Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron (HDSM)	3
1.1 Das Mainzer Mikrotron (MAMI)	3
1.1.1 Rezirkulierende HF-Linearbeschleuniger für relativistische Teilchen	4
1.1.2 Die MAMI-B-Kaskade seit 1990	8
1.1.3 Erweiterung der Kaskade zu MAMI-C	8
1.1.4 Das Harmonische doppelseitige Mikrotron (HDSM)	10
1.2 Das Mikrotron-Prinzip	13
1.2.1 Kohärenzbedingungen bei relativistischen Energien	13
1.2.2 Höhere Energien mit MAMI-C	14
1.3 Das Ablenksystem und seine Eigenschaften	15
1.3.1 Fokussierung des Strahls	17
1.3.2 Longitudinale Fokussierung	20
1.4 Periodische Systeme: Grundlagen der Longitudinaldynamik	21
1.4.1 Beschreibung durch die lineare Strahldynamik	21
1.4.2 Matrix-Formalismus der Strahldynamik	22
1.4.3 Stabilität, Eigenellipse und Resonanzphänomene	24
1.4.4 Einfluss des Magnetfeld-Gradienten auf die Longitudinaldynamik .	28
1.4.5 Longitudinale Stabilität des DSM	29
1.5 Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron als Spezialfall für MAMI-C .	29
1.5.1 Subharmonischer Einschuss	31
1.5.2 Longitudinale Stabilität des HDSM	32
1.5.3 Konsequenz der Sollphasenänderung im HDSM	32
1.5.4 Folgen im Betrieb und für strahldynamische Untersuchungen .	34
1.5.5 Verkopplung zwischen den Phasenräumen	35
Teil II. Strahldiagnose und andere Systeme an MAMI	37
2 Strahldiagnose und andere Systeme an MAMI	39
2.1 Invasive Monitorsysteme	41
2.1.1 Leuchtschirme	41

2.2	Nicht-invasive Monitorsysteme	43
2.2.1	Synchrotronstrahlungsmonitore	43
2.3	Diverse Diagnosesysteme	43
2.3.1	Förstersonde zur Strommessung	44
2.3.2	Ionisationssonden überwachen Strahlverluste	44
2.4	Hochfrequenzsystem	45
2.4.1	Beschleunigungsspannung	45
2.4.2	Phasenschieber	47
2.4.3	Autodyn-Phasenmessungen	51
2.5	Magnetfeld-Messungen	52
2.6	Hochfrequenz-Monitore	53
2.6.1	Grundlagen	53
2.6.2	Verschiedene Funktionen der HF-Monitore	54
2.6.3	Analoge Signalverarbeitung	55
2.6.4	HF-Monitore im rezirkulierenden Beschleuniger	56
2.6.5	Datenerfassung	58
2.7	Datenverarbeitung	62
2.7.1	Interpretation und Analyse der Signale	62
2.7.2	Archivierung der ADC-Rohdaten	63
2.7.3	Performance der Datenerfassung	64

Teil III. Elementare Prozesse und Methoden **67**

3	Elementare Prozesse und Methoden	69
3.1	Phasenmessungen mit HF-Monitoren im Mikrotron	70
3.1.1	Phasenmonitore in den RTMs	70
3.1.2	Phasenmonitore im HDSM	71
3.2	Elementare Methoden zur Phasenmessungen im HDSM	72
3.2.1	Präzise Phasenmessung mit Hohlleiterphasenschiebern	73
3.2.2	Bestimmung der Einschussphasen	73
3.3	Kalibration der Phasenmonitore	75
3.3.1	Anforderungen an eine automatische Messroutine	76
3.3.2	Verbesserte Analyse mit Phasen- und Intensitätssignal (simultan) .	76
3.3.3	Verbesserte Signalanalyse der ADC-Rohdaten	78
3.3.4	Schnelle Phasenmessungen mit einzelnen Diagnosepulsen	81
3.4	Untersuchung der Linacs	81
3.4.1	Messmethoden	84
3.4.2	Ergebnisse	88
3.5	Kalibration der Lagemonitore des HDSM	91

3.6	Flexible Messmethoden	94
3.6.1	Untersuchung der Phasenmessung in den RTMs	94
3.6.2	Bestimmung der Phase in den Matching- und Verniersektionen von MAMI-B	94
3.6.3	Einsatz bei der Strahlpositionsregelung vor dem A4-Experiment . .	94
3.7	Resultate der Untersuchungen	94
Teil IV. Strahldynamik		97
4	Strahldynamik	99
4.1	Untersuchung der Longitudinaldynamik des HDSM	99
4.2	Longitudinaldynamik im HDSM	101
4.2.1	Modell der Longitudinaldynamik	103
4.2.2	Implementierung des Modells der longitudinalen Strahldynamik .	104
4.2.3	Anpassung des Modells	106
4.3	Phasenraumtomographie als Basis für weitere Untersuchungen	109
4.3.1	Akzeptanzmessungen als Phasenraumtomogramme	110
4.3.2	Phasenmessungen während der Akzeptanzmessung	112
4.3.3	Optimierung der Simulationsparameter (Fit)	115
4.4	Resultate des Modells	121
4.4.1	Simulation der Ausschussenergie	122
4.4.2	Stabilität des Spinwinkels	124
4.5	Analyse der SynchrotronSchwingungen	125
4.5.1	Der Verlauf des Arbeitspunkts im HDSM	126
4.5.2	Bestimmung der SynchrotronSchwingung aus dem Phasenverlauf .	129
4.5.3	Auswertung der SynchrotronSchwingung	131
4.5.4	Akzeptanzmessungen und SynchrotronSchwingungen	133
4.5.5	Stabilität der Longitudinaldynamik	133
4.6	Optimierungen des Beschleunigers im Strahlbetrieb	134
4.6.1	Optimierung mit Phasenraumtomogrammen	136
4.6.2	Phasenoptimierung mithilfe der SynchrotronSchwingung	136
4.7	Resultate der strahldynamischen Untersuchungen	138
Teil V. Zusammenfassung und Ausblick		141
5	Zusammenfassung und Ausblick	143
5.1	Zusammenfassung	143
5.2	Ausblick	145

Inhaltsverzeichnis

Teil VI. Anhang	147
Abbildungsverzeichnis	149
Tabellenverzeichnis	151
Index	153
Literaturverzeichnis	155
Veröffentlichungen	163
Danksagung	165

Symbolverzeichnis

Symbol	Erläuterung	Einheit
q, e	Ladung, Elementarladung	[C]
m, m_0	Masse, Ruhemasse	[kg]
t, T_i	Zeit, Zeitpunkt eines Umlaufs	[s]
$u(t)$	Spannung des zeitabhängigen Signals	[V]
ϕ	Phase einer Hochfrequenz (als Vorgaben)	[°]
$\rho = \phi_1 - \phi_2$	statischer Phasenversatz zw. zwei Linacs	[°]
φ	Gemessene Phase (z.B. mit Phasenmonitoren)	[°]
Ψ	Phasenvorschub der Synchrotronenschwingung	[°]
$q = \Psi/2\pi$	Arbeitspunkt („tune“) der Synchrotronenschwingung	
A_s	Amplitude der Synchrotronenschwingung	[°]
ψ_0	Anfangsphase der Synchrotronenschwingung	[°]
x, y, z	kartesische Koordinaten (mitbewegtes Koordinatensystem)	[m]
x', y', z'	Impulse in kartesischen Koordinaten (mitbewegtes Koordinatensystem)	[mrad]
R	Radius einer Kreisbahn	[m]
θ	Ablenkinkel	[°]
c	Lichtgeschwindigkeit	[m/s]
v	Geschwindigkeit	[m/s]
$\beta = v/c$	Geschwindigkeit in Einheiten von c	
$\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}^{-1}$	relativistischer Lorentzfaktor	
λ	Wellenlänge der Hochfrequenz	[m]
ν, f	Frequenz der Hochfrequenz	[GHz]
ω	Kreisfrequenz	[Hz]
τ	Periode der Hochfrequenz	[s]
η	Effizienz	[%]
\vec{k}	Wellenzahl	[1/m]
i	Strahlstrom	[A]
i, j, k	Nummer eines Umlaufs	
B	Magnetfeld	[T]
$E, \Delta E, \delta E$	Energie, Energiegewinn, Energievariation	[MeV/ c^2]
U_0	Scheitelspannung (auch Amplitude) des Linacs	[MV]
L	Gesamtlänge des Linacs	[m]
$Q (Q_0, Q_L)$	Güte eines Resonators (unbelastet / belastet)	
$r_{\text{Shunt}} = Q/Z$	Shuntimpedanz eines Resonators	[MΩ/m]
Z	Impedanz eines Schwingkreises	[Ω]
κ	Kopplungskonstante	
P	Leistung	[W]
$p, \Delta p, \delta p$	Impuls	[MeV/ c]
N	Anzahl der Linacs bzw. Ablenksysteme (Polytron)	
n	harmonische Zahl des Mikrotrons	
$\mathcal{M}, \mathcal{D}, \mathcal{L}$	verschiedene Transfermatrizen der longitudinalen Strahldynamik	
\vec{M}	Beschleunigermodell	
$\vec{k}, \Delta \vec{k}$	Beschleunigerkonfiguration, Änderung der Konfiguration	

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung	Seite
MAMI	Mainzer Mikrotron	3
RTM	race track microtron	3
DSM	Doppelseitiges Mikrotron	4
HDSM	Harmonisches doppelseitiges Mikrotron	29
DBM	„double balanced mixer“ (HF-Mischer)	55
HF	Hochfrequenz	4
Linac	„linear accelerator“ (Hochfrequenzlinearbeschleuniger)	3
CW	„continuous wave“ (Dauerstrich)	7
DC	„direct current“ (Gleichstrom)	56
DAC	„digital analog converter“	39
ADC	„analog digital converter“	58
LM	Levenberg-Marquardt-Algorithmus	117
PSO	„Particle Swarm Optimization“	118

Teil I.

Von Mikrotrons und Polytrons

Mikrotron, Elektronenzyklotron, ein dem Ionenzyklotron ähnlicher Elektronenbeschleuniger für Energien bis zu etwa 30 MeV. Die Elektronen laufen in einer Vakuumkammer zwischen den Polen eines konstanten Magnetfeldes auf Kreisbahnen, die sich in einem Punkt tangential berühren. Am Berührungsplatz der Kreisbahnen werden sie durch das starke elektr. Feld eines Mikrowellen-Hohlraumresonators beschleunigt. Da die Geschwindigkeit der Elektronen bei diesen Energien nahe der Lichtgeschwindigkeit liegt, ändert sich mit der Energie und dem Bahnradius, im Gegensatz zum Ionenzyklotron, die Umlaufzeit. Daher muß die Energiezunahme je Umlauf so gewählt werden, daß die Zunahme der Umlaufzeit ein Vielfaches der Periode der Mikrowellenschwingung ist. Stabilität wird dann erreicht, wenn die Energiezunahme wiederum ein Vielfaches der Ruhemasse des Elektrons ist. 1944 wurde das Prinzip von V. VEKSLER beschrieben und 1948 das erste M. von W. J. HENDERSON, H. LE CAINE und R. MONTALBETTI gebaut.

Brockhaus Enzyklopädie, 17. Auflage, Band 12, 1971

Hohlraumresonator, ein in der Höchstfrequenztechnik angewandter Schwingkreis für elektromagnet. Schwingungen sehr hoher Frequenz, im einfachsten Fall eine zylindrische, allseitig geschlossene Metalldose. Man kann sich ihn entstanden denken durch Rotation eines gewöhnlichen Schwingkreises aus zwei parallelen Kreisplatten (Kondensator) und einem Drahtbügel (Spule) um die Verbindungslinie der Kreismittelpunkte.

Brockhaus Enzyklopädie, 17. Auflage, Band 8, 1971

See first, think later, then test. But always see first.
Otherwise you will only see what you were expecting.
Most scientists forget that.

(Douglas Adams)

1 Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron (HDSM)

Die faszinierende Erfolgsgeschichte des Instituts für Kernphysik in Mainz reicht bis in die 1960er Jahre zurück, als hier der gepulste 300 MeV-Linearbeschleuniger (Linac) in Betrieb ging [1]. Seitdem sind hier sowohl auf kern- und teilchenphysikalischen Gebieten als auch im Bereich der Beschleunigerphysik große internationale Erfolge gelungen, da die Beschleunigeranlage mit den Anforderungen der Experimente fortwährend weiter entwickelt wurde [2, 3].

Zur Erforschung von Materie und den fundamentalen Kräften der Physik wird das Elektron als elektromagnetische Sonde geschätzt, da es bei Experimenten als Punktteilchen angesehen werden kann. Im Gegensatz zu Hadronen, wo bei hochenergetischen Kollisionen die einzelnen Impulse der Partonen berücksichtigt werden müssen, kann direkt die gesamte Energie E_{e^-} des Elektrons in die Kollision eingehen. Daher sind Untersuchungen mit einem Elektronenstrahl im Vergleich zu Hadronenstrahlen normalerweise einfacher und präziser zu analysieren.

1.1 Das Mainzer Mikrotron (MAMI)

In Mainz untersuchte man bereits in den 1970er Jahren die Möglichkeit, das Rennbahnmikrotron (RTM) bestehend aus *einer* Beschleunigungsstrecke sowie zwei 180° -Ablenkmagneten auf *mehrere* Beschleunigungsstrecken und paarweisen Ablenkmagneten zu verallgemeinern, um einen möglichst kontinuierlichen Elektronenstrahl mit Energien weit über 1 GeV für Experimente der Kern- und Teilchenphysik zu erzeugen. Strahlintensitäten bis zu $100 \mu\text{A}$ sind dabei angestrebt, um bei „fixed target“-Experimenten eine hohe Effizienz zu erreichen. Die verallgemeinernde Bezeichnung *Polytron*¹ sollte dabei für solche mehrseitige Mikrotrons mit „wirklich vielen“ Magneten benutzt werden [5];

¹Tatsächlich wurde der Begriff „Polytron“ im Zusammenhang mit Plasmaforschung und Kernfusion bereits 1961 von M.G. Haines („Experiments on the Polytron, a toroidal Hall accelerator employing cusp containment“) zur Erzeugung eines Plasmas geprägt [4].

1 Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron (HDSM)

das doppelseitige Mikrotron (DSM, $N = 2$ für *zwei* gerade Strecken) wurde zunächst „Bizyklotron“ bezeichnet [6], die nächsten höheren Ordnungen wären „Hexatron“ ($N = 3$ gerade Strecken) oder „Oktotron“ ($N = 4$). Abbildung 1.1 zeigt schematisch die ersten Vertreter der Polytrons.

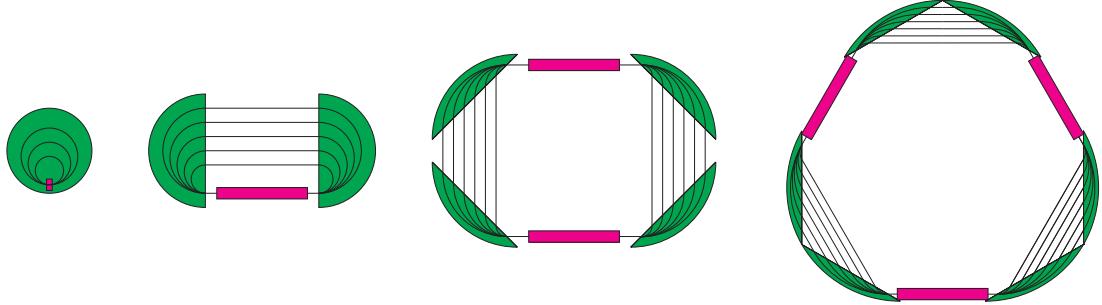


Abbildung 1.1:

Familie der Mikrotrons: „klassisches“ Mikrotron, RTM, DSM, Hexatron. Magnete sind grün, HF-Linacs violett und die Rezirkulationsbahnen schwarz dargestellt (nicht maßstabsgetreu).

Der im Prinzip einfache Aufbau der Mikrotrons führt dazu, dass allein einige wenige fundamentale Zusammenhänge bereits einen guten Überblick über die Möglichkeiten des jeweiligen Beschleunigers geben [5, 7]. Diese Zusammenhänge werden in den folgenden Abschnitten zusammenfassend wiedergegeben, um die Schwierigkeiten zu verstehen, die während der Planung detailliert ausgearbeitet wurden. Daraus ergeben sich verschiedene Fragestellungen, die ab Kapitel 2 untersucht werden. In Kapitel 3 wird dargestellt, wie fundamentale Messergebnisse kombiniert werden, um zusätzliche Informationen zu gewinnen. Insbesondere in Kapitel 4 werden die Ergebnisse mit den während der Planungsphase gewählten Parametern verglichen.

Normalerweise wird das Verhalten des Sollteilchens untersucht, das auf der Sollbahn den Beschleuniger durchquert. Dabei erfährt das Teilchen den Sollenergiegewinn ΔE_{Soll} , da es bei der Sollphase ϕ_{Soll} die Beschleunigungsstrecke erreicht. Alle übrigen Teilchen werden in der linearen Strahldynamik durch ihre Abweichungen (z.B. δE , $\delta\phi$ o.Ä.) charakterisiert.

1.1.1 Rezirkulierende HF-Linearbeschleuniger für relativistische Teilchen

Die Rennbahnmikrotrons (RTM für *race track microtron*) nach einer Idee von Schiff [8] kombinieren Hochfrequenz-Linearbeschleuniger (Linac) mit der Rezirkulation des relativistischen Elektronenstrahls durch ein geeignetes Ablenkmagnetsystem. Der Strahl kann mehrfach durch den Linac um den Energiegewinn $\Delta E = eU_{\text{Linac}} \cdot \cos(\phi_{\text{Soll}})$ beschleunigt werden, wenn die Flugzeit der Rezirkulation ein ganzzahliges Vielfaches der beschleunigenden HF-Periode $\tau = \lambda_{\text{HF}}/c$ beträgt. Dabei ist U_{Linac} (im Folgenden meist mit U_0 bezeichnet) die Maximalspannung des Linacs und ϕ_{Soll} die Sollphase des Strahls

relativ zum Maximum der HF. Da ein HF-Linac eingesetzt wird, kann der beschleunigte Strahl nicht kontinuierlich sein, sondern wird aus einzelnen Paketen (Bunche) bestehen, deren maximale Folgerate normalerweise der eingesetzten Hochfrequenz entspricht.

Unter verschiedenen anderen rezirkulierenden Linearbeschleunigern spielen die RTMs eine besondere Rolle: Trotz der vergleichsweise einfachen Rezirkulation mit Hilfe jeweils zweier 180° -Ablenk Magnete gleicht die inhärente Phasenfokussierung (Abbildung 1.2 und Abschnitt 1.4) derartiger Rezirkulatoren Schwankungen des Energiegewinns ΔE automatisch aus, da durch die Longitudinaldispersion des Ablenksystems die Flugzeit eines Umlaufs für relativistische Teilchen proportional zu deren Energie ist [9]. Dadurch wirken Schwankungen des Energiegewinns nicht als Summe auf die Endenergie, sondern werden durch die Anzahl der Rezirkulationen reduziert, so dass ein Mikrotron mit einigen Rezirkulationen im Idealfall eine deutlich geringere Schwankung der Endenergie aufweisen wird als ein Linac vergleichbarer Energie.

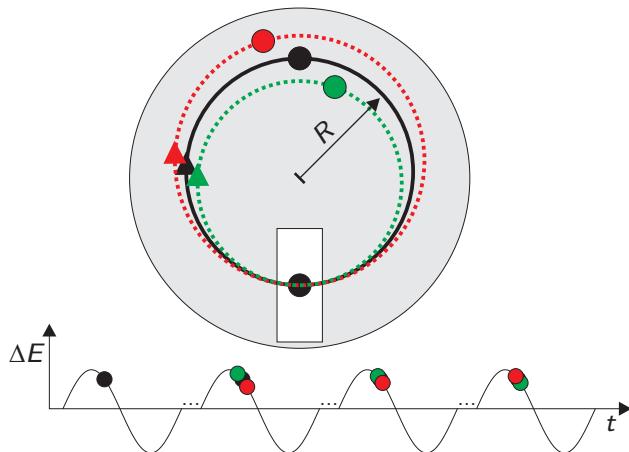


Abbildung 1.2:

Longitudinale Fokussierung (Phasenfokussierung) beim „klassischen“ Mikrotron: Auch in der longitudinalen Ebene sorgt die Phasenfokussierung durch Magnetfeld (grau) und Beschleunigung (weiß) dafür, dass Teilchen mit Energiefehlern $\delta E > 0$ (rot) und $\delta E < 0$ (grün) den HF-Resonator später bzw. früher als das Sollteilchen (schwarz) erreichen. Wird die Phase der HF so gewählt, dass das Sollteilchen auf der abfallenden Flanke des elektrischen Feldes sitzt, so werden die Energieabweichungen δE innerhalb weniger Umläufe wieder ausgeglichen.

Weil die Elektronen bereits bei niedrigen Energien relativistisch sind und daher die Geschwindigkeit nur noch wenig zunimmt, kann ein einzelner HF-Linearbeschleuniger benutzt werden, um unterschiedliche Energien *gleichzeitig* zu beschleunigen².

²Die Phasengeschwindigkeit der beschleunigenden Hochfrequenz v_P muss dabei der Lichtgeschwindigkeit entsprechen. Dann bleibt die Sollphase ϕ_{Soll} während einer Linacpassage praktisch konstant.

Wesentliche Merkmale: Ablenksystem und Linearbeschleuniger

Die wesentlichen Merkmale der Rennbahnmikrotrons sind zwei normalerweise homogene 180°-Ablenkagnete (man kann sich das „klassische“ Mikrotron in der Mitte geteilt vorstellen) sowie ein HF-Linac, der für die relativistischen Teilchen den erforderlichen Energiegewinn bereitstellt (Abbildung 1.3). Bereits 1967 wurde vorgeschlagen, RTMs zur Erzeugung eines kontinuierlichen hochenergetischen Elektronenstrahls für Präzisionsexperimente zu verwenden [10].

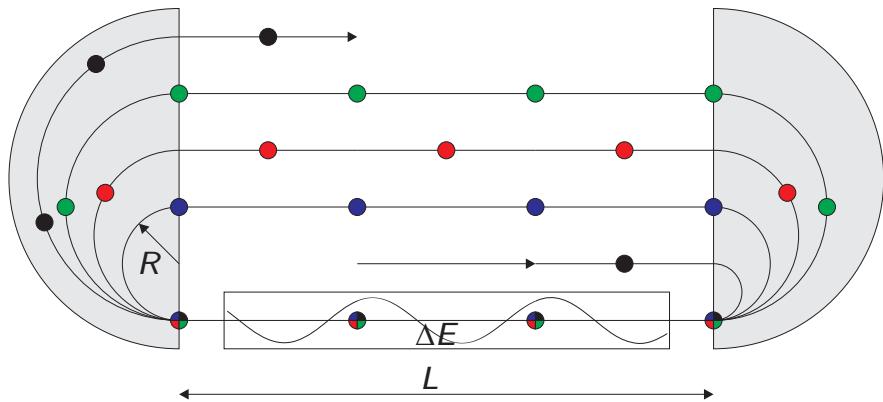


Abbildung 1.3:

Rennbahnmikrotron (RTM): Die Magnete (grau) lenken den Strahl bzw. die Bunche (Injektion, schwarze Kreise) um 180° in den Linac. Nach der Beschleunigung um ΔE ist der Ablenkradius R größer (blaue Bunche) usw. Der Abstand L der Ablenksysteme kann für den Linac und fokussierende Elemente genutzt werden.

Hohe Energien erfordern Mikrotronkaskade

Damit die Elektronen im Linac bei jedem Durchlauf beschleunigt werden, müssen sie immer zur richtigen Phase ϕ im Resonator eintreffen (Kohärenzbedingung, Abschnitt 1.2.1). Dafür muss die Flugzeit ein ganzzahliges Vielfaches der HF-Periodendauer T_{HF} betragen. Die Zyklotronfrequenz f_Z entspricht der Umlauffrequenz des ersten Umlaufs und damit der minimalen HF-Beschleuniger-Frequenz im „klassischen“ Mikrotron. Sie verknüpft Energie $E = \gamma m_0 c^2$ (Ruhemasse m_0) und Magnetfeld B :

$$f_Z = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{q}{\gamma m_0} \cdot B \quad (1.1)$$

Bei einem Magnetfeld von 1 T ergibt sich daher für $\gamma = 1$ eine Zyklotronfrequenz von 28 GHz. Daraus sind zwei Schlüsse zu ziehen:

1. „Langsame“ Elektronen ($\gamma < 10$) können im klassischen Mikrotron nur bei Magnetfeldern $B \sim 0.1$ T sinnvoll beschleunigt werden, um Hochfrequenzen im technisch

gut beherrschbaren S-Band-Bereich (2-4 GHz) nutzen zu können; hohe Energien sind bei niedrigen Magnetfeldern allerdings wegen der großen Biegeradien unökonomisch.

2. Hochrelativistische Elektronen hingegen ($\gamma \gg 10$) können ebenso mit S-Band-Technik, nun aber mit Magnetfeldern von 1 T oder mehr, beschleunigt werden.

Zusammengenommen begründen beide Schlüsse den Aufbau einer Kaskade von Mikrotrons, um höhere Energien zu erreichen [11]. Bei gleichbleibender Beschleunigungs frequenz³ in der Kaskade werden daher die Magnetfelder jeder Stufe passend zum jeweiligen Energiebereich gewählt.

Hochfrequenzbeschleuniger

Die Parameter Gesamtlänge L , Energiegewinn ΔE und Betriebsfrequenz ν des Linac können flexibel an die örtlichen Gegebenheiten angepasst werden. Üblicherweise kommen normalleitende Hohlraumresonatoren mit unbelasteter Güte Q_0 von 10^3 bis einige 10^4 bei Frequenzen im S-Band zum Einsatz, Beschleunigungsgradienten von einigen 10 MV/m und mehr (gepulst) und rund 1 MV/m (CW) sind erreichbar und lediglich durch die verfügbare HF-Leistung bzw. Kühlung beschränkt, da ein Großteil der Leistung P_{HF} in den Resonatoren dissipiert wird [7, 12, 13].

Mit der Shuntimpedanz⁴ r_{Shunt} kann die maximale Beschleunigungsspannung einer Beschleunigungssektion als Funktion der eingekoppelten HF-Leistung berechnet werden:

$$U_0 = \sqrt{n_{\text{acc}}/2 \cdot \lambda_{\text{HF}} \cdot r_{\text{Shunt}} \cdot P_{\text{HF}}} \quad (1.2)$$

Dabei ist n_{acc} die Anzahl der Beschleunigungszellen. Im Fall der MAMI-Sektionen liegt r_{Shunt} bei rund $70 \text{ M}\Omega/\text{m}$ bei 2.45 GHz sowie rund $80 \text{ M}\Omega/\text{m}$ bei 4.9 GHz. Bei einer Länge von rund 1 m und $n_{\text{acc.}} = 35$ wird für einen Energiegewinn von 1 MeV von den 4.9 GHz-Sektionen eine Leistung von rund 15 kW benötigt. Sowohl die 2.45 GHz- als auch die 4.9 GHz-Klystrons liefern eine Ausgangsleistung zwischen 50 kW und 60 kW. Die Leistung passt ideal, um eine zwei Meter lange 2.45 GHz-Sektion bzw. je zwei 4.9 GHz-Sektionen zu versorgen.

Wenn mit einem Linac ein Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$ beschleunigt werden soll, ist die Effizienz $\eta = P_{\text{Strahl}}/P_{\text{HF}} \sim 100 \text{ W}/15 \text{ kW}$ dieser normalleitenden Strukturen sehr klein. Es ist daher viel ökonomischer, wenn der Strahl mehrfach die Struktur durchquert.

³Die Bunchfolgefrequenz ν_{Bunch} der ersten Stufe legt die minimale Frequenz aller folgenden Stufen fest. Nur ganzzahlige Vielfache $k \cdot \nu_{\text{Bunch}}$ dieser Frequenz können in der Kaskade eingesetzt werden.

⁴Mit dem Zusammenhang $u_0 = \sqrt{2p_{\text{HF}}r_{\text{Shunt}}}$ verknüpft bei Resonanz die Shuntimpedanz r_{Shunt} , die durch die Geometrie eines Resonators festgelegt wird, die eingekoppelte Leistung p_{HF} mit der Scheitelspannung u_0 des einzelnen Resonators [14].

1.1.2 Die MAMI-B-Kaskade seit 1990

Die Ära des gepulsten Mainzer Linearbeschleunigers ist nun seit 1989 zu Ende. Mehr als ein Jahrzehnt zuvor wurde beschlossen, eine Mikrotronkaskade aus drei RTMs zu errichten, die eine Energie von 855 MeV bei einem Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$ erreichen sollte [11, 15]. Die in zwei Ausbauphasen errichteten RTMs zeigten sich als sehr zuverlässig und lieferten eine ausgezeichnete Strahlqualität: Endenergien bis 855 MeV und Strahlintensitäten von bis zu $100 \mu\text{A}$ bei 85% Polarisation stehen im Routinebetrieb für Experimente der Kern- und Teilchenphysik zur Verfügung [16–18]. In Abbildung 1.4 ist der aktuelle Grundriss der Beschleunigeranlage gezeigt.

Hohe Strahlqualität der Mikrotronkaskade

Die Absolutenergie des Strahls kann mit einer Genauigkeit von $\pm 160 \text{ keV}$ bestimmt werden, indem der Biegeradius im bekannten Magnetfeld des RTM3-Ablenkmagneten sehr genau gemessen wird [19]. Außerdem können die natürlichen relativen Schwankungen $\Delta p/p \approx 10^{-4}$ auf nahezu $\Delta p/p \approx 10^{-6}$ reduziert werden, indem die energieabhängige Flugzeit des extrahierten Strahls durch den RTM3-Ablenkmagneten mit Hilfe zweier HF-Phasenmonitore (siehe Kapitel 2) gemessen und entsprechend stabilisiert wird [20]. Die natürliche Impulsbreite beträgt bei 855 MeV etwa $\delta p \approx 12 \text{ keV}$, was im Wesentlichen durch die stochastische Emission von Synchrotronstrahlungsquanten im RTM3 verursacht wird.

1.1.3 Erweiterung der Kaskade zu MAMI-C

Die Produktionsschwelle einiger kernphysikalisch interessanter Mesonen und Hyperonen erfordert aber eine höhere Strahlenergie als die von MAMI-B. Ab etwa 2 GeV könnte die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) in Bonn für komplementäre Experimente eingesetzt werden. Allerdings ist ein solches Synchrotron für einige der geplanten Experimente (z.B. Intensitäten über $1 \mu\text{A}$, Paritätsverletzung) nicht geeignet. Daher wurde 1999 der Entschluss gefasst, im Rahmen des neu gegründeten Sonderforschungsbereichs 443 der DFG („Vielkörperstruktur stark wechselwirkender Systeme“) die Energie von 855 MeV auf rund 1.5 GeV zu erhöhen, um diese Lücke zu schließen. Auch hier wurde im Wesentlichen auf die bewährte Technologie von MAMI zurückgegriffen (d.h. keine technologischen Neuerungen wie supraleitende Hochfrequenzstrukturen oder Magnete), um die gute Strahlqualität und Zuverlässigkeit von MAMI auch bei den höchsten Energien nicht zu verschlechtern.

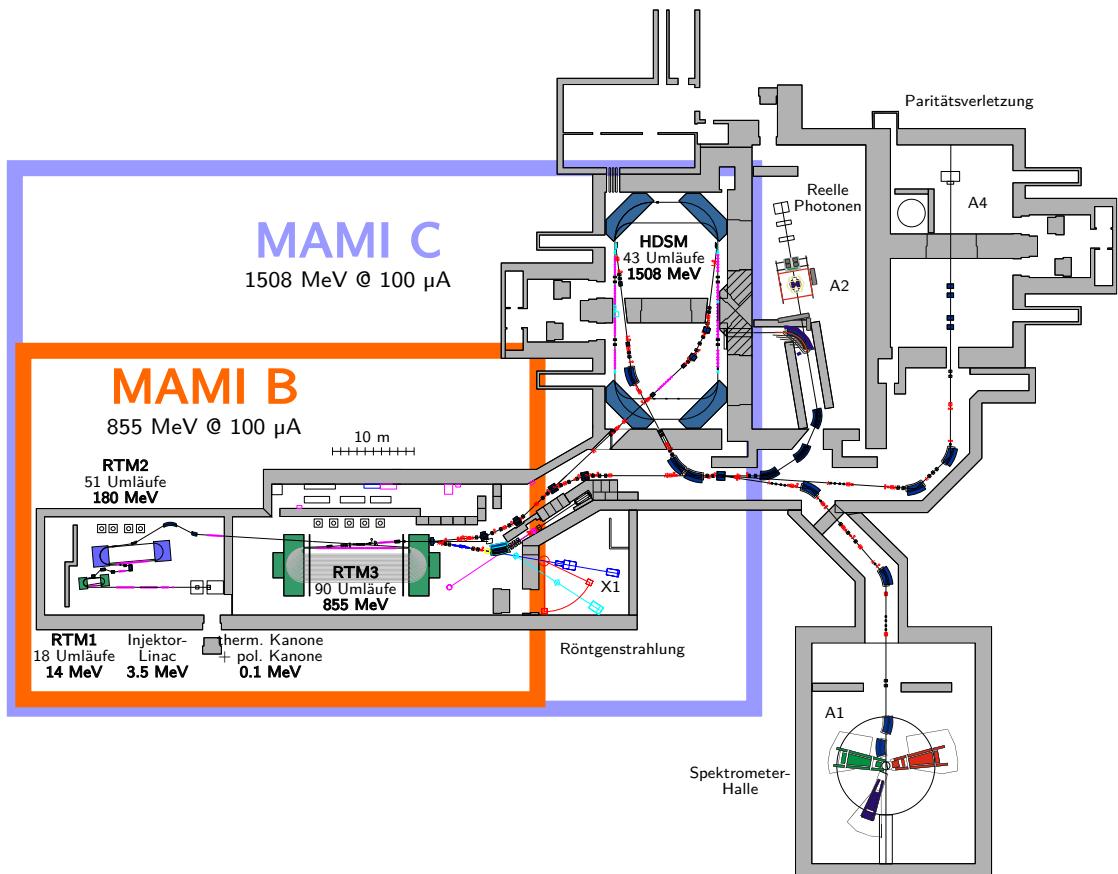


Abbildung 1.4:

Grundriss der Beschleunigeranlage MAMI: MAMI-B nahm 1990-1991 seinen Betrieb in den eigens dafür gebauten Gebäuden auf. Die Strahlführung ab RTM3 sowie die Spektrometerhalle wurden parallel aufgebaut. Die übrigen Gebäude Teile (HDSM, A2 sowie A4) stammen aus der Zeit des Mainzer Linearbeschleunigers und wurden vor MAMI-C als Experimentierplätze genutzt. Die hohen Kosten für ein neues, separates HDSM-Gebäude führten dazu, dass das HDSM in zwei dieser Experimentierhallen (ursprünglich X1-Kollaboration) errichtet wurde. Die X1-Kollaboration wiederum zog in die kleinere Verladehalle, die direkt an das RTM3 angrenzt. Für alle anderen Experimente (A1, A2 und A4) stehen seit 2007 alle mit MAMI-C erreichbaren Energien zur Verfügung.

Kein RTM4

Verschiedene Argumente sprechen gegen ein weiteres RTM: Wegen der großen Magnetmasse⁵ wäre der Beschleuniger vergleichsweise teuer; außerdem bedeutet der relativ kleine Energiegewinn eine entsprechend hohe Anzahl von Rezirkulationen, was oberhalb von 1 GeV auch stark anwachsende Synchrotronstrahlungsverluste und eine Vergrößerung der Energiebreite bedeuten würde.

Ein doppelseitiges Mikrotron benötigt gegenüber einem vergleichbaren Mikrotron (d.h. gleiches Magnetfeld) nur einen Bruchteil der Magnetmasse, hauptsächlich, weil der Strahl weniger tief in den Magneten eindringt und die Polfläche insgesamt kleiner wird [7]: Die Magnetfläche des RTMs sei πR^2 , für ein doppelseitiges Mikrotron ergibt sich $(\pi - 2)R^2$, für ein Hexatron $(\pi - 3/2\sqrt{3})R^2$ usw., wobei R der Biegeradius des letzten Umlaufs ist. Der relative Einspareffekt an Polfläche ist vom $N = 1$ nach $N = 2$ am größten, was schematisch in Abbildung 1.5 gezeigt ist.

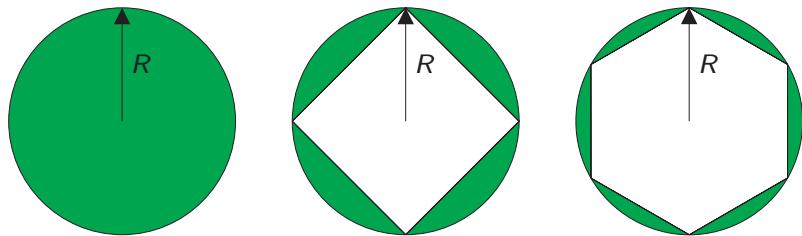


Abbildung 1.5:

Polfläche verschiedener Mikrotron-Typen: Die Polfläche bei gegebenem Magnetfeld B und Energie E_{\max} ist beim klassischen Mikrotron ($N = 1$) mit πR^2 am größten und sinkt mit zunehmendem N .

1.1.4 Das Harmonische doppelseitige Mikrotron (HDSM)

Das HDSM (Abbildung 1.6 und 1.7) ist an die spezielle Situation an MAMI angepasst:

- Der Beschleuniger füllt den gesamten verfügbaren Raum zweier ehemaliger Experimentierhallen (siehe Abbildung 1.4).
- Die transversale Fokussierung kann wie bei den RTMs mit Quadrupolmagneten auf den Linacachsen realisiert werden, weil das Verhältnis zwischen Ausschuss- und Einschussenergie nur 1508 MeV / 855 MeV beträgt und damit viel kleiner als bei allen vorigen RTMs von MAMI ist.

⁵Die Magnetmasse skaliert bei gleichbleibendem Magnetfeld nahezu mit E^3 , sie würde also vom RTM3 mit 2×450 t zum RTM4 mit 2×3000 t drastisch zunehmen.

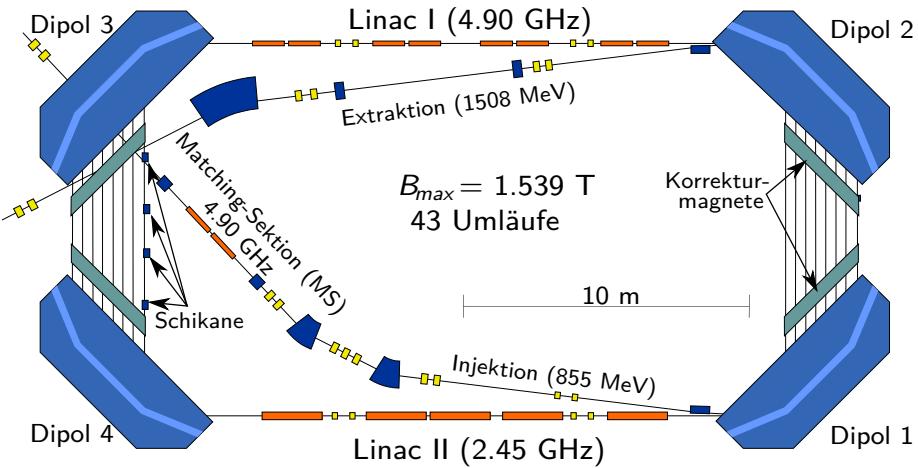


Abbildung 1.6:

Schema des HDSM: Nach der Injektion (Energieanpassung mit der Matchingsektion) beschleunigen zwei Linacs (4.9 GHz und 2.45 GHz, Abschnitt 1.5) die Elektronen. Korrekturmagnete (jeweils zwei Paare h/v) auf den dispersiven Rückführungsbahnen lenken jeden Umlauf zentriert durch den folgenden Linac.

Die „Schikane“ aus vier Magneten im ersten Umlauf zwischen Dipol 3 und 4 verlängert die Laufstrecke, um die longitudinale Anpassung (Abschnitt 1.4.3) abzuschließen.

Die wichtigsten Lösungsansätze des HDSM sind hier aufgeführt:

- Grundfrequenz bei 4.9 GHz, um den Energiegewinn zu reduzieren (Abschnitt 1.2.2)
- Innovatives Fokussierschema dank Feldgradient der Dipolmagnete, um den vertikalen Phasenraum zu beherrschen (Abschnitt 1.3.1)
- Daraus folgt eine Wanderung der Sollphase ϕ_{Soll} von Umlauf zu Umlauf (Abschnitt 1.4)
- Longitudinale Stabilitätsprobleme können durch den 2.45 GHz-Linac (Linac II) vermieden werden, da bei subharmonischem Einschuss in einem Linac nur jeder zweite Resonator besetzt wird – daher auch die Bezeichnung *Harmonisches DSM* (Abschnitt 1.5, Abbildung 1.8)

Um die Funktionsweise dieses neuen Beschleunigers verstehen zu können, werden in den nächsten Abschnitten zunächst die Schwierigkeiten erläutert, die bei der Auslegung berücksichtigt werden mussten. Dabei wird oft das RTM herangezogen werden, wodurch manche Probleme leichter einzusehen sind.

1 Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron (HDSM)

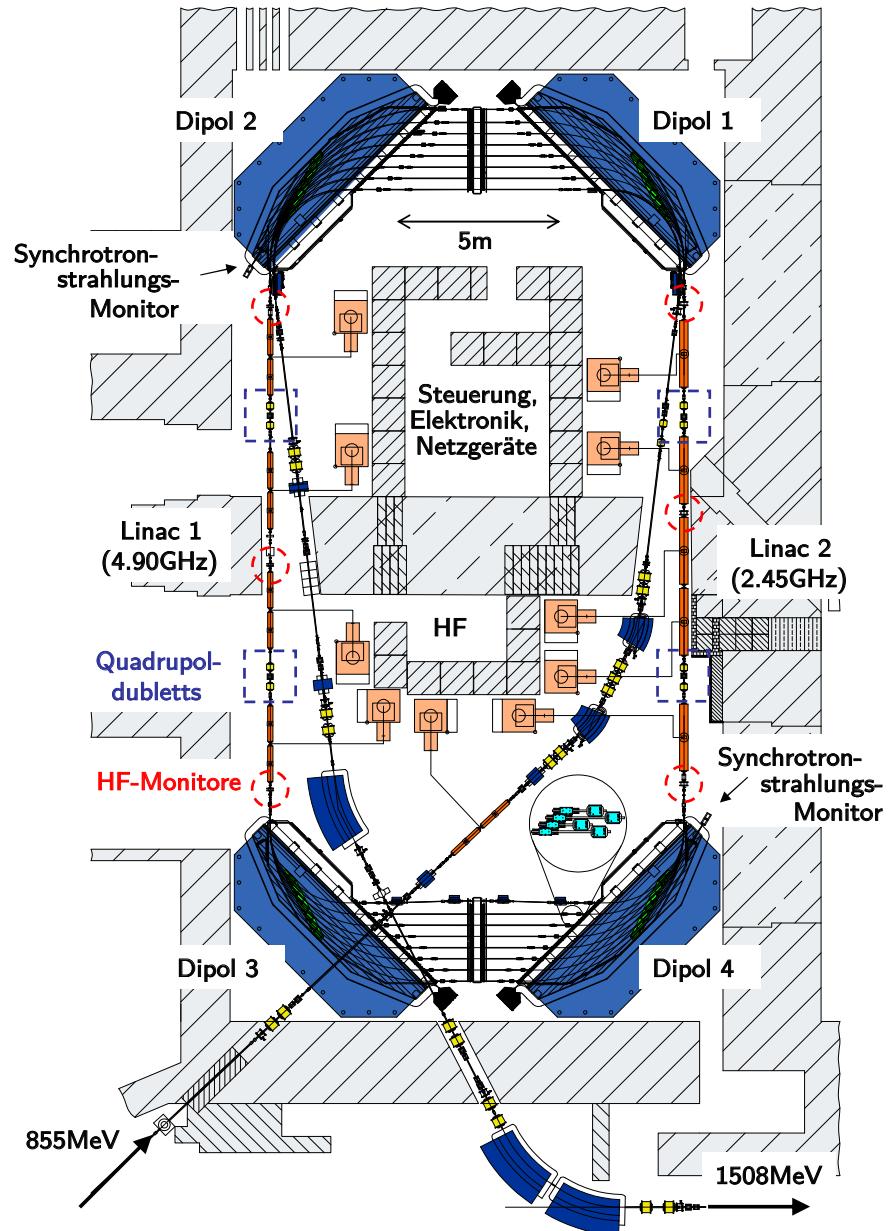


Abbildung 1.7:

Grundriss des HDSM: Strahldiagnose (Intensität, Phase, sowie x und y) für alle Umläufe wird mit den HF-Monitoren auf den Linacachsen realisiert (rote Markierungen, Details in Abschnitt 2.6), auch fokussiert wird ausschließlich mit vier Quadrupoldoubletts (gelb) auf den Linacachsen. Beim 2.45 GHz-Linac versorgt je ein Klystron eine Beschleunigungssektion; beim 4.9 GHz-Linac wird die Leistung jedes Klystrons auf zwei Sektionen verteilt. Die Synchrotronmonitore werden benutzt, um die transversalen Eigenschaften des Strahls zu überprüfen.

Im vergrößerten Ausschnitt bei Dipol 4 ist die Anordnung der Korrekturmagnete (türkis) auf den Dispersionsbahnen exemplarisch dargestellt.

1.2 Das Mikrotron-Prinzip

Der Grundgedanke beim Mikrotron besteht darin, eine Beschleunigungsstruktur (bzw. Linac) mehrfach zu durchqueren und damit effizienter zu nutzen⁶. Insbesondere bei normalleitenden Beschleunigungsstrukturen ist die Effizienz $\eta = P_{\text{Strahl}}/P_{\text{HF}}$ zu klein, um wirtschaftlich einen kontinuierlichen Elektronenstrahl im GeV-Bereich zu beschleunigen.

Die Kernkomponenten des Mikrotrons sind die Beschleunigungsstruktur und ein allen Energien gemeinsames Ablenksystem, das die Strahlen verschiedener Energien zunächst separiert und später wieder phasenrichtig in die Beschleunigerachse einlenkt. Das einfachste Beispiel hierfür ist das „klassische“ Mikrotron (siehe Abbildung 1.2): Das homogene Magnetfeld senkrecht zur Beschleunigerebene lässt die Elektronen verschiedener Energien immer wieder an den gemeinsamen Startpunkt zurückkehren, wo sich gleichzeitig der HF-Resonator zur Beschleunigung befindet.

Die Verallgemeinerung dieses Prinzips ersetzt den kreisförmigen Ablenkmagneten der Rezirkulation durch $2 \times N$ paarweise Ablenkmagnete mit Ablenkinkel $180^\circ/N$. Durch die paarweise Anordnung werden auch hier die Strahlen nach dem Durchflug durch ein Magnetpaar wieder auf eine gemeinsame Achse gelenkt [5].

1.2.1 Kohärenzbedingungen bei relativistischen Energien

Beim Mikrotron ($\beta \lesssim 1$) wird die Flugzeit einer Rezirkulation abhängig von der Energie im Wesentlichen durch den größer werdenden Bahnradius (Transversaldispersion) bestimmt:

$$R = \frac{\beta \cdot E}{e \cdot c \cdot B} \quad (1.3)$$

Diese daraus resultierende Änderung der Flugzeit ist die Longitudinaldispersion.

Bereits 1944 veröffentlichte Veksler folgendes einfache Konzept zur Beschleunigung relativistischer Teilchen („klassisches“ Mikrotron):

1. Die Flugzeit der ersten Rezirkulation bei der Energie E_0 muss ein ganzzahliges Vielfaches ($m \in \mathbb{N}$) der beschleunigenden Hochfrequenzperiode sein (statische Kohärenzbedingung, Gleichung 1.4).
2. Die Flugzeiten der nächsten Rezirkulationen bei den Energien $E_i = E_{i-1} + \Delta E$ müssen um ein ganzzahliges Vielfaches ($n \in \mathbb{N}$) der beschleunigenden Hochfrequenzperiode anwachsen (dynamische Kohärenzbedingung, harmonische Zahl n , Gleichung 1.5).

⁶Im Vergleich zu einem Linac bei gleicher Strahlenergie und Intensität kann die Kostenersparnis in der Anschaffung und im Betrieb erheblich sein.

Das entspricht den zwei Relationen (für $\beta = 1$):

$$2\pi \cdot \frac{E_0}{e \cdot c \cdot B} = m \cdot \lambda_{HF} \quad (1.4)$$

$$2\pi \cdot \frac{\Delta E}{e \cdot c \cdot B} = n \cdot \lambda_{HF} \quad (1.5)$$

Damit ist der minimal aufzubringende Energiegewinn allein durch die Wahl des Magnetfeldes B und der HF-Wellenlänge λ_{HF} festgelegt. Bei zwei Ablenksystemen bestehend aus je zwei 90°-Ablenkagneten verändern sich die Relationen für einen kompletten Umlauf allein aufgrund der Magnetenanordnung folgendermaßen:

$$2(\pi - 2) \cdot \frac{\Delta E}{e \cdot c \cdot B} = n \cdot \lambda_{HF} \quad (1.6)$$

Der minimale Energiegewinn eines solchen „einseitigen“ doppelseitigen Mikrotrons ist dadurch knapp dreimal ($2\pi/2(\pi - 2)$) größer als der eines RTMs. Wird ein solches Mikrotron mit *zwei* Linacs ausgerüstet, müssen die Kohärenzbedingungen für beide halbe Umläufe simultan gelten, so dass die Bahnlängenänderung eines ganzen Umlaufs nun mindestens 2λ betragen muss:

$$2(\pi - 2) \cdot \frac{\Delta E}{e \cdot c \cdot B} = 2n \cdot \lambda_{HF} \quad (1.7)$$

Somit wird zwar die Polfläche eines doppelseitigen Mikrotrons drastisch verkleinert, aber zwei Linacs müssen gut den fünffachen Energiegewinn gegenüber einem RTM leisten.

Grundsätzlich werden im CW-Betrieb kleinstmögliche Energiegewinne bevorzugt (d.h. $n = 1$); um aber gleichzeitig den Beschleuniger möglichst kompakt zu bauen, muss das Magnetfeld möglichst groß sein.

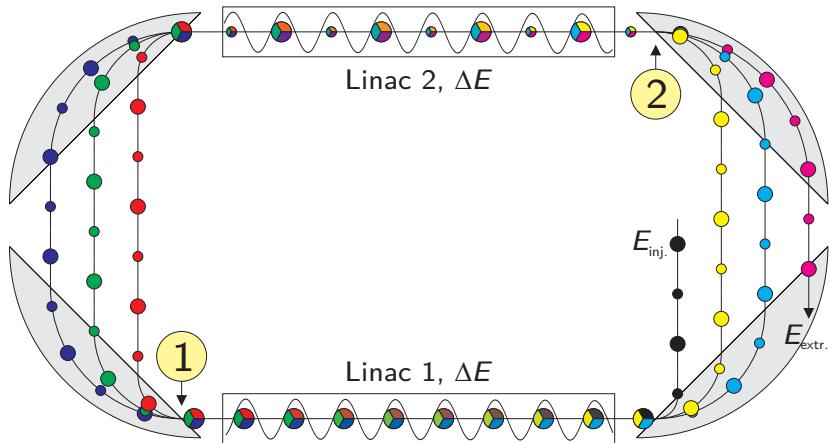
1.2.2 Höhere Energien mit MAMI-C

MAMI-C sollte in zwei bislang als Experimentierplatz benutzten Hallen aufgebaut werden, um Kosten für ein neues Gebäude zu sparen (siehe Abbildung 1.6). Weil konventionelle Magnete mit großer homogener Polfläche ($\delta B/B \sim 10^{-4}$) maximale Felder von etwa 1.5 T erreichen, müsste der Energiegewinn eines doppelseitigen Mikrotrons nach Gleichung 1.7 bei der MAMI-Frequenz von 2.45 GHz rund 40 MeV betragen.

Konsequenz für MAMI-C

Beide Linacs müssten daher eine maximale Beschleunigungsspannung von $U_0 \approx 25$ MV bereitstellen – bei etwa 12 m verfügbarer Länge.

Der Energiegewinn nach Gleichung 1.7 ist proportional zu λ_{HF} , daher kann er durch die Wahl der Beschleunigungsfrequenz und damit λ_{HF} beeinflusst werden. Die MAMI-B-Kaskade als Vorbeschleuniger liefert einen Strahl mit einer 2.45 GHz-Struktur, so dass


Abbildung 1.8:

Doppelseitiges Mikrotron (DSM): Schematische Darstellung mit Elektronenbunchen. Von (1) nach (2) ist die Strecke $18\frac{1}{4}\lambda$, von (2) nach (1) bereits $18\frac{3}{4}\lambda$ lang, da die Strahlenergie bereits größer ist als von (1) nach (2). Der erste Umlauf ist daher 37λ lang. Von (1) nach (2) ist die Strecke nun $19\frac{1}{4}\lambda$ lang, exakt 1λ länger als im ersten Umlauf, von (2) nach (1) nun $19\frac{3}{4}\lambda$. Somit ist der zweite Umlauf 39λ lang, 2λ länger als der erste Umlauf, wie durch Gleichung 1.7 gefordert.

Jeder zweite Bunch ist kleiner dargestellt, da bei MAMI-C (4.9 GHz) nur jeder zweite Bunch ($\nu_{\text{Bunch}} = 2.45 \text{ GHz}$) besetzt ist. Deshalb sind im Fall von $n = 1$ die Bunche auf einer Linacgeraden um λ separiert, auf der anderen um 2λ . Durch die Länge des ersten Umlaufs (λ gerade/ungerade) wird festgelegt, welcher Bunchabstand auf welcher Linacgeraden sein wird. Das ermöglicht prinzipiell sowohl den Betrieb mit zwei 4.9 GHz-Linacs (DSM) als auch den gemischten Betrieb (4.9 GHz- und 2.45 GHz-Linac, Harmonisches DSM, Abschnitt 1.5).

zunächst alle ganzzahligen Vielfachen dieser Frequenz in Betracht kommen. Weil die Maße der Beschleunigungsstrukturen mit der Wellenlänge skalieren, wird mit 4.9 GHz für das DSM ein guter Kompromiss zwischen Energiegewinn einerseits sowie Fertigung, Justage und vor allem Apertur auf der anderen Seite getroffen. Abbildung 1.8 zeigt schematisch die spezielle Situation bei MAMI-C, die sich aufgrund der Unterschiede von Bunchfrequenz und Grundfrequenz des DSM ergeben. Weitere Details sind z.B. in [21] nachzulesen.

1.3 Das Ablenksystem und seine Eigenschaften

Die Rezirkulation kann durch Segmentmagnete mit jeweils gemeinsamen Ein- und Austrittskanten realisiert werden (siehe Abbildung 1.9), da ein solcher Magnet aus Symmetriegründen in der Ablenkebene telezentrische Abbildungseigenschaften besitzt und daher wie ein magnetischer Spiegel wirkt. Der Ablenkinkel bleibt dabei energieunabhängig; allein der Biegeradius und damit der Austrittsort skaliert als transversale

Dispersion mit der Energie. Die symmetrische Kombination zweier gleichartiger Magnete kehrt diesen Effekt des Einzelmagneten genau um, so dass die transversale Dispersion nach einem solchen Ablenksystem verschwindet und die Trajektorien aller Energien wieder vereint werden [6]. Der Ablenkwinkel beider Magnete muss gleich groß sein. Sinnvoll sind dabei Ablenkwinkel von je zweimal $\theta = 180^\circ/N$, wobei N die Anzahl der Ablenksysteme mit paarweisen Magnetanordnung bzw. der geraden Strecken mit Dispersion $D = 0$ ist. Denkbar sind 180° (RTM, $N = 1$), 90° (DSM, $N = 2$), 60° (Hexatron, $N = 3$) usw.

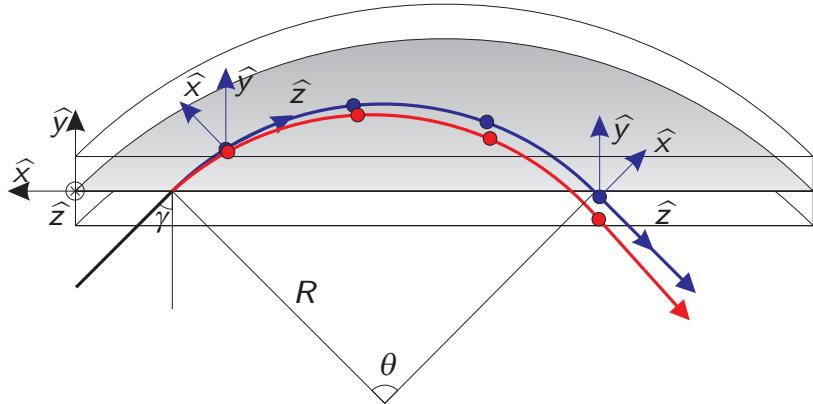


Abbildung 1.9:

Koordinatensysteme und Segmentmagnet: Das sich mit der Sollbahn (blau) mitbewegende Koordinatensystem bildet die Basis für sämtliche Teilchenkoordinaten (rot: Teilchenbahn abweichend von der Sollbahn), die sinnvollerweise relativ zum Sollteilchen angegeben werden. Die Koordinaten eines Teilchens im sechsdimensionalen Phasenraum lauten daher $\vec{r} = (x, x', y, y', z, z')^T$.

Beim Segmentmagneten findet der Ein- und Austritt mit dem Polkantenwinkel γ statt, der Ablenkwinkel beträgt θ und der Biegeradius ist R .

Das schwarze Koordinatensystem ist für die Koordinaten des Magnetfeldes gedacht. Die \hat{z} -Achse ragt dabei in die Zeichenebene bzw. in das Innere des Magneten.

Das RTM mit zwei 180° -Ablenkmagneten wurde bereits 1946 erwähnt [8]; die flexible Anordnung der Ablenkmagnete erlaubt z.B. die Installation eines HF-Linacs sowie individueller Fokussierelemente. Im Falle des RTM stehen die Ein- und Austrittswinkel in die Ablenkmagnete senkrecht zur Stirnfläche des Magneten, daher sind die vertikal defokussierenden Effekte des realen Randfelds hier kleiner als bei Polytrons ($N > 1$) mit schrägen Polkantenwinkeln γ [14].

Der größte Abstand der Sollbahnen zweier benachbarter Umläufe im RTM wird durch die transversale Dispersion verursacht und beträgt $n \cdot \lambda/\pi$. Damit beträgt der Abstand bei einer Beschleunigungs frequenz $\nu = c/\lambda_{\text{HF}} = 2.45 \text{ GHz}$ für $n = 1$ etwa 3.9 cm. Dieser Abstand sollte immer einige Zentimeter betragen, um z.B. Korrekturmagnete auf den Dispersionsbahnen installieren zu können [11].

Die Flugstrecken in einem RTM wachsen mit zunehmender Energie, so dass beim

RTM3 der erste Umlauf bereits etwa 25 m lang ist. Das bedeutet, dass Winkelfehler von $\delta x' \sim 1$ mrad bereits nach einem Umlauf zu Positionsfehlern von $\delta x \sim 25$ mm führen können, wenn keine Vorkehrungen durch Fokussierung getroffen werden. Dennoch können nur geringe lokale Abweichungen vom Sollmagnetfeld toleriert werden: Bei MAMI sind die Magnete durch Oberflächenkorrekturspulen derart korrigiert, so dass für die Abweichungen $|\delta B/B| \leq 10^{-4}$ eingehalten werden kann. Dann reichen mechanisch „kleine“ Korrekturmagnete auf den Dispersionsbahnen aus, um die verbleibenden Ablenkfehler (typischerweise $|\delta x'| < 1$ mrad) auszugleichen. Zusätzlich wird dadurch für die Longitudinaldynamik gewährleistet, dass es nicht zu „Sprüngen“ der Weglänge kommt, die wiederum nicht korrigierbare Veränderungen der Sollphase ϕ_{Soll} bewirken würden [11].

1.3.1 Fokussierung des Strahls

Um die Auswirkungen von Positions- und Winkelfehlern zu minimieren, muss der Strahl fokussiert werden. Dann führt ein von der Sollbahn abweichender Strahl eine sog. Betatronschwingung um die durch Positionsmonitore vorgegebene Sollbahn aus.

Zur Fokussierung eines Strahls können verschiedene Methoden verwendet werden, die als „schwache Fokussierung“ und „starke Fokussierung“ eingeordnet werden können.

Die „schwache Fokussierung“ ist seit den Anfängen der Zyklotrons und Betatrons bekannt und kann sowohl mit homogenen als auch mit inhomogenen Ablenkmagneten beobachtet werden (siehe Abbildung 1.10). Die „schwache Fokussierung“ eines homogenen Ablenkmagneten erfolgt in der Ablenkebene, senkrecht dazu gibt es keine fokussierende Wirkung. Durch einen überlagerten Gradienten kann aber auch in der Vertikalen eine schwache Fokussierung bewirkt werden [14]. Diese Fokussierung ist allerdings sehr eingeschränkt und nicht flexibel, da sie horizontal gleichzeitig ablenken und fokussieren und auch vertikal fokussieren soll, was allerdings prinzipielle Grenzen hat (Earnshaw-Theorem).

Stärkere und flexiblere Fokussierung kann durch abwechselnde Gradienten („alternating gradient“) erreicht werden, weil durch den Wechsel des Gradienten zunächst in einer (z.B. horizontaler) Ebene fokussiert wird und anschließend umgekehrt. Ist der Abstand der Gradientenwechsel kleiner als die einzelne Brennweite, so wirkt dieses System in *beiden* Ebenen fokussierend (z.B. Fokussierung mit einem Quadrupol-Dublett). Normalerweise werden bei der „starken Fokussierung“ einzelne Quadrupolmagnete verwendet, es können aber auch Solenoidmagnete zum Einsatz kommen.

Homogene Ablenkmagnete

In einem homogenen Magnetfeld, das senkrecht zur Beschleunigerebene steht, findet in der Vertikalen keine Fokussierung statt. In der Horizontalen gibt es für parallel startende Strahlen ($\delta x \neq 0, \delta x' = 0$) einen Brennpunkt, der gleichzeitig auch der Umkehrpunkt des Strahls ist (siehe Abbildung 1.10).

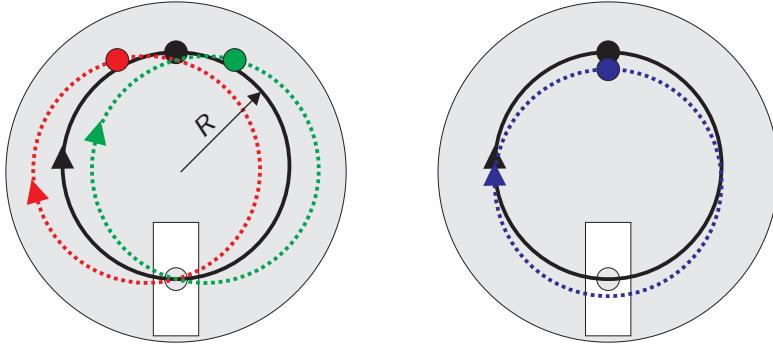


Abbildung 1.10:

Schwache Fokussierung im homogenen Magnetfeld: Für Magnetfelder $\vec{B} = (0, B_y, 0)$ senkrecht zur Beschleunigerebene (x/z -Ebene) ist die Sollbahn eine Kreisbahn (schwarz). Die schwache Fokussierung führt dazu, dass der Strahl trotz Winkelfehlern ($\delta x' \neq 0$, links) immer wieder an den Ausgangspunkt zurückkehrt (rot und grün) bzw. für Ortsfehler ($\delta x \neq 0$, rechts) gibt es zwei Brennpunkte. In der y -Ebene parallel zum Magnetfeld findet keine Fokussierung statt.

Randfeldeffekte

Durch Randfeldeffekte ist das Magnetfeld jedoch nur im Inneren eines Magneten homogen und parallel zur y -Achse; an den Polkanten muss mit Feldkomponenten in z -Richtung gerechnet werden (Abbildung 1.9). Diese Feldkomponente führt prinzipiell zu einer negativen vertikalen Brennweite f_y [7, 11]:

$$\frac{1}{f_y} = \frac{1}{R^2} \left[\int_{-d}^0 \left(\frac{B(z)}{B_0} \right) dz - \int_{-d}^0 \left(\frac{B(z)}{B_0} \right)^2 dz - \frac{2y^2}{3} \int_{-d}^0 \left(\frac{B'(z)}{B_0} \right)^2 dz + \dots \right] \quad (1.8)$$

mit dem Bahnradius R im homogenen Magnetfeld B_0 . Dabei reicht das Randfeld von $-d$ bis 0 in z -Richtung. B' ist hier die Ableitung dB/dz . Durch geeignete Wahl des Feldverlaufs $B(z)$ im Randfeldbereich kann die Defokussierung aber kompensiert werden. Als Lösung hat sich beim RTM der Gegenfeldstreifen nach Babić und Sedlaček durchgesetzt [7, 22]: Vor dem homogenen Hauptfeld B_0 befindet sich ein in z -Richtung schmales Gegenfeld mit $B_{\text{rev.}} \sim -0.2 \cdot B_0$ [23]. Damit kann die vertikale Defokussierung in gewünschter Weise kompensiert werden.

Viel stärker wirken die B_z -Komponenten, wenn der Strahl im Falle der 90° -Segmentmagnete nicht *senkrecht* in das Magnetfeld ein- und austritt, sondern schräg. Aus Sicht des Strahls sind dann große B_x -Komponenten vorhanden, die die Defokussierung noch verstärken. Brennweiten von deutlich unter 1 m bis hin zu wenigen cm sind zu erwarten [6].

Feldgradient senkrecht zur Stirnfläche des Magneten

Alternativ kann statt homogener Magnete auch ein Magnet mit einem Gradienten entlang der z -Achse eingesetzt werden, um die vertikale Defokussierung zu beherrschen – sog. „combined function“-Magnete. Der Strahl dringt mit zunehmender Energie immer tiefer bis zum Umkehrpunkt $z_{\max,i}$ des Umlaufs i in den Magneten ein. Deshalb kann für jede weitere Bahn j mit $j > i$ der Feldverlauf $B(z)$ im Bereich zwischen $z_{\max,i} < z < z_{\max,j}$ iterativ weiterentwickelt werden, ohne die Eigenschaften der vorigen Bahnen zu beeinflussen. Optimal ist ein exponentieller Abfall, da dann die Vertikalabbildung achromatisch wird [23, 24]. Mit diesem Vorgehen ist – unter Berücksichtigung der Fertigungstechniken – der Feldgradient so entwickelt worden, dass praktisch über den gesamten Energierbereich die vertikale Defokussierung kompensiert wird (Abbildung 1.11). Die Restbrennweite liegt im Mittel bei etwa 150 m, was leicht durch die Quadrupole auf den Linacachsen ausgeglichen werden kann [25].

Das Ergebnis ist ein Magnet mit Feldgradient, dessen horizontale und vertikale Abbildung einer Driftstrecke entspricht, deren Länge jedoch energieabhängig ist (Abbildung 1.12) [20, 26].

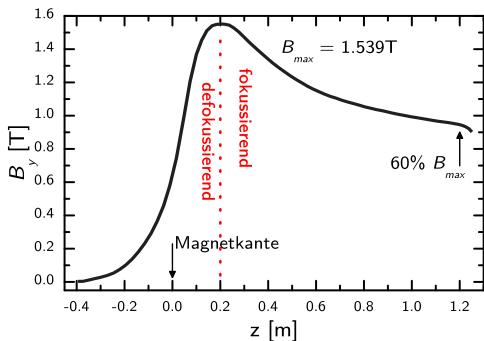


Abbildung 1.11:
Magnetfeld gegen die Distanz zur Polkante (\hat{z} -Achse) eines HDSM-Dipols [27].

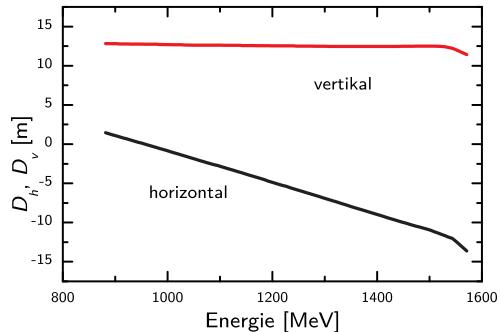


Abbildung 1.12:
Horizontale und vertikale Driftstrecken eines 180°-Ablenksystems [27].

Dieser makroskopische Feldgradient führt unter Berücksichtigung von Gleichung 1.7 dazu, dass dort das konstant angesetzte Magnetfeld B durch $\langle B \rangle < B$ ersetzt werden muss. Der reduzierende Effekt des Gradienten nimmt von Umlauf i zu Umlauf j zu, so dass $\langle B \rangle_j < \langle B \rangle_i$ für $j > i$. Aber Gleichung 1.7 muss für alle Umläufe erfüllt werden, wodurch der Sollenergiegewinn in der gleichen Weise sinken muss. Die inhärente Phasenfokussierung führt bei der richtigen Wahl von Sollenergiegewinn und Phase automatisch zu einem kontinuierlichen Verlauf der Beschleunigung. Dennoch muss die longitudinale Stabilität genauer untersucht werden (Abschnitt 1.4). Der für die Vertikalabbildung optimierte Feldgradient erfordert, dass der Energiegewinn von etwa 16.8 MeV bei Einschussenergie auf

1 Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron (HDSM)

rund 14 MeV bei Ausschussenergie abnimmt; immerhin rund 17%, was in Abbildung 1.13 dargestellt ist [26].

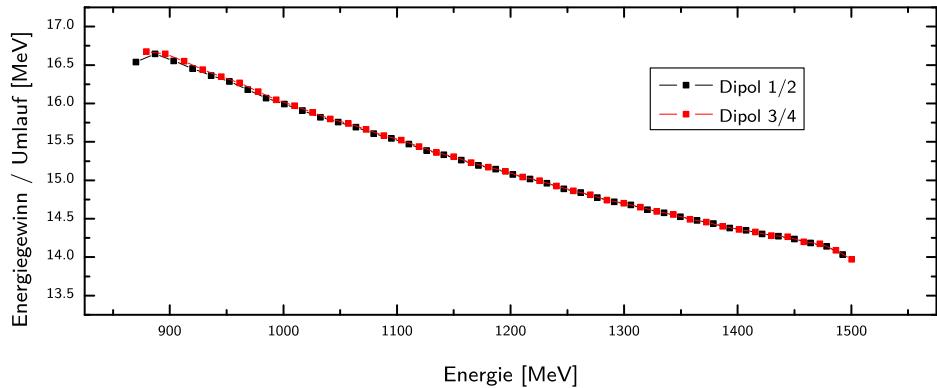


Abbildung 1.13:

Sollenergiegewinn im HDSM: Der Feldgradient erfordert ein Abnehmen des Energiegewinns von rund 17% im Verlauf der Beschleunigung.

Vorteile des telezentrischen Segmentmagneten

Telezentrie ermöglicht einen im Betrieb vergleichsweise einfachen Umgang mit dem Ablenksystem, weil im Wesentlichen nur Driftstrecken zu berücksichtigen sind.

Weil die Ablenkmagnete die gewünschten telezentrischen Eigenschaften besitzen, erfolgt die Fokussierung wie bei den RTMs an MAMI idealerweise ausschließlich durch Quadropole auf den Linacachsen⁷. In [26] werden auch verschiedene andere Fokussierschemata detailliert diskutiert und gegenüber diesem einfachen Schema verworfen, weil sie keine grundlegenden Vorteile gegenüber der skizzierten Methode haben.

1.3.2 Longitudinale Fokussierung

Die Kombination einer Rezirkulation mit Longitudinaldispersion und einem Linac wirkt longitudinal fokussierend, da relativistische Elektronen ($v \lesssim c$) mit einer Energieabweichung $\delta E > 0$ durch die longitudinale Dispersion gegenüber dem Sollteilchen eine etwas längere Bahn fliegen und damit etwas später am HF-Resonator ankommen. Ist die Phase der Hochfrequenz so gewählt, dass das Sollteilchen auf der abfallenden Flanke liegt, wird das Elektron mit $\delta E > 0$ von der HF etwas weniger stark beschleunigt und nähert sich im nächsten Umlauf dem Sollteilchen, d.h. es folgt einer sog. Synchrotronsschwingung

⁷Die Brennweite eines Quadrupolmagneten wächst $\sim E$, die eines Doublets hingegen mit $\sim E^2$, so dass die Doublet-Fokussierung mit zunehmender Energie drastisch abnimmt. Dieser Effekt ist unproblematisch, weil die Energie mit dem HDSM nur etwa verdoppelt wird.

um die Sollphase ϕ . In Abbildung 1.2 wurde bereits schematisch die Wirkung der Phasenfokussierung dargestellt; die theoretischen Hintergründe werden in Abschnitt 1.4 erläutert.

Wahl der Sollphase ϕ

Eine elektromagnetische Welle (bzw. das elektrische Feld) sei:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{x}, t) &= \vec{E}_0 \cdot e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega_{\text{HF}}t)} \\ &= \vec{E}_0 \cdot e^{i\phi}\end{aligned}\quad (1.9)$$

Da sich im (ortsfesten) Resonator eine stehende Welle ausbildet, ist o.B.d.A. $\vec{k}\vec{x} = 0$ und damit $\phi = -\omega_{\text{HF}}t$. Daher ist in dieser Schreibweise die Phase ϕ für ein Teilchen mit $\delta E > 0$ aufgrund der longitudinalen Dispersion *kleiner* (oder negativer) als die des Sollteilchens. Der Sollenergiegewinn ΔE_{Soll} eines Einzelresonators oder auch eines Linacs beträgt:

$$\Delta E_{\text{Soll}} = eU_0 \cos(\phi_{\text{Soll}}) \quad (1.10)$$

mit $\phi_{\text{Soll}} < 0$ in dieser Konvention. Die Sollphase der RTMs ist also immer negativ.

1.4 Periodische Systeme: Grundlagen der Longitudinaldynamik

Bei einem periodischen System muss vermieden werden, dass kleinere Fehleinstellungen dazu führen, dass Abweichungen über alle Grenzen anwachsen (z.B. bewirkt ein Energiegewinn $\Delta E \neq \Delta E_{\text{Soll}}$ in einem späteren Umlauf i Phasenabweichungen $\delta\phi_i = \phi_{\text{Soll}} - \phi_i$). Die Grundlagen der Longitudinaldynamik sind sehr detailliert in verschiedenen Werken (z.B. [7, 14]) zu finden und hier daher nur zusammenfassend dargestellt.

1.4.1 Beschreibung durch die lineare Strahldynamik

Mit den Mitteln der linearen Strahldynamik können zur Überprüfung der Stabilität einfache Bedingungen formuliert werden, unter denen eine periodisch stabile Beschleunigung stattfinden kann. Das soll im weiteren Verlauf zunächst am Beispiel des longitudinalen Phasenraums ($\delta\phi, \delta E$) gezeigt werden.

Die Ableitung des hierfür verwendeten Matrixformalismus aus dem Hamilton-Lagrange-Formalismus sowie den Vektorpotentialen der verschiedenen Beschleunigerkomponenten ist in zahlreichen Schriften nachzulesen [14]. Hier folgt eine kurze Zusammenfassung der ursprünglichen Herleitung [20].

1.4.2 Matrix-Formalismus der Strahldynamik

Die Bewegung eines einzelnen Elektrons in äußereren elektromagnetischen Feldern wird durch die Hamiltonfunktion $H(\vec{v})$ mit $\vec{v} = (\delta x, \delta p_x, \delta y, \delta p_y, \phi, \delta E, \delta z)^T$ beschrieben, wobei δx , δy sowie δp_x und δp_y die lokalen Teilchenkoordinaten bzw. die Impulse bezogen auf das Sollteilchen und weiter $\delta\phi$ und δE die Phasen- und die Energieabweichung festlegen. Die Koordinate z entspricht der zurückgelegten Strecke entlang der Sollbahn und ist für hochrelativistische Teilchen „fest“ mit der Phase ϕ bzw. den Abweichungen $\delta\phi$ verknüpft.

Mit einer Matrix \mathcal{S}

$$\mathcal{S} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

wird die Bewegung eines Teilchens aus der Hamiltonfunktion berechnet:

$$\frac{d\vec{v}}{dz} = \mathcal{S} \frac{\partial H}{\partial \vec{v}} \quad (1.12)$$

Eine Lösung ist für den Fall, dass nur die Jakobimatrix \mathcal{J} von $H(\vec{v})$ berücksichtigt wird, durch Integration über die Wegstrecke z möglich:

$$\vec{v}(z) = \vec{v}(0) + \int_0^z \mathcal{S} \mathcal{J}(s) \vec{v}(s) ds \quad (1.13)$$

Für ein von z unabhängiges \mathcal{J} (d.h. für eine Driftstrecke, für eine Bewegung in einem homogenen Magnetfeld, etc.) gilt insbesondere

$$\vec{v}(z) = e^{\mathcal{S}\mathcal{J}z} \vec{v}(0) = \mathcal{M}(z) \vec{v}(0) \quad (1.14)$$

wobei $\mathcal{M}(z)$ in der linearen Strahloptik dann den o.g. Abschnitt des Beschleunigers beschreibt.

Für eine reale Strahlführung bestehend aus n einzelner solcher Abschnitte, die hier mit $i \in [1, n]$ bezeichnet sind, ist die Lösung für $\vec{v}(z)$ demnach gegeben:

$$\vec{v}(z) = \mathcal{M}_n \cdot \mathcal{M}_{n-1} \cdot \dots \cdot \mathcal{M}_i \cdot \dots \cdot \mathcal{M}_2 \cdot \mathcal{M}_1 \cdot \vec{v}(0) \quad (1.15)$$

Im Fall des longitudinalen Phasenraums ist $\vec{v}(0) \equiv (\delta\phi_{\text{vor}}, \delta E_{\text{vor}})^T$ und analog $\vec{v}(z) \equiv (\delta\phi_{\text{nach}}, \delta E_{\text{nach}})^T$. Die Transformationsmatrix \mathcal{M} ist das Produkt der Matrizen \mathcal{M}_i . Damit kann Gleichung 1.15 wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} \delta\phi_{\text{nach}} \\ \delta E_{\text{nach}} \end{pmatrix} = \mathcal{M} \cdot \begin{pmatrix} \delta\phi_{\text{vor}} \\ \delta E_{\text{vor}} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

In einem rezirkulierenden Beschleuniger wird eine Folge von Beschleunigerkomponenten mehrfach durchflogen. Dabei wird die kleinste sich wiederholende Folge *Elementarzelle* genannt, anhand der die Longitudinaldynamik eines Mikrotrons gut charakterisiert werden kann.

Die Entwicklung des longitudinalen Phasenraums bestehend aus Phasen- und Energieabweichungen $\delta\phi$ und δE wird im Wesentlichen durch das Magnetfeld der Ablenk Magnete und durch die Beschleunigungsstrecken festgelegt. Damit beschreibt Gleichung 1.17 die Transformation eines Umlaufs i bestehend aus einem Linac \mathcal{L}_i und einem Ablenksystem \mathcal{D}_i :

$$\begin{pmatrix} \delta\phi_{\text{nach}} \\ \delta E_{\text{nach}} \end{pmatrix} = \mathcal{D}_i \cdot \mathcal{L}_i \cdot \begin{pmatrix} \delta\phi_{\text{vor}} \\ \delta E_{\text{vor}} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Bei den nun folgenden Erläuterungen wird der Umlauf-Index i weggelassen, da i hier keine spezielle Funktion besitzt. Beim DSM jedoch ändern sich durch die Sollphasenwanderung auch die entsprechenden Matrizen.

Dipol-Matrix

Die Matrix \mathcal{D} des Dipols wirkt als energieabhängige Driftstrecke: Die Energie wird nicht verändert, nur die Phasenabweichung unterliegt einer energieabhängigen Transformation. Dazu ist die Länge der Drift mit dem Matrixelement \mathcal{D}_{12} so gewählt, dass eine dem Sollenergiegewinn $\Delta E_{\text{Soll}} = eU_0 \cos(\phi_{\text{Soll}})$ entsprechende „Energieablage“ δE genau zu einer Phasenänderung von $n \cdot 360^\circ$ bzw. $n \cdot 2\pi$ führt, um die Kohärenzbedingung zu erfüllen:

$$\mathcal{D} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{n \cdot 2\pi}{eU_0 \cos(\phi_{\text{Soll}})} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Das Vorzeichen von \mathcal{D}_{12} berücksichtigt die in Abschnitt 1.3.2 definierte Wahl der Sollphase ($\phi_{\text{Soll}} < 0$), da $\delta E < 0$ eine kürzere Laufzeit bedeutet und damit das Elektron eine Beschleunigung größer als ΔE_{Soll} erfahren muss.

Linac-Matrix

Die Matrix \mathcal{L} des Linacs hingegen soll die Phasenabweichung $\delta\phi$ nicht verändern, weil die Elektronen relativistisch sind und der Linac für $v = c$ ausgelegt ist. Allerdings führt eine Phasenabweichung $\delta\phi$ zu einem abweichenden Energiegewinn:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \Delta E_{\text{Soll}} + \delta E_{\text{nach}} \\ &= eU_0 \cos(\phi_{\text{Soll}} + \delta\phi) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Ein Linac verhält sich in dieser Notation grundsätzlich nichtlinear, weil in diesem Ausdruck die Phasenabweichung $\delta\phi$ als Argument der Kosinus-Funktion auftritt. Um das Verhalten

der Longitudinaldynamik einfach untersuchen zu können, ist eine Linearisierung sinnvoll:

$$\begin{aligned}\delta E_{\text{nach}} &= \Delta E - \Delta E_{\text{Soll}} \\ &= eU_0 \cos(\phi_{\text{Soll}} + \delta\phi) - eU_0 \cos(\phi_{\text{Soll}}) \\ &\approx -eU_0 \sin(\phi_{\text{Soll}}) \cdot \delta\phi\end{aligned}\quad (1.20)$$

Hier wurde der Ausdruck in der letzten Zeile von Gleichung 1.20 durch die zeitliche Ableitung des Feldverlaufs approximiert, was mit dem Matrixelement \mathcal{L}_{21} fortgesetzt wird:

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -eU_0 \sin(\phi_{\text{Soll}}) & 1 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Die Wirkung von \mathcal{L} entspricht einer Fokussierung.

Beschleunigung als lineare Abbildung approximiert

Weil sich beide Matrizen von einem Umlauf zum nächsten gar nicht (RTM, homogenes Magnetfeld) bzw. nur geringfügig (DSM, Feldgradient) verändern, kann man einen Umlauf als Elementarzelle des periodischen Beschleunigungsvorgangs auffassen. Der gesamte Beschleunigungsvorgang von Umlauf 1 bis n wird dann durch das Matrixprodukt beschrieben:

$$\begin{pmatrix} \delta\phi_n \\ \delta E_n \end{pmatrix} = \mathcal{D}_n \cdot \mathcal{L}_n \cdot \mathcal{D}_{n-1} \cdot \mathcal{L}_{n-1} \cdot \dots \cdot \mathcal{D}_2 \cdot \mathcal{L}_2 \cdot \mathcal{D}_1 \cdot \mathcal{L}_1 \cdot \begin{pmatrix} \delta\phi_1 \\ \delta E_1 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

1.4.3 Stabilität, Eigenellipse und Resonanzphänomene

Stabilität im genannten Sinne erfordert, dass die Transformationsmatrix \mathcal{M} der Elementarzelle einer speziellen Ähnlichkeitsabbildung (bzw. einer Drehstreckung) mit Eigenwerten $|\lambda| = e^{\pm i\Psi}$ und dem Drehwinkel Ψ entspricht. Da nach dem Satz von Liouville das Phasenraumvolumen unter dem Einwirken konservativer Kräfte⁸ eine Erhaltungsgröße ist, gilt:

$$\det(\mathcal{M}) \equiv 1 \quad (1.23)$$

Wenn beide Bedingungen erfüllt sind, führt die wiederholte Anwendung der Transformationsmatrix \mathcal{M} nicht zu einem unbegrenzten Anwachsen der Eingangsabweichungen $\delta\phi_0$ und δE_0 , sondern die Abweichungen beschreiben von Umlauf zu Umlauf Punkte auf der sogenannten Eigenellipse, was als Synchrotronschwingung (longitudinal) oder Betatronsschwingung (transversal) zu beobachten ist. Der Winkel Ψ , um den die Punkte von Umlauf zu Umlauf auf dieser Ellipse weiterwandern, ist der sogenannte longitudinale

⁸Die statischen Magnetfelder der Ablenkmagnete und die elektrischen Felder der Beschleunigungssektionen können als Gradient eines Potentials dargestellt werden [28].

Phasenvorschub Ψ , der häufig auch als Arbeitspunkt („tune“) $q = \Psi/2\pi$ ausgedrückt wird. Dann entspricht die Matrix \mathcal{U} der ursprünglichen Matrix \mathcal{M} :

$$\mathcal{U} = \begin{pmatrix} \cos(\Psi) + \alpha \sin(\Psi) & \beta \sin(\Psi) \\ -\gamma \sin(\Psi) & \cos(\Psi) - \alpha \sin(\Psi) \end{pmatrix} \equiv \mathcal{M} \quad (1.24)$$

Die Twissparameter α , β und γ unterliegen der Bedingung $\beta\gamma - \alpha^2 = 1$ und können durch Vergleich der Matrixelemente aus \mathcal{M} bestimmt werden können. Die Twissparameter legen die Fläche (Akzeptanz), Exzentrizität und Orientierung (konvergent/divergent) der Eigenellipse fest.

Gleichzeitig gilt

$$\text{Spur}(\mathcal{U}) \equiv 2 \cos(\Psi) \quad (1.25)$$

d.h. man kann aus der Matrix \mathcal{M} direkt den Phasenvorschub Ψ berechnen und erkennen, unter welchen Bedingungen die Transformation periodisch und nicht resonant ist:

$$|\text{Spur}(\mathcal{M})| \leq 2 \quad (1.26)$$

Für ein RTM bedeutet das:

$$\begin{aligned} \text{Spur}(\mathcal{M}_{\text{RTM}}) &= \text{Spur}(\mathcal{L} \cdot \mathcal{D}) \\ &= 1 - eU_0 \sin(\phi) \cdot \frac{-n \cdot 2\pi}{eU_0 \cos(\phi)} + 1 \\ &= 2 + n \cdot 2\pi \tan(\phi) \end{aligned} \quad (1.27)$$

Aus dem Phasenvorschub Ψ kann die Sollphase ϕ_{Soll} bestimmt werden:

$$\phi_{\text{Soll}} = \arctan \left(\frac{\cos(\Psi) - 1}{n\pi} \right) \quad (1.28)$$

Mit $|2 + n \cdot 2\pi \tan(\phi)| \leq 2$ folgt eine periodische Beschleunigung für $-32.5^\circ \leq \phi \leq 0^\circ$ im Falle eines RTMs mit harmonischer Zahl $n = 1$. Bei einem DSM muss mit der Matrix \mathcal{D}_i berücksichtigt werden, dass nun der Gesamtenergiegewinn eines kompletten Umlaufs (mit zwei Linacs ΔE) durch Longitudinaldispersion eine Bahnlängenvergrößerung von 360° pro Ablenksystem erzeugen muss. Daher in der vorigen Herleitung des RTM der Ausdruck $\Delta E = eU_0 \cos(\phi_{\text{Soll}})$ durch $2\Delta E$ für das DSM ersetzt werden:

$$\begin{aligned} \text{Spur}(\mathcal{M}_{\text{DSM}}) &= \text{Spur}(\mathcal{L} \cdot \mathcal{D}) \\ &= 1 - eU_0 \sin(\phi) \cdot \frac{-n \cdot \pi}{eU_0 \cos(\phi)} + 1 \\ &= 2 + n \cdot \pi \tan(\phi) \end{aligned} \quad (1.29)$$

Eine stabile periodische Beschleunigung ist daher für $-51.85^\circ \leq \phi \leq 0^\circ$ bei $n = 1$ möglich [6, 29]. Dieser vergleichsweise große Stabilitätsbereich wird zumindest teilweise vom Feldgradienten der Ablenkmagnete benötigt.

Abbildung 1.14 zeigt in zwei Beispielen die Transformation des Phasenraums mit verschiedenen Phasenvorschüben Ψ .

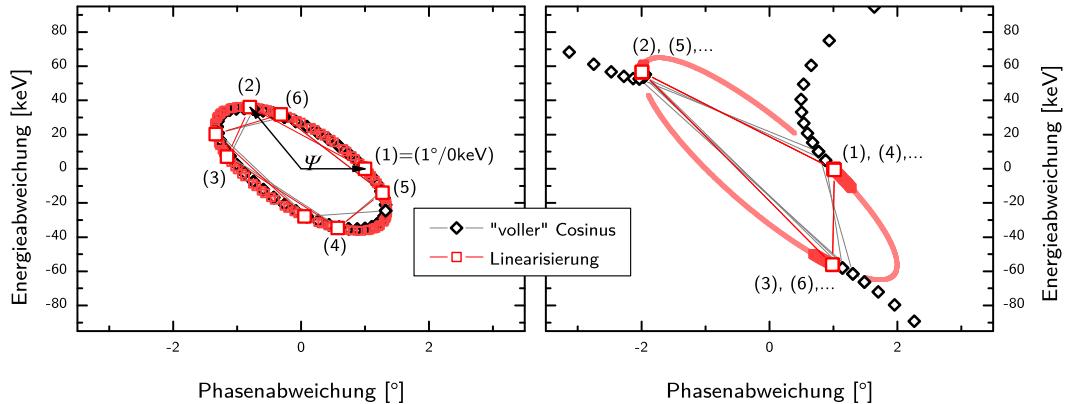


Abbildung 1.14:

Eigenellipse und Resonanz (RTM3): Transformation eines Phasenraums vom Startpunkt ($+1^\circ$, 0 keV) für 100 Perioden, die ersten acht sind durch Linien verbunden. Links ist die Eigenellipse mit einem Phasenvorschub Ψ von etwa 84.3° ($\phi = -16^\circ$) dargestellt. Die Unterschiede zwischen der vollständigen Rechnung und der Linearisierung sind kaum zu erkennen. Rechts ist die Eigenellipse in der Nähe von $\Psi \sim 120^\circ$ ($^{1/3}$ -Resonanz) bereits sehr entartet. Hier ist auch zu sehen, dass nur die vollständige Rechnung die Resonanzüberhöhung wiedergibt (schwarze Rauten); die Linearisierung bleibt auch nach vielen Umläufen beschränkt und überstreicht irgendwann den gesamten Rand, was durch die blassrote Kurve dargestellt wird.

„Anpassung“ (Matching) des eingeschossenen Phasenraums

Bisher (und insb. in Abbildung 1.14) ist nur ein punktförmiger Strahl betrachtet worden, der den Schwerpunkt eines realen und ausgedehnten Bunches beschreibt.

Die Verteilung im Bunch erstreckt sich über eine Fläche im Phasenraum, deren Größe durch die Emittanz⁹ des Strahls vorgegeben wird. Um den Phasenraum durch Nichtlinearitäten (siehe oben) möglichst wenig zu verzerrn, sollte die Orientierung der eingeschossenen Phasenraumverteilung der Eigenellipse des Systems entsprechen., da sonst die Teilchen aus den Randbereichen des eingeschossenen Phasenraums unnötigerweise größere Schwingungsamplituden erreichen. Wird der eingeschossene Phasenraum jedoch mit der richtigen Orientierung in das Zentrum der Akzeptanz eingelenkt, spricht man von einem „angepassten“ Strahl.

Um dies zu erreichen, wird im transversalen Phasenraum eine geeignete Strahlführung benötigt, die mit Hilfe von Quadrupolmagneten und Driftstrecken den Phasenraum in die benötigte Orientierung rotiert (z.B. divergenter Strahl, paralleler Strahl, etc.).

Für den longitudinalen Phasenraum aus $\delta\phi$ und δE bedeutet dies, dass durch eine Kombination aus Beschleunigung und Ablenksystem die Orientierung des Phasenraums

⁹Die Emittanz beschreibt die Größe der Orts- und Impulsverteilung.

an die Eigenellipse angepasst werden kann. Im Falle des HDSM beginnt diese Anpassung in der Injektionsstrahlführung mit der sog. „Matchingsektion“ (MS, einer kurzen Beschleunigungssektion, Abbildung 1.6), die vom Strahl in der Nähe des Nulldurchgangs des elektrischen Felds durchquert werden soll. Dadurch wird die mittlere Energie des Strahls nicht verändert, aber die fokussierende Wirkung des Gradienten kann ausgenutzt werden, um bei Eintreffen in den 4.9 GHz-Linac den Phasenraum zu optimieren. Weil das allein nicht ausreicht, erfolgt der Einschuss in den 4.9 GHz-Linac bei einer *positiven* Phase. Durch eine kleine Magnetschikane wird die Weglänge zwischen 4.9 GHz-Linac und 2.45 GHz-Linac um etwa 10° bzgl. 4.9 GHz verlängert, so dass nach dieser Schikane die Beschleunigung bei Phasen $\phi < 0^\circ$ fortgesetzt wird [20, 26]. Abgesehen davon wird die Matchingsektion später bei den Messungen benutzt, um die Einschussenergie um rund ± 1 MeV zu variieren.

Synchrotronschwingung und Optimierung der Longitudinaloptik

Eine Abweichung ($\delta\phi, \delta E$) des Strahls vom Sollteilchen führt dazu, dass der Strahl eine Ellipse mit dem Phasenvorschub Ψ um das Sollteilchen beschreibt. Wenn mehrere Umläufe i betrachtet werden, können die Phasenabweichungen $\delta\phi_i$ (als Projektion dieser Ellipse auf die Phasenkoordinaten) gemessen werden, die eine Synchrotronschwingung

$$\delta\phi_i = A_S \sin(\Psi \cdot i + \psi_0) \quad (1.30)$$

beschreiben. Beides ist in Abbildung 1.15 dargestellt. A_S ist die Amplitude der Phasenvariationen $\delta\phi_i$ und ψ_0 die Phase der Synchrotronschwingung beim ersten Erreichen des Linacs, die über die Twissparameter mit der Phase des Teilchens auf der Eigenellipse verknüpft ist [20].

Aufgrund der im Vergleich zum RTM stärker variierenden Einschussphasen $\phi_{4.9}$ und $\phi_{2.45}$ sind auch die Twissparameter größeren Schwankungen unterworfen. Dennoch kann bei bekannter Amplitude A_S und Phase ψ_0 ungefähr die Abweichung ($\delta\phi_0, \delta E_0$) berechnet und ggf. korrigiert werden. Dies wird in Abschnitt 4.5 empirisch überprüft und seitdem zur Optimierung des HDSM verwendet.

Resonanzen

Liegt Ψ zu nahe an einem rationalen Quotienten von 2π (also z.B. $\Psi = \pi$, $\Psi = \pi/2$, $\Psi = \pi/3\dots$), können Resonanzphänomene beobachtet werden, die vorhandene Fehler weiter verstärken (siehe Abbildung 1.14). Die Matrixrechnungen können den Phasenvorschub Ψ gut bestimmen, allerdings können die Resonanzüberhöhungen mit dieser Methode nicht sichtbar gemacht werden.

1 Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron (HDSM)

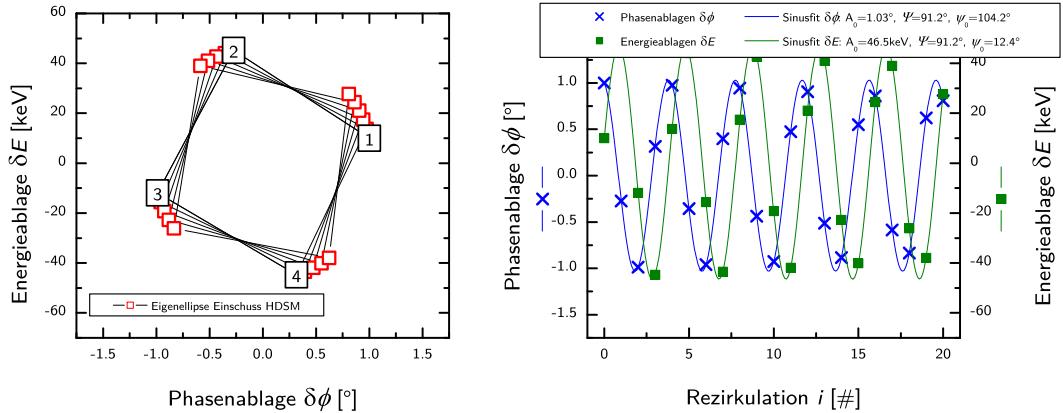


Abbildung 1.15:

Eigenellipse und Synchrotronschwingung (Einschuss HDSM 4.9 GHz: 9 MV, -1° ; 2.45 GHz: 9 MV, -34° , linearisierte Methode): Analog zu Abbildung 1.14 ist links die Eigenellipse vom Startpunkt ($+1^\circ$, 10 keV) für 20 „Rezirkulationen“ dargestellt, die in der Nähe der $1/4$ -Resonanz liegt. Rechts ist diese Eigenellipse als Synchrotronschwingung dargestellt, an die für $\delta\phi_i$ und δE_i jeweils eine Funktion $y = A_0 \sin(\Psi_i + \psi_0)$ gefittet wurde. Die messbaren Phasenablagen $\delta\phi_i$ werden in Abschnitt 4.5 benutzt, um mit Hilfe von Amplitude $A_0 \equiv A_S$ und Anfangsphase ψ_0 des Phasenverlaufs den eingeschossenen Strahl zu korrigieren.

1.4.4 Einfluss des Magnetfeld-Gradienten auf die Longitudinaldynamik

Der Gradient des Magnetfelds führt in der Kohärenzbedingung nach Gleichung 1.7 zu einem kleineren mittleren Magnetfeld $\langle B \rangle_i$, das der Strahl in einen gegebenen Umlauf i erfährt. Das wiederum führt zu einem entsprechend kleineren Energiegewinn ΔE_i , der sich beim Mikrotron aber automatisch durch die Phasenfokussierung einstellt, indem die zum richtigen Energiegewinn passende Sollphase $\phi_{\text{Soll},i}$ getroffen wird. Daher wird sie von Injektion bis Extraktion ein gewisses Intervall $\rho_i \in [\phi_0, \phi_1]$ durchlaufen.

Beim ideal symmetrischen DSM werden beide Linacs mit derselben HF-Amplitude U_0 betrieben, auch die Einschussphase ϕ ist für beide Linacs identisch.

Abweichungen von der Symmetrie durch Fehler (z.B. HF-Amplitude, Einschussphase, Justage) führen dazu, dass die Einschussphasen $\phi \rightarrow \phi_1, \phi_2$ in beiden Linacs einen Versatz $\rho \neq 0^\circ$ aufweisen können:

$$\rho = \phi_2 - \phi_1 \quad (1.31)$$

Für kleine ρ kann dann eine mittlere und fiktive Phase $\langle \phi \rangle$ definiert werden, um mit dem resultierenden mittleren Energiegewinn beider Linacs die Kohärenzbedingung zu erfüllen [26]:

$$\cos(\phi_1) + \cos(\phi_2) = 2 \cos(\langle \phi \rangle) \quad (1.32)$$

Aufgrund der Definition von ρ kann seine Größe am einfachsten durch Verändern der

Einschussphase ϕ_2 in den zweiten Linac kontrolliert werden, was beim HDSM genauer betrachtet werden muss (besonders in Kapitel 4, Abschnitt 4.5.4).

1.4.5 Longitudinale Stabilität des DSM

Um die Stabilität zu untersuchen, müssen in beiden Linacs des DSM unterschiedliche Sollphasen ϕ_1 und ϕ_2 angenommen werden. Damit ist die Elementarzelle nicht mehr ein Halbumlauf, sondern muss beide Linacs durch \mathcal{M}_1 bzw. \mathcal{M}_2 separat berücksichtigen:

$$\begin{aligned} \text{Spur}(\mathcal{M}) &= \text{Spur}(\mathcal{L}_2 \cdot \mathcal{D} \cdot \mathcal{L}_1 \cdot \mathcal{D}) \\ &= \left(2 + \frac{n \cdot \pi \sin(\phi_2)}{\cos(\langle \phi \rangle)}\right) \cdot \left(2 + \frac{n \cdot \pi \sin(\phi_1)}{\cos(\langle \phi \rangle)}\right) - 2 \end{aligned} \quad (1.33)$$

Das Ergebnis ist nun nicht mehr ein Intervall stabiler Beschleunigung, sondern eine zweidimensionale Fläche über den Phasenkoordinaten ϕ_1 und ϕ_2 der beiden Linacs. Allerdings wird hier stillschweigend vorausgesetzt, dass für die HF-Amplituden von Linac 1 und 2 $U_{0,1} = U_{0,2}$ gilt.

Die Spur nach Gleichung 1.33 ist in Abbildung 1.16 dargestellt. Dort wird deutlich, dass Abweichungen von der Symmetrie ($\phi_{1,i} \neq \phi_{2,i}$) dazu führen, dass der stabile Bereich in der Nähe von -32.5° durch ein Stopband unterbrochen wird, d.h. das Stabilitätsdiagramm zerfällt in zwei disjunkte Teilbereiche. Davon abgesehen müssen einige longitudinale Resonanzen durchquert werden, was aber durch die jeweils geringe Anzahl von Umläufen im kritischen Bereich unproblematisch ist.

Stopband bei -32.5° ist problematisch

Für einen stabilen Betrieb des Beschleunigers muss also unbedingt dafür gesorgt werden, dass der instabile Bereich um die $\frac{1}{2}$ -Resonanz vermieden werden kann, was im folgenden Abschnitt dargestellt wird.

1.5 Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron als Spezialfall für MAMI-C

Nachdem der für transversale Abbildungseigenschaften optimierte Feldverlauf $B(z)$ eine Änderung der Sollphase $\phi_{\text{Soll},i}$ von einem Umlauf i zum nächsten erfordert, waren beim Betrieb mit zwei identischen Linacs ernsthafte Schwierigkeiten bei der Longitudinaldynamik zu erwarten. Ursächlich ist das Erreichen der $\frac{1}{2}$ -Resonanz in den letzten Umläufen um $\phi \sim -32.5^\circ$, was an der starken fokussierenden Wirkung der Linacs $\mathcal{L}_{21} = -eU_0 \sin(\phi_i)$ liegt.

Wenn man die Phase ϕ jedoch als Zeitkoordinate betrachtet, findet man, dass dieses Matrixelement aber auch durch die Frequenz beeinflusst wird, denn die Energieabweichung

1 Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron (HDSM)

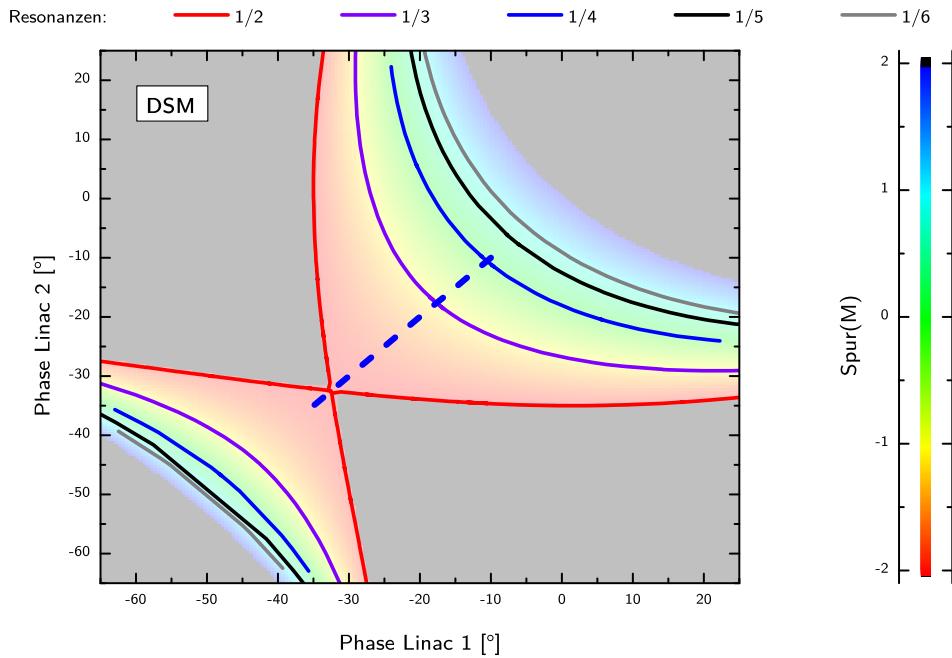


Abbildung 1.16:

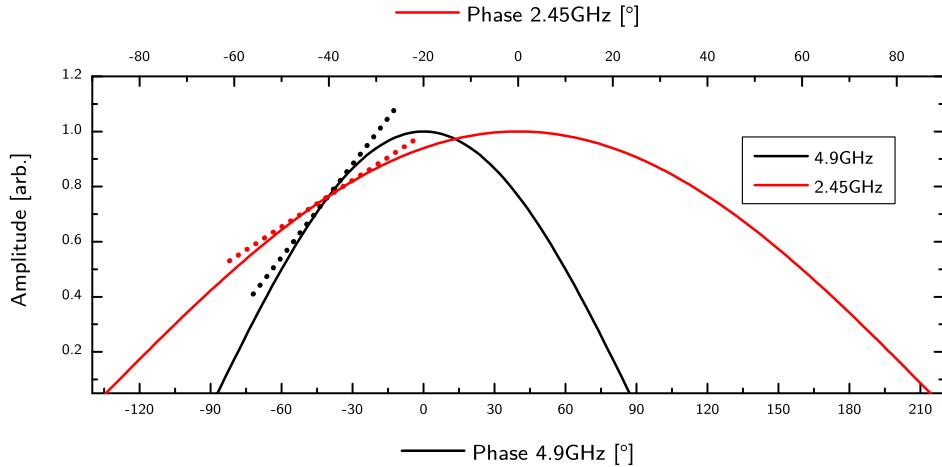
Longitudinaler Stabilitätsbereich des DSM: Die farbige Fläche stellt den Bereich longitudinal stabiler Beschleunigung dar (Darstellung etwas blasser, um die Resonanzlinien und den Phasenverlauf hervorzuheben). Dabei repräsentieren die Farben die Spur der Elementarzellen-Matrix (grau $\hat{=}$ instabil). Auftretende Resonanzen sind durch die durchgezogenen farbigen Linien dargestellt.

Die blau gepunktete Linie stellt den vorgesehenen Phasenverlauf dar [26]. Im DSM werden bei einer Einschussphase von -10° die $^{1/4}-$, $^{1/3}-$ und sogar die $^{1/2}-$ Resonanz gekreuzt. Der Stabilitätsbereich besitzt bei -32.5° praktisch keine Ausdehnung. Dadurch führen bereits kleine Phasenfehler in diesem Bereich zu Instabilitäten, die wiederum leicht zu Strahlverlusten führen können.

δE_{nach} nach Passieren des Linacs (siehe Gleichung 1.20) hängt von der Phase $\phi = \omega t$ und damit auch von der Frequenz ω ab (o.B.d.A. $\delta E_{\text{vor}} \equiv 0$):

$$\begin{aligned}
 \delta E_{\text{nach}} &= eU_0 \cos(\phi + \delta\phi) - eU_0 \cos(\phi) \\
 &= eU_0 \cos(\omega(t + \delta t)) - eU_0 \cos(\omega t) \\
 &\approx \frac{d}{dt} eU_0 \cos(\omega t) \cdot \delta t \\
 &= -\omega eU_0 \sin(\omega t) \cdot \delta t
 \end{aligned} \tag{1.34}$$

Dem entspricht, dass ein Linac mit höherer Frequenz durch ein vergleichsweise größeres Matrixelement \mathcal{L}_{21} beschrieben wird; kleinere Frequenzen reduzieren das Matrixelement entsprechend (insb. gilt bei gleicher Sollphase $\mathcal{L}_{21,2.45} = \frac{1}{2}\mathcal{L}_{21,4.9}$). In Abbildung 1.17 sind die beiden unterschiedlichen Frequenzen (4.9 GHz und 2.45 GHz) dargestellt.


Abbildung 1.17:

Linacmatrixelement bei zwei Frequenzen: Die subharmonische Frequenz (rot, 2.45 GHz) bewirkt bei gleicher Sollphase (hier: $\phi = -40^\circ$) durch den flacheren Gradienten (siehe Gleichung 1.34) eine Halbierung der Fokussierstärke \mathcal{L}_{21} im Vergleich zu 4.9 GHz, was durch die Punktlinien dargestellt wird.

Im weiteren Verlauf beziehen sich Phasenangaben normalerweise auf die Grundfrequenz des entsprechenden Linacs (also z.B. $\phi_{2.45} = -32.5^\circ$). Im Fall von ρ , wo beide Frequenzen aufeinandertreffen, werden die Angaben auf die Grundfrequenz des HDSM – also auf 4.9 GHz – bezogen.

1.5.1 Subharmonischer Einschuss

Nun fällt bereits in Abbildung 1.8 auf, dass das Auslassen jedes zweiten Bunches dazu führt, dass in einem der beiden Linacs ebenfalls nur jeder zweite beschleunigende Resonator mit Elektronen besetzt ist. Genau diese Situation trifft bei MAMI-C zu: Der Strahl wird mit einer Wiederholrate von 2.45 GHz in das 4.9 GHz-System des DSM eingeschossen. Daher kann einer der beiden Linacs bei 2.45 GHz betrieben werden, was die longitudinale Stabilität wie vorgesehen wesentlich verbessert.

Verlauf der Sollphase im HDSM

Die Sollphasenänderungen der beiden HDSM-Linacs von Umlauf zu Umlauf sind durch den Feldgradienten festgelegt, da die Kohärenzbedingung (Gleichung 1.5) erfüllt werden muss. Lediglich die Einschussphasen $\phi_{4.9}$ bzw. $\phi_{2.45}$ sind zunächst beliebig, aber das Stabilitätskriterium nach Gleichung 1.26 sollte für alle Umläufe erfüllt werden. Außerdem

soll die $\frac{1}{2}$ -Resonanz mit ausreichendem Sicherheitsabstand¹⁰ vermieden werden.

In [26] wird ausführlich auf diese Problematik eingegangen. Resümierend sei hier festgestellt, dass sich der ideale Phasenverlauf im 4.9 GHz-Linac zwischen 0° und -32.5° bewegt (entsprechend dem stabilen Bereich eines RTM); der Phasenverlauf im 2.45 GHz-Linac soll dann zwischen -32.5° und maximal -51.85° liegen.

1.5.2 Longitudinale Stabilität des HDSM

Die Symmetrie beider Linacs des DSM ist beim HDSM nicht mehr vorhanden. Daher stellt sich die Elementarzelle des HDSM als Produkt aus $\{180^\circ\text{-Ablenkung, } 4.9 \text{ GHz-Linac, } 180^\circ\text{-Ablenkung, } 2.45 \text{ GHz-Linac}\}$ – also einem ganzen Umlauf – dar. Der Sollenergiegewinn ΔE muss dazu auf beide Linacs aufgeteilt werden:

$$\Delta E = \Delta E_{4.9} + \Delta E_{2.45} \quad (1.35)$$

$$\Delta E_{4.9} = eU_{4.9} \cos(\phi_{4.9}) \quad (1.36)$$

$$\Delta E_{2.45} = eU_{2.45} \cos(\phi_{2.45}) \quad (1.37)$$

In Gleichung 1.21 ist deshalb im Ausdruck für \mathcal{L}_i der Soll-Energiegewinn des jeweiligen Linacs und in \mathcal{D}_i der Gesamt-Energiegewinn einzusetzen. Demnach lautet die Spur der longitudinalen Umlaufmatrix:

$$2 + \frac{2\pi\Delta E_{2.45}}{\Delta E} \tan(\phi_{2.45}) - \Delta E_{4.9} \left(-\frac{2\pi}{\Delta E} - \frac{2\pi \left(1 + \frac{\pi\Delta E_{2.45}}{\Delta E} \tan(\phi_{2.45}) \right)}{\Delta E} \right) \tan(\phi_{4.9}) \quad (1.38)$$

Abbildung 1.18 zeigt den resultierenden Stabilitätsbereich des HDSM.

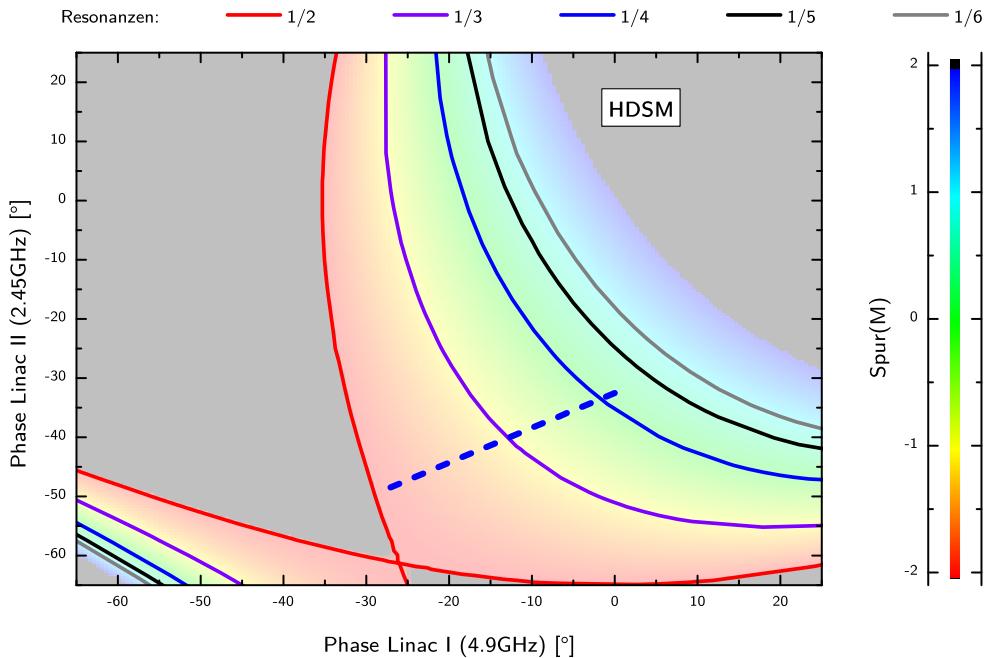
1.5.3 Konsequenz der Sollphasenänderung im HDSM

Der Energiegewinn $\Delta E = \Delta E_{4.9} + \Delta E_{2.45}$ bewirkt eine Flugzeitänderung von Umlauf zu Umlauf, weshalb sich der Eintreffzeitpunkt des Strahls in beiden Linacs je um einen ähnlichen Betrag verändert. Diese Flugzeitänderung bedeutet aber bei unterschiedlichen Frequenzen, dass z.B. 1° Phasenänderung bei 4.9 GHz nur 0.5° bei 2.45 GHz entsprechen und die Sollphasenänderung unterschiedlich verläuft. Deshalb muss Gleichung 1.31 modifiziert werden:

$$\rho = 2\phi_{2.45} - \phi_{4.9} \quad (1.39)$$

Durch die Wahl der beiden Einschussphasen $\phi_{4.9}$ sowie $\phi_{2.45}$ wird ρ festgelegt; will man also z.B. ρ verändern, aber die Einschussphase im 4.9 GHz-Linac belassen, so kann durch die Einschussphase im 2.45 GHz-Linac ρ festgelegt werden.

¹⁰Die Bunchlänge an MAMI liegt bei typischerweise 2° bezogen auf 2.45 GHz [30, 31]. Der Sicherheitsabstand sollte dieser Ausdehnung entsprechen.


Abbildung 1.18:

Longitudinaler Stabilitätsbereich des HDSM: Darstellung wie in Abbildung 1.16. Die Phasen $\phi_{4.9}$ und $\phi_{2.45}$ der beiden Linacs beziehen sich auf die jeweiligen Frequenzen. Die blau gepunktete Linie stellt den vorgesehenen Phasenverlauf dar [26]. Die Einschussphasen im HDSM betragen 0° (4.9 GHz) bzw. -32.5° (2.45 GHz) und nur die $^{1/4}$ - und $^{1/3}$ -Resonanzen müssen gekreuzt werden. Untersuchungen dazu in Kapitel 4.

Auswirkung auf die Verteilung des Energiegewinns auf beide Linacs

Idealerweise sollte sich der Energiegewinn eines Umlaufs i gleichmäßig auf beide Linacs verteilen – wie bereits beim DSM:

$$\Delta E_i = eU_{4.9} \cos(\phi_{4.9,i}) + eU_{2.45} \cos(\phi_{2.45,i}) \quad (1.40)$$

mit

$$eU_{4.9} \cos(\phi_{4.9,i}) \simeq eU_{2.45} \cos(\phi_{2.45,i}) \simeq \frac{1}{2}\Delta E_i \quad (1.41)$$

Bei konstanter Sollphase ϕ_i ist das unproblematisch, aber durch die Sollphasenänderung wird sich das Verhältnis r_i der beiden Energiegewinne $\Delta E_{4.9,i}$ und $\Delta E_{2.45,i}$ verändern. Das ergibt:

$$r_i := \frac{\Delta E_{4.9,i}}{\Delta E_{2.45,i}} = \frac{eU_{4.9}}{eU_{2.45}} \cdot \frac{\cos(\phi_{4.9,i})}{\cos(\phi_{2.45,i})} \quad (1.42)$$

Da das Verhältnis der Amplituden $U_{4.9}/U_{2.45}$ konstant ist, muss nur der zweite Bruch mit den Kosinus-Funktionen betrachtet werden. Mit Gleichung 1.39 eingesetzt gilt für das neu definierte \hat{r}_i :

$$\hat{r}_i := \frac{\cos(\phi_i)}{\cos((\phi_i + \rho)/2)} \quad (1.43)$$

Dieses Verhältnis der zwei Energiegewinne ist aber während der Beschleunigung wegen der Änderung der Sollphase ϕ_i *nicht* konstant. Trotzdem sollte es möglichst wenig variieren, um den Energiegewinn für alle Umläufe gleichmäßig auf beide Linacs zu verteilen. Die Wahl der Einschussphasen $\phi_{4.9}$ und $\phi_{2.45}$ (und damit auch von ρ) sollte das berücksichtigen.

Eine günstige Situation stellt sich beispielsweise bei identischen Amplituden dann ein, wenn die Phase im 4.9 GHz-Linac von 0° bis -30° wandert und simultan im 2.45 GHz von -20° bis -35° ($\rho = -40^\circ$), da in diesem Fall der Quotient $\hat{r}_i = \cos(\phi_i)/\cos((\phi_i + \rho)/2)$ im entsprechenden Phasenintervall relativ konstant bleibt (Abbildung 1.19, grüne Kurve). Geplant wurde jedoch ein Wert für $\rho \sim -70^\circ$ (Einschussphasen $\phi_{4.9} \sim 0^\circ$ und $\phi_{2.45} \sim -35^\circ$), um einerseits die $\frac{1}{2}$ -Resonanz zu vermeiden und andererseits gleichzeitig dem durch den Feldgradienten vorgegebenen Energiegewinn zu folgen. Dadurch wird der Energiegewinn für höhere Umläufe immer mehr durch den 4.9 GHz-Linac geleistet (\hat{r}_i läuft von ca. 1.2 nach 1.35).

Diese vereinfachte Betrachtung (hier bei identischen Amplituden) soll lediglich verdeutlichen, dass allein durch die Wahl der Einschussphasen $\phi_{4.9}$ und $\phi_{2.45}$ die Verteilung des Energiegewinns zwischen beiden Linacs entscheidend beeinflusst werden kann. In Kapitel 4 wird dies weiter untersucht.

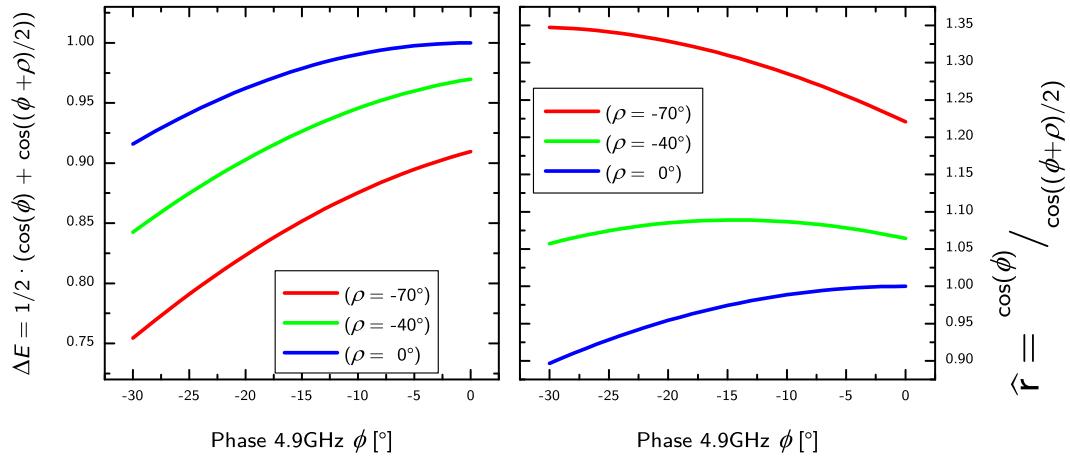
Abbildung 1.20 zeigt den Einfluss unterschiedlicher HF-Amplituden auf die Spur der Longitudinalmatrix.

1.5.4 Folgen im Betrieb und für strahldynamische Untersuchungen

Die vorangegangenen Abschnitte haben verdeutlicht, dass ein doppelseitiges Mikrotron als Nachbeschleuniger für MAMI gut geeignet ist. Durch den Feldgradienten der Ablenkmagnete wird die Vertikaloptik hervorragend vereinfacht – andererseits erzwingt er eine nicht vernachlässigbare Änderung der Sollphase im Verlauf der Beschleunigung. Das harmonische doppelseitige Mikrotron umgeht auf clevere Weise die kritische longitudinale $\frac{1}{2}$ -Resonanz – zunächst auf dem Papier.

Nun stellt sich die Herausforderung, diese geplante Konfiguration auch an der realen Maschine einzustellen, zu untersuchen, zu optimieren und z.B. anhand des Stabilitätsdiagramms nach Abbildung 1.18 einzuordnen.

Deshalb müssen Methoden entwickelt werden, um die relevanten Parameter so präzise wie möglich zu erfassen. Besonders wichtig sind dabei die HF-Amplituden $U_{4.9}$ und $U_{2.45}$ sowie die zugehörigen Phasen $\phi_{4.9,i}$ bzw. $\phi_{2.45,i}$ der einzelnen Umläufe i .


Abbildung 1.19:

Energiegewinn bei zwei Frequenzen und Sollphasenänderung: Links ist die Summe der Energiegewinne beider Linacs vereinfacht ($U_{4.9} = U_{2.45} = 1$) dargestellt. Für $\rho = 0^\circ$ sinkt der relative Energiegewinn um etwa 9% – zu wenig für den Feldgradienten. Für $\rho = -40^\circ$ sinkt er um etwa 15%, erst für $-80^\circ < \rho < -60^\circ$ nimmt er um den durch den Feldgradienten erforderlichen Betrag von 17% ab [26]. Rechts ist das Verhältnis $\hat{r}_i = \cos(\phi) / \cos((\phi + \rho)/2)$ dargestellt. Idealerweise sollte \hat{r}_i während der Beschleunigung möglichst konstant sein, so dass der Energiegewinn eines Umlaufs immer annähernd gleich auf beide Linacs verteilt ist (z.B. grüne Kurve für $\rho = -40^\circ$), aber die Änderung des Energiegewinns erfordert $\rho \sim -70^\circ$.

1.5.5 Verkopplung zwischen den Phasenräumen

In bestimmten Fällen können die Phasenräume (x, x') , (y, y') und $(\delta\phi, \delta E)$ unabhängig voneinander betrachtet werden; der Satz von Liouville gilt dann in allen drei Phasenräumen separat. Die einzelnen Unterräume können allerdings *nicht* mehr unabhängig voneinander betrachtet werden, wenn Verkopplungen zwischen den Phasenräumen auftreten. Stattdessen muss dann der ganze Phasenraum durch eine 6×6 -Matrix transformiert werden.

Ein einfaches Beispiel hierfür ist der Einschuss in den 180° -Segmentmagneten des RTM mit einem Winkelfehler $\delta x' \neq 0$. Dadurch verkürzt oder verlängert sich die Strecke im Magnetfeld, so dass nach dem Magneten eine Phasenabweichung $\delta\phi$ zu beobachten ist. Verkopplung kann aber auch durch viele andere Effekte verursacht werden und war auch bei den RTMs an MAMI gelegentlich Gegenstand von Untersuchungen [20, 32].

In dem in Kapitel 4 entwickelten Modell des HDSM werden zwar Verkopplungen zwischen longitudinalem und transversalem Phasenraum bewusst vernachlässigt, um das Modell nicht unnötig zu verkomplizieren, allerdings werden während der durchgeführten Messungen auch die zugänglichen transversalen Daten (normalerweise x, y) abgespeichert. Bei der Analyse des Experiments können dann z.B. diejenigen Daten aussortiert werden,

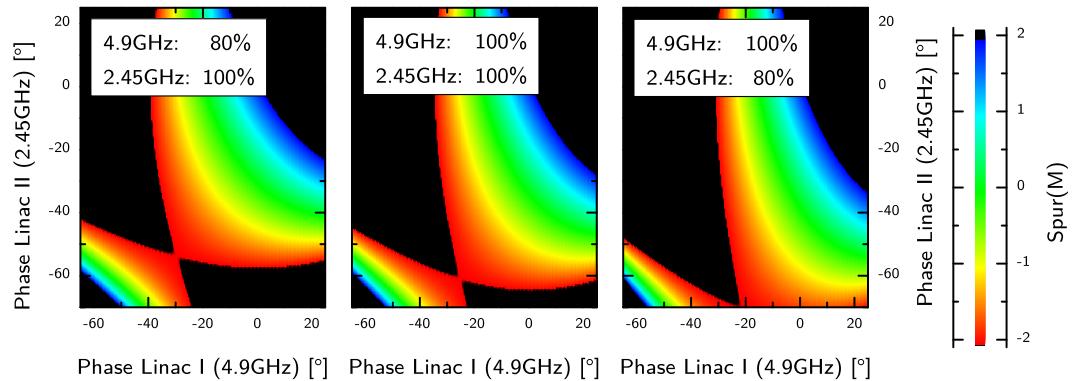


Abbildung 1.20:

Spur der longitudinalen Transformation: Nach Gleichung 1.38 ausgewertete Spur für drei verschiedene HF-Amplitudenrelationen. In den schwarz dargestellten Bereichen ist die Beschleunigung nicht stabil.

die zu große transversale Ablagen von der Sollbahn zeigen.

Teil II.

Strahldiagnose und andere Systeme an MAMI

2 Strahldiagnose und andere Systeme an MAMI

Im vorigen Kapitel wurde dargestellt, nach welchen strahldynamischen Kriterien z.B. die Sollphasen ($\phi_{4.9}$ und $\phi_{2.45}$) und Sollamplituden ($U_{4.9}$ und $U_{2.45}$) des HDSM festgelegt wurden. Diese Vorgaben müssen nun am realen Beschleuniger umgesetzt werden, um eine zuverlässigen Betrieb zu ermöglichen. Daneben soll auch überprüft werden, welche Abweichungen von dieser Sollkonfiguration toleriert werden können.

Eine *relative* Veränderung der Sollphasen $\phi_{4.9}$ oder $\phi_{2.45}$ kann durch Betätigen eines geeichten Phasenschiebers (im Folgenden $\phi(4.9)$ bzw. $\phi(2.45)$ bezeichnet – im Unterschied zu den Sollphasen $\phi_{4.9}$ und $\phi_{2.45}$) bewirkt werden – aber die absoluten Größen von $\phi_{4.9}$ und $\phi_{2.45}$ als Einschussphasen in das HDSM können zunächst nur grob abgeschätzt werden.

Komplexe HF-Systeme müssen kontrolliert werden

Noch komplizierter ist die Einstellung der Linacamplituden $U_{4.9}$ bzw. $U_{2.45}$. Als Beispiel ist in Abbildung 2.1 schematisch der Aufbau eines 4.9 GHz-Moduls dargestellt.

Das Kontrollsysteem von MAMI gibt lediglich per DAC einen analogen Sollwert für das jeweilige Klystron vor, jedes Klystron selbst wird von einem individuellen analogen Regelkreis auf die entsprechende Leistung gefahren. Der Regelkreis selbst detektiert die HF-Leistung P_{HF} in der Beschleunigungssektion. Diese Leistung wird durch die Beschleunigung des Strahls teilweise aus der Sektion abgeführt, so dass durch Ein- bzw. Ausschalten des Strahls (sog. „beam loading“) die in die Sektion einzuspeisende HF-Leistung korrigiert werden muss, um die Beschleunigungsspannung (bzw. Linacamplituden $U_{4.9}$ und $U_{2.45}$) konstant zu halten. Mit Hilfe geeichter HF-Leistungsmessgeräte („Powermeter“, Abschnitt 2.4.1) kann die Leistung bestimmter Resonatoren einer Beschleunigungssektion gemessen werden. Dies aber lässt nur eine Abschätzung der Beschleunigungsspannung zu, da z.B. die HF-Leistung nicht ganz gleichmäßig über die Sektion verteilt ist („flatness“, [33, 34]). Aus diesem Grund werden im Kontrollsysteem des Beschleunigers und auch in der vorliegenden Arbeit häufig die Soll-HF-Amplituden in der willkürlichen Einheit EUT angegeben, was lediglich den DAC-Sollwert der Klystronregelung repräsentiert.

Anforderungen an die Strahldiagnosesysteme

Zur Untersuchung strahldynamischer Vorgänge werden verschiedenartige Monitorsysteme benötigt und relevante Anlagenparameter müssen kontrollierbar variiert werden können.

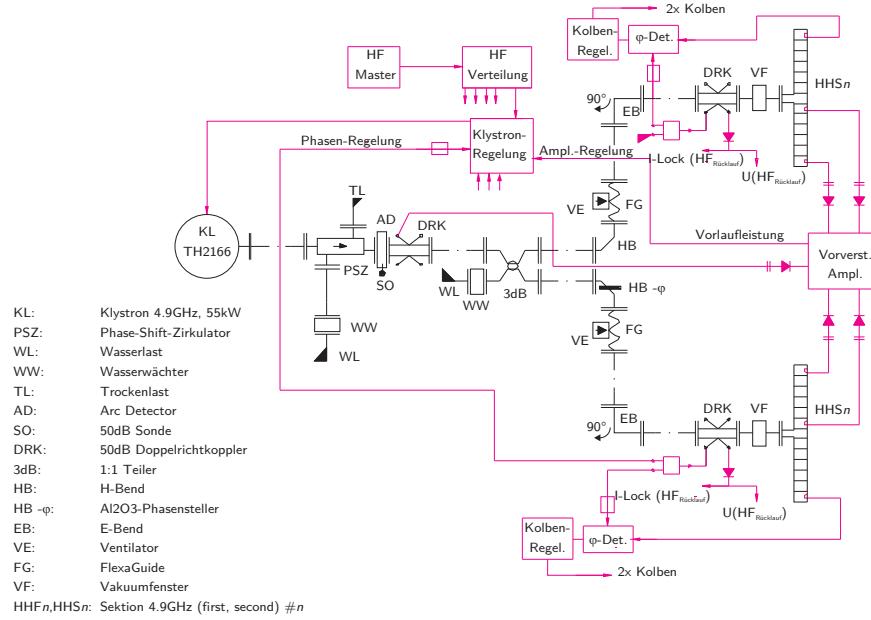


Abbildung 2.1: HDSM: Schema eines 4.9 GHz-Moduls mit verschiedenen Regelkreisen [35].

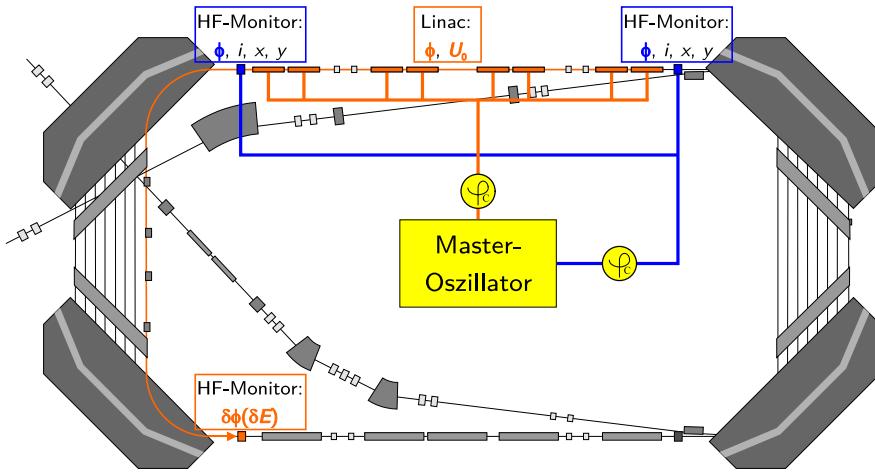
Dabei sollen z.B. Strahlpositionen x mit einer Präzision von $|\Delta x| < 0.1 \text{ mm}$ oder Strahlphasen φ mit $|\Delta\varphi| < 1^\circ$ Auflösung gemessen werden, um aus diesen Messungen aussagekräftige Schlüsse ziehen zu können. Um das erreichen zu können, müssen die Strahldiagnosesysteme mit geeigneten Methoden (z.B. mit Hilfe der Hohlleiterphasenschieber) geprüft und kalibriert werden. Eine schematische Darstellung der benutzten Systeme ist in Abbildung 2.2 abgebildet.

Zwei Klassen von Strahldiagnosesystemen

Bei der Strahldiagnose gibt es zwei grundsätzliche Unterscheidungen:

- Invasive Methoden, die den weiteren Strahlverlauf stark beeinflussen (oder gar den Strahl unbrauchbar machen)
- „Nicht“-invasive Methoden, die bei Messung von Strahleigenschaften den Strahl praktisch nicht beeinflussen.

In diesem Abschnitt wird zunächst die Hardware der eingesetzten Strahldiagnoseelemente vorgestellt, um im nächsten Kapitel darauf aufbauend die Messroutinen zu entwickeln.


Abbildung 2.2:

Schema der Phasenmessung im HDSM: Über Phasenschieber (Abschnitt 2.4.2) wird die Hochfrequenz vom Masteroszillatoren (Abschnitt 2.4.3) bei niedrigen Pegeln an die HF-Monitore (Abschnitt 2.6) sowie von den Klystrons verstärkt an die Sektionen beider Linacs verteilt. Zur Kalibration und Messung der Phasesignale der HF-Monitore (blau) wird der Phasenschieber des Monitore verwendet.

Wenn die Einschussphase $\phi_{\text{inj.}}$ in den Linac bestimmt werden soll, wird der Phasenschieber des entsprechenden Linacs benutzt (orange) und die Veränderung der Phase durch die Longitudinaldispersion des Ablenksystems ausgenutzt, um die Phase maximaler Beschleunigung ($\phi \equiv 0^\circ$) zu bestimmen (Abschnitt 3.2.2).

Für den 2.45 GHz-Linac erfolgen die Kalibrationen und Messungen analog.

2.1 Invasive Monitorsysteme

Ein invasives Monitorsystem kann häufig eingesetzt werden, wenn die zur Diagnose notwendigen Strahlströme keine Komponenten zerstören können. Je nach Fragestellung können z.B. einfache Leuchtschirme (Position, Größe), Kollimatoren (Intensität) oder aber auch komplexere und wesentlich genauere Drahtscanner (Position, Größe) verwendet werden.

2.1.1 Leuchtschirme

Der einfachste Monitor – der Leuchtschirm (Lumineszenz-Monitor, kurz: LUMO) – ist in einem rezirkulierenden Beschleuniger nur bedingt geeignet, da der Strahl durch den Leuchtschirm gestört wird und damit weitere Umläufe nicht mehr erreicht werden können. Allerdings ist der Einsatz recht einfach; da die Abmessungen solcher Leuchtschirme bekannt sind, liefert das Bild direkt Informationen über Lage und Ausdehnung des Strahls. Damit sind Leuchtschirme auch gut geeignet, um die eingestellte Strahlfokussierung zu beurteilen und anzupassen (Abbildung 2.3).



Abbildung 2.3: Leuchtschirm mit Strahlfleck in der A1-Strahlführung

Im HDSM wurden allerdings auch auf den Linacachsen jeweils zwei Leuchtschirme montiert, in die mittig zentriert ein Loch von etwa 5 mm Durchmesser gebohrt ist. Damit ist es möglich, den zentrierten Strahl nahezu störungsfrei zu beschleunigen und erst den gewünschten Umlauf auf den Schirm zu lenken. In der täglichen Routine werden diese LUMOs selten verwendet, weil sie den Operateur auch verwirren können (Abbildung 2.4): Manchmal ist nicht nur ein einzelner Strahlfleck zu sehen, sondern es können auch mehrere „halbe“ Strahlflecke zu sehen sein, wenn der ausgelenkte Strahl nicht vollständig auf den Leuchtschirm trifft, so dass ein Teilstrahl den LUMO passieren und beim nächsten Umlauf ein zweites Mal auftreffen kann.

Dennoch sind auch diese LUMOs bei der Fehlerdiagnose bzw. Strahlsuche sehr hilfreich, da man hiermit zweifelsfrei feststellen kann, ob der Strahl den Schirm erreicht oder nicht.



Abbildung 2.4:

Leuchtschirm im 2.45 GHz-Linac: Links ist der Strahl komplett auf den Monitor gelenkt, das mittlere Bild zeigt bereits den zweiten Umlauf (unten links) und auf dem rechten Bild ist sogar der dritte Umlauf (oben) zu erkennen.

2.2 Nicht-invasive Monitorsysteme

Zahlreiche Beschleuniger sind jedoch auf zerstörungsfreie Strahldiagnose angewiesen¹. Lange bewährt sind hier sowohl Synchrotronstrahlungsmonitore zur Bestimmung von Ort und Gestalt des Elektronenstrahls sowie spezielle Hochfrequenzresonatoren, mit denen Ort, Phase oder Intensität des Strahls gemessen werden können. Diese HF-Monitore werden in Abschnitt 2.6 ausführlich beschrieben, da ein Großteil der Untersuchungen zur Longitudinaldynamik darauf aufbaut.

2.2.1 Synchrotronstrahlungsmonitore

Die Analyse der emittierten Synchrotronstrahlung trägt wesentlich zum Verständnis des Beschleunigers bei. Am HDSM ist ein neu entwickeltes System im Einsatz, das mit einer schwenkbaren digitalen Zoom-Kamera individuelle Strahlflecke einzelner Umläufe abbilden kann. Damit wurden bereits verschiedene Untersuchungen zur transversalen Emittanz durchgeführt [36].

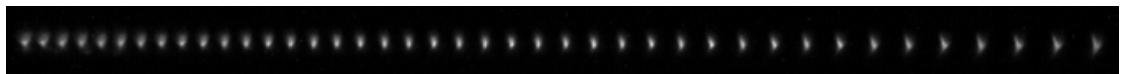


Abbildung 2.5:

Synchrotronstrahlungsmonitor HDSM Dipol 4 (Installation siehe Abbildung 1.7): Der erste Umlauf ist rechts, der letzte Umlauf links. Die horizontale Auflösung beträgt 640 Pixel [27].

Im Routinebetrieb erlaubt das System auf einfache Weise, das transversale Matching zu überprüfen. Falls der Strahl *nicht* angepasst ist, wären unterschiedlich große Strahlflecke der einzelnen Umläufe zu erkennen [32].

Für die Untersuchungen der Longitudinaldynamik ist das System nicht geeignet. Dennoch kann als Vorbereitung verschiedener Messungen das transversale Matching überprüft werden. Dadurch ist weitestgehend sichergestellt, dass transversale Effekte geringstmöglichen Einfluss auf den longitudinalen Phasenraum haben, was bei den Untersuchungen in Kapitel 4 vorausgesetzt wird. Ein Beispiel eines angepassten Strahls ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

2.3 Diverse Diagnosesysteme

Neben den Leuchtschirmen, Synchrotronmonitoren und HF-Monitoren gibt es an MAMI-C eine Reihe weiterer Diagnosesysteme.

¹Extrembeispiele sind Synchrotrons, wo die zeitliche Entwicklung verschiedenster Störungen untersucht werden müssen und der Strahl viele Umläufe erreichen muss, oder andererseits Strahlleistungen im kW- bis MW-Regime, die jedwede Art von Leuchtschirmen sofort zerstören würden.

2.3.1 Förstersonde zur Strommessung

Eine Förstersonde im 4.9 GHz-Linac misst (wie auch schon im RTM3) den Strahlstrom im CW-Betrieb mit einer intrinsischen Auflösung von etwa $0.2 \mu\text{A}$ [37]. Bei 43 Umläufen verbessert sich die Auflösung auf etwa 10nA , was allerdings immer noch etwas schlechter als im RTM3 bei 90 Umläufen ist². Bei Strahlströmen größer als $5 \mu\text{A}$ stimmen beide Messungen normalerweise besser als 1% überein. In Abbildung 2.6 ist die Strahlstromdifferenz über einen Verlauf von knapp zwei Wochen dargestellt. Während dieser Strahlzeit wurde normalerweise bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ gemessen.

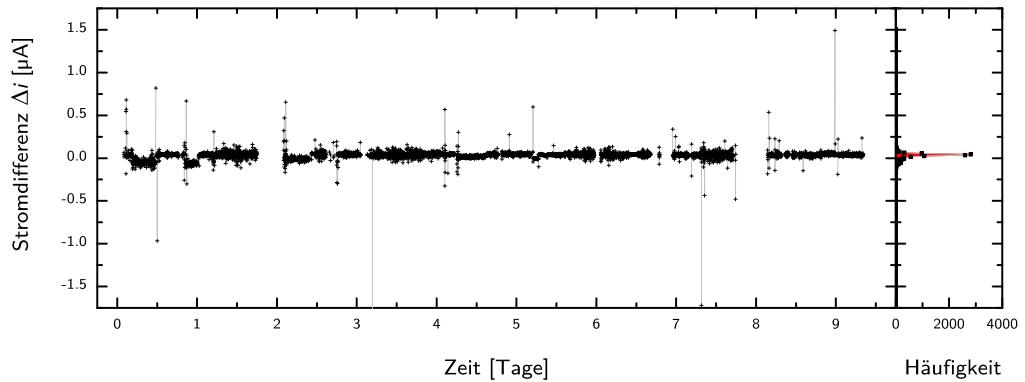


Abbildung 2.6:

Abweichung zwischen Förstersonde RTM3 und HDSM bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ über einen Zeitraum von 10 Tagen: Die Halbwertsbreite des Histogramms beträgt etwa $0.03 \mu\text{A}$.

2.3.2 Ionisationssonden überwachen Strahlverluste

Bereits zur Inbetriebnahme von MAMI-B war ein gut 20 Ionisationssonden (IOSOs) umfassendes System zur Überwachung von Strahlverlusten verfügbar [38]. Diese langjährige Erfahrung mit den IOSOs zeigt, dass eine gute Beschleunigereinstellung und daraus resultierende gute Strahlqualität normalerweise auch mit niedrigen angezeigten Strahlverlusten zusammenhängt; deswegen werden die Sonden auch während Optimierungen regelmäßig verwendet.

Zehn Ionisationssonden sind an besonders kritischen Punkten im HDSM installiert (Abbildung 2.7). Unter günstigen Umständen können damit Strahlverluste von 10 pA angezeigt werden, Strahlverluste von 1nA führen aber auf jeden Fall zu deutlichen Anzeigewerten, wie in Abbildung 2.8 dargestellt ist. Auf diesen Instrumenten beruht auch

²Der Strahlstrom im RTM3 und im HDSM kann sich nur im Fall eines – auch teilweisen – Strahlverlusts unterscheiden. Dann wird aber durch die Ionisationssonden (Abschnitt 2.3.2) der Strahl automatisch abgeschaltet.

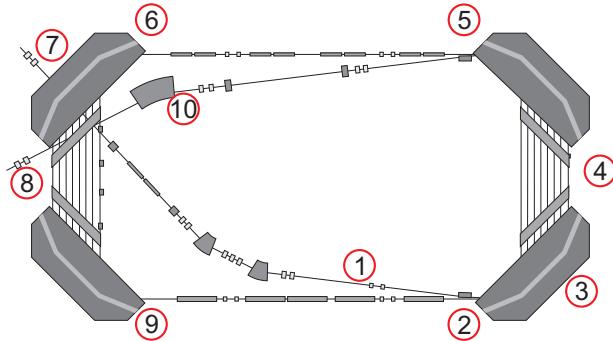


Abbildung 2.7: Installation der Ionisationssonden im HDSM.

die Annahme, dass die relativen Strahlverluste an MAMI typischerweise kleiner als 10^{-5} sind.

Werden bestimmte Schwellenwerte überschritten, wird automatisch der Strahl durch das Interlocksyste m abgeschaltet, um das Risiko von Beschädigungen oder langfristiger Aktivierung der Maschine zu verringern.

Kleine Anzeigewerte sind nicht immer gleichbedeutend mit verlustfreier Beschleunigung, da die IOSOs nicht jeden Strahlverlust anzeigen können, z.B. wenn der Strahl gut abgeschirmt in einem Magnetjoch verloren geht. Unter der Voraussetzung, dass zumindest der größte Teil des Strahls die Extraktionsenergie erreicht, können jedoch eine Einstellung mit niedrigen Verlusten von einer schlechteren unterschieden werden.

2.4 Hochfrequenzsystem

Das HF-System von MAMI-C ist ein komplexer Aufbau mit verschiedenen HF-Pegeln, die über 18 Größenordnungen von pW bis hin zu kW reichen.

Üblicherweise werden Regelkreise bei niedrigen ($< 1 \text{ W}$) HF-Pegeln realisiert, andere Komponenten (Klystron, Hohlleiter, Sektionen) hingegen müssen Leistungen im kW-Bereich beherrschen.

2.4.1 Beschleunigungsspannung

Eine Messung der Hochfrequenzleistung P_{HF} jeder Sektion ist zusammen mit der Shuntimpedanz r_{Shunt} nützlich, um daraus nach Gleichung 2.1 die Beschleunigungsspannung U_0 einer Sektion oder des kompletten Linacs zu bestimmen. Sowohl P_{HF} als auch r_{Shunt} sind allerdings nicht einfach zu messen [39].

$$U_0 = \sqrt{n_{\text{acc.}}/2 \cdot \lambda_{\text{HF}} \cdot r_{\text{Shunt}} \cdot P_{\text{HF}}} \quad (2.1)$$

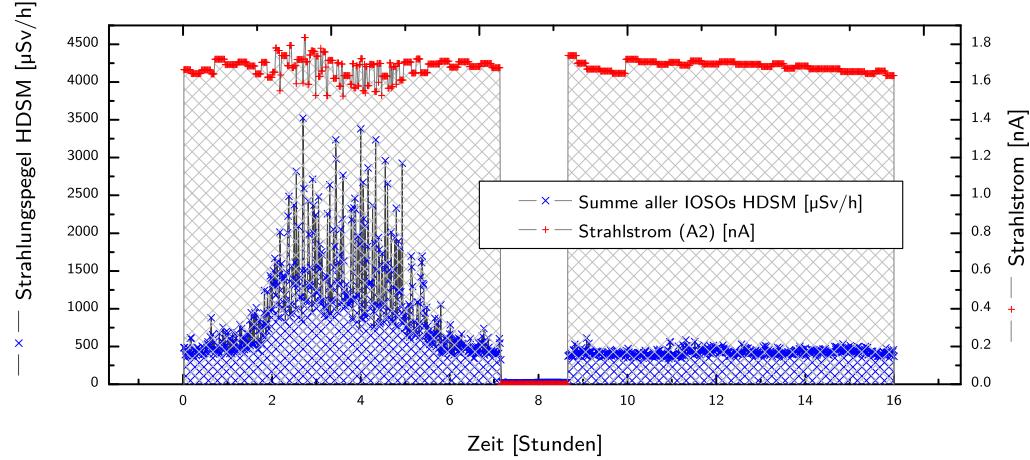


Abbildung 2.8:

Ionisationssonden im HDSM zeigen deutliche Strahlungspegel mSv/h-Bereich, die mit Strahlverlusten im 100 pA-Bereich korrelieren (linker Bereich). Nach einer Optimierung sind die Strahlungspegel deutlich geringer und der Strahlstrom schwankt kaum; der kleine Sprung nach etwa 10 Stunden war eine manuelle Korrektur des Strahlstroms. In diesem Fall wurde der Strahlstrom im Strahlfänger des Experiments (A2) mit einem Faraday-Cup gemessen.

Während der Herstellung der Sektionen wurden Güte-Messungen durchgeführt, bei denen die Shuntimpedanzen der Sektionen ermittelt wurden. Nachfolgende Tabelle zeigt die verwendeten Größen [34].

	4.9 GHz	2.45 GHz
Q_0	15960	10350
r_{Shunt}	79.6 MΩ/m	71.9 MΩ/m

Tabelle 2.1: Verwendete Kenndaten der HF-Sektionen.

Im Folgenden werden verschiedene Methoden zur Messung von P_{HF} erläutert; die Ergebnisse aller untersuchten Methoden sind in Abschnitt 3.4.2 zusammengestellt.

1. HF-Powermeter-Messungen an den Hohlleitern

Mit einem geeichten Richtkoppler und einem HF-Powermeter kann die Vorlaufleistung vom Klystron zur Sektion gemessen werden [40].

2. HF-Dioden-Messungen an den Sektionen

Alle Sektionen sind mit Diagnose-Antennen an vier Resonatoren ausgestattet, die einen Bruchteil der elektrischen Felder auskoppeln. Diese Signale werden den

HF-Regelsystemen zugeführt, um die mittlere HF-Amplitude (durch Anpassen der Klystron-Leistung) und die mittlere Phase (durch die Kolbenregelung zur Resonanzabstimmung) zu kontrollieren. Die Signal-Amplituden sind mit den o.g. HF-Powermeter-Messungen einmalig geeicht worden [40].

3. Kalorimetrische Methode

Die Kalorimetrie ist hier die zweite Methode, um die Leistung einer Sektion zu bestimmen. Hierbei werden der Kühlwasserfluss und dessen Temperaturerhöhung gemessen.

Für die Durchflussmessungen werden handelsübliche Wasserzähler verwendet, die den Kühlwasserfluss nahezu sämtlicher relevanter Verbraucher an MAMI überwachen. Die relevante Verkehrsfehlergrenze dieser Wasseruhren beträgt $\pm 10\%$ für niedrige Wasserflüsse und $\pm 4\%$ für höhere Flussmengen. Bei Durchflüssen um 100 l/min werden die eingesetzten Qn10-Zähler recht gut ausgesteuert, und aus redundanten Testergebnissen wurde geschlossen, dass die gemessenen Wasserflussmengen nur um etwa $\pm 1\%$ voneinander abweichen [40].

Die Temperaturen im Vor- und Rücklauf der betreffenden Verbraucher wird durch Pt100-Temperaturfühler mit einem im Institut entwickelten 24-Kanal-Messgerät [41] erfasst. Wenn die Verbraucher nicht eingeschaltet sind, wird automatisch ein Abgleich der Temperaturdifferenzen durchgeführt, so dass mögliche Driften der Thermofühler bestmöglich korrigiert werden können. Im Betrieb wird dann die Temperaturdifferenz zwischen Vor- und Rücklauf mit einer Genauigkeit von besser als $\pm 0.1^\circ\text{C}$ gemessen.

2.4.2 Phasenschieber

Je nach Verwendungszweck werden an MAMI verschiedene Typen von Phasenschiebern verwendet, die über das Kontrollsysteem angesteuert werden können.

Schrittmotor-Hohlleiterphasenschieber

Zur präzisen Phasenveränderung über einen Bereich von $\pm 250^\circ$ werden an MAMI sowohl für 2.45 GHz als auch für 4.9 GHz Hohlleiterphasenschieber mit einer Schrittmotorsteuerung eingesetzt (Abbildung 2.9). Das Funktionsprinzip beruht auf einer Drosselkette, mit der im Hohlleiter ein nahezu kontaktloser Kurzschluss präzise positioniert werden kann [42, 43]. Beide Ausführungen sind für HF-Pegel von Milliwatt bis Kilowatt geeignet. Die in Kapitel 3 vorgestellten Methoden stützen sich zu einem großen Teil auf die Zuverlässigkeit und Präzision (insb. der Linearität) dieser Phasenschieber.

Die neu entwickelten Phasenschieber für 4.9 GHz sind im Wesentlichen eine für die doppelte Frequenz optimierte Kopie der seit langem eingesetzten 2.45 GHz-Phasenschieber. Abbildung 2.10 zeigt die Phasenschieber im Kontext der HF-Installation von MAMI-C.

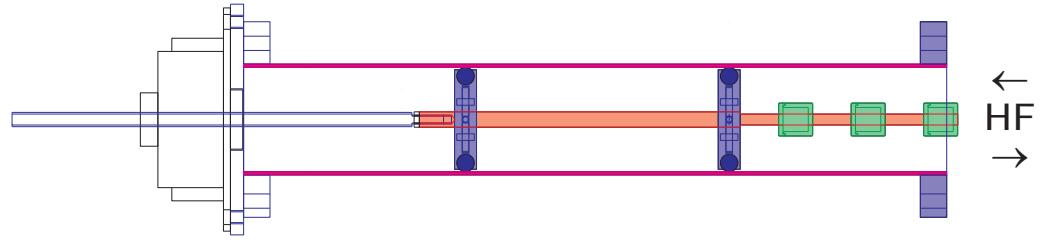


Abbildung 2.9:

Hohlleiterphasenschieber: Die effektive Länge des Hohlleiters (violett) wird durch einen fahrbaren HF-Kurzschluss (grün) in Form einer Drosselkette verändert. Durch Interferenz von einlaufender und auslaufender HF-Welle (Hohlleiterflansch rechts) kann dieser Aufbau als Präzisions-Phasenschieber eingesetzt werden, da der Kurzschluss durch einen Schrittmotor (links) sehr genau positioniert wird. Die effektive Kurzschlussebene befindet sich etwa 2 mm hinter dem ersten Störkörper (grün), wenn man in den Phasenschieber hineinblickt. Der mittlere Teil dient der mechanischen Führung des Kurzschlusses auf der langen Gewindestange (rot) [42].

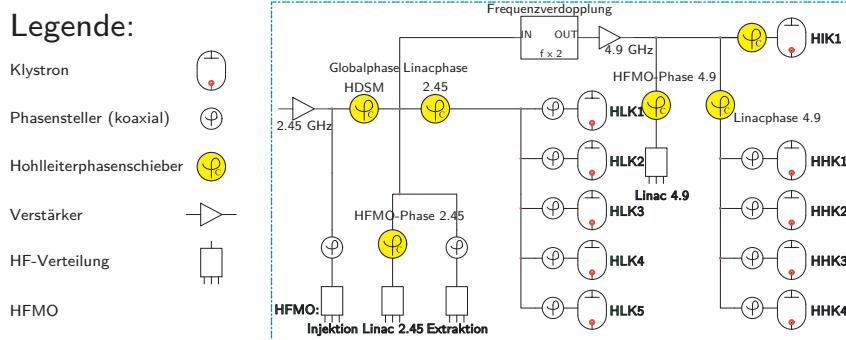


Abbildung 2.10:

MAMI-C: HF-Verteilung mit den wichtigsten Hohlleiterphasenschiebern (gelb) [35].

Nichtlinearitäten der Hohlleiterphasenschieber

Konstruktionsbedingt sollte die Phasenverschiebung zwischen Eingangs- und Ausgangssignal linear von der Kurzschlussposition innerhalb des Hohlleiters abhängen, da die Dämpfung innerhalb des Phasenschiebers als konstant angenommen wird.

Allerdings gab es Hinweise auf ein nichtlineares Verhalten der Hohlleiterphasenschieber durch zwei unabhängige Messmethoden: Zunächst zeigten die Kalibrierungsmethoden aus Abschnitt 3.1 eine systematische Abweichung vom erwarteten linearen Zusammenhang. Aber auch die Inbetriebnahme der Autodyn-Phasenmessung (Abschnitt 2.4.3) im HDSM zeigte starke Abweichungen vom erwarteten linearen Zusammenhang zwischen Phasenschieberposition und der tatsächlich beobachteten Phasenverschiebung.

Beide Beobachtungen gaben Anlass, jeden Hohlleiterphasenschieber individuell mit

einem Networkanalysator zu untersuchen. Dabei traten Abweichungen von teilweise mehr als $\pm 10^\circ$ vom linearen Verlauf auf. Dabei ist das Problem nicht den Hohlleiterphasenschiebern an sich zuzurechnen, sondern ihrem konkreten Einsatz geschuldet: Niedrige HF-Pegel werden normalerweise mit Koaxialkabeln transportiert. Um einen Hohlleiterphasenschieber einsetzen zu können, muss das Koaxialkabel an den Hohlleiter angeschlossen werden. Genau diese Verbindung jedoch verursacht eine konstante Reflexion (< 20 dB), die dem eigentlichen Ausgangssignal des Phasenschiebers überlagert ist.

Durch individuelle Eichkurven aller eingesetzten Phasenschieber konnten die Abweichungen auf unter 1° reduziert werden (Abbildung 2.11).

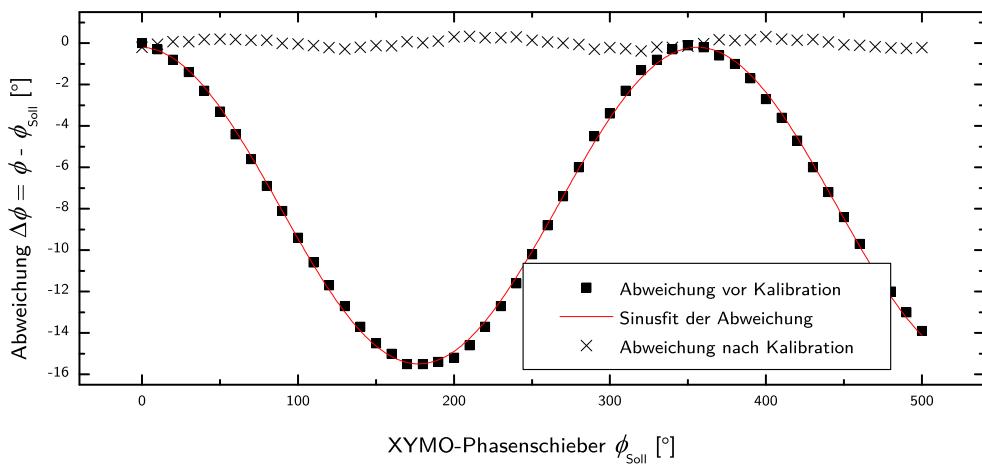


Abbildung 2.11:

Darstellung der Abweichungen vom Idealverhalten durch Stehwellen-Reflexionen eines Standard-2.45 GHz-Phasenschiebers in Abhängigkeit von der Sollphase. Der Nullpunkt der Ordinatenachse ist willkürlich. Die Abweichungen $|\Delta\phi|$ nach der Kalibration konnten auf $< 1^\circ$ reduziert werden.

Elektronische Phasenschieber

Für schnelle Phasenvariationen (z.B. in den Klystronregelkreisen, Abbildung 2.12) sind mechanische Phasenschieber ungeeignet. Hier werden ebenfalls bei niedrigen Leistungen elektronische Bauteile verwendet. Die Linearität dieser Phasenschieber ist nicht sonderlich gut und sie sind daher für systematische Messungen schlecht geeignet (siehe auch Abschnitt 3.4.1, Abbildung 3.14).

Optimierung der Phasenschiebersteuerung

Bei den Untersuchungen zur Longitudinaldynamik in Kapitel 4 sollen systematisch verschiedene Beschleunigerkonfigurationen eingestellt werden, um die Longitudinaldynamik

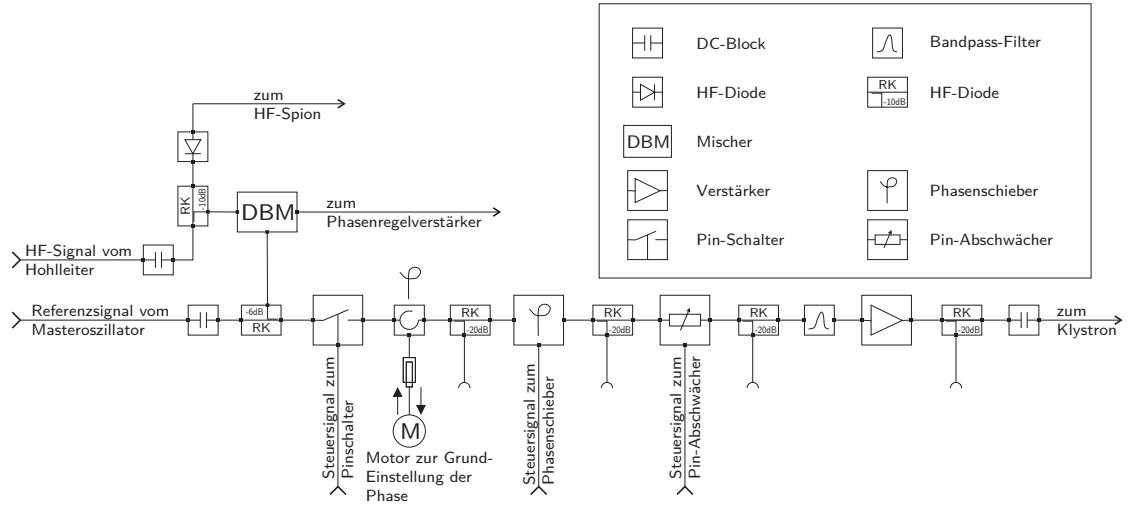


Abbildung 2.12:

Schema der Klystronphasenregelung eines HF-Moduls [44]: Dargestellt ist das Innere der „Klystronregelung“ aus Abbildung 2.1. Die Phase des HF-Signals vom Hohlleiter wird mit der Phase des Referenzsignals mit einem Mischer (DBM) verglichen und mit Hilfe eines elektronischen Phasenschiebers (unten Mitte) korrigiert.

des HDSM zu studieren. Dabei kommt es zunächst auf hohe Präzision an. In zweiter Linie spielt die Geschwindigkeit eine Rolle, wenn während der Akzeptanzmessungen viele verschiedene Konfigurationen eingestellt und durch unnötig lange Messzeiten Driften der Beschleunigerkonfiguration³ vermieden werden sollen.

Das Kriterium der Präzision erfüllen die Hohlleiterphasenschieber durch ihre Kalibration. Anders die Geschwindigkeit: Bei den Messungen ist es notwendig, jeweils einen, zwei oder sogar drei der Hohlleiterphasenschieber neu einzustellen und danach die Signale der HF-Monitore zu erfassen. Das sollte aus o.g. Gründen maximal eine Sekunde benötigen.

Zunächst wurde dazu die Hard- und Software der Hohlleiterphasenschieber untersucht. Die Phasenschieber werden mit einer maximalen Geschwindigkeit von 100 Schritten/s (entspricht etwa $v_{2.45} = 12^\circ/\text{s}$ für 2.45 GHz bzw. ca. $v_{4.9} = 24^\circ/\text{s}$ für 4.9 GHz) angesteuert. Obwohl die Phasenschieber nur sequentiell betätigt werden können, beträgt die reine „Fahrzeit“, um 1° Einschussphasenänderung⁴ zu leisten, nur $1^\circ/v_{4.9} + 0.5^\circ/v_{2.45} \simeq 100 \text{ ms}$.

³Beispielsweise können Temperaturänderungen des Kühlwassers die Resonanzfrequenz der Sektionen verstimmen oder die Hallentemperatur Veränderungen der Kabellängen verursachen, die bei HF-Komponenten zu Phasenänderungen führen können. Die Gebäudetechnik kann das nicht komplett verhindern, aber die beobachteten langfristigen Änderungen stören im normalen Experimentierbetrieb kaum und können bei Bedarf durch den Operateur beseitigt werden.

⁴Um die Einschussphase des HDSM zu verändern, müssen die Phasenschieber beider Linacs um den entsprechenden Betrag gefahren werden. Näheres dazu in Abschnitt 4.2.

Tatsächlich wurden mit der ursprünglichen Programmversion nur Zeiten von etwa 1 s erreicht, was an großzügigen Wartezeiten im Programm lag. Diese wurden soweit optimiert, dass nun die Reaktionszeit der Phasenschieber für kleine Phasenänderungen unter 100 ms liegt.

Außerdem konnte ein Fehler in der Ansteuerung ermittelt werden, so dass der erste Schrittimpuls einer Fahrstrecke nicht zuverlässig verarbeitet wurde: Nach den häufigen und kurzen Fahrten während der Akzeptanzmessungen (Kapitel 4) konnte der Ausgangszustand der Phasenschieber zunächst nicht mehr reproduziert werden und nach einer anschließenden Kalibrationsfahrt⁵ wurden „verlorene Schritte“ gemeldet.

In diesem Zusammenhang ist auch die ADC-Software zur Digitalisierung der HF-Monitorsignale (Abschnitt 2.6.5) optimiert worden, um die rechenintensive Signalanalyse parallel zum Einstellen der nächsten Beschleunigerkonfiguration durchführen zu können (Abschnitt 2.7.3).

2.4.3 Autodyn-Phasenmessungen

Die Autodyn-Phasenmessung wird als System zur Messung von relativen Phasenunterschieden an MAMI bereits seit langer Zeit benutzt [38]. Die Autodyn-Phasenmessung verwendet einen zweiten Referenzoszillator, der etwa 100 kHz gegenüber dem Masteroszillator verstimmt ist, um mithilfe der resultierenden Zwischenfrequenz von 100 kHz die Phaseninformationen zu ermitteln [45]. Um auf diese Weise die Phase eines Signals zu ermitteln, wird neben der zu messenden HF-Phase auch die Phase des Masteroszillators auf die Zwischenfrequenz heruntergemischt. Damit liegen zwei Signale bei 100 kHz vor, deren relative Phasenverschiebung sehr viel einfacher detektiert werden kann. Dazu wird der Zeitabstand zwischen zwei Nulldurchgängen beider Signale ermittelt, was nahezu unabhängig von der Amplitude der ursprünglichen HF-Signale möglich ist. Diese Tatsache sowie eine größere Präzision der gemessenen Phase sind die Vorteile der Autodyn-Methode gegenüber der bei den HF-Monitoren verwendeten Homodyn-Methode, wobei der Phasenvergleich direkt im Basisband durchgeführt wird.

Für jede Sektion des HDSM ist ein Messkanal vorgesehen, so dass für alle Sektionen unabhängig die Phase relativ zum Masteroszillator gemessen werden kann. Die erreichbare Auflösung ist 0.1° und besser. Das System wird in Abschnitt 3.4.1 für verschiedene Messungen eingesetzt.

⁵Bei einer Kalibrationsfahrt wird der Kurzschlusschieber bis an einen Endschalter gefahren. Wird der Endschalter nicht an der erwarteten Position erreicht, sondern bereits früher oder erst später, war die ursprüngliche Phase nicht richtig eingestellt worden, was meistens auf einen seltenen Hardwaredefekt hinweist.

2.5 Magnetfeld-Messungen

Alle vier HDSM-Dipole werden mit separaten Netzgeräten betrieben. Daher sind alle Magnete mit einer eigenen NMR-Feldsonde zur Messung des Felds ausgestattet, damit ein Regelalgorithmus langsame Driften (z.B. durch thermische Effekte) kompensieren kann. Abbildung 2.13 zeigt den Verlauf der Magnetfeld-Abweichungen über einen typischen Zeitraum von etwa zwei Wochen.

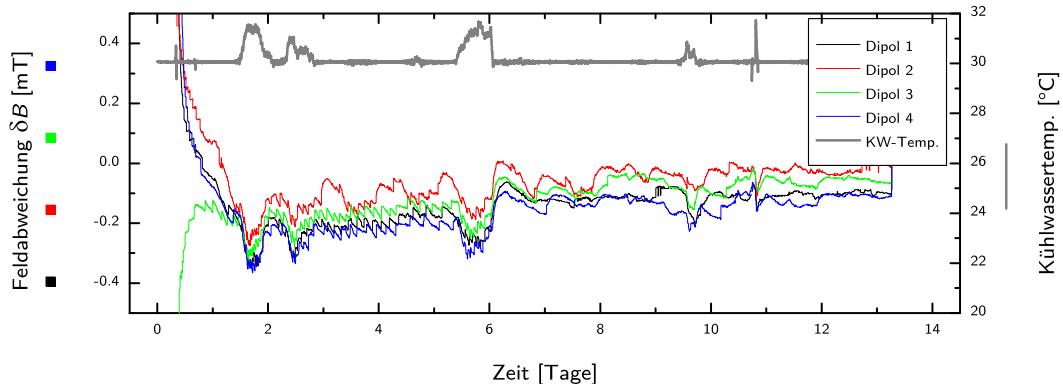
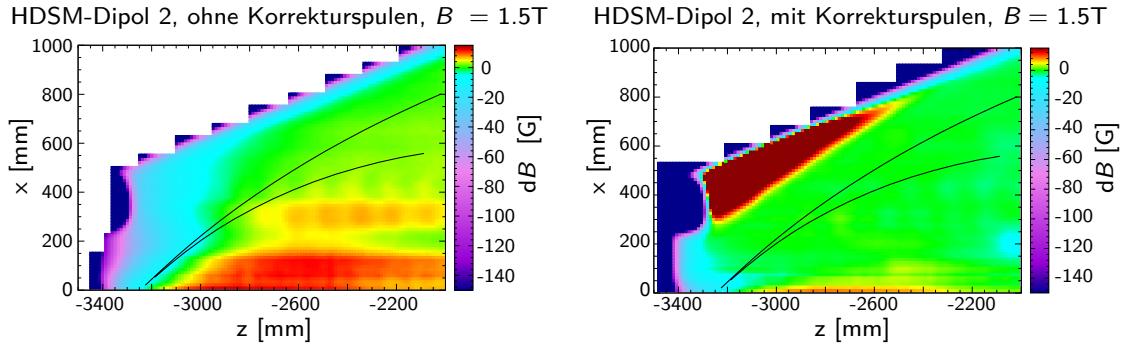


Abbildung 2.13:

NMR-Messung während einer 14-tägigen Strahlzeit, hier bei 1604 MeV: Das Sollfeld der Magnete beträgt etwa 1.64 T. Abweichungen werden von einer NMR-Sonde pro Magnet gemessen und durch einen Regel-Algorismus korrigiert. In Grau ist die Kühlwassertemperatur (KW) dargestellt, die einen deutlichen Einfluss auf die Magnetfelder und damit auf die Strahldynamik hat.

Die während der Aufbauphase aufgenommenen Magnetfeldkarten (Abbildung 2.14, [46]) können von dem Tracking-Programm PTRACE [47] verwendet werden, um die tatsächlichen Bahnen der Elektronen zu berechnen. Mit diesen Bahndaten kann dann die Energieabhängigkeit der Bahnlängen $s(E)$ beschrieben werden. Die so bestimmten Energie- und Bahnlängen-Paare werden in Abschnitt 4.2 vom Modell des HDSM benutzt, um durch eine Spline-Interpolation die Bahnlänge bei beliebigen Energien möglichst gut zu approximieren.

Sowohl die zeitliche Stabilität des Magnetfelds (Abbildung 2.13) als auch die Homogenität muss $\delta B/B < 10^{-4}$ erfüllen (Abbildung 2.14, rechts). Durch größere Abweichungen entstünden Fehler im Ablenkinkel, die durch die Korrekturmagnete bei hohen Energien nicht mehr korrigierbar wären. Weiterhin führte die Kohärenzbedingung nach Gleichung 1.7 bei Änderungen des Magnetfelds zu veränderten Energiegewinnen und entsprechend großen Phasenabweichungen. Bei Bahnlängen im Magnetfeld von 4 m bis 8 m wirkte sich eine relative Änderung des Magnetfelds um 10^{-4} linear durch die longitudinale Dispersion auf die tatsächliche Weglänge aus. Somit verursachten Weglängenänderungen zwischen 0.4 mm und 0.8 mm Phasenänderungen (auf die Grundfrequenz von 4.9 GHz


Abbildung 2.14:

 Ausschnitt der Feldkarte von HDSM-Dipol 2 bei 1.5 T (links ohne, rechts mit Korrekturspule, [46]).

bezogen) von etwa 2.4° bis 4.8° .

2.6 Hochfrequenz-Monitore

Hochfrequenzmonitore (HFMO) verschiedener Bauarten sind in Beschleunigeranlagen weit verbreitet und können eine Reihe von Anwendungsbereichen abdecken. Mit x/y-Monitoren (XYMO) kann die Position relativ zur geometrischen Mitte des Resonators bestimmt werden, p/i-Monitore (PIMO) liefern Informationen über die Phase und die Intensität des Strahls. Für MAMI war bereits von Beginn der Planungen an ein HF-Monitor-System vorgesehen, um die rezirkulierten Strahlen beim Durchqueren des Linacs zentrieren zu können [11]. Das dort beschriebene Monitorsystem bildet nach wie vor die Basis der Strahldiagnose mit HF-Resonatoren an MAMI. Daher werden hier die Grundlagen kurz zusammengefasst.

2.6.1 Grundlagen

Die Resonatoren stellen für den Strahl eine Shuntimpedanz r_S dar. Demnach entzieht der Resonator dem Strahl eine Hochfrequenzleistung von $P = i^2 \cdot r_S$. Eine Antenne mit Kopplungskonstante κ koppelt einen Teil der Leistung aus dem Resonator aus und belastet ihn dadurch entsprechend. In Strahlführungssystemen, in denen der Strahl den Monitor jeweils nur ein einziges Mal durchquert, sind Monitore hoher Güte ($Q_0 = \nu / \Delta\nu \sim 10000$) installiert, und erfassen die Strahlposition, -phase oder -intensität mit bis zu einigen kHz Bandbreite.

2.6.2 Verschiedene Funktionen der HF-Monitore

In einem zylindrischen Resonator sind die Resonanzfrequenzen der unterschiedlichen TM-Moden i.W. durch den Radius R und die Länge L festgelegt (X_{mn} ist die n -te Nullstelle der m -ten Besselfunktion):

$$f_{mnp} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu_r\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{X_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L}\right)^2} \quad (2.2)$$

Wenn die Resonanzfrequenz f_{mnp} mit der Bunchfrequenz oder einem ganzzahligen Vielfachen davon übereinstimmt, kann die TM_{mnp} -Mode angeregt werden. Im HDSM kommen zwei Monitor-Typen zum Einsatz, bei denen entweder die TM_{010} -Mode (Phasenmonitor) oder die TM_{110} -Mode (Positionsmonitor) angeregt werden kann. Abbildung 2.15 zeigt links schematisch einen Resonator mit den elektrischen Feldern einer TM_{010} - und einer TM_{110} -Mode.

Phasen- und Intensitätsmonitor (PIMO)

Für einen Phasen- oder Intensitätsmonitor wird die TM_{010} -Mode benutzt, deren Amplitude praktisch unabhängig von der Strahlposition angeregt wird. Für einen PIMO hängt die ausgekoppelte HF-Leistung P_{HF} von der Strahlintensität i , der konstanten Shuntimpedanz $r_{S_{010}} = r_{m_{010}}$ und der Kopplungskonstante κ ab:

$$P_{\text{HF}(p/i)} = (i^2 \cdot r_{S_{010}}) \cdot \frac{\kappa}{(\kappa + 1)^2} = i^2 \cdot r_{m_{010}} \cdot \frac{\kappa}{(\kappa + 1)^2} \quad (2.3)$$

Positionsmonitor (XYMO)

Die nächste Mode TM_{110} wird proportional zur Strahlablage angeregt und eignet sich damit idealerweise zum Messen von Ablagen von der Sollposition, die sich in der Mitte eines x/y-Lagemonitors befindet [48, 49]. Für einen XYMO ist die Shuntimpedanz hingegen eine Funktion der Abweichung x von der Mitte des Resonators und einer Skalierungskonstante k in [mV/mm/ μ A]:

$$r_{S_{110}} = r_{m_{110}} \cdot k^2 x^2 \quad (2.4)$$

Damit lautet die ausgekoppelte Leistung:

$$P_{\text{HF}(x/y)} = (i^2 \cdot r_{S_{110}}) \cdot \frac{\kappa}{(\kappa + 1)^2} = i^2 \cdot r_{m_{110}} \cdot \frac{\kappa}{(\kappa + 1)^2} \cdot k^2 x^2 \quad (2.5)$$

Informationen nur über den Ladungsschwerpunkt

Bunch-zu-Bunch- oder gar Intrabunch-Diagnose ist mit solchen Resonatoren prinzipiell unmöglich, da für die belastete Güte der Monitore i.d.R. $Q_L \gg 10$ gilt und somit die individuellen Bunche vom Monitor gar nicht aufgelöst werden können. Auch die weitere Signalverarbeitung (insb. das Heruntermischen) verhindert prinzipiell, dass höhere Fourierkomponenten erfassbar sind, die aus einer unterschiedlich ausgedehnten Ladungsverteilung resultieren. Daher können nur Aussagen über den Ladungsschwerpunkt gemacht werden.

2.6.3 Analoge Signalverarbeitung

Die Resonanzfrequenz der gewünschten TM-Mode aller Resonatoren liegt bei der MAMI-Frequenz von 2.449532 GHz oder einem ganzzahligen Vielfachen davon. Deshalb liefern sie zunächst ein HF-Signal, das der Resonanzfrequenz des Monitors entspricht, dessen Phase aber durch die Strahlbunche starr an den Masteroszillator von MAMI gekoppelt ist. Bei typischen Strahlströmen zwischen 1 nA und 100 μ A reicht die ausgekoppelte Leistung von wenigen pW bis hin zu einigen mW. Daher erfolgt die Verarbeitung (Demodulation, Abbildung 2.15) der HF-Signale immer in unmittelbarer Nähe der installierten Monitore.

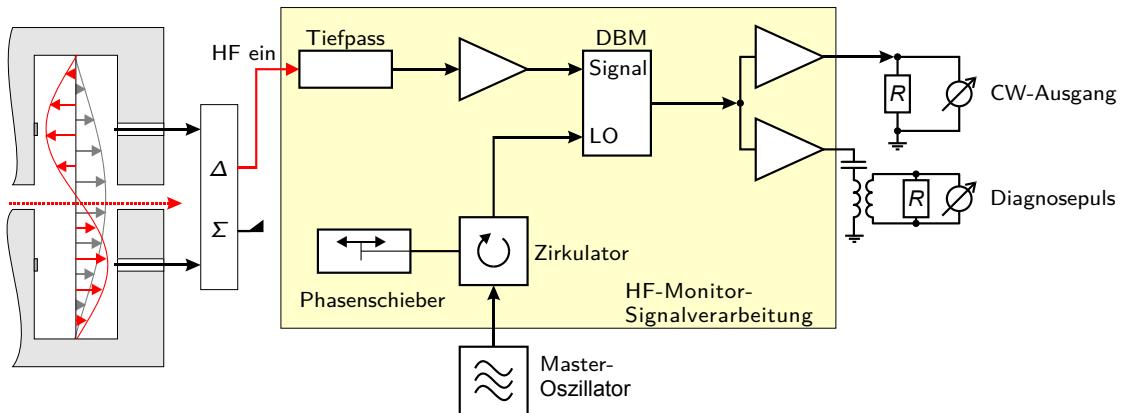


Abbildung 2.15:

Signalverarbeitung der HF-Monitor-Signale [48]: Der Elektronenstrahl im abgebildeten Resonator (links) ist durch den roten gestrichelten Pfeil angedeutet. Dort sind auch zwei HF-Moden dargestellt (TM₀₁₀ grau für PIMOs und TM₁₁₀ rot für XYMOs). Beim XYMO werden zwei Antennen und ein Hybrid verwendet, bevor das HF-Signal der weiteren Verarbeitung zugeführt wird. Beim PIMO gibt es nur eine Antenne und keinen Hybrid an dieser Stelle. Der Masteroszillator versorgt über einen Phasenschieber den Mischer („double balanced mixer“, DBM [50]) mit der HF-Referenz, um das HF-Signal des Monitors zu demodulieren.

Die Signale werden zunächst durch einen Tiefpass gefiltert, um alle störenden höheren

Frequenzanteile zu eliminieren, bevor das anschließend verstärkte Signal in einem doppelt-symmetrischen Mischer („double balanced mixer“, DBM) mit der Referenzphase eines „local oscillator“ (LO) gemischt wird. Der LO wird über einen Phasenschieber direkt vom Masteroszillator abgeleitet (siehe Abbildung 2.15). Weil beide Frequenzen identisch sind, entspricht diese Schaltung je nach Einstellung der Referenzphase einem Phasen- bzw. Amplitudendetektor und die DC-Ausgangsspannung ist proportional zu $\sqrt{P_{\text{HF}}}$. Das Heruntermischen auf das Basisband (Homodyn oder „zero IF“) erlaubt einen wesentlich einfacheren Aufbau der Signalverarbeitung im Vergleich zur Autodyn-Messung (Abschnitt 2.4.3), da hier auf die Schaltungen für die Zwischenfrequenz verzichtet werden kann. Die Ausgangsspannung steht dann als Analogsignal U_{HFMO} für verschiedene Anwendungen zur Verfügung und ist z.B. auf einem Oszilloskop darstellbar oder kann mit schnellen ADCs digitalisiert werden. Im Gegensatz zur Autodyn-Phasenmessung erreicht dieses Konzept viel größere Bandbreiten auf der DC-Ausgangsseite, die bei entsprechender Auslegung der Schaltung 100 MHz erreichen können.

Eine 2.45 GHz-Elektronik ist auf ihr Verhalten bezüglich Phasen- und Amplitudenvariationen untersucht worden und zeigt, dass die Abweichungen vom Idealverhalten nach Gleichung 2.6 deutlich kleiner als 2% sind [48]:

$$U_{\text{HFMO}} \sim \sqrt{P_{\text{HF}}} \cdot \cos(\phi - \phi_{\text{LO}}) \quad (2.6)$$

Wenn also nach Gleichung 2.6 die Phasendifferenz der Phase ϕ des Elektronenstrahls zur Referenzphase ϕ_{LO} minimiert (bzw. $\cos(\phi - \phi_{\text{LO}}) = \pm 1$) und dann die gemessene Signalspannung auf die Strahlintensität i normiert wird, können die Ausgangsspannungen der Monitore in physikalische Größen umgerechnet werden (z.B. $k = 1 \text{ mV/mm}/\mu\text{A}$):

$$x = k \cdot \frac{U_{\text{HFMO}}}{i} = k \cdot \frac{\sqrt{P_{\text{HF}}}}{i} \quad (2.7)$$

Der PIMO wird etwas anders eingesetzt. Er dient, abhängig von der Phasendifferenz, entweder als Phasenmonitor ($\cos(\phi - \phi_{\text{LO}}) = 0$, bei konstantem Strahlstrom) *oder* als Intensitätsmonitor ($\cos(\phi - \phi_{\text{LO}}) = \pm 1$, bei konstanter Strahlphase). Verteilt man das Monitorsignal auf zwei der analogen Signalverarbeitungssysteme (Abbildung 2.15) parallel, deren Referenzphasen sich um 90° unterscheiden, können sowohl Phase als auch Intensität gleichzeitig erfasst werden.

2.6.4 HF-Monitore im rezirkulierenden Beschleuniger

Jeder Linac von RTM1, RTM2, RTM3 und HDSM ist mit je einem XYMO vor und nach den Beschleunigungssektionen (Ein- und Ausschuss) ausgestattet (Abbildung 1.7 zeigt die Installation im HDSM), mit denen der Strahl auf die Sollbahn gebracht werden kann. Ein PIMO liefert die notwendigen Phasen- und Intensitätsinformationen.

Um die HF-Monitore auf den Linacachsen der Mikrotrons verwenden zu können, müssen sie die einzelnen Umläufe deutlich separieren können. Das funktioniert nur mit einem

gepulsten Strahl, der aber nicht im Experimentierbetrieb benutzt wird. Dieser einige zehn Bunch lange Diagnosepuls der Länge τ_{dp} muss kürzer als die kürzeste Umlaufzeit τ_{RTM} der Mikrotrons sein, damit sich die rezirkulierten Strahlen verschiedener Energien in einem Monitor nicht überlagern. Am kritischsten ist das im RTM1, in dem die Flugzeit für die ersten Umläufe nur etwa 15 ns beträgt. Damit werden sowohl die Eigenschaften des Diagnosepulses als auch die minimale Anforderung an die Bandbreite des Monitor-Systems festgelegt: Der Diagnosepuls muss etwa 10 ns lang sein (Separation der Umläufe im RTM1) und der Strahlstrom rund $100 \mu\text{A}$ betragen (Empfindlichkeit); eine Signalbandbreite von 200 MHz muss für das gesamte System vom HF-Monitor bis zur Digitalisierung mit schnellen ADCs gewährleistet sein. Die verwendeten „Low-Q“-Resonatoren mit einer belasteten Güte $Q < 100$ sind in der Lage, diese schnellen Signale zu erzeugen.

Damit sind die HF-Monitore der Mikrotrons im Pulsbetrieb ideal dafür geeignet, auf der Linacachse installiert, Phasen-, Intensitäts- und Ablageinformationen der einzelnen Umläufe mit vergleichsweise wenig technischem Aufwand zu liefern.

Der mittlere Strahlstrom im Diagnosepulsbetrieb beträgt 1nA/kHz , so dass Strahlverluste während der Messungen keinen größeren Schaden anrichten. Die meisten Untersuchungen wurden im Diagnosepuls-Betrieb bei Frequenzen zwischen 1 kHz und 10 kHz durchgeführt.

Auswertung des Monitorsignals

Der Diagnosepuls wird als eine Art Rechteckfunktion der Länge τ_{dp} erzeugt, somit sollte auch der Verlauf der Signalspannung $u(t)$ idealerweise rechteckig sein. Hier kommen aber die endliche Güte des Resonators und viel mehr auch die Bandbreite der Signalverarbeitung als Tiefpass zum tragen. Deshalb entspricht der gemessene Signalverlauf eher dem Verlauf in Abbildung 2.16; da aber in der Signalverarbeitung nicht nur ein Tiefpass wirkt, wird der Verlauf eher noch stärker geglättet, so dass der Bereich des Maximums erfahrungsgemäß gut durch eine Parabel approximiert werden kann, um z.B. eine genaue Zeitreferenz T_i für jeden Umlauf bestimmen zu können [51].

Setzt man voraus, dass sich die komplette Signalverarbeitungskette als PT_1 -Glied bzw. ein lineares zeitinvariantes (LZI) System darstellt, das dem Superpositionsprinzip unterliegt [52], lässt sich eine Größe proportional zur ursprünglich im Resonator deponierten Leistung bestimmen, indem der gemessene Puls um sein Maximum T_i herum in einem Intervall $[T_i - \frac{1}{2}\tau_{dp}, T_i + \frac{1}{2}\tau_{dp}]$ aufsummiert bzw. integriert wird.

$$x_i \sim \int_{t=-\frac{1}{2}\tau_{dp}}^{\frac{1}{2}\tau_{dp}} u(T_i + t) dt \quad (2.8)$$

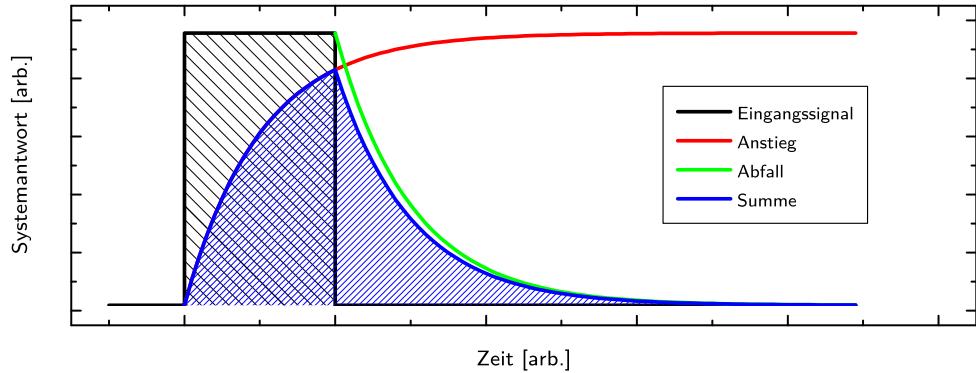


Abbildung 2.16: Systemantwort eines LZI-Systems (hier: Tiefpass) auf einen Rechteckimpuls

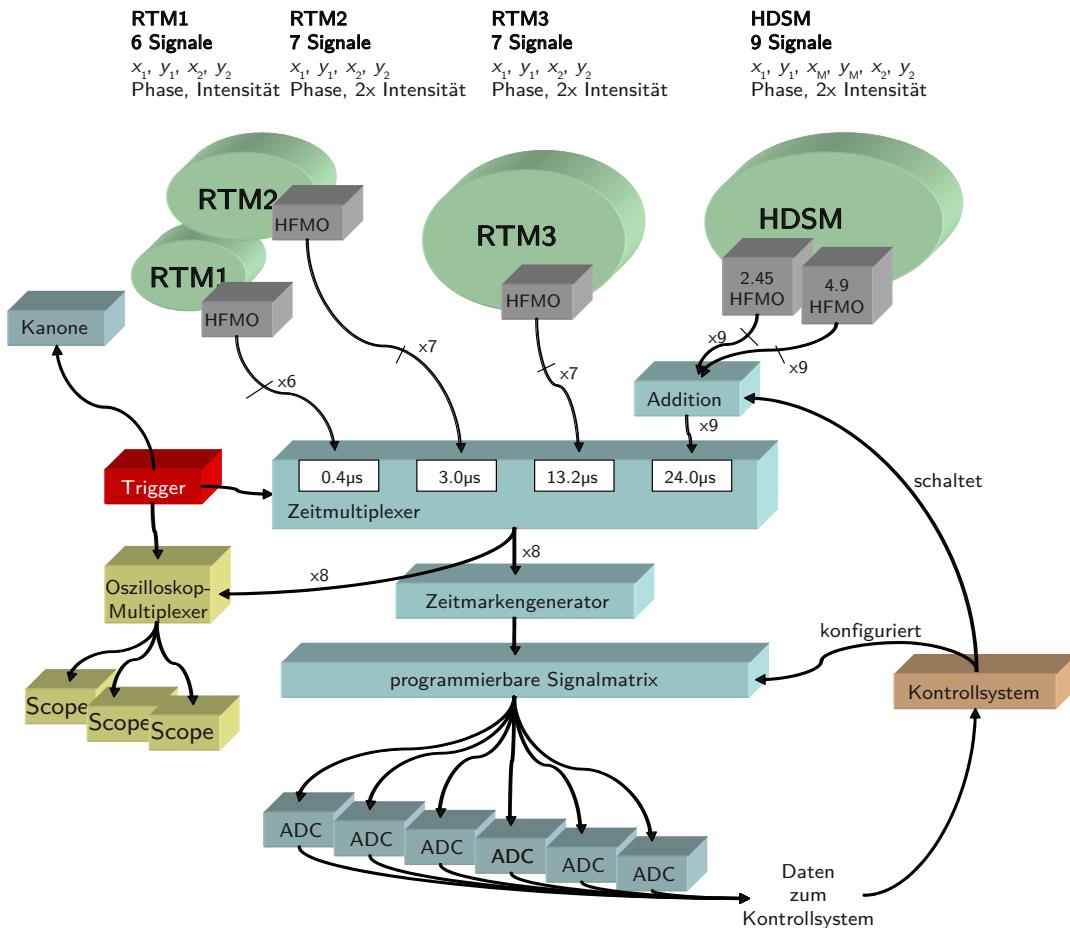
2.6.5 Datenerfassung

In allen Mikrotrons von MAMI wird schon seit langer Zeit ein entsprechendes System aus zwei x/y-Monitoren sowie einem p/i-Monitor verwendet, um damit die rezirkulierten Strahlen auf der Linacachse zu zentrieren bzw. die Synchrotronenschwingungen zu kontrollieren und beseitigen.

Allein von RTM1 bis RTM3 stehen deshalb jeweils sechs Monitorsignale zur Verfügung. Weil die Monitore aber zeitlich sequentiell vom Strahl durchflogen werden, können die Signale gleichartiger Monitore der verschiedenen Mikrotrons (z.B. die horizontale Position bei jedem Eintritt in den Linac) zu einem Signal kombiniert werden, wenn zeitlich synchron zum Elektronenstrahl (d.h. nachdem der Strahl ein Mikrotron verlässt und bevor er ins nächste gelangt) zwischen den Monitoren (also von RTM1 nach RTM2 nach RTM3 nach HDSM) umgeschaltet wird. Der bislang eingesetzte starr verschaltete Multiplexer war nicht mehr in der Lage, die vielen zusätzlichen Signale des HDSM zu integrieren. Daher wurde von der Elektronikabteilung des Instituts ein neuer programmierbarer Multiplexer entwickelt. Dieser erlaubt nun eine wesentlich flexibler konfigurierbare Verteilung der Monitorsignale auf bis zu acht ADC-Kanäle (Abbildung 2.17). Mit dieser Ausstattung ist es möglich, mit nur einem Diagnosepuls die relevanten x/y- und p/i-Signale aller Mikrotrons gleichzeitig zu erfassen.

Aktuell werden maximal vier ADC-Module mit je zwei Kanälen der Firma Acqiris (DC241A, [54]) verwendet. Diese erfüllen die Anforderungen, die an die Datenerfassung gestellt werden, optimal:

- 1 GHz analoge Bandbreite
- 2-4 GS/s Samplingrate
- Eine kurze Totzeit (<800 ns) erlaubt sequentielle Erfassung von bis zu 200 Trigger-Ereignissen inkl. Zeitinformation in einem „Schuss“


Abbildung 2.17:

Signalwege der Mikrotron-HF-Monitore [53]: Der Diagnosepuls verlässt die Kanone und wird durch die einzelnen Mikrotrons beschleunigt. Die HF-Monitore liefern die entsprechenden Signale und werden zum HF-Monitor-Multiplexer gebracht. Dort wird eine zusätzliche Zeitmarke zu den Signalen addiert. Für die Verteilung auf die ADC-Kanäle wird eine programmierbare Signalmatrix verwendet, an der permanent alle Signale anliegen. Gleiches gilt für den Oszilloskop-Multiplexer, der für die Echtzeit-Analogdarstellung der Monitorsignale auf den Oszilloskopen im Bedienraum verwendet wird. Die ADC-Software im Kontrollsysteem sorgt automatisch für die optimale Konfiguration der Signalmatrix und stellt die aufbereiteten Messdaten zur Verfügung.

- Trigger-Auflösung von 5 ps durch „trigger time interpolation“ (TTI)
- 1 GHz Auto-Synchronization-Bus (ASBus), um Trigger und Sampling-Clock auf die verschiedenen Module zu synchronisieren
- PCI-bus zur schnellen Auslese der Module mit bis zu 100 MB/s

Die ADCs werden mit einer Samplingrate von 500 MS/s betrieben. Auch hier ist das RTM1 wieder bestimend, weil bei einer niedrigeren Samplingrate die einzelnen Umläufe nur schlecht reproduziert werden können (Abbildung 2.18). Die ADCs können mit einer maximalen Samplingrate von 2 GS/s betrieben werden, aber der Vorteil der nur minimal verbesserten Auflösung im RTM1 wird schnell durch die viermal größere Datenmenge pro Diagnosepuls zunichte gemacht: Bereits im RTM2 sind die einzelnen Pulse mindestens 40 ns und damit weit genug voneinander entfernt, dass eine höhere Samplingrate keine Vorteile bringt.

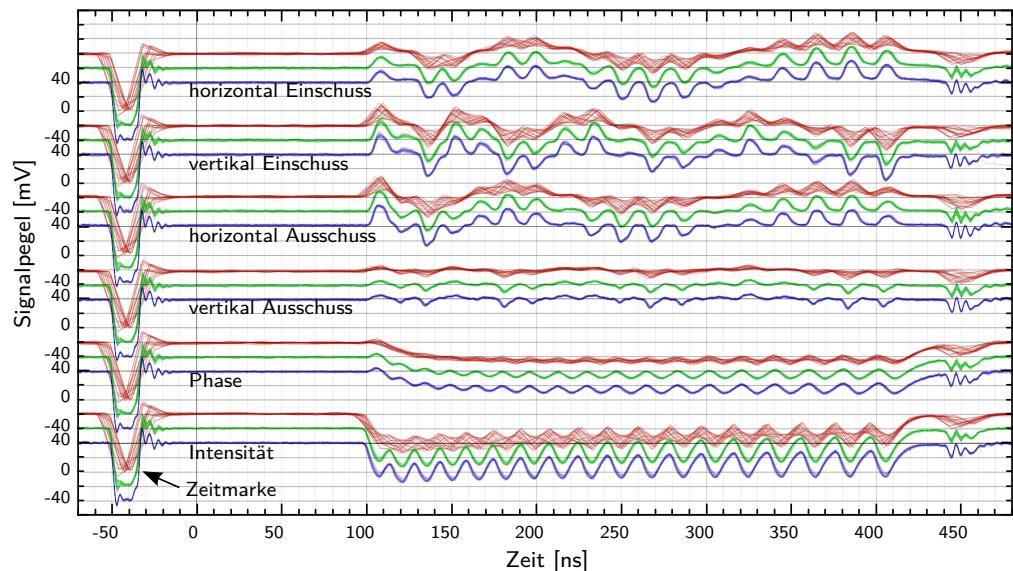


Abbildung 2.18:

Samplingraten im RTM1 von 0.1 GS/s bis 2 GS/s: 0.1 GS/s (rot, +40 mV Offset), 0.4 GS/s (grün, +20 mV Offset), 2.0 GS/s (blau, 0 mV Offset). Dargestellt sind (von oben nach unten) die HF-Monitorsignale des RTM1: Horizontal/vertikal vor dem Linac (Einschuss), horizontal/vertikal nach dem Linac (Ausschuss), Phase und Intensität. Jeweils 20 Diagnosepulse in 20 ms wurden digitalisiert. Ab einer Samplingfrequenz von 0.4 GS/s können die einzelnen Umläufe gut separiert werden.

Die Flugzeit (und damit auch die Länge des Signalzugs) vom Einschuss RTM1 bis zum Ausschuss des HDSM beträgt etwa $24 \mu\text{s}$. Bei 500 MS/s bedeutet das pro Diagnosepuls ein Datenvolumen von ca. 12000 Byte pro Signal. Jedem ADC-Kanal steht aber 256 kByte interner Speicher bereit, so dass bis zu 20 aufeinanderfolgende Diagnosepulse in den Speicher digitalisiert und in einem Arbeitsgang verarbeitet werden können. In der Praxis

hat es sich bewährt, diese 20 Pulse gleichmäßig über eine Netzspannungsperiode von 20 ms (50 Hz) zu verteilen, da dann der Einfluss des Netzbrumms effizient unterdrückt wird (Abbildung 2.19). Daraus resultiert eine Diagnosepulsfrequenz von 1 kHz, wodurch die synchrone Darstellung der Signale auf einem Analog-Oszilloskop im Bedienraum aber stark beeinträchtigt (zu geringe Intensität) würde⁶. Um die höchste Diagnosepulsfrequenz von 10 kHz benutzen zu können, wurde der ADC-Trigger um eine programmierbare Untersetzung erweitert, so dass die gewünschte Anzahl von Trigger-Ereignissen gleichmäßig über 20 ms verteilt werden.

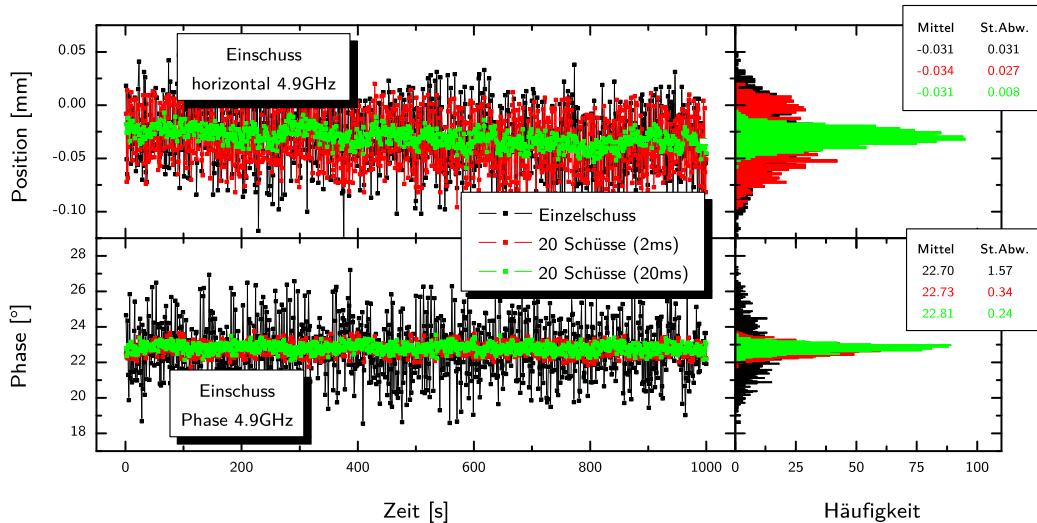


Abbildung 2.19:

Vergleich der Streuungen bei jeweils 1000 HF-Monitor-Messungen (Einschuss HDSM; horizontal/Phase): Der Einfluss des Netzbrumms wird durch die Mittelung über jeweils 20 ms effektiv um einen Faktor 5-10 unterdrückt.

Gleichzeitig wird hier die Stabilität der Betriebsparameter gezeigt, da z.B. die Phasenvariation $\delta\phi$ in einem Zeitraum von 15 Minuten deutlich kleiner als $\pm 1^\circ$ (Standardabweichung, grün) bleiben. Diese Stabilität wird bei den Messungen (Kapitel 4) vorausgesetzt.

Sehr hilfreich ist die automatische Interpolation des realen Triggerzeitpunkts (TTI). Bei einer Samplingrate von nur 500 MS/s sind die einzelnen ADC-Samples bereits 2 ns voneinander entfernt. Da die interne Referenz-Clock der ADCs nicht mit dem

⁶Ein modernes Digital-Oszilloskop kann für die Strahldiagnose der Mikrotronen nicht verwendet werden, da durch die relativ geringe Bildschirmauflösung die gleichzeitige Darstellung aller 90 Umläufe des RTM3 nur unbefriedigend aussieht. Daher wird ein Analog-Oszilloskop in Verbindung mit dem neuen Oszilloskop-Multiplexer verwendet. Dieser leitet mit jedem neuen Diagnosepuls eins der normalerweise sechs Signale zur 6-Kanal-Darstellung an das Oszilloskop. Besonders im RTM1 bedeutet dies, dass aus jedem Signal mit einer Frequenz von 1/6 kHz ein Intervall von 300 ns aus 1 ms nur sehr dunkel dargestellt werden kann.

Kanonentrigger synchronisiert ist, kann somit ein Triggerereignis um $\pm 1\text{ ns}$ variieren. Wenn dann Sample für Sample eine einfache Mittelung durchgeführt wird, reduziert das die nutzbare Signalbandbreite, was in Abbildung 2.20 dargestellt ist. Weil aber durch die ADC-Hardware der Triggerzeitpunkt unabhängig von der aktuellen Samplingrate wesentlich genauer (5 ps laut Datenblatt) bereitgestellt wird, können vor Mittelung der Daten die einzelnen Diagnosepulse zunächst auf den echten Triggerzeitpunkt interpoliert werden [54].

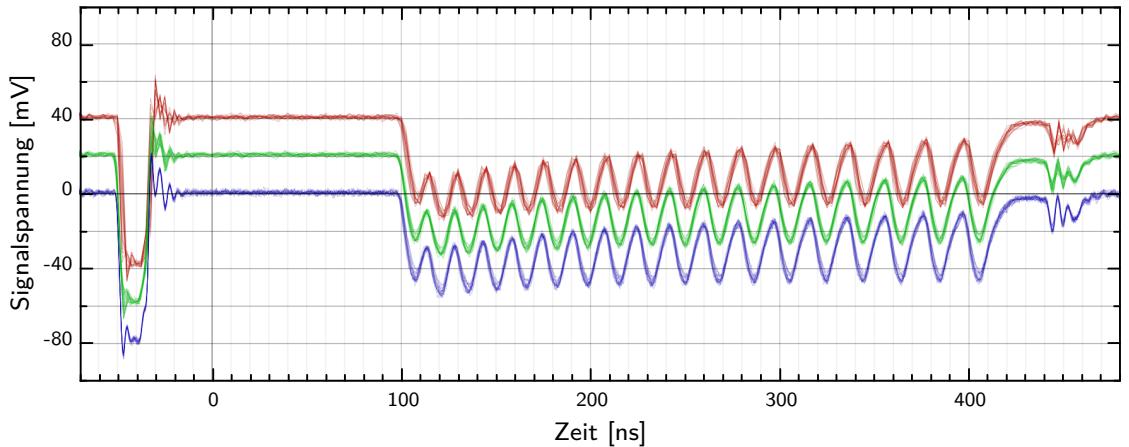


Abbildung 2.20:

TTI-Effekt beim Intensitätssignal (RTM1) bei 0.4 GS/s: 0.4 GS/s ohne TTI (rot, +40 mV Offset), 0.4 GS/s mit TTI (grün, +20 mV Offset), 2.0 GS/s als Vergleich (blau). Besonders die hochfrequenten Anteile im Signalverlauf der Zeitmarke (links) werden durch die Trigger-Interpolation deutlich besser reproduziert, so dass diese Funktionalität als Standard verwendet wird. Jeweils 20 Diagnosepulse in 20 ms wurden digitalisiert.

2.7 Datenverarbeitung

Die automatisierte Datenverarbeitung der HF-Monitorsignale ist eine wesentliche Komponente beim Betrieb der Mikrotrons von MAMI. Im normalen Betrieb muss das System zuverlässig funktionieren, um die benötigten Messdaten für Optimierungen der Korrekturmagnete oder der Linacphasen zu liefern.

2.7.1 Interpretation und Analyse der Signale

Die Signale der HF-Monitore werden im Routinebetrieb während der Strahloptimierung immer auf dem zentralen Oszilloskop durch den Operateur kontrolliert. Weil jeweils vier Lage- sowie das Phasen- und das Intensitätssignal aller Mikrotrons in einer Sechschanaldarstellung angezeigt werden, ist es praktisch, dass gleich hohe Signalpulse ähnlich große

Strahlablagen anzeigen. Daher sind die einzelnen Pegel der Monitore durch individuelle Vorwiderstände etwa so abgeglichen, dass eine Ablage von 1 mm zu einer Pulshöhe von etwa 50 mV führt.

Die rechnergestützte Datenerfassung erlaubt aber eine individuelle Kalibration der Signale, indem die Skalierungskonstante k nach Gleichung 2.7 für jeden x/y-Monitor individuell durch Einstellen einer wohldefinierten Strahlablage bestimmt wird.

Das Intensitätssignal spielt bei der Datenanalyse eine besondere Rolle, indem es die Zeitinformation T_i für die einzelnen Umläufe liefert. Weil bei einer optimierten Maschine die übrigbleibenden transversalen Ablagesignale zu klein sind, können allein mit den x/y-Signalen die einzelnen Umläufe nicht zuverlässig separiert werden. Die Pulsverarbeitung basiert auf der bereits lange bewährten Strategie [53]:

- Um die exakte Zeitposition T_i für den Umlauf i zu erhalten, werden zunächst die lokalen Maxima im Signalverlauf $u(t)$ des Intensitätssignals ermittelt, die eine bestimmte Schwelle überschreiten.
- Anschließend wird das Signal über die typische Halbwertsbreite des Pulsverlaufs von ± 10 ns durch eine Parabel angepasst, um eine weniger durch Rauschen gestörte Position des Maximums zu erhalten.
- Wenn nun die Parameter der Parabel (Höhe, Abstand beider Nullstellen) sinnvoll sind und der Abstand zum vorigen Umlauf T_{i-1} etwa der Umlaufzeit entspricht, gilt der Umlauf i als gefunden und die Auswertung wird fortgesetzt.
- Alle Signale werden anschließend an der entsprechenden zeitlichen Position nach Gleichung 2.8 über dasselbe Intervall integriert; Laufzeitunterschiede (z.B. durch Kabellängen) können hier leicht kompensiert werden. Damit wird die Größe des Pulses und damit auch die physikalische Messgröße bestimmt.

Weiterhin erlaubt die im Rahmen dieser Arbeit komplett neu entwickelte ADC-Software dank der grafischen Darstellung sofort Einblick in die erfassten Messdaten, was sich bei der detaillierten Analyse der Rohdaten als sehr hilfreich erwiesen hat: Alle während der Datenanalyse gefundenen Informationen (z.B. die T_i und der Integrationsbereich sowie die Größe des ausgewerteten Pulses) werden direkt grafisch dargestellt, was die Fehlerdiagnose bei der Signalerfassung wesentlich vereinfacht und beschleunigt (z.B. bei der Verbesserung der Signalauswertung in Abschnitt 3.3.3, Abbildung 3.7, 3.8).

2.7.2 Archivierung der ADC-Rohdaten

Moderne Computersysteme mit ausreichend Festplattenspeicher erlauben problemlos, die unkomprimierten Rohsignale abzuspeichern. Insbesondere während der Entwicklungsphase sind die Offline-Daten wertvoll, um verbesserte Analyseroutinen entwickeln, testen und vergleichen zu können, ohne weitere Messzeit am Beschleuniger zu benötigen. Auch im Routinebetrieb hat es sich bei der Fehlerdiagnose bewährt, den Zustand vor und nach jeder Optimierung der Maschine als Rohdaten der HF-Monitore abzuspeichern.

Das System erlaubt außerdem, ganze Mess-Sequenzen als Rohdaten abzuspeichern und später auf gleiche Weise wiederzugeben, als würden die Daten tatsächlich vom laufenden Beschleuniger stammen. Dadurch ist es möglich, einmal durchgeführte Messungen zu späteren Zeitpunkten unter Berücksichtigung neuer Erkenntnisse zu analysieren. Diese Art mit den Daten der Strahldiagnosesysteme eines Beschleunigers umzugehen ähnelt somit der sonst von Experimenten der Kern- oder Hochenergiephysik bekannten Vorgehensweise. Auch dort werden i.d.R. die Messdaten der Experiment-Datenerfassung in ihrer Rohversion auf Datenspeicher geschrieben, um jederzeit unter Berücksichtigung neuer Erkenntnisse ausgewertet werden zu können.

2.7.3 Performance der Datenerfassung

Wenn die Datenerfassung schnell genug ist, können Messungen mit vergleichsweise größerer Detailtreue durchgeführt werden. Das verkürzt z.B. die in Abschnitt 4.3 vorgestellten Akzeptanzmessungen, bei denen sehr viele verschiedene Maschinenkonfigurationen untersucht werden, auf etwa die Hälfte der Zeit.

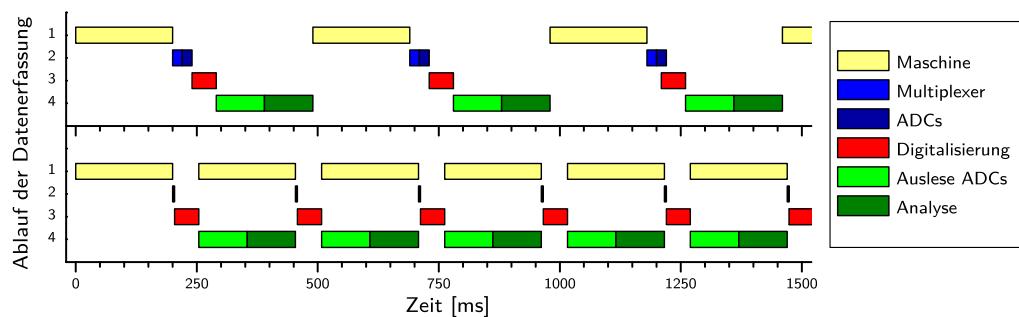


Abbildung 2.21:

Typischer Zeitablauf während der HFMO-Datenerfassung: Erst Maschine einstellen (1. gelb, ~200 ms), dann ADC-System vorbereiten (2. blau, ~40 ms), digitalisieren (3. rot, ~50 ms) und auslesen/analysieren (4. grün, ~200 ms). Die untere Grafik stellt den optimierten Ablauf dar: Nur während der wirklichen Datenerfassung wird die Maschine nicht verändert.

Deutlich erkennbar können mit der optimierten Methode in diesem Beispiel etwa doppelt so viele Messungen in der gleichen Zeitspanne durchgeführt werden.

Die vormals immer synchron durchgeführte Datenerfassung erfolgt in vier Schritten (Abbildung 2.21), die bei zeitunkritischen Messungen jedes Mal ausgeführt werden. Damit benötigt eine solche Messung zwischen 300 ms und 500 ms.

Der Vorgang bietet aber Optimierungspotential durch Parallelisierung: Wenn jede Messung die gleiche Multiplexer- und ADC-Kanal-Konfiguration benötigt, kann auf den zweiten Schritt verzichtet werden. Dadurch können aber bei vollkommen synchroner Datenverarbeitung nur etwa 40 ms eingespart werden.

Der Zustand des Beschleunigers spielt nach Abschluss der Digitalisierung (Schritt 3.) keine Rolle für die weitere Verarbeitung mehr und kann deshalb bereits parallel ab Schritt 4. („Totzeit“) verändert werden. Dazu muss das Messprogramm allerdings in der Lage sein, die Messdaten asynchron verarbeiten zu können. Das Vorgehen erweist sich dann als vorteilhaft, wenn das Einstellen einer neuen Beschleunigerkonfiguration einige 10 ms bis 200 ms benötigt, so dass die Messungen etwa zwei- bis viermal schneller durchgeführt werden können.

Teil III.

Elementare Prozesse und Methoden

Die Eigenschaften und Verhaltensweisen höherer Ebenen sind nicht durch die Summation der Eigenschaften und Verhaltensweisen ihrer Bestandteile erkläbar, solange man diese isoliert betrachtet. Wenn wir jedoch das Ensemble der Bestandteile und Relationen kennen, die zwischen ihnen bestehen, dann sind die höheren Ebenen von den Bestandteilen ableitbar.

Karl Ludwig von Bertalanffy, 1972

*DAS GANZE IST MEHR ALS
DIE SUMME SEINER TEILE.*

(Aristoteles, Metaphysik VII)

3 Elementare Prozesse und Methoden

So wie einer der Pioniere der Systemtheorie (Bertalanffy) und schon in der Antike Aristoteles konstatierten, werden die wirklichen Erkenntnisse über ein komplexes System erst durch das *Zusammenwirken* der Subsysteme gewonnen.

Im vorangegangenen Kapitel wurden die theoretischen und technischen Grundlagen der HF-Monitore beschrieben. Nun geht es darum, darauf aufbauend geeignete elementare Mess- und Kalibrationsmethoden für die genaue Phasen- und Positionsmessung zu entwickeln.

Dadurch soll sichergestellt werden, dass die Phasenmessung (als Gesamtsystem, das umfasst also die Messung der Einschussphasen sowie den Phasenverlauf für alle Umläufe, Abbildung 3.1) unter allen Umständen zuverlässig verwendbare Messdaten liefert. Die wichtigsten beteiligten Komponenten und Subsysteme wurden bereits in Abschnitt 2.6 vorgestellt. Allerdings steht nun nicht mehr deren genaue Funktionsweise im Vordergrund, sondern das Zusammenwirken soll durch einfache elementare Zusammenhänge charakterisiert werden.

Eine Herausforderung für den Routinebetrieb war dabei unter anderem, dass z.B. die Messung der Einschussphasen auch vom Operateur durchgeführt werden soll.

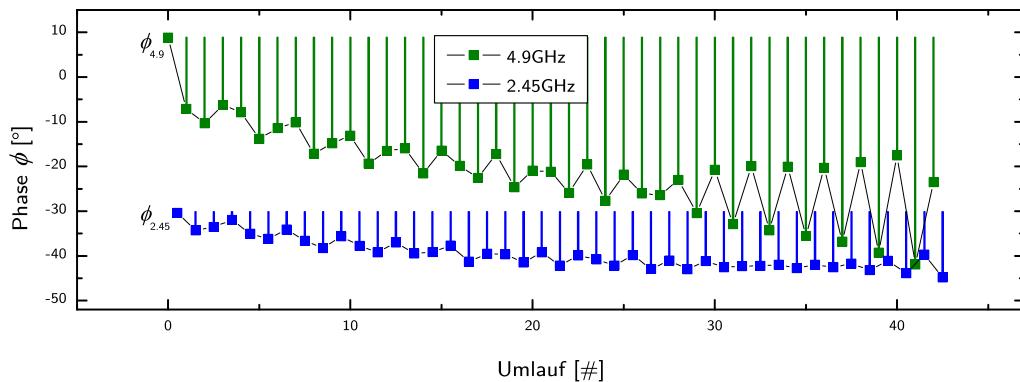


Abbildung 3.1:

Phasenverlauf und relative Phasenmessung: Bei den Messungen werden zunächst die relativen Phasenänderungen $d\phi_i$ (hier bezogen auf den ersten Umlauf, senkrechte Linien) gemessen, bevor die Einschussphasen $\phi_{4,9}$ bzw. $\phi_{2,45}$ bestimmt werden können.

3.1 Phasenmessungen mit HF-Monitoren im Mikrotron

Für Untersuchungen zur Longitudinaldynamik müssen die Phasen φ_i aller Umläufe i möglichst genau ($|\Delta\varphi_i| \leq 1^\circ$) gemessen werden, um sie mit den Sollphasen ϕ_i vergleichen zu können. Mit einem entsprechenden Satz von Kalibrationsmessungen ist es mittlerweile möglich, diese Forderung zu erfüllen – auch über eine längere Strahlzeit hinweg. Eine schnelle Phasenmessung, deren Erfassung mit nur einem einzelnen Diagnosepuls weniger als 100 ms benötigt, erreicht mit den folgenden Methoden die angestrebte Genauigkeit. Das ist für die späteren Messungen unbedingt erforderlich, da sonst die Untersuchungen zur Longitudinaldynamik in der geschilderten Weise nicht hätten durchgeführt werden können.

3.1.1 Phasenmonitore in den RTMs

In den RTMs sind die HF-Monitore sehr einfach zu benutzen. Durch die nahezu konstante Strahlphase von etwa $\phi \approx -16^\circ$ während des Beschleunigungsprozesses kann die Phase des LO nach Gleichung 2.6 so eingestellt werden, dass die Empfindlichkeit auf Phasen- und Positionsabweichungen für alle Umläufe gleichzeitig optimal ist (also $\cos(\phi - \phi_{LO}) = \pm 1$). Dann können die Phasensignale sehr einfach mit einer Synchrotronschwingung bekannter Amplitude kalibriert werden, um eine Skalierung der Pulshöhen von Signalspannung in Grad durchführen zu können. Allerdings kann diese Kalibration nur *relative* Phasenwerte $d\phi$ (d.h. bezogen auf den ersten Umlauf, Abbildung 3.1) liefern, weil die Pulshöhen und damit die gemessene Phase φ nach Gleichung 2.6 immer auch von der willkürlichen Referenzphase ϕ_{LO} abhängt, deren Absolutwert aber nicht bekannt ist.

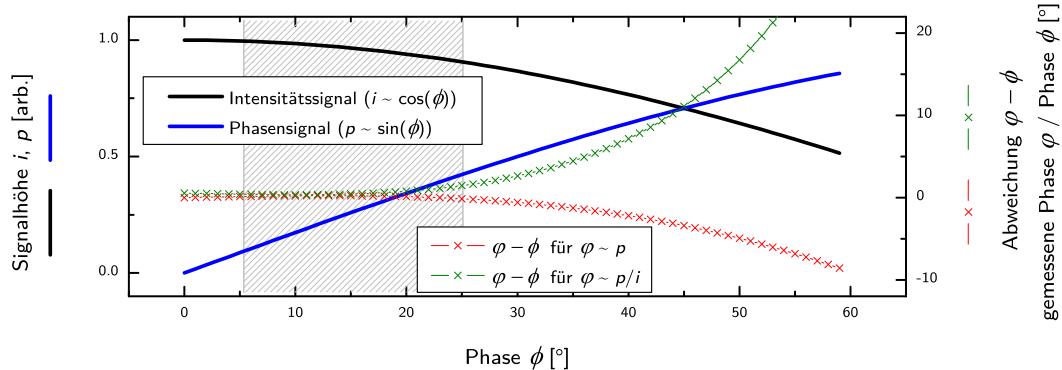
Die tatsächliche (in diesem Sinne *absolute*) Phase des Strahls bezogen auf die beschleunigende HF kann aber nach Gleichung 1.28 aus der Frequenz bzw. dem Phasenvorschub Ψ der Synchrotronschwingung bestimmt werden.

Verschiedene Strategien zur Auswertung der Phasenmessung

Um die verschiedenen Strategien der Phasenmessungen miteinander zu vergleichen, wird nun die systematische Differenz $\Delta\varphi_{\text{syst.}}$ zwischen den „gemessenen“ Phasen φ und der tatsächlichen Phase ϕ betrachtet:

$$\Delta\varphi_{\text{syst.}} = \varphi - \phi \quad (3.1)$$

Wenn zur Phasenmessung tatsächlich nur die Höhe p der gemessenen Pulse des Phasensignals verwendet wird, d.h. $\varphi \sim p = \text{const} \cdot \sin(\phi)$, führen Phasenvariationen von $|\delta\phi| < 5^\circ$ um die Sollphase herum zu systematisch um bis zu 0.01° kleineren Phasenmesswerten φ , für $|\delta\phi| < 10^\circ$ wächst dieser Fehler auf maximal 0.05° an, weil in dem berücksichtigten Intervall $\sin(\phi) < \phi$ gilt (Abbildung 3.2, blaue und rote Kurve).


Abbildung 3.2:

Dargestellt sind die Ergebnisse der verschiedenen Analysemethoden der Phasensignale. Die Referenzphase ϕ_{LO} in den RTMs entspricht beinahe 0° ; bei einer Sollphase ϕ um -16° wird die Signalamplitude des Phasensignals p daher deutlich kleiner als die des Intensitätssignals i sein (erkennbar an der blauen/schwarzen Kurve). Grau schattiert ist der in den RTMs von MAMI relevante Bereich. Der Verlauf des Phasensignals allein ist im grau schattierten Bereich hinreichend linear, so dass die Abweichungen bzw. Messfehler $\Delta\varphi_{syst.} = \varphi - \phi$ für $\varphi \sim p$ unterhalb 0.05° bleiben (rot). Allerdings bleibt die Strahlintensität unberücksichtigt.

Für die grün dargestellten Abweichungen ($\varphi \sim p/i$) wird das Phasensignal zuerst auf das Intensitätssignal normiert. Beim RTM bleiben auch mit dieser Methode die Abweichungen $\varphi - \phi < 0.1^\circ$, ist aber unabhängig vom Strahlstrom und daher als Standard etabliert.

Wegen der großen Phasenänderung von rund 40° für ϕ sind für das HDSM beide Methoden sehr schlecht geeignet, da der Messfehler $\Delta\varphi_{syst.}$ sonst durchaus 10° und mehr betragen kann.

Bei der zweiten Methode werden die Pulshöhen p des Phasensignals auf die Pulshöhen i des Intensitätssignals normiert ($\varphi \sim p/i = \text{const} \cdot \sin(\phi)/\cos(\phi)$), um die Abhängigkeit vom der Strahlintensität zu eliminieren. Dadurch wird die Zuverlässigkeit der Phasenmessung vergrößert, führt aber nun zu systematisch vergrößerten Messwerten φ , da $\tan(\phi) > \phi$ gilt. Daher sind die Abweichungen $\varphi - \phi$ (Abbildung 3.2, grüne Kurve) nun positiv. Bei 10° Phasenvariation führt das zu einem Fehler von 0.103° , was bei den RTMs in den seltensten Fällen zu Problemen führt, da größere Phasenvariationen meist zu Strahlverlusten führen.

3.1.2 Phasenmonitore im HDSM

Die Situation im HDSM wird durch die Wanderung der Sollphase von insgesamt bis zu $\delta\phi \sim 45^\circ$ im 4.9 GHz-Linac von Injektion bis Extraktion dominiert. Daher ist die Phase des LO nur für einige wenige Umläufe optimal, und die gemessenen Signalhöhen der anderen Umläufe sind um den Faktor $\cos(\phi - \phi_{LO})$ reduziert. Im günstigsten Fall (LO für die mittleren Umläufe optimiert) werden die Pulse um etwa $1 - \cos(\delta\phi/2) \sim 10\%$, im

ungünstigsten sogar um bis zu $1 - \cos(\delta\phi) \sim 30\%$ reduziert.

Für die bisherige Phasenmessung führt das auch wieder zu den entsprechenden systematischen Fehlern wie bei den RTMs, allerdings betragen die Abweichungen $\varphi - \phi$ für die genannte Phasenänderung von $\delta\phi \sim 45^\circ$ nach Abbildung 3.2 bereits zwischen $\Delta\varphi_{\text{syst.}} \gtrsim -5^\circ$ (für $\varphi \sim p$) und $\Delta\varphi_{\text{syst.}} \lesssim +12^\circ$ (für $\varphi \sim p/i$).

Damit lassen sich die HF-Monitor-Signale nicht mehr so einfach wie bei den RTMs durch eine Synchrotronsschwingung mit wohldefinierter Amplitude kalibrieren.

Abbildung 3.3 zeigt eine typische Situation der HF-Monitore des HDSM, wie sie z.B. nach dem Einschalten des Beschleunigers zu sehen ist.

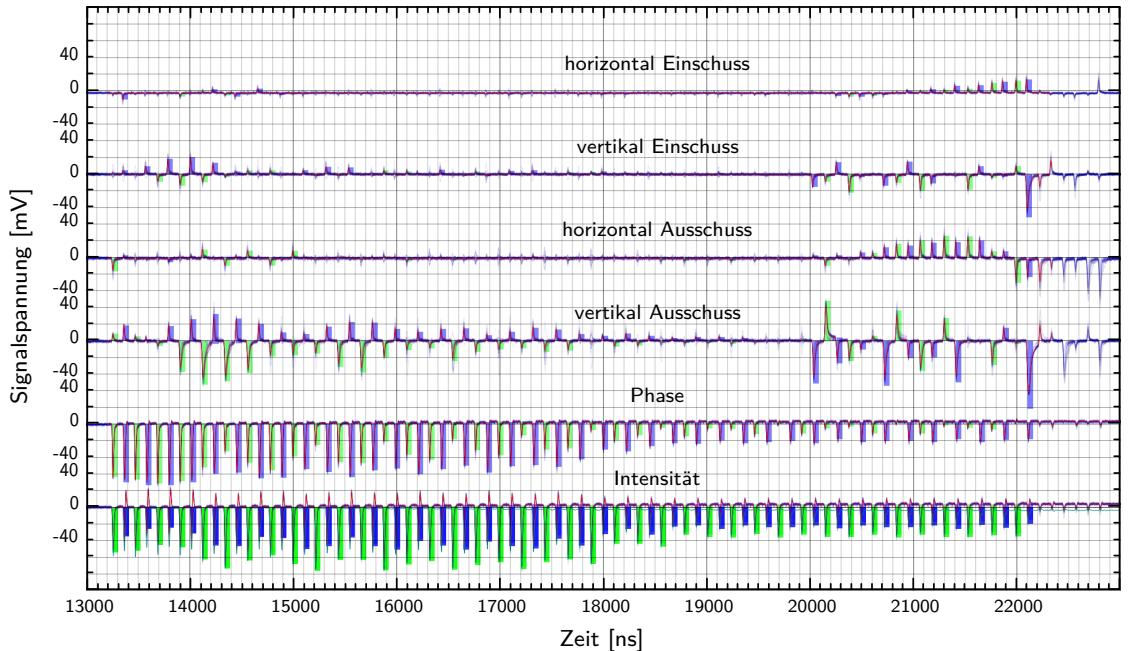


Abbildung 3.3:

Datenerfassung der HF-Monitor-Signale des HDSM von Injektion bis Extraktion: Die Monitore beider Linacs werden zu einem Signal kombiniert, so dass abwechselnd auf einen 4.9 GHz-Puls (grün) ein 2.45 GHz-Puls (blau) folgt, was der Reihenfolge der Monitor-Passagen entspricht. Die von der ADC-Software ermittelten Pulshöhen werden durch die überlagerten Balken dargestellt. Die Bezeichnung Einschuss bzw. Ausschuss bezieht sich auf den Ein- und Austritt in den Linac.

Ein partieller Strahlverlust führt um Umlauf 23 von da an zu kleineren Signalpegeln.

3.2 Elementare Methoden zur Phasenmessungen im HDSM

Die durch den Feldgradienten verursachte Wanderung der Sollphase $\phi_{\text{Soll},i}$ der Umläufe i erfordert eine neue und zuverlässige Analysestrategie.

3.2.1 Präzise Phasenmessung mit Hohlleiterphasenschiebern

Um den *relativen* (d.h. bezogen auf den ersten Umlauf – ohne Berücksichtigung der tatsächlichen Einschussphase $\phi_{\text{inj.}}$) Phasenverlauf im HDSM mit einer elementaren Methode zu messen, können die präzisen Hohlleiterphasenschieber im Signalweg der HF-Monitore (siehe Abbildung 2.10) verwendet werden. Daher können zunächst nur die Phasendifferenzen $d\phi_i$ der Umläufe i bezogen auf den ersten Umlauf gemessen werden, was in Abbildung 3.1 durch die vertikalen Linien dargestellt ist.

Die einfachste und zugleich zuverlässigste Methode stellt dabei mit dem Phasenschieber diejenigen $\phi_{\text{LO},i}$ ein, bei denen die Pulshöhe $U_{\text{mon.},i}$ des Phasensignals p_i des Umlaufs i einen Nulldurchgang hat:

$$\varphi_i = \varphi_{0,i} + \phi_{\text{LO},i} + \phi_{\text{inj.}} \quad (3.2)$$

Dabei wird in Gleichung 2.6 ausgenutzt, dass die Nullstelle von $U_{\text{mon.},i}$ bei $\varphi_{0,i}$ mit einer Genauigkeit von besser als 0.5° interpoliert werden kann, wenn die Referenzphase $\phi_{\text{LO},i}$ einige Grad um diese Lage herum durchgestimmt wird. Wenn diese Prozedur für alle Umläufe wiederholt wird, ergibt sich durch die entsprechenden Positionen $\phi_{\text{LO},i}$ des Hohlleiterphasenschiebers die Änderung der Phasen während der Beschleunigung.

Vorteile

- Die Methode ist unabhängig von der Strahlintensität oder den Kalibrationen der Monitor-Signale.
- Nur ein Phasenmonitorsignal wird benötigt.

Nachteile

- Die Linearität des Phasenschiebers innerhalb des Messintervalls wird vorausgesetzt (siehe Abschnitt 2.4.2, $|\Delta\phi| < 1^\circ$).
- Eine derartige relative Messung benötigt mehrere Minuten (Kalibration muss jedoch nicht jedes Mal durchgeführt werden).

Aufgrund ihrer hohen Genauigkeit dienen die so ermittelten relativen Phasen als Referenzen, mit denen die Ergebnisse der folgenden Methoden messen verglichen werden.

3.2.2 Bestimmung der Einschussphasen

Nun fehlen für eine vollständige Phasenmessung lediglich die Einschussphasen $\phi_{4.9}$ und $\phi_{2.45}$ in beiden Linacs sowie ϕ_{MS} der Matchingsektion. Aber auch hier kann eine elementare Phasenmessung nach Gleichung 2.6 durchgeführt werden; lediglich die beteiligten Systeme unterscheiden sich.

Der Energiegewinn $\Delta E = eU_0 \cdot \cos(\phi)$ hängt kosinusartig von der Phase $\phi = \phi_{\text{Soll}} + \delta\phi$ ab. Die Phase ϕ ist aber mit den bisher vorgestellten Methoden nicht direkt messbar,

allerdings kann ausgenutzt werden, dass Phasenvariationen $\delta\phi$ zu Energieänderungen nach dem Passieren des Linacs führen:

$$\begin{aligned}\delta E &= \Delta E_{\text{Soll}} - eU_0 \cdot \cos(\phi_{\text{Soll}} - \delta\phi) \\ &= eU_0 \cdot (\cos(\phi_{\text{Soll}}) - \cos(\phi_{\text{Soll}} - \delta\phi))\end{aligned}\quad (3.3)$$

Diese Energievariationen δE werden durch das folgende 180° -Ablenksystem mit Longitudinaldispersion D in Phasenänderungen transformiert. Diese können mit einem PIMO ($\varphi_{\text{p/i}}$) im gegenüberliegenden Linac (siehe Abbildung 3.4) gemessen werden. Es gilt:

$$\delta\varphi_{\text{p/i}} = D \cdot \delta E \quad (3.4)$$

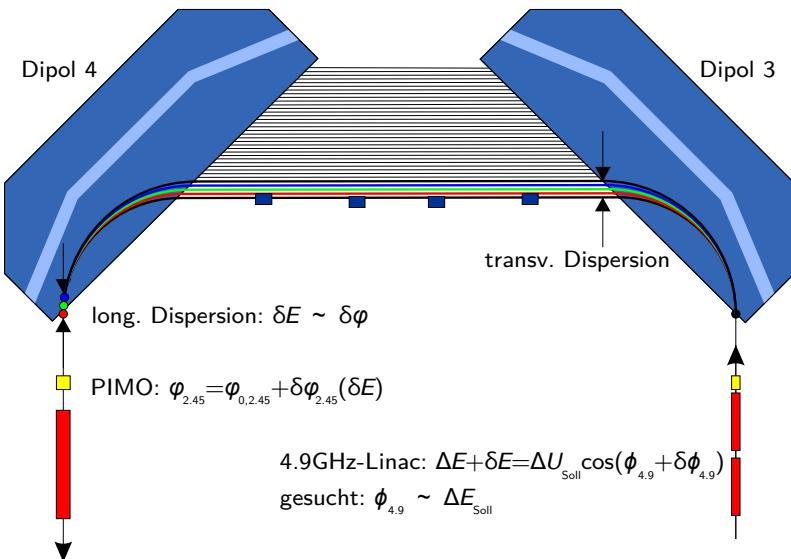


Abbildung 3.4:

Schematische Darstellung der Einschussphasenmessung: Um $\phi_{4.9}$ (rechts) zu bestimmen, wird die Phase variiert, was eine Energievariation verursacht. Die dadurch veränderten Ablenkadien in Dipol 3 und 4 führen durch die Longitudinaldispersion zu einer messbaren Phasenvariation im 2.45 GHz-PIMO (links).

Die Energievariation δE ist i.d.R. kleiner als ± 1 MeV, da die einzelne Rückführungsbahn die Apertur definiert und die Akzeptanz einschränkt. Bei den Messungen zur Bestimmung der Linacamplitude $U_{4.9}$ (siehe Abschnitt 3.4.1) wird das Magnetfeld soweit reduziert, dass der beschleunigte Strahl durch Bahn 2 (hier grün) und der abgebremste Strahl durch Bahn 1 (rot) gelenkt wird, um so die systematischen Fehler dieser Messmethode zu reduzieren. Bahn 0 (schwarz) ist hierfür ungeeignet, denn sie wird durch die vier Magnete verlängert, um das longitudinale Matching zwischen RTM3 und HDSM abzuschließen.

Dabei ist D die longitudinale Dispersion in den Einheiten [$^\circ/\text{MeV}$]. Die exakte Größe von D kann aus Simulationen mit PTRACE für jeden Umlauf/jede Energie berechnet

werden, spielt für die Messung der Einschussphasen allerdings nur eine untergeordnete Rolle, weil ohnehin nur die relative Lage $\delta\phi_{\min.} = -\phi_{\text{inj.}}$ des Minimums (in Abbildung 3.5 rechts) von Gleichung 3.4 benötigt wird. Der gleiche Zusammenhang wird später in Abschnitt 3.4.1 benutzt, um aus der gemessenen Phasenvariation $\delta\varphi$ mit der Dispersion D die Energievariation δE und damit die HF-Amplitude U_0 der Linacs zu bestimmen.

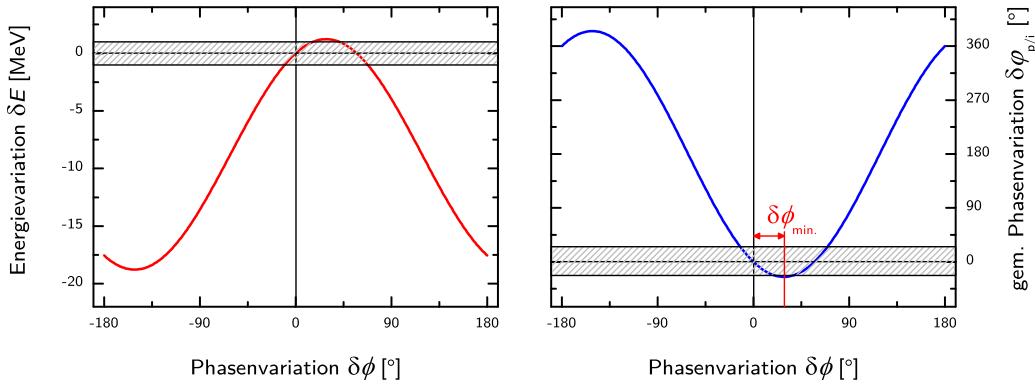


Abbildung 3.5:

Energievariation und daraus folgende Phasenvariation durch longitudinale Dispersion: Zur Messung der Einschussphase kann die Phase ϕ des Linacs variiert werden. Daraus folgen Energievariationen δE (links), die durch die longitudinale Dispersion des 180° -Ablenksystems Phasenvariationen $\delta\varphi_{p/i}$ (rechts) im PIMO des gegenüberliegenden Linacs verursachen. Die schraffierten Bereiche zeigen den durch die endliche Apertur der dispersiven Strahlführungen eingeschränkten Messbereich, der rote Pfeil markiert die Phasenvariation $\delta\phi_{\min.} = -\phi_{\text{inj.}}$, also die gesuchte Einschussphase.

Die Messungen werden mit den Hohlleiterphasenschiebern der Linacs durchgeführt (also $\phi(4.9)$, $\phi(2.45)$ sowie $\phi(\text{MS})$), was dem Verändern der Monitor-Referenzphasen in Abschnitt 3.2.1 entspricht.

Die Vor- und Nachteile sind hier exakt die gleichen wie bei der relativen Phasenmessung, vorausgesetzt die Hohlleiterphasenschieber arbeiten präzise. Nach je zwei relativen Phasenmessungen φ_i und zwei Einschussphasenmessungen $\varphi_{\text{inj.}}$ liegt ein vollständiger Satz von gemessenen Strahlphasen aller Umläufe vor, die z.B. mit den Sollphasen ϕ_i verglichen werden können. Diese Prozedur dauert allerdings bis zu 15 Minuten. Dabei erreicht die Genauigkeit für die Einschussphasen etwa $|\Delta\varphi_{\text{inj.}}| < 0.5^\circ$, für die Phasenmesswerte φ_i der Umläufe i bleibt der Fehler $|\Delta\varphi_i| < 1^\circ$.

3.3 Kalibration der Phasenmonitore

Da die oben beschriebenen Messungen vom Prinzip her alle gleich ablaufen, eine manuelle Auswertung aber zeitaufwändig ist, wurde ein automatisches Messprogramm entwickelt,

dass sowohl den relativen Phasenverlauf aller Umläufe als auch die Einschussphasen ermittelt.

3.3.1 Anforderungen an eine automatische Messroutine

Bei der relativen Phasenmessung werden die Hohlleiterphasenschieber von 0° bis 360° durchfahren, was zusätzlich zu den oben erläuterten Nulldurchgängen auch die Grundlage für eine Signalkalibration liefert, um später schnelle Messungen mit nur einem Diagnosepuls durchführen zu können.

Dann sollten

1. nach Gleichung 2.6 die gemessenen Pulshöhen aller Umläufe einer Sinusfunktion folgen (betrifft Signalanalyse und die Linearität der Phasenschieber)
2. die Nulldurchgänge nach wie vor die relativen Strahlphasen wiedergeben (wird zur Initialisierung der Fitparameter bei der Kalibration verwendet)

Der erste Punkt war aber nicht erfüllt: Die mit den ADCs nach Abschnitt 2.7 gemessenen Pulshöhen des 2.45 GHz-Linac wichen besonders in der Nähe des Nulldurchgangs des Intensitätssignals erheblich vom idealen Verlauf ab, was in Abbildung 3.6 (links) dargestellt ist. Auch die Messungen im 4.9 GHz-Linac waren – wenn auch weniger stark – vom selben Problem betroffen. Um diese Umstände genauer zu untersuchen, werden in den folgenden Abschnitten sowohl die Verbesserungen der Signalanalyse als auch der Kalibrationsmethoden beschrieben.

3.3.2 Verbesserte Analyse mit Phasen- und Intensitätssignal (simultan)

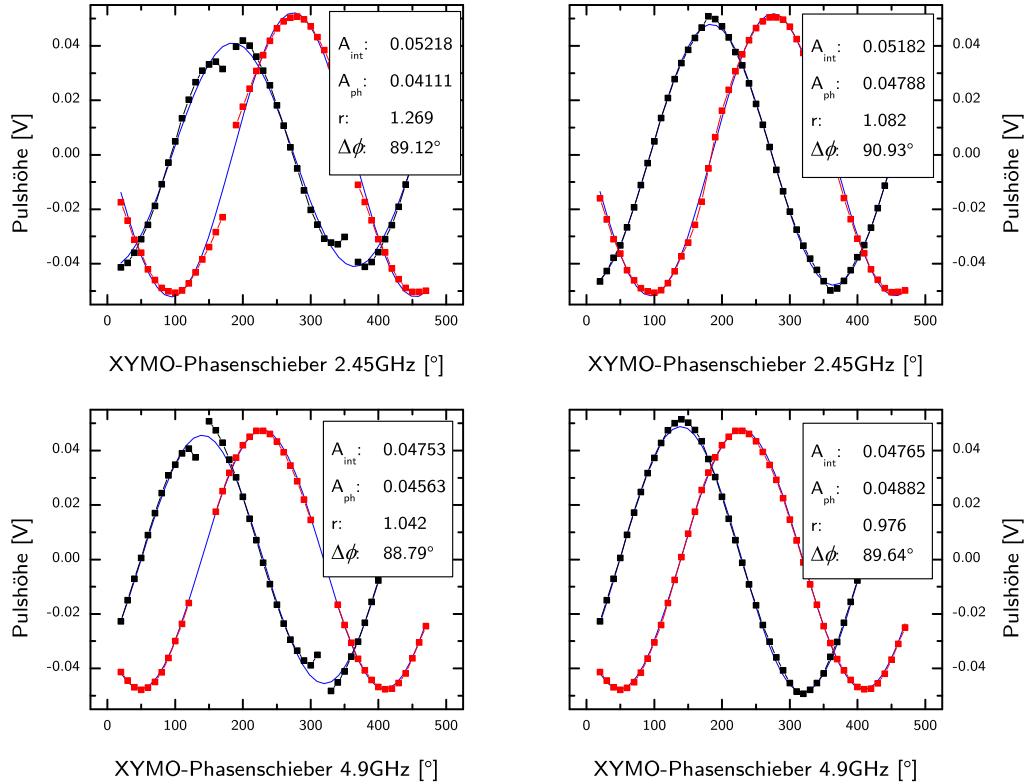
Der neue Ansatz benutzt nun das Phasen- und das Intensitätssignal eines PIMO simultan und *gleichberechtigt*. Wenn die Phasenverschiebung $\Delta\phi_{\text{ph/int}}$ zwischen Phasen- und Intensitätssignal 90° beträgt, können nach Abschnitt 2.6.3 die (dimensionslosen) Pulshöhen von Intensitäts- und Phasensignal (U_{int} und U_{ph}) als Real- und Imaginärteil einer komplexen Zahl z identifiziert werden¹. Dann ist idealerweise $|z|$ proportional zur (auch dimensionslosen) Strahlintensität I und der Polarwinkel $\phi = \varphi - \phi_{\text{LO}}$ entspricht der zu messenden Strahlphase φ mit einem willkürlichen Offset ϕ_{LO} der Referenzphase:

$$z := I \cdot e^{i\phi} = U_{\text{int}} + iU_{\text{ph}} = A_{\text{int}} \cdot \cos(\phi) + A_{\text{ph}} \cdot i \sin(\phi) \quad (3.5)$$

Mit der Abkürzung

$$r := A_{\text{int}} / A_{\text{ph}} \quad (3.6)$$

¹Dieser Ansatz soll nicht verwechselt werden mit den komplexen Widerständen Z der Wechselstromtechnik!


Abbildung 3.6:

Phasenkalibration alt/neu (2.45 GHz oben, 4.9 GHz unten) für den ersten Umlauf des HDSM:
 Links ist die ursprüngliche Signalanalyse in Aktion; wenn das Intensitätssignal unter 0.01 V bleibt, gilt
 der Umlauf als nicht auffindbar. Dadurch entstehen die Lücken.
 Rechts werden die Lücken durch die neue Signalanalyse („virtuelles Intensitätssignal“) geschlossen und
 der Verlauf der Pulshöhen folgt einer Sinuskurve, die gefittet werden kann.

liefert Gleichung 3.7 die relative Strahlphase:

$$\varphi = \phi_{\text{LO}} + \arg(z) = \phi_{\text{LO}} + \begin{cases} \arctan\left(r \cdot \frac{U_{\text{ph}}}{U_{\text{int}}}\right) & \text{für } U_{\text{int}} > 0 \\ \arctan\left(r \cdot \frac{U_{\text{ph}}}{U_{\text{int}}}\right) + \pi & \text{für } U_{\text{int}} < 0, U_{\text{ph}} \geq 0 \\ \arctan\left(r \cdot \frac{U_{\text{ph}}}{U_{\text{int}}}\right) - \pi & \text{für } U_{\text{int}} < 0, U_{\text{ph}} < 0 \\ +\pi/2 & \text{für } U_{\text{int}} = 0, U_{\text{ph}} > 0 \\ -\pi/2 & \text{für } U_{\text{int}} = 0, U_{\text{ph}} < 0 \\ \text{unbestimmt} & \text{für } U_{\text{int}} = U_{\text{ph}} = 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

und analog folgt für die Strahlintensität:

$$I \sim \sqrt{(U_{\text{int}}/A_{\text{int}})^2 + (U_{\text{ph}}/A_{\text{ph}})^2} \quad (3.8)$$

Die Kalibration der beiden Amplituden A_{int} und A_{ph} wird durchgeführt, indem die Referenzphase des PIMO wieder von 0° bis 360° durchfahren wird, während nun die Pulshöhen beider Signale ermittelt werden und anschließend eine Sinusfunktion an den Kurvenverlauf angepasst wird. Damit kann das Verhältnis r bestimmt und auch die Phasenverschiebung $\Delta\phi_{\text{ph/int}}$ beider Signale überprüft werden.

	4.9 GHz	2.45 GHz
$r = A_{\text{int}}/A_{\text{ph}}$	0.976(2)	1.082(3)
$\Delta\phi_{\text{ph/int}}$	$89.64(7)^\circ$	$90.93(9)^\circ$

Tabelle 3.1:

Kalibrationsparameter p/i-Monitore: Die Abweichungen von $r \neq 1$ werden durch die Skalierung berücksichtigt; die Abweichungen von $\Delta\phi_{\text{ph/int}}$ von 90° sind praktisch vernachlässigbar und wegen minimaler Ungenauigkeiten ($\sim 0.1 \text{ mm}$) der verwendeten Bauteile kaum weiter zu reduzieren.

Während der Kalibration werden alle Umläufe gleichzeitig erfasst, so dass die Auswertung für alle Umläufe in einem Schritt durchgeführt werden kann. Dadurch berücksichtigt die Skalierung r alle Umläufe gleichsam.

3.3.3 Verbesserte Signalanalyse der ADC-Rohdaten

Die ursprüngliche Signalanalyse der ADC-Rohdaten nach Abschnitt 2.7.1 stieß hier bereits an ihre Grenzen: Weil die Referenzphase ein Intervall von 360° durchläuft, gibt es mindestens zwei Intervalle im Verlauf der Sinusfunktion, in denen das Intensitätssignal sehr klein wird (Abbildung 3.6 links, rote Kurve). Dadurch findet der Algorithmus keinen Intensitätspuls und damit auch keine Zeitinformation – die weitere Analyse wird abgebrochen. Für genau *diese* Referenzphasen ist aber das Phasensignal maximal und könnte die Rolle des Intensitätssignals übernehmen, weil beide Signale prinzipiell äquivalent sind. Damit könnte der Algorithmus z.B. wie folgt verbessert werden:

1. Finde Pulszeitpunkt im Intensitätssignal
2. Prüfe Höhe: Wenn groß genug, dann fahre fort mit der Analyse der übrigen Signale
3. Finde Pulszeitpunkt im Phasensignal
4. Prüfe Höhe: Wenn groß genug, dann fahre fort mit der Analyse ...

Eleganter hingegen ist die Annahme, dass Gleichung 3.8 für die Intensität I nicht nur auf die fertig bestimmten Pulshöhen, sondern (mit Einschränkungen durch die reale Signalverarbeitung) auch für den gesamten zeitlichen Signalverlauf der Einzelpulse eines Umlaufs i von $[T_i - \frac{1}{2}\tau_{dp}, T_i + \frac{1}{2}\tau_{dp}]$ gelten müsste. Zu diesem Zweck wurde in der ADC-Software ein virtuelles ADC-Signal implementiert, dass nun ADC-Bin für ADC-Bin Gleichung 3.8 auf Phasen- und Intensitätssignal anwendet. Das Ergebnis dieser Prozedur ist ein virtuelles Intensitätssignal, dessen Pulse nun:

1. immer positiv sind
2. die wirkliche Strahlintensität repräsentieren
3. in der Analyse wie „reale“ ADC-Signale behandelt werden können.

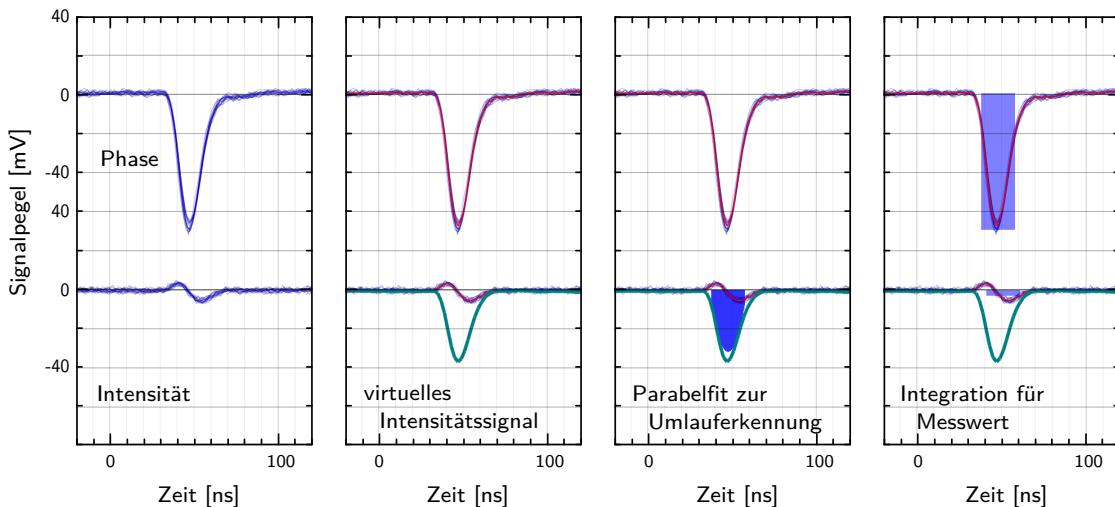


Abbildung 3.7:

Signalanalyse (mit virtuellem Intensitätssignal): Das erste Bild zeigt Phasen- und Intensitätssignal eines Umlaufs im 4.9 GHz-Linac, wobei die Referenzphase so eingestellt ist, dass $\cos(\phi - \phi_{LO}) \approx 0$ und daher das Intensitätssignal annähernd eine Nulllinie zeigt. Aus Phasen- und Intensitätssignal wird Bin für Bin das „virtuelle“ Intensitätssignal nach Gleichung 3.8 als türkisfarbene Kurve berechnet (zweites Bild, negativ dargestellt). Das dritte Bild zeigt den Parabelfit des Peaks auf dem virtuellen Intensitätssignal, um die zeitliche Referenz zu erhalten, an der die übrigen Signale analysiert werden. Im vierten Bild sind die integrierten Pulshöhen im entsprechenden Intervall nach Gleichung 2.8 dargestellt.

Tatsächlich wird dieses Signal nur zur Umlaufidentifikation verwendet (Abbildung 3.7). Die nachfolgende Bestimmung der Pulshöhen erfolgt dann wieder ausschließlich mit den realen ADC-Daten, um alle Signale systematisch gleich zu behandeln.

Ergebnis: Stabile Referenzzeit T_i bei der Signalanalyse

Das neue virtuelle Intensitätssignal ermöglicht nicht nur das zuverlässige Auffinden der Umläufe bei Referenzphasen, die das Intensitätssignal minimieren, sondern unterdrückt auch störende Nebeneffekte, die beim Einsatz der HF-Monitore auftreten können: Bei manchen HF-Monitoren kann beim Betrieb mit Diagnosepulsen auf dem Signal eine „Nase“ bzw. ein Durchschwingen beobachtet werden, deren Ursprung immer noch nicht abschließend geklärt werden konnte [49]. Diesen Effekt zeigen auch die 2.45 GHz-PIMOs des HDSM. Abhängig von der eingestellten Referenzphase führt die Überlagerung dieser „Nase“ mit dem erwarteten Signalverlauf (Abbildung 3.7 und 3.8) zu einer Variation des Pulsmaximums T_i auf der Zeitachse (Abbildung 3.9). Weil dieser Zeitpunkt auch zur Analyse der restlichen Signale benutzt wird, werden die Pulse nicht mehr innerhalb des idealen Intervalls aufsummiert, was normalerweise zu einer Reduzierung der ermittelten im Vergleich zur realen Pulshöhe führt.

Nun bilden Phasen- und Intensitätssignal gemeinsam das virtuelle Intensitätssignal bilden und die Variation von T_i wird etwa um eine Größenordnung verringert.

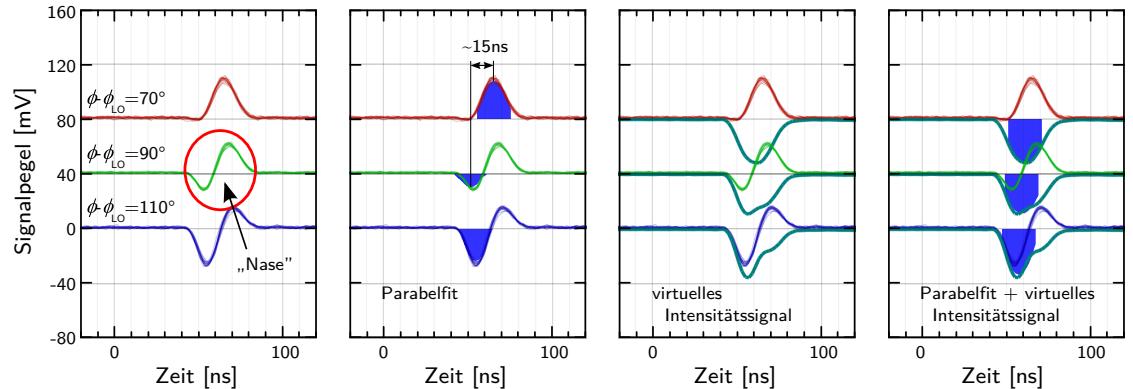
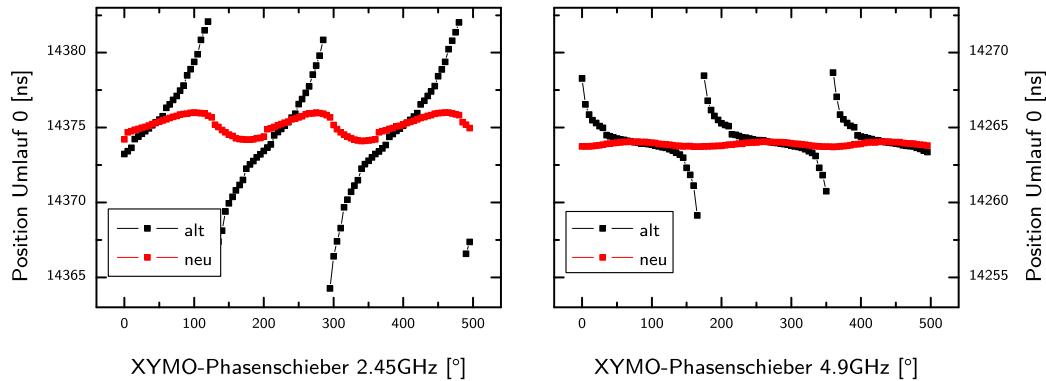


Abbildung 3.8:

Nulldurchgang des Intensitätssignals (mit „Nase“, Umläufe 0): Von oben nach unten wurde die Phase $\phi - \phi_{LO}$ von 70° (rot) über 90° (grün) nach 110° (blau) verändert. Idealerweise sollten daher auf der mittleren (grün dargestellten) Messung die Pulse nicht zu sehen sein ($\cos(90^\circ) \equiv 0$), zeigen aber stattdessen die charakteristischen „Nasen“. Warum sie vorhanden sind, ist nicht abschließend geklärt. Das zweite Bild zeigt die resultierende Verschiebung der Referenzzeit T_i um etwa 15 ns. Die türkis gefärbten Kurven (drittes und vierter Bild) zeigen jeweils den Verlauf des „virtuellen“ Intensitätssignals nach Abschnitt 3.3.3, wobei Phasen- und Intensitätssignal gleichzeitig berücksichtigt werden. Damit wird die Zeitreferenz T_i der Umläufe fast unabhängig von der Referenzphase.


Abbildung 3.9:

Peakposition des Intensitätspulses abhängig von der Referenzphase: Das neu implementierte virtuelle Intensitätssignal liefert eine um etwa eine Größenordnung stabilere Peakposition T_i des Diagnosepulses. Kurioserweise umfasst das Intervall der Verteilung der Umlaufpositionen („alt“) (rund 20 ns bei 2.45 GHz bzw. etwa 10 ns bei 4.9 GHz) anscheinend grob das 50-fache der HF-Periodendauer von rund 0.4 ns bzw. 0.2 ns und scheint damit *nicht* von der Länge des Diagnosepulses abzuhängen. Bislang konnte der Effekt aber nicht aufgeklärt werden.

3.3.4 Schnelle Phasenmessungen mit einzelnen Diagnosepulsen

Werden nun die Kalibrationsroutinen der vorangegangenen Abschnitte durchgeführt, so sind mit den genannten Maßnahmen (Hohlleiterphasenschieber, virtuelles Intensitätsignal) Phasenmessungen mit einem Diagnosepulszug möglich, welche die erforderliche absolute Genauigkeit von etwa 1° erreichen (Abbildung 3.10 und 3.11).

3.4 Untersuchung der Linacs

Die Einstellung der beiden Linacs ist ein elementarer Bestandteil der Untersuchungen zur Longitudinaldynamik. Deshalb sollte ihre Auswirkung auf den Produktions- oder Beschleunigungsprozess bestmöglich verstanden werden. Erst dann kann den Resultaten der Modellrechnungen vertraut werden, so dass weitere Schlüsse möglich sind. Daher wird hier untersucht, wie verschiedene elementare Messmethoden eingesetzt werden können, um die physikalisch relevanten Größen zu bestimmen.

Das Verhalten der beiden Linacs setzt sich aus dem Zusammenwirken einer Vielzahl von Systemen und Komponenten zusammen. Damit der Linac als Gesamtsystem zuverlässig funktioniert, sollten sich idealerweise alle Beschleunigungssektionen (Amplitude A_i , Phase ϕ_i) gleich verhalten:

$$A_i = A_{\text{Soll}}; \phi_i = \phi_{\text{Soll}} \quad (3.9)$$

Mit der Sollamplitude A_{Soll} und der Sollphase ϕ_{Soll} ist der Sollenergiegewinn ΔE_{Soll}

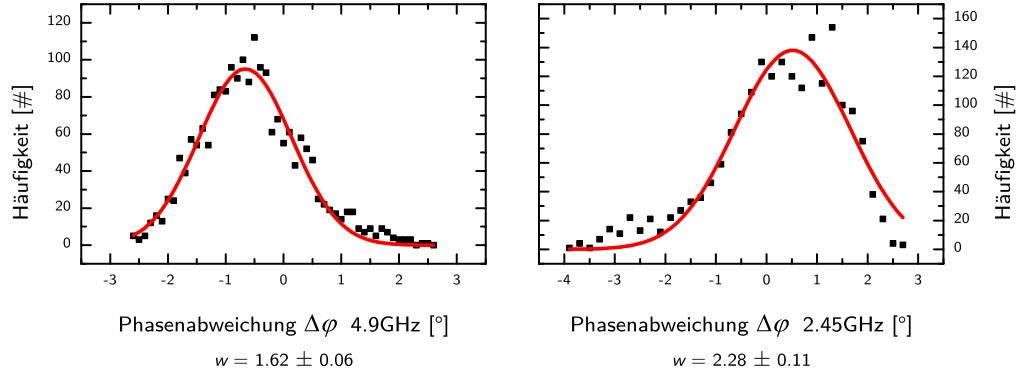


Abbildung 3.10:

Histogramme der Phasenfehler $\Delta\varphi$ der Phasenkalibrationsmessung: Während die Abweichungen der 4.9 GHz-Phasen (links) eine recht gute gaußförmige Verteilung ergeben, zeigen sich im Histogramm der 2.45 GHz-Phasen größere Abweichungen, die auf die systematischen Ursachen (siehe Abbildung 3.9) zurückzuführen sind.

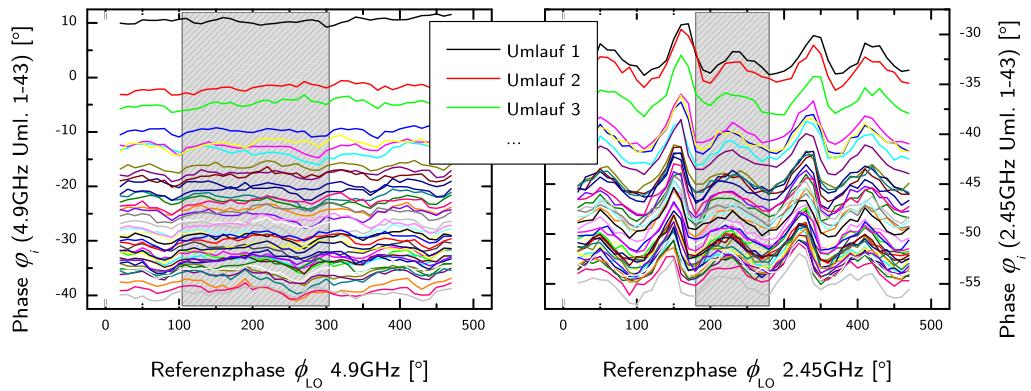


Abbildung 3.11:

Phasenmessung aller Umläufe in Abhängigkeit von der Referenzphase: Von oben nach unten sind jeweils die Phasen aller 43 Umläufe dargestellt. Die 4.9 GHz-Signale zeigen nahezu keine systematische Abhängigkeit von der eingestellten Referenzphase (links). Hingegen sind deutlich systematische Abweichungen bei der Messung der 2.45 GHz-Signale zu beobachten.

verknüpft:

$$A_{\text{Soll}} = \frac{\Delta E_{\text{Soll}}}{\cos(\phi_{\text{Soll}})} \quad (3.10)$$

Abweichungen von Sektion zu Sektion sind aber die Regel: Durch Streuung der individuellen Klystroncharakteristika (Perveanz², Verstärkung), der Sektionen (Güte Q , Shuntimpedanz r_{shunt}) und auch durch Unterschiede der HF-Regelungen sind sowohl Phase ϕ_i als auch Amplitude A_i Schwankungen unterworfen. Verschiedene analoge Regelkreise korrigieren diese Effekte und wurden bereits mehrfach genauer untersucht [40, 55].

$$A_i = A_{\text{Soll}} + \delta A_i \quad (3.11)$$

$$\phi_i = \phi_{\text{Soll}} + \delta\phi_i \quad (3.12)$$

Die effektive Linacamplitude $a(\phi)$ ist dann die Summe aller Sektionen (Abbildung 3.12):

$$a(\phi) = \sum_{i=1}^n A_i(\phi) = \sum_{i=1}^n (A + \delta A_i) \cdot \cos(\phi + \delta\phi_i) \quad (3.13)$$

Sowohl während der Aufbauphase als auch im Betrieb sind die relativen Phasen und

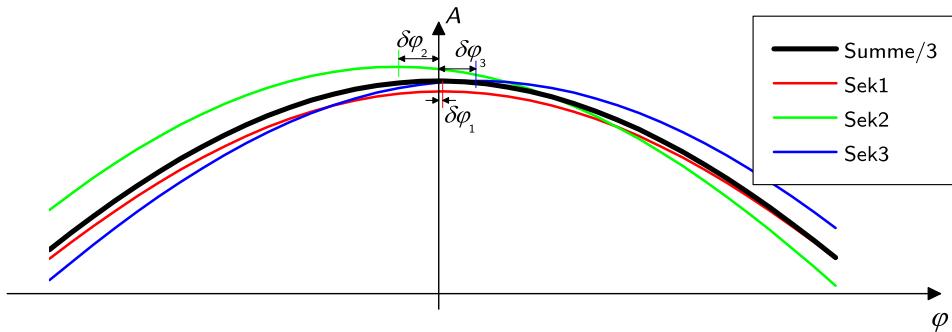


Abbildung 3.12:

Effektiver Verlauf der Hochfrequenzamplitude eines Linac (hier vereinfacht: Mit drei Sektionen und Phasen- sowie Amplitudenfehlern der Größenordnung 5%): Im Idealfall wären die Kurven „Sek1“ bis „Sek3“ identisch und die Summe damit exakt das Dreifache jeder Sektion.

Amplituden mit verschiedenen Methoden untersucht worden, was im Folgenden skizziert werden soll.

²Die Perveanz $K = I/U^{3/2}$ beschreibt die Aufweitung des Kathodenstrahls (Strom I , Spannung U) durch Raumladungseffekte. Nach I aufgelöst erhält man jedoch den Kathodenstrom I abhängig von der Anodenspannung U .

3.4.1 Messmethoden

Grundsätzlich können die verschiedenen Methoden in zwei Gruppen eingeteilt werden („A“ bzw. „P“ steht hierbei für Messungen zur Amplitude bzw. zur Phase):

1. Messungen ohne Strahl

- P: Phasing zwischen den Sektionen
- P: Autodyn-Phasenmessungen
- A: HF-Powermeter-Messungen
- A: Kalorimetrische Methode

2. Messungen mit Strahl

- P: Phasing zwischen den Sektionen
- A/P: Verwenden der longitudinalen Dispersion des Umlenksystems
- A: HF-Amplituden aus Modell extrahiert

Messungen ohne Strahl – Phasing zwischen den Sektionen

Kurz vor der Inbetriebnahme des HDSM wurden beide Linacs des HDSM fertig aufgebaut. Dabei wurde ein Abgleich der Phasen ϕ_i zwischen allen Sektionen durchgeführt ($\delta\phi_i \equiv 0$), wobei im HDSM aufgrund der Tatsache, dass nahezu sämtliche Sektionen durch den Lötprozess zu kurz geworden sind, jeweils nur die Phasen der Einkoppelzellen in der Sektionsmitte aufeinander abgestimmt wurde [56], damit die Abweichungen $\delta\phi_i$ so zumindest minimiert wurden.

Eine Abweichung $\delta\phi_i \neq 0$ bedeutet, dass nach Gleichung 3.13 die effektive Linacamplitude a immer kleiner als die Summe der Einzelamplituden A_i ist [20]. Das führt bei unbekannten $\delta\phi_i$ dazu, dass die effektive Linacamplitude a jedoch zu groß angegeben werden wird.

Messungen mit Strahl (Abschnitt 3.4.1, Tabelle 3.2) ergeben, dass die Phasenabweichungen $\delta\phi_i$ beim 2.45 GHz-Linac um $\pm 3^\circ$ streuen, beim 4.9 GHz um $\pm 6^\circ$.

Messungen ohne Strahl – Autodyn-Phasenmessungen

Bereits in Abschnitt 2.4.2 wurde demonstriert, wie die Autodyn-Phasenmessung benutzt werden kann, um die Funktion der Hohlleiterphasenschieber zu überprüfen und dabei unerwartete Abweichungen zu entdecken.

Die Autodyn-Phasenmessung misst die Sektionsphase relativ zum Masteroszillator und kann daher die Phasenstabilität der gesamten Kette von Regelungen (Phasenregelung, Amplitudenregelung) sowie Klystron, Hohlleiter und Sektion zu überprüfen, die auf die Sektionsphase einwirken [55]. Besonders wichtig ist die Unabhängigkeit der Phase von der notwendigen Vorlaufleistung, da die Amplitudenregelung das durch „beam loading“ verringerte Beschleunigungsfeld in den Sektionen konstant halten soll. Bei

100 μ A Strahlstrom bedeutet das gut 20% mehr HF-Leistung von jedem Klystron und ist in [57] benutzt worden, um das Verhalten der einzelnen Sektionen genauer zu untersuchen. In Abbildung 3.13 ist die Amplitudenabhängigkeit der Phasen stellvertretend für den 4.9 GHz-Linac dargestellt.

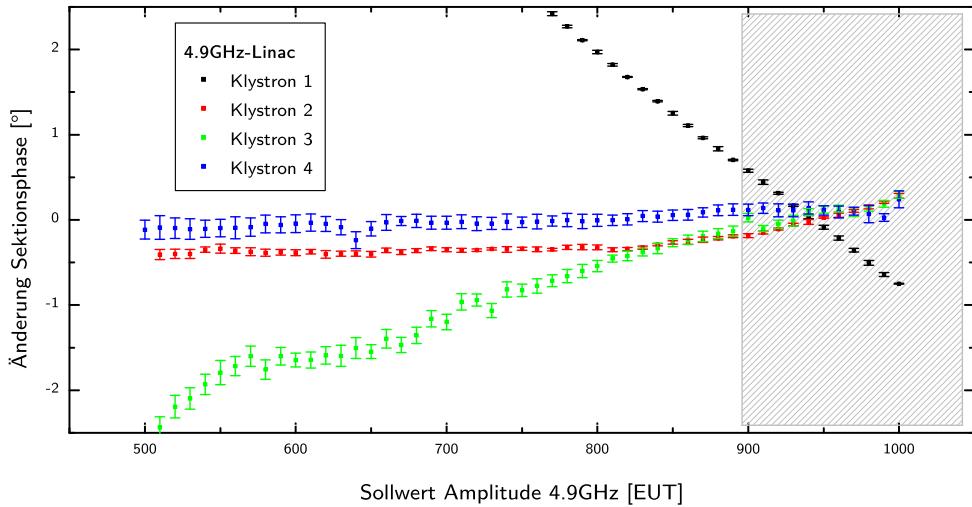


Abbildung 3.13:

Autodyn-Messung der Sektionsphasen bei verschiedenen HF-Amplituden des 4.9 GHz-Linacs: Im Betrieb werden Amplituden zwischen rund 900 EUT und 1000 EUT eingestellt (schattierter Bereich), die Phasenvariation beträgt hier im Mittel weniger als 1°.

Abbildung 3.14 zeigt die Änderung der einzelnen Klystronphasen, die mit Hilfe der elektronischen Phasenschieber bewirkt werden kann. Dies wird z.B. bei der Energiestabilisierung verwendet, um durch kontrollierte Variation der Einschussphase die Ausschussenergie zu stabilisieren [58].

Messungen mit Strahl

Die Messungen ohne Strahl haben den Nachteil, dass die Gesamtwirkung des Linacs nicht nur von den einzelnen Sektionsamplituden abhängt, sondern auch von den relativen Phasen. Das kann bei Messungen ohne Strahl nur sehr schwierig in vollem Umfang berücksichtigt werden. Messungen mit Strahl hingegen berücksichtigen die Gesamtwirkung des Linacs; hier wirken alle beteiligten Komponenten auf den Strahl und die Ergebnisse ein.

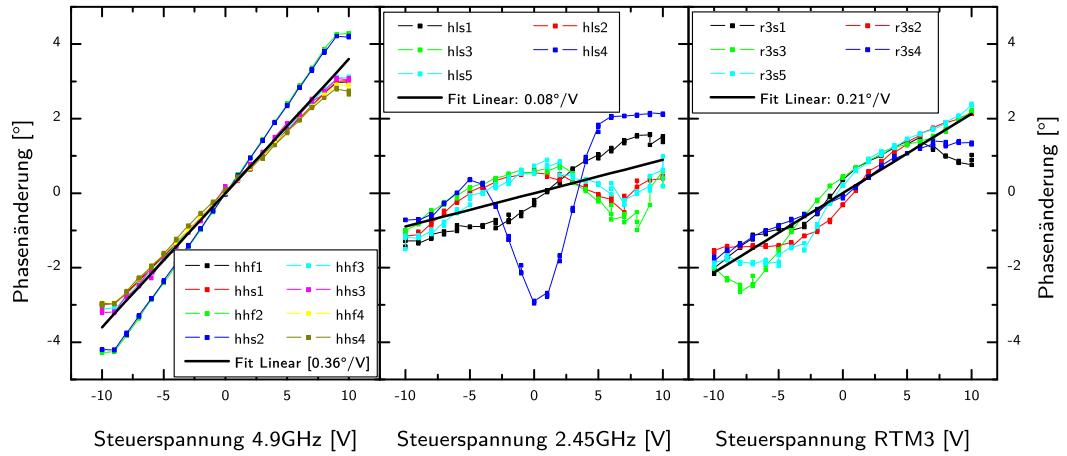


Abbildung 3.14:

Vermessung der elektronischen Phasenschieber der Klystronregelungen (Abbildung 2.12) mit Hilfe der Autodyn-Phasenmessung am HDSM: Das Verhalten der 4.9 GHz-Phasenschieber zeigt eine gute Linearität mit einem mittleren Hub von $0.36^\circ/\text{V}$ (links), dagegen gibt es bei den 2.45 GHz-Phasenschiebern deutliche Nichtlinearitäten bei einem mittleren Hub von $0.08^\circ/\text{V}$. Die Angaben in Grad beziehen sich bei der Autodyn-Phasenmessung auf die jeweilige Grundfrequenz.

Messungen mit Strahl – Bestimmung der Linacamplitude (Dispersionsmethode)

In Abschnitt 3.2.2 wurde dargestellt, wie die Einschussphase $\phi_{\text{inj.}}$ mit Hilfe der longitudinalen Dispersion der Ablenksysteme präzise gemessen werden kann. Gleichung 3.4 liefert den Zusammenhang zwischen der eingestellten Phasenvariation $\delta\phi$, der daraus folgenden Energievariation $\delta E(\delta\phi)$ und der nach der dispersiven Strecke gemessenen Phasenvariation $\delta\varphi_{\text{p/i}}$. Die exakte Größe sowohl der longitudinalen Dispersion D als auch von ΔE_{Soll} spielt dort keine entscheidende Rolle.

Bei bekannter Dispersion D kann Gleichung 3.4 auch nach δE aufgelöst werden, um die (unbekannte) HF-Amplitude $U_0 = \Delta E/(e \cos(\phi))$ zu bestimmen:

$$U_0 = \frac{\delta\varphi_{\text{p/i}}}{D \cdot e (\cos(\phi) - \cos(\phi - \delta\phi))} \quad (3.14)$$

Die longitudinale Dispersion D_E kann aus den Bahnlängen l_E der verschiedenen Energien E berechnet werden und wird normalerweise in [mm/%] angegeben. Die Bahnlängen l_E liegen als tabellierte Werte vor, die mit PTRACE für die Soll-Magnetfelder für diskrete Energien berechnet wurden. Zwischenwerte werden durch eine Spline-Interpolation ermittelt. Die Dispersion D_E erhält man beispielsweise durch:

$$D_E = l_E - l_{E+1\%} \quad (3.15)$$

Nach dem 4.9 GHz-Linac folgt das Ablenksystem mit Dipol 3 und 4. Unter normalen Umständen beträgt die Dispersion D_E dort bei $E \sim 863$ MeV etwa -31.5 mm/% bzw. $-10.7^\circ/\text{MeV}$ (bzgl. 2.45 GHz). Analog folgt dem 2.45 GHz-Linac das Ablenksystem mit Dipol 1 und 2, wo die Dispersion D_E bei $E \sim 871$ MeV nun -32.1 mm/% bzw. $-21.5^\circ/\text{MeV}$ (bzgl. 4.9 GHz) beträgt.

Der Feldgradient der Ablenksysteme führt zu einem Anstieg der Dispersion mit zunehmender Energie, so dass sie bei der Endenergie von 1508 MeV etwa -66.7 mm/% bzw. $-13^\circ/\text{MeV}$ (bzgl. 2.45 GHz) beträgt. Allerdings sind die untersuchten Energievariationen $|\delta E| \lesssim 2$ MeV und für so kleine Variationen kann die Dispersion als konstant betrachtet werden.

Mit diesen Informationen können aus den Messungen zur Einschussphase die HF-Amplituden U_0 beider Linacs ermittelt werden.

Problematisch ist allerdings die endliche Apertur der Vakuumkammern, die den messbaren Bereich der Phasenvariationen $\delta\varphi_{p/i}$ deutlich einschränkt. Dadurch kann nur ein kleiner Ausschnitt der Sinusfunktion erfasst werden. Um die Unsicherheiten ΔU_0 zu reduzieren, wurden weitere Methoden untersucht:

- Systematische Fehler $\Delta\varphi_{p/i}$ der gemessenen Phasenvariation (siehe Abbildung 3.11) wurden untersucht, indem die Messung bei verschiedenen Referenzphasen ϕ_{LO} durchgeführt wurde. Die Streuung von $\Delta\varphi_{p/i}$ blieb dabei kleiner $\pm 1^\circ$.
- Die Phasenfehler $\delta\phi_i$ der einzelnen HF-Sektionen können nach Gleichung 3.13 überprüft werden, indem die Messungen mit nur jeweils einem Klystron i durchgeführt werden (Ein-Klystron-Methode). Der Energiegewinn reicht auf diese Weise jedoch nicht aus, um die 180° -Ablenkung durch zwei HDSM-Dipole zu passieren. Trotzdem kann eine ähnlicher Effekt erreicht werden, indem jeweils nur ein Klystron i ausgeschaltet und dessen fehlende Beitrag bestimmt wird (Differenzmethode). Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 3.15 bzw. Tabelle 3.2 für beide Linacs bei einer HF-Amplitude dargestellt: Die Phasenfehler $\delta\phi_i$ des 2.45 GHz-Linacs liegen zwischen -2° und $+4^\circ$, die Amplitudenfehler δA_i liegen zwischen -6% und $+7\%$. Im 4.9 GHz-Linac liegt $\delta\phi_i$ zwischen -9° und $+5^\circ$ und δA_i zwischen -9% und $+6\%$.
- Der Energieunterschied zwischen erstem und zweitem Umlauf beträgt etwa 16 MeV. Mit jedem der beiden Linacs kann die Energie um rund ± 10 MeV variiert werden. Daher kann ein *abgebremster* Strahl bei entsprechend angepassten Magnetfeldern durch Bahn 1 gelenkt werden, ein *beschleunigter* Strahl gelangt dann durch Bahn 2 (siehe Abbildung 3.4). Somit wird der nutzbare Messbereich wesentlich vergrößert. Allerdings ist diese Methode nur für den 4.9 GHz-Linac anwendbar (Felder von Dipol 3 und 4 werden entsprechend reduziert), für den 2.45 GHz-Linac ist das nicht möglich.

Eine Messung dieser Konfiguration ist in Abbildung 3.16 dargestellt.

- Mit dieser Spezialkonfiguration ist es sogar möglich, jeweils nur ein „Klystron mit zwei Sektionen“-System des 4.9 GHz-Linac zu untersuchen (Ein-Klystron-Methode), der Energiehub beträgt hier immerhin noch gut ± 2 MeV. Damit lässt sich die relative Phase der einzelnen Klystrons überprüfen.

Die Ergebnisse einer solchen Messung sind in Abbildung 3.17 dargestellt; nach Gleichung 3.13 liegen die Phasenfehler $\delta\phi_i$ der vier Systeme zwischen -9° und $+4^\circ$, die Amplitudenfehler δA_i liegen zwischen 0% und +8%. In Tabelle 3.3 werden die Ergebnisse der Ein-Klystron-Methode mit der Differenzmethode verglichen.

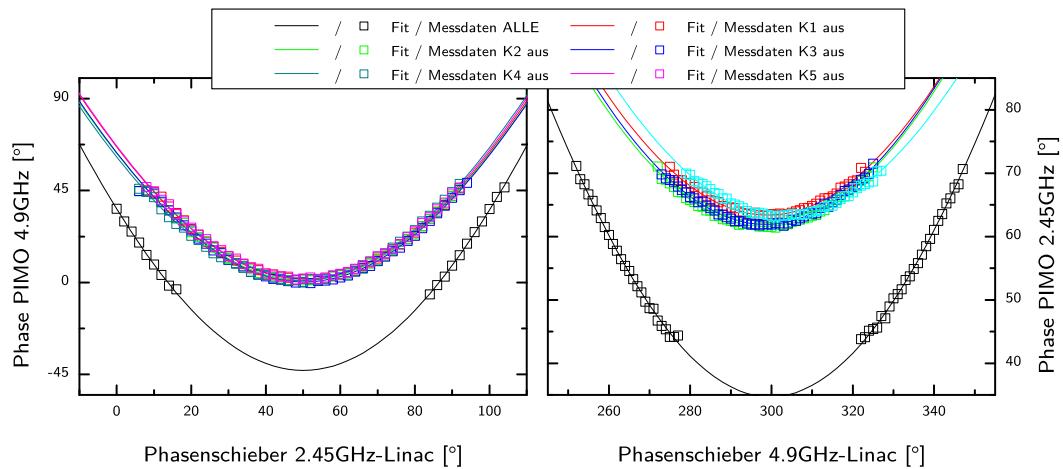


Abbildung 3.15:

Vergleich Dispersionsmethode (Differenzmethode) mit unterschiedlichen Klystrons: Die schwarze Kurve stellt den Verlauf der normalen Dispersionsmethode dar. Für die farbigen Kurven wurde jeweils das benannte Klystron ausgeschaltet. Die Differenz der Amplituden entspricht der Wirkung des bezeichneten Klystrons.

Modell der Longitudinaldynamik

Eine weitere Möglichkeit, die Funktionalität der Linacs zu überprüfen, bietet die Anpassung gemessener Phasenwerte φ_i der Umläufe i an ein Modell des HDSM. In Kapitel 4 wird ausführlich auf dieses Thema eingegangen; in Abbildung 4.11 werden alle untersuchten Methoden gegenübergestellt.

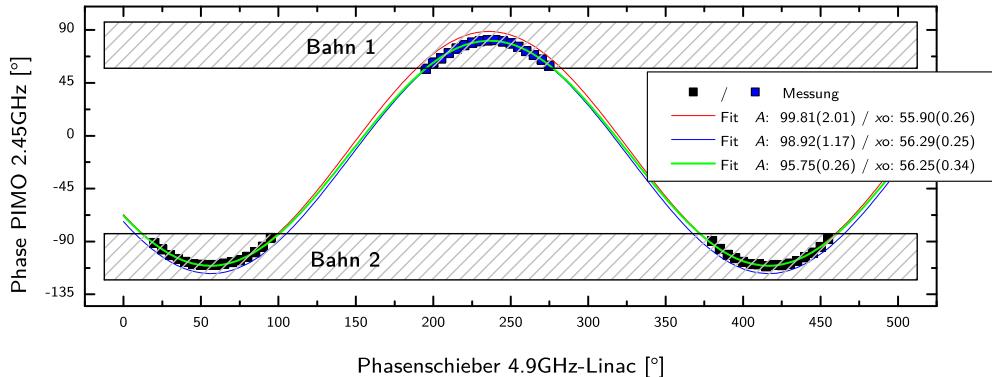
3.4.2 Ergebnisse

Hier sind die auf verschiedene Weise zugänglich gemachten HF-Amplituden beider Linacs als Ergebnisse nochmal gegenübergestellt (Abbildung 3.18).

	$A_{2.45}$ [MV]	δA [%]	$\delta\phi_{2.45}$ [$^\circ$]	$A_{4.9}$ [MV]	δA [%]	$\delta\phi_{4.9}$ [$^\circ$]
$\langle \text{alle} \rangle$	2.051		50.09 $^\circ$	2.584		299.66 $^\circ$
Sektion 1	1.996	-2.7	-1.94 $^\circ$	2.561	-0.9	1.58 $^\circ$
Sektion 2	2.196	7.1	0.01 $^\circ$	2.504	-3.1	4.30 $^\circ$
Sektion 3	2.096	2.2	-0.63 $^\circ$	2.366	-8.4	3.92 $^\circ$
Sektion 4	2.080	1.4	4.25 $^\circ$	2.740	6.0	-8.99 $^\circ$
Sektion 5	1.929	-5.6	-1.38 $^\circ$			

Tabelle 3.2:

Dispersionsmethode zur Bestimmung der Sektionsphasen und -amplituden: Die aufgeführten Werte ergeben sich aus den Messungen mit je einem Klystron ausgeschaltet (Differenzmethode, Abbildung 3.15), indem jeweils der fehlende Beitrag des entsprechenden Klystrons bestimmt wurde.


Abbildung 3.16:

Dispersionsmethode mit zwei Dispersionsbahnen: Der im 4.9 GHz-Linac beschleunigte Strahl wird durch Bahn 2 gelenkt, der abgebremste Strahl gelangt durch Bahn 1 zum PIMO.

Um diese erweiterte Messung mit den Routinemessungen vergleichen zu können, wurden drei Fits durchgeführt: Die rote Kurve berücksichtigt nur die Messdaten, die bei der Routinemessung verfügbar sind (hier: Bahn 2), die blaue Kurve berücksichtigt nur Bahn 1, die grüne Kurve benutzt alle Messdaten. Die ermittelte Amplitude A der Phasenvariation $\delta\varphi_{p/i}$ der ersten beiden Fits ist etwa 5% größer als die des kompletten Fits. Dieser Unterschied ist durch die reduzierte Datenauswahl sowie die Phasenmessfehler von etwa 1° zu erklären.

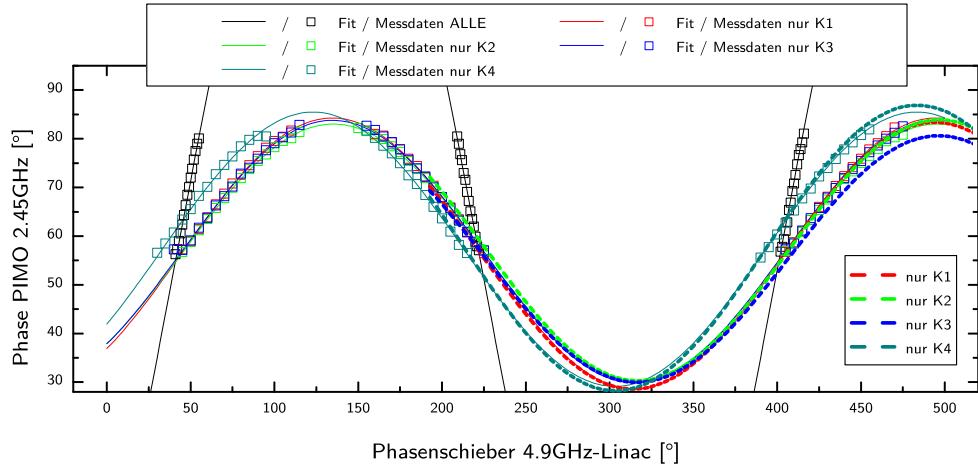


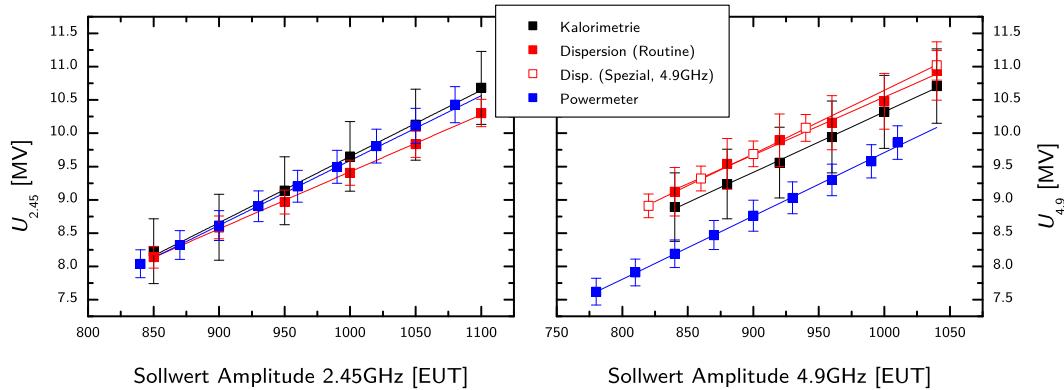
Abbildung 3.17:

Vergleich Dispersionsmethode (Ein-Klystron-Methode): Die schwarze Kurve stellt den Verlauf der normalen Messung der Dispersionsmethode dar. Für die übrigen Messpunkte wurde jeweils nur das entsprechende Klystron eingeschaltet; die durchgezogenen farbigen Linien zeigen den passenden Fit. Die gestrichelten farbigen Kurven wurden aus Abbildung 3.15 (Differenzmethode 4.9 GHz) erzeugt, indem die gefittete Kurve „Klystron X aus“ nach Gleichung 3.13 von der gefitteten Kurve „ALLE“ subtrahiert wurden. Beide Methoden zeigen übereinstimmende Ergebnisse für Phase und Amplitude.

	$A_{4.9}$ [MV]	δA [%]	$\delta\phi_{4.9}$ [°]	$A_{4.9}^*$ [MV]	δA^* [%]	$\delta\phi_{4.9}^*$ [°]
$\langle \text{alle} \rangle$	2.584		299.66°	2.449		311.94°
Klystron 1	2.561	-0.9	1.58°	2.601	6.2	2.66°
Klystron 2	2.504	-3.1	4.30°	2.464	0.6	3.21°
Klystron 3	2.366	-8.4	3.92°	2.519	2.8	2.81°
Klystron 4	2.740	6.0	-8.99°	2.632	7.5	-8.85°

Tabelle 3.3:

Dispersionsmethode zur Bestimmung der Sektionsphasen und -amplituden (Ein-Klystron-Methode): Die mit A bzw. $\delta\phi$ gekennzeichneten Ergebnisse der Differenzmethode aus Tabelle 3.2 werden hier der Vergleichbarkeit wegen aufgeführt, die mit A^* bzw. $\delta\phi^*$ gekennzeichneten Ergebnisse stammen aus den Messungen mit nur *einem* Klystron bei reduzierten Magnetfeldern und zeigen ähnliche Trends wie die Differenzmethode. Auffällig ist Nummer 4, die Phase scheint recht weit von den übrigen abzuweichen.


Abbildung 3.18:

Vergleich der Methoden zur Messung der Linacamplituden: Die Ergebnisse des 2.45 GHz-Linac zeigen sehr gute Übereinstimmung der verschiedenen Methoden (links); beim 4.9 GHz-Linac liegen die verschiedenen Methoden nicht in einem gemeinsamen Mutungsintervall (vgl. auch Abbildung 4.11 mit zusätzlichem Modellfit). Die Bezeichnungen „Routine“ und „Spezial“ beim 4.9 GHz beziehen sich auf die Dispersionsmessungen mit normalen und mit reduzierten Magnetfeldern (Abschnitt 3.4.1).

Die verschiedene Methoden ergeben beim 2.45 GHz ein recht einheitliches Bild, da die Messdaten im Rahmen ihrer Fehler gut übereinstimmen.

Verschiedene möglichen Fehlerquellen wurden bereits in den jeweiligen Abschnitten erläutert; dennoch bleibt zu bemerken, dass die so bestimmten HF-Amplituden als Funktion des Sollwerts zumindest vom 4.9 GHz-Linac nicht in einem gemeinsamen Konfidenzintervall liegen, sondern die kalorimetrische und die dispersive Methode sowie die Messungen mit Powermetern zwei beinahe parallele Kurvenscharen bilden.

Die Dispersionsmethode und das Modell (Kapitel 4) benutzen die selben Magnetfeld-Daten; Kalorimetrie und Powermeter sind auf die Shuntimpedanzen der Sektionen angewiesen.

In Abbildung 3.18 liegen die Kurven der jeweils erstgenannten oberhalb denen der zweiten. Würden die „Messungen mit Strahl“ jedoch insgesamt niedrigere Amplituden ergeben als „Messungen ohne Strahl“, so könnte man argumentieren, dass relative Phasenfehler nach Gleichung 3.13 die effektive Amplitude reduzieren, was die Messungen ohne Strahl nicht berücksichtigen können – aber das Gegenteil scheint der Fall zu sein.

3.5 Kalibration der Lagemonitore des HDSM

Da die x/y-Monitore nach Gleichung 2.5 und Gleichung 2.6 sich bis auf die Ortsempfindlichkeit sonst exakt analog zu den p/i-Monitoren verhalten, treffen auch hier die bereits für die PIMOs geschilderten Probleme der Sollphasenänderung in ähnlicher Weise

zu. Nach Gleichung 2.7 muss das XYMO-Signal unbedingt auf das Intensitätssignal des PIMOs normiert werden. Beide werden durch die Strahlphase sinusartig moduliert. Im Unterschied zu den PIMOs beträgt die Differenz der Referenzphasen $\phi_{\text{LO(pi)}}$ und $\phi_{\text{LO(xy)}}$ (also zwischen Intensitäts- und x- oder y-Signal) nicht unbedingt 90° , sondern könnte beliebig sein³ – optimal ist eine Differenz von 0° . Die Phasendifferenz im XYMO selbst (also zwischen x- und y-Signal) ist durch die Monitorabmessungen festgelegt und wird einmalig durch feste Kabellängen optimiert, so dass eine gemeinsame Referenzphase für beide Ebenen ausreicht.

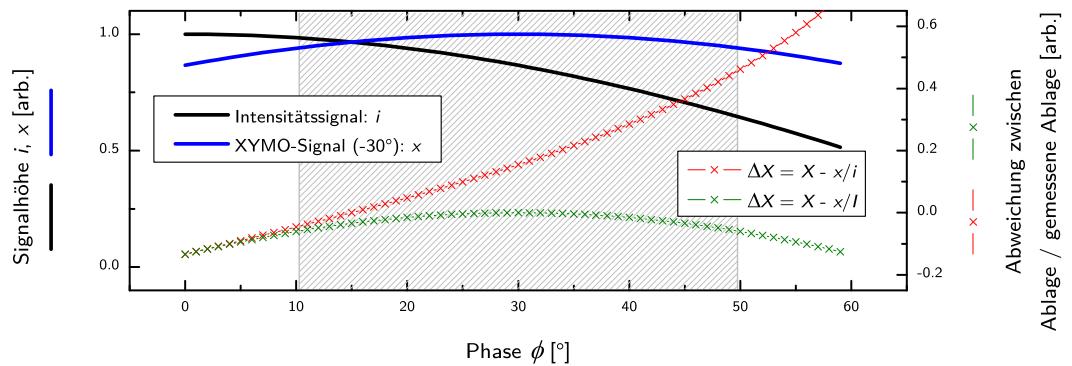


Abbildung 3.19:

Analyse der x/y-Signale: Die durchgezogenen Kurven stellen den Verlauf von Intensitäts- (i) und Positionssignal (x) in Abhängigkeit von der Phase dar. Die mit Kreuzen markierten Kurven stellen die Abweichungen ΔX dar. Dabei zeigt die rote Kurve $\Delta X = X - x/i$ im relevanten Phasenintervall sehr große Abweichungen.

Die tatsächliche Ablage im Monitor sei X bei einem Strahlstrom I , die gemessene Höhe des Intensitätssignals $i_{\phi_{\text{LO(pi)}}}$ und des Positionssignals $x_{\phi_{\text{LO(xy)}}}$ hängen von der jeweiligen Phase ϕ des Strahls und den Skalierungskonstanten k_{xy} bzw. k_{pi} ab. Dann gilt:

$$x = X \cdot k_{xy} \cdot I \cdot \cos(\phi - \phi_{\text{LO(xy)}}) \quad (3.16)$$

$$i = I \cdot k_{pi} \cdot \cos(\phi - \phi_{\text{LO(pi)}}) \quad (3.17)$$

Normiert man x auf i , entstehen im Falle eines großen Phasenintervalls die systematischen Abweichungen ΔX (Abbildung 3.19, rote Kurve). Nach Gleichung 3.8 kann allerdings die Größe I bestimmt werden. Dann erhält man in der Abbildung bereits die grün dargestellte Kurve, die nur noch durch die Phasen ϕ und $\phi_{\text{LO(xy)}}$ moduliert wird. Diese Abhängigkeit

³Tatsächlich wird die Referenzphase von XYMO (also x- oder y-Signal) und PIMO (Intensitätssignal) relativ ähnlich eingestellt sein, damit sowohl die XYMO-Signale als auch die Intensitätssignale mit maximaler Empfindlichkeit dargestellt werden können, d.h. $\cos(\phi_{\text{LO}}) = \pm 1$.

Signal \(\phi_{LO}(\cdot)\)	HDSM 4.9 GHz	HDSM 2.45 GHz	RTM3	RTM2	RTM1
horizontal x_1	59.1°	53.6°	39.3°	38°	-12.0°
vertikal y_1	71.7°	51.9°	-7.4°	24°	-19.0°
horizontal x_2	55.5°	26.0°	-12.5°	-12°	11.0°
vertikal y_2	49.4°	22.2°	33.9°	-13°	-13.0°
Intensität	40.9°	-4.5°	-1.3°	-0.1°	43.8°
Phase	130.6°	86.2°	94.3°	92.1°	142.0°

Tabelle 3.4:

Gemessene Referenzphasen ϕ_{LO} der x/y- und der p/i-Monitore der Mikrotrons; x_1 bzw. y_1 bezeichnen die Monitore vor dem Linac, x_2 bzw. y_2 die nach dem Linac. Phase und Intensität müssen nur einmal gemessen werden, da sich die Phase beim Durchqueren des Linacs nicht verändert. Die Phasendifferenz zwischen Phasen- und Intensitätssignal beträgt beim HDSM nahezu optimale 90°, bei den RTMs (Abschnitt 3.6.1) sind sie größer, aber weniger ausschlaggebend. Die Phasen der Horizontal- und der Vertikalsignale sind so eingestellt, dass die Signalamplituden nach Gleichung 3.16 maximal sind.

kann jedoch auch eliminiert werden, wenn die Differenz $\Delta\phi = \phi_{LO(pi)} - \phi_{LO(xy)}$ und die Phase ϕ bekannt sind.

$$X = \frac{x}{I \cdot \cos(\phi - (\phi_{LO(pi)} - \phi_{LO(xy)}))} \quad (3.18)$$

Dazu wird im HDSM immer sowohl das Phasen- als auch das Intensitätssignal gemeinsam mit den Positionssignalen verarbeitet, um zunächst die Strahlphase $\varphi = \phi$ nach Gleichung 3.7 und die Intensität I nach Gleichung 3.8 bestimmen zu können. Die Differenz $\Delta\phi = \phi_{LO(pi)} - \phi_{LO(xy)}$ wird einmalig durch eine Kalibrationsmessung bestimmt und behält ihre Gültigkeit, solange nichts an dem HF-Aufbau der Monitore verändert wird.

Das Programm zur Phasenkalibration liefert genau die nötige Umgebung, um die Phasendifferenzen für die Positionsmonitore zu bestimmen: Die Referenzphase ϕ_{LO} aller Monitore wird durch den Hohlleiterphasenschieber durch das Intervall von 0° bis 360° durchfahren und die Signalhöhen aller Positionssignale sowie von Phasen- und Intensitätssignal werden gespeichert. Anschließend wird jedes Signal durch eine Sinusfunktion angepasst und dadurch die Phasen relativ zur gemeinsamen Referenzphase ϕ_{LO} festgelegt. Die auf diese Weise bestimmten Phasen sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst.

Nun können nach Gleichung 3.18 die transversalen Positionen zuverlässig und nahezu unabhängig von der Phase gemessen werden.

Die Skalierungsfaktoren k_{xy} können auch im HDSM (wie bei den RTMs üblich) durch eine definierte Betatronschwingung bekannter Amplitude bestimmt werden.

3.6 Flexible Messmethoden

Die relative Einfachheit der hier beschriebenen Methoden legt nahe, sie mit kleinen Anpassungen auch an den RTMs bzw. MAMI-B zu verwenden.

3.6.1 Untersuchung der Phasenmessung in den RTMs

Trotz der sehr kleinen systematischen Abweichungen, die durch Phasenvariationen nach Abbildung 3.2 verursacht werden, wird nun auch in den RTMs die neue Signalanalyse nach Abschnitt 3.3.3 eingesetzt, um die Phasen φ_i der Umläufe i zu messen. Für die RTMs stehen zwar keine separaten Hohlleiterphasenschieber für die HF-Monitore zur Verfügung, aber die Monitor-Referenzphase ϕ_{LO} kann mit Hilfe des Linac-Phasenschiebers präzise variiert werden, was natürlich den Strahlbetrieb stört. Daher können die Kalibrationen nur mit dem ersten Durchlauf durch den Linac durchgeführt werden, weil die Änderung der Linacphase ϕ zu unvermeidbaren Strahlverlusten in den nachfolgenden Umläufen führt. Wie auch beim HDSM können auch hier die Referenzphasen der XYMOs und PIMOs strahlbasiert überprüft werden.

In Tabelle 3.4 werden zusammenfassend Ergebnisse dieser Messungen aufgeführt.

3.6.2 Bestimmung der Phase in den Matching- und Verniersektionen von MAMI-B

Auch bei MAMI-B gibt es drei Beschleunigungssektionen, die zur Feinanpassung der Einschussenergie an das folgende Mikrotron dienen. Dort kann dieselbe Methode eingesetzt werden, um die Phasenlage des Strahls zu überprüfen bzw. zu korrigieren.

3.6.3 Einsatz bei der Strahlpositionsregelung vor dem A4-Experiment

Auch die A4-Kollaboration des Instituts ist auf eine zuverlässige Intensitäts- und Positionsmeßung vor ihrem Target angewiesen. Dazu sind in der Strahlführung jeweils zwei XYMOs sowie ein PIMO eingebaut. Auch hier ist ein Hohlleiterphasenschieber im Einsatz, der die gemeinsame Referenzphase der HF-Monitore präzise von 0° bis 360° durchfahren kann, so dass die relativen Phasen der Monitore untereinander mit Hilfe des Strahls mit einer Genauigkeit von $1\text{--}2^\circ$ eingestellt werden können. Stimmen die relativen Phasen, wird der Hohlleiterphasenschieber auf die Position eingestellt, die nach Gleichung 2.6 dann die maximalen Signalhöhen ergeben.

3.7 Resultate der Untersuchungen

Auf Basis der in diesem Kapitel erreichten Resultate können nun weitere Untersuchungen zur longitudinalen Strahldynamik des HDSM durchgeführt werden.

Dabei wird die erforderliche Genauigkeit (z.B. $\Delta\phi \sim 1^\circ$) mit wenigen Einschränkungen erreicht. Weil viele der Kalibrationsroutinen auf der selben Logik aufbauen, kann das ursprünglich nur zur Phasenkalibration entwickelte Programm nun auch zur Klärung weiterer Fragestellungen verwendet werden, was z.B. schon in Abschnitt 3.2.2 (Bestimmung der Einschussphasen) oder Abschnitt 3.5 (Kalibration der x/y-Monitore) getan wurde. Eine automatische Messung der Einschussphasen beider Linacs wird nun im Routinebetrieb regelmäßig durchgeführt.

Mit den selben Methoden können die Linacs strahlbasiert unter einer etwas anderen Fragestellung untersucht werden, um die schwierige Aufgabe zu lösen, die effektiv wirkenden HF-Amplituden der Linacs zu bestimmen.

Teil IV.

Strahldynamik

Today's scientists have substituted mathematics for experiments, and they wander off through equation after equation, and eventually build a structure which has no relation to reality.

(Nikola Tesla)

4 Strahldynamik

Das Zitat von Tesla trifft im konkreten Fall nicht zu; das HDSM als Beschleuniger ist gut in der Realität verankert und funktioniert gut. Dennoch muss untersucht werden, wie sich die Anlage im Vergleich zur Planung verhält.

Unter Strahldynamik wird in der Beschleunigerphysik ein weites Themenfeld zusammengefasst, bei dem es darum handelt, wie sich individuelle Teilchen oder auch Teilchenensembles bzw. deren Schwerpunkte in verschiedenen Komponenten des Beschleunigers verhalten. Die Theorie untersucht, unter welchen Bedingungen eine stabile Beschleunigung der Teilchen möglich ist.

Experimentell helfen unterschiedliche Strahldiagnoseelemente bei der Beantwortung einzelner Teilaufgaben; die im Rahmen dieser Untersuchungen benötigte Strahldiagnose wurde in den vorangegangenen Abschnitten ausführlich erläutert.

In den folgenden Abschnitten werden nicht mehr die einzelnen Komponenten des Beschleunigers betrachtet (Kapitel 3), sondern der Beschleuniger wird als Gesamtsystem durch ein Modell beschrieben. Dabei werden Messmethoden entwickelt, die auf den Ergebnissen des vorigen Kapitels aufbauen, um die wichtigsten Phänomene der Longitudinaldynamik genauer untersuchen zu können.

4.1 Untersuchung der Longitudinaldynamik des HDSM

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der Longitudinaldynamik des HDSM. Damit soll einerseits erreicht werden, im täglichen Betrieb konkret die Einstellung der Linacamplituden und -phasen zu optimieren, aber auch grundlegende Aussagen zur Strahlenergie und damit zusammenhängender Phänomene sollen untersucht werden.

Die Longitudinaldynamik ist aufgrund der zwei Linacs bei unterschiedlichen Frequenzen im Zusammenhang mit der aus dem Feldgradienten folgenden Sollphasenänderung bereits sehr komplex. Deshalb wird sich das Modell allein auf longitudinale Größen beschränken und Kopplungen zwischen Transversal- und Longitudinaldynamik weitestgehend vermeiden.

Das ist legitim, da vor (und später teilweise auch während) Messungen die Transversaldynamik überprüft und optimiert werden kann, so dass z.B. die Amplituden

der Betatronschwingungen ausreichend klein bleiben und daher Verkopplungen der Phasenräume vernachlässigt werden können. Trotzdem werden die transversalen Ablagen bei den meisten Messungen ohnehin erfasst, so dass ggf. bei zu großen Strahlablagen die betroffenen Messdaten geringer gewichtet werden können.

Longitudinaldynamik ist im Alltagsbetrieb des HDSM wichtig

Während der ersten Betriebsmonate des HDSM wurde schnell deutlich, dass ein stabiler Strahlbetrieb häufig von der longitudinalen Einstellung (insb. der Einschussphase $\phi_{\text{inj.}}$ und ρ sowie der Einschussenergie $E_{\text{inj.}}$) abhängt – die Transversaloptik bereitete von Anfang an nur wenige Probleme¹; nicht zuletzt, weil z.B. mit den LUMOs praktisch immer eine einfache und zuverlässige Diagnose vorhanden ist.

Verändern der Einschussphase, der Relativphase und der Einschussenergie

Die Einschussphase $\phi_{\text{inj.}}$, die relative Phase ρ und die Einschussenergie $E_{\text{inj.}}$ sind im Kontrollsysteem nicht direkt zugänglich und müssen stattdessen mit Hilfe der drei Hohlleiterphasenschieber $\phi(4.9)$ und $\phi(2.45)$ der Linacs sowie $\phi(\text{MS})$ verändert werden². Dabei führt i.d.R. das Verändern einer dieser Größen z.B. durch Dispersion dazu, dass auch die anderen beeinflusst werden.

Für die Variation der Einschussenergie gilt zunächst

$$\delta E_{\text{inj.}} = eU_{\text{MS}} (\cos(\phi_{\text{MS}}) - \cos(\phi_{\text{MS}} + \delta\phi(\text{MS}))) \quad (4.1)$$

mit der Amplitude U_{MS} und der zu messenden Einschussphase ϕ_{MS} der Matchingsektion und der Variation des Hohlleiterphasenschiebers $\delta\phi(\text{MS})$. Die Variation der Einschussenergie wiederum führt durch Dispersion sowohl zu transversalen Ablagen von der Sollbahn, die durch zwei Korrekturmagnetpaare berichtigt wird, als auch zu einer Veränderung $\delta\phi_{\text{inj.}} = \delta\phi_{\text{inj.}}(\delta E_{\text{inj.}})$ der Einschussphase, was im Alltagsbetrieb zufällig etwa $\delta\phi(\text{MS})$ entspricht³.

Da die Einschussphase $\phi_{\text{inj.}}$ auf das HDSM als Ganzes bezogen ist, müssen die Phasenschieber $\phi(4.9)$ des 4.9 GHz- und $\phi(2.45)$ des 2.45 GHz-Linacs simultan betätigt werden, wobei die unterschiedlichen Frequenzen zu berücksichtigen sind:

$$\delta\phi_{\text{inj.}} \hat{=} \delta\phi(4.9) \hat{=} 0.5\delta\phi(2.45) \quad (4.2)$$

¹Die Reproduzierbarkeit einer beliebigen gespeicherten transversalen Einstellung (Dipole, Quadrupole) ist sehr gut.

²Als Beispiel: Die Phase $\phi(4.9)$ ist hier die Einstellung des Linac-Phasenschiebers – nicht zu verwechseln mit der tatsächlichen Einschussphase $\phi_{4.9}$: $\phi_{4.9} = \phi(4.9) + \phi_0(4.9)$, wobei $\phi_0(4.9)$ unbekannt ist und erst durch eine Messung wie in Abschnitt 3.2.2 festgelegt wird.

³Das hat keine tiefen physikalischen Hintergründe, ergibt sich aber zufällig bei der bewährten Amplitude $U_{\text{MS}} \sim 1.5 \text{ MV}$ und $\phi_{\text{MS}} \sim 90^\circ$ der Matchingsektion. Dann bewirkt $\delta\phi(\text{MS}) = 1^\circ$ ein $\delta E_{\text{inj.}} \sim 25 \text{ keV}$, was durch die Longitudinaldispersion der Injektionsstrahlführung zu $\delta\phi_{\text{inj.}} \sim 0.5^\circ$ bis 1° führt.

Wird also die Einschussphase $\phi_{\text{inj.}} \equiv \phi_{4.9}$ verändert, führt die Longitudinaldispersion zwischen 4.9 GHz- und 2.45 GHz-Linac zu einer recht kleinen zusätzlichen Veränderung der Einschussphase $\phi_{2.45}$. Daher wird die Relativphase ρ aufgrund ihrer Definition nach Gleichung 1.39 minimal beeinflusst.

Um die Relativphase ρ alleine zu variieren, wird nach den beiden vorangegangenen Punkten die Phase $\phi(2.45)$ alleine betätigt, die ausschließlich die Einschussphase $\phi_{2.45}$ beeinflusst.

Optimierung der transversalen Strahldynamik

Damit die Verkopplungseffekte so klein wie möglich gehalten werden können, muss zunächst der Strahl der transversalen Sollbahn folgen. Dazu gibt es auf jeder Dispersionsbahn je ein Paar horizontale und vertikale Korrekturmagnete, mit denen der Strahl mit Hilfe der x/y-Monitore auf die Sollbahn gelenkt werden kann, d.h. $\delta x_i = \delta y_i \equiv 0$ für alle Umläufe i .

Die Anpassung des transversalen Phasenraums wird mit Hilfe der in Abschnitt 2.2.1 vorgestellten Synchrotronmonitore überprüft und ggf. bei Fehlanpassung durch Quadrupolmagnete in der Injektion des HDSM korrigiert [32, 36].

Fragestellungen zur Longitudinaldynamik

Neben der absoluten Strahlenergie wird z.B. auch die Orientierung der Spinpolarisation \vec{P} des Elektronenstrahls am Experimentierplatz durch den Beschleunigungsvorgang beeinflusst und ist zur Zeit Diskussionsgegenstand: Der konstante Energiegewinn in den RTMs führt zu einer relativ einfachen Berechnung des einzustellenden Spinwinkels mit Hilfe des bei 100 keV installierten Wien-Filters [59], der gut mit den an den verschiedenen Experimentierplätzen ermittelten Einstellungen übereinstimmt. Der Beschleunigungsvorgang des HDSM findet aber nicht gleichmäßig in beiden Linacs statt, sondern wird durch unterschiedliche Phaseneinstellungen beider Linacs beeinflusst. Dadurch ist die endgültige Orientierung des Spins am Experimentierplatz schwer vorherzusagen.

4.2 Longitudinaldynamik im HDSM

Um das HDSM in Betrieb zu nehmen, müssen die HF-Amplituden sowie die Einschussphasen und -energie an die eingestellten Magnetfelder der Ablenkdipole angepasst werden. Das ist im Unterschied zu den RTMs nun eine wesentlich komplexere Aufgabe.

Bei einem RTM wird die Longitudinaldynamik im Wesentlichen durch das konstante Magnetfeld B und drei variable physikalische Größen (Linac: Amplitude U_0 , Phase ϕ_{Soll} und Einschussenergie $E_{\text{inj.}}$) bestimmt. Diese variablen Größen werden im Folgenden als Konfiguration \vec{k} bezeichnet.

- Im RTM wird zunächst die HF-Amplitude auf den Wert eingestellt, der den Sollphasenvorschub Ψ bewirkt, was einfach anhand der Anzahl der Synchrotronenschwingungen überprüft werden kann. Anschließend werden die Phasenschwingungen mit Hilfe der Einschussenergie $E_{\text{inj.}}$ und -phase ϕ beseitigt. Diese Lösung ist eindeutig; d.h. bei gegebener HF-Amplitude U_0 sind Phase und Einschussenergie durch die Kohärenzbedingung festgelegt. Der Operateur muss den Punkt finden, an dem die Synchrotronenschwingung verschwindet. Allerdings kann zu jeder anderen HF-Amplitude ebenfalls eine Kombination aus Einschussenergie und -phase gefunden werden, welche die Synchrotronenschwingung minimiert. Daher beschreibt eine dreidimensionale Kurve im Konfigurationsraum $\{U_0, \phi, E_{\text{inj.}}\}$ die möglichen Einstellungen mit verschwindender Synchrotronenschwingung.

Im Gegensatz dazu gibt es für das HDSM eine Vielzahl von Einstellungen, die eine Synchrotronenschwingung minimieren:

- Im HDSM kann ebenso zu einer beliebigen Kombination der HF-Amplituden beider Linacs ein glatter Phasenverlauf eingestellt werden, indem Einschussenergie $E_{\text{inj.}}$ und -phase $\phi_{\text{inj.}}$ angepasst werden. Zusätzlich kann die relative Phase ρ zwischen beiden Linacs variiert werden, so dass wiederum glatte, aber etwas andere Phasenverläufe eingestellt werden können. Daraus ergibt sich (bei festen Amplituden) wiederum eine Lösungskurve im dreidimensionalen Konfigurationsraum über $\{\rho, \phi_{\text{inj.}}, E_{\text{inj.}}\}$. Allerdings können jetzt noch beide Amplituden variiert werden, so dass der Konfigurationsraum tatsächlich fünf Koordinaten umfasst und die möglichen Lösungen auf einem dreidimensionalen Volumen liegen.

Diese große Zahl der Freiheitsgrade lässt sich im HDSM nur sehr schwer auf eine eindeutige Lösung reduzieren. Mögliche Kriterien sind z.B. ebenso der Sollphasenvorschub sowie maximale longitudinale Akzeptanz der Dispersionsbahnen; aber auch weniger gut quantifizierbare Größen wie z.B. minimale Strahlverluste.

Während der Entwicklungsphase des HDSM wurden die genannten Einstellungen auf der Grundlage von Simulationen⁴ optimiert, so dass man für beide Linacs sowohl eine optimale HF-Amplitude als auch die passende Einschussphase festlegen konnte.

Im Alltag muss normalerweise manuell vom Operateur eine gute Einstellung von ρ , $\phi_{\text{inj.}}$ und $E_{\text{inj.}}$ gefunden werden. Bei festen Linacamplituden werden dazu die drei Phasen $\phi(\text{MS})$ der Matchingsektion, $\phi(4.9)$ des 4.9 GHz-Linacs und $\phi(2.45)$ des 2.45 GHz-Linacs verwendet, um die Einschussenergie $E_{\text{inj.}}$, die Einschussphase $\phi_{\text{inj.}}$ und die relative Phase ρ zwischen beiden Linacs zu optimieren. Erfahrene Operatoren finden normalerweise durch „Ausprobieren“ innerhalb von wenigen Minuten eine gute Einstellung, aber eine gezielte Optimierung, die weniger von der Erfahrung als von messbaren physikalischen Größen abhängt, ist erstrebenswert.

⁴Verschiedenste Ein- und Mehrteilchensimulationen wurden numerisch und auch analytisch durchgeführt [20, 26, 60], um die Entwicklung des HDSM voranzubringen.

Obwohl es möglich war, das HDSM auf Basis der simulierten Amplituden und Phasen und dem Geschick der Operateure schnell und zuverlässig in Betrieb zu nehmen, erlauben die in Kapitel 3 vorgestellten Methoden nun, die relevanten Parameter (im Rahmen der geschilderten Messfehler) zu überprüfen und zu optimieren.

4.2.1 Modell der Longitudinaldynamik

Bereits in Abschnitt 1.4.2 wurden die Grundlagen der linearen Strahldynamik erläutert, die für die Betrachtung der longitudinalen Stabilität notwendig sind. Dort lag jedoch der Schwerpunkt auf der Untersuchung der Stabilität und die nichtlinearen Terme konnten approximiert werden, um z.B. die Eigenellipsen zu berechnen. Für kleine Synchrotronschwingungsamplituden und nicht-resonante Phasenvorschübe Ψ liefert diese Approximation gute Ergebnisse.

Exaktes, nichtlineares Modell der Longitudinaldynamik

Das HDSM wird infolge der Änderung der Sollphasen von Umlauf zu Umlauf nicht gut durch diese Approximation beschrieben; das hier dargestellte Modell verzichtet daher auf die Linearisierung und transformiert stattdessen den longitudinalen Phasenraum aus $(\phi, E)^T$ für alle longitudinal relevanten Komponenten mit der entsprechenden Matrix \mathcal{M} exakt:

$$\begin{pmatrix} \phi_{\text{nach}} \\ E_{\text{nach}} \end{pmatrix} = \mathcal{M} \cdot \begin{pmatrix} \phi_{\text{vor}} \\ E_{\text{vor}} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Hier kann \mathcal{M} z.B. ein Ablenksystem \mathcal{D} , ein Linac \mathcal{L} oder die komplexere Strahlführung eines Umlaufs sein. Das Ablenksystem repräsentiert eine energieabhängige Bahnlänge $s(E)$, die sinnvollerweise in Einheiten der Wellenlänge λ angegeben wird:

$$\mathcal{D} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{s(E)}{\lambda} \\ 0 & 1 - \delta E_{\text{SR}}(E) \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Mit dem Matrixelement \mathcal{D}_{22} wird ein Energieverlust durch die Emission von Synchrotronstrahlung eingeführt. Einflüsse durch Synchrotronstrahlung werden hierbei nur klassisch als mittlerer Energieverlust $\delta E_{\text{SR}}(E)$ berücksichtigt, tatsächlich streut der gequantelte individuelle Energieverlust eines einzelnen Elektrons abhängig von der kinetischen Energie mehr oder weniger stark um diesen Mittelwert, wodurch die longitudinale und die horizontale Emittanz vergrößert wird.

Die Linacs bewirken einen Energiegewinn $\Delta E = eU_0 \cos(\phi)$, aber lassen die Phase ϕ unverändert:

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ eU_0 \cos(\phi) & 1 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

An der Definition von \mathcal{D} und \mathcal{M} wird sofort deutlich, dass die Matrizen von der Vorgeschichte des Strahls abhängen und keine lineare Transformation darstellen.

Für die endgültige Simulation wurden die Bahnlängen s_E zwischen 840 MeV und 1520 MeV in 10 MeV-Schritten aus den vermessenen Magnetfeldern mit Hilfe von SY-TRACE berechnet. Das Modell verwendet eine Spline-Interpolation, um beliebige Zwischenwerte $s(E)$ zu berechnen.

Die Beschleunigerkonfiguration \vec{k}

Um den Beschleunigungsvorgang zu beschreiben, können alle relevanten Parameter zu einer Konfiguration \vec{k} zusammengefasst werden. Die Magnetfelder werden nicht variiert (sonst ist kein Strahlbetrieb möglich) und werden in der Konfiguration nicht berücksichtigt – die relevanten Größen sind daher die HF-Amplituden $U_{4.9}$, $U_{2.45}$ und U_{MS} sowie die Einschussphasen $\phi_{4.9}$, $\phi_{2.45}$ und ϕ_{MS} .

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} U_{4.9} \\ \phi_{4.9} \\ U_{2.45} \\ \phi_{2.45} \\ U_{\text{MS}} \\ \phi_{\text{MS}} \end{pmatrix} \iff \begin{pmatrix} U_{4.9} \\ \phi(4.9) \\ U_{2.45} \\ \phi(2.45) \\ U_{\text{MS}} \\ \phi(\text{MS}) \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Die Einschussenergie $E_{\text{inj.}}$ bei Eintritt in den 4.9 GHz-Linac wird durch die Matchingsektion beeinflusst:

$$E_{\text{inj.}} = E_{\text{RTM3}} + eU_{\text{MS}} \cos(\phi_{\text{MS}}) \quad (4.7)$$

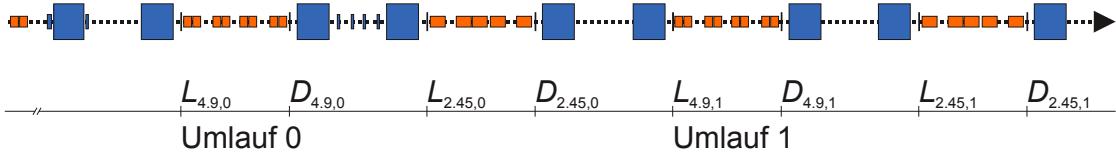
Auf der rechten Seite von Gleichung 4.6 wurden die physikalischen Größen durch im Kontrollsyste einstellbare Größen ($\phi(4.9)$ entspricht z.B. der Position des 4.9 GHz-Hohlleiterphasenschiebers, mit der die Einschussphase $\phi_{\text{inj.}}$ eingestellt wird) ausgedrückt, da die Konfiguration später variiert wird.

Unter diesen Voraussetzungen kann der Strahl $(\phi, E)^T$ eindeutig durch das Modell wie auch durch den Beschleuniger transformiert werden. Beim realen Beschleuniger begrenzt die Apertur auf den Rückführungsbahnen die Energieakzeptanz aller Umläufe i durch die Transversaldispersion auf etwa $|E_i - E_{\text{Soll},i}| = |\delta E_i| < 1 \text{ MeV}$. Das wird im Modell berücksichtigt, indem zusätzlich die geplanten Soll-Energien $E_{\text{Soll},i}$ aller Rückführungsbahnen verwendet werden, um bei Abweichungen Strahlverluste (totale wie auch partielle) zu implementieren.

4.2.2 Implementierung des Modells der longitudinalen Strahldynamik

1.) Initialisierung (oder Injektion) und erster Umlauf

Damit das Modell ausgehend von einer Konfiguration \vec{k} den Beschleunigungsvorgang nachbilden kann, tritt ein Strahl $(\phi, E)^T$ der Intensität $I = 1$ und der Energie E zur Phase $\phi = \phi_{\text{MS}}$ in die Matchingsektion und wird dort um $\Delta E(U_{\text{MS}}, \phi_{\text{MS}}) = eU_{\text{MS}} \cos(\phi_{\text{MS}})$


Abbildung 4.1:

Strahlführung der ersten Umläufe im HDSM (große Ablenkmagnete HDSM-Dipol 1 bis 4 blau, Linac-Sektionen rot): Der Elektronenstrahl erreicht nach der Energieanpassung durch die Matchingsektion (ganz links, nicht maßstabsgetreu) den Umlauf 0 mit der Energie $E_{\text{inj.}}$ und wird im 4.9 GHz-Linac zur Phase $\phi_{\text{inj.}}$ beschleunigt. Zwischen Dipol 3 und 4 wird das longitudinale Matching durch eine Schikane aus vier kleineren Magneten durch einen Phasensprung von etwa $+10^\circ$ abgeschlossen. Danach folgt die Beschleunigung im 2.45 GHz-Linac zur Phase $\phi_{2.45} = \phi_{\text{inj.}} + \rho$ und die Umlenkung durch Dipol 1 und 2 zurück zum ersten HF-Monitor. Ab jetzt erfolgen alle Umläufe analog, d.h. die Driftstrecken durch die Dipolmagnete wachsen mit der Energie während die Abstände zwischen Dipol 1 und 2 bzw. 3 und 4 jeweils kürzer werden. Insgesamt verlängert sich jeder halbe Umlauf nach Gleichung 1.7 um λ . Die Transformationsmatrix \mathcal{M}_i für den Umlauf i lautet demnach $\mathcal{M}_i = \mathcal{D}_{2.45,i} \mathcal{L}_{2.45,i} \mathcal{D}_{4.9,i} \mathcal{L}_{4.9,i}$.

beschleunigt oder abgebremst, um die Ausschussenergie des RTM3 an das HDSM anzupassen. Dieser Strahl passiert mit der neuen Energie $E_{\text{inj.}}$ die Injektionsstrahlführung bis zum 4.9 GHz-Linac. Die bis hier zurückgelegte Bahnlänge dient von nun an als erste Referenz für Änderungen der Einschussenergie, die durch die longitudinale Dispersion zu einer veränderten Einschussphase $\phi_{4.9} = \phi_{\text{inj.}}$ führen, wenn unterschiedliche Konfigurationen \vec{k} des Beschleunigers eingestellt werden.

Nun tritt der Strahl mit der Phase $\phi_{4.9}$ in den Linac ein. Mit der Amplitude $U_{4.9}$ wird er dann um den Betrag $\Delta E(U_{4.9}, \phi_{4.9}) = eU_{4.9} \cos(\phi_{4.9})$ beschleunigt und legt mit dieser Energie die Strecke bis zum 2.45 GHz-Linac zurück. Die aus vier Dipolmagneten bestehende Schikane zwischen Dipol 3 und 4 (Abbildung 4.1) verlängert diese erste Passage zwischen 4.9 GHz- und 2.45 GHz-Linac um rund 1.5 mm (entspr. ca. 10° bei 4.9 GHz), damit die longitudinale Anpassung zwischen RTM3 und HDSM abgeschlossen werden kann. Diese Bahnlänge wird als zweite Referenz verwendet, um durch Änderungen der Beschleunigung des 4.9 GHz-Linac bzw. von \vec{k} die Einschussphase im 2.45 GHz-Linac korrekt verwenden zu können. Analog zum 4.9 GHz-Linac wird der Strahl mit $\Delta E(U_{2.45}, \phi_{2.45}) = eU_{2.45} \cos(\phi_{2.45})$ beschleunigt.

Ab hier ist die Beschleunigerkonfiguration \vec{k} vollständig festgelegt und der weitere Beschleunigungsvorgang kann nicht mehr beeinflusst werden.

2.) Beschleunigungsvorgang

Nach der ersten Passage durch den 2.45 GHz-Linac wird der Strahl mit der neuen Energie wiederum durch die HDSM-Dipole 1 und 2 gelenkt. Die Bahnlänge (abhängig von der Energie) legt die Phase $\phi_{4.9,1}$ und damit den Energiegewinn im 4.9 GHz-Linac fest usw.

Nun führen allerdings verschiedene Konfigurationen von \vec{k} unter Umständen dazu, dass

der Strahl im wirklichen Mikrotron durch die endliche Apertur der Rückführungsbahnen verloren geht. Um das im Modell zu berücksichtigen, wird nach jeder Passage durch einen Linac die Energie mit der Referenzenergie $E_{\text{Soll},i}$ des entsprechenden Umlaufs verglichen (δE_i). Strahlverluste werden berücksichtigt, indem die Intensität I_i des Umlaufs i um einen entsprechenden Faktor reduziert wird:

$$I_i = I_{i-1} \cdot \begin{cases} 1 & \text{für } |\delta E_i| \leq 1 \text{ MeV} \\ \frac{2 \text{ MeV} - |\delta E_i|}{1 \text{ MeV}} & \text{für } 1 \text{ MeV} < |\delta E_i| \leq 2 \text{ MeV} \\ 0 & \text{für } |\delta E_i| > 2 \text{ MeV} \end{cases} \quad (4.8)$$

Die oben eingesetzten Grenzen, ab wann der Strahlverlust eintreten soll, lassen sich durch die endliche Apertur des Ablenksystems abschätzen⁵, wenn vorausgesetzt wird, dass der Strahl in allen Rückführungsbahnen etwa dieselbe transversale Ausdehnung hat. Genau das wird durch die bereits erwähnte transversale Anpassung erreicht.

3.) Resultate des Modells

Als Ausgabedaten berechnet das Modell nach der geschilderten Methode die Phasen $\phi_{4.9,i}$ und $\phi_{2.45,i}$ aller Umläufe i , sowie die entsprechenden Energien E_i und Intensitäten I_i , die nach Gleichung 4.8 den Umlauf i erreicht haben. In weiteren Schritten kann es aber auch um andere Größen (z.B. Spin) erweitert werden.

Fasst man die vom Modell berechneten Größen (also z.B. ϕ_i oder E_i) als Komponenten eines Vektors auf, kann das Modell als vektorwertige Funktion $\vec{M}(\vec{k})$ aufgefasst werden.

Um das Modell nun an den Beschleuniger anzupassen zu können, muss zunächst sichergestellt sein, dass die vom Modell berechneten physikalischen Größen auch am Beschleuniger messtechnisch zugänglich sind.

4.2.3 Anpassung des Modells

Aus den vorangegangenen Abschnitten leitet sich ab, dass die gemessenen Phasen φ_i dazu gut geeignet sind. Die Energien der einzelnen Umläufe können nicht gemessen werden. Daher muss das Modell zunächst die Phasenverläufe ϕ_i reproduzieren ($i \in [1, n = 2 \times 43]$).

$$\phi_i = \vec{M}_i(\vec{k}) \iff \vec{\phi} = \vec{M}(\vec{k}) \quad (4.9)$$

Gleichung 4.10 stellt die Vorschrift dar, mit der das Modell an die gemessenen Phasen $\vec{\varphi}$ angepasst werden soll:

$$\|\vec{\varphi} - \vec{M}(\vec{k}')\| \rightarrow \min \quad (4.10)$$

⁵Der Bahnabstand beträgt etwa 55 mm bei einer Energiedifferenz von rund 15 MeV (also 3.6 mm/MeV), die Apertur einer Dispersionsbahn 13 mm; daher betrüge im optimalen Fall die maximale Akzeptanz etwa ± 1.8 MeV.

Welche Norm im konkreten Fall verwendet wird, hängt von der Problemstellung ab. Hier hat sich die euklidische Norm als ungünstig erwiesen, wenn ein größeres Problem (viele unterschiedliche \vec{k} simultan) zu optimieren war. Eine zuverlässige Konvergenz konnte mit Hilfe der Betragssummennorm erzielt werden.

Das führt zu einer neuen skalaren Optimierungsvorschrift, die linear in den Phasendifferenzen ist:

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\vec{\varphi}_i - \vec{M}_i(\vec{k})| \longrightarrow \min \quad (4.11)$$

Die linke Seite von Gleichung 4.11 ist die mittlere Phasenabweichung $\langle |\Delta\phi| \rangle$ zwischen gemessenen und simulierten Phasen, die durch den Optimierungsalgorithmus minimiert wird.

Die gesuchte Modellkonfiguration \vec{k}' geht durch Variation der einzelnen Komponenten d aus der Beschleunigerkonfiguration \vec{k} hervor:

$$k'_d = k_d + \delta k_d \iff \vec{k}' = \vec{k} + \delta \vec{k} \quad (4.12)$$

Im Rahmen der Messunsicherheiten zeigte sich die Anpassung des Modells an nur *eine* Konfiguration \vec{k} als unzuverlässig, da sich die beiden Linacs stark gegenseitig beeinflussen. Dies wird zum einen offensichtlich, wenn der Vorgang für eine andere Konfiguration \vec{k}^* (bei in der Realität gleichen Amplituden der Linacs) wiederholt wird und das Modell nun eine Modellkonfiguration \vec{k}'^* ermittelt, deren Linacamplituden nicht mehr mit der ursprünglichen Lösung \vec{k}' übereinstimmen. Abbildung 4.2 zeigt zwei verschiedene Phasenkonfigurationen bei gleichen HF-Amplituden.

Um das zu untersuchen, wurde zunächst vom Modell eine „Messung“ simuliert, um von Messfehlern aller Art unabhängig zu sein. Diese „Messung“ wiederum soll durch das Modell gefittet werden, was in diesem Fall exakt gelingen kann. In Abbildung 4.3 ist Gleichung 4.11 als Abweichung zwischen Modell und „Messung“ für alle beim Fitten in Frage kommenden Punkte ($U_{4.9}, U_{2.45}$) dargestellt, wenn nur beide Amplituden als Fitparameter verwendet werden. Dabei zeigt sich die starke Abhängigkeit der beiden Amplituden als diagonal verlaufende und langgestreckte Talsohle um das eigentliche Minimum.

Dieses Problem weist aber auch gleichzeitig einen möglichen Lösungsweg: Systematische Messungen schaffen Redundanzen und können dadurch statistische, aber auch systematische Fehler reduzieren. Für das HDSM bedeutet das, die Phasenverläufe $\vec{\varphi}_j$ (das sind jeweils 2×43 Phasenmesswerte) vieler verschiedener Konfigurationen \vec{k}_j aufzunehmen ($j \in [1, J]$). Bildet man dann den Vektor $\vec{\varphi}$ aus allen gemessenen Phasenwerten (d.h. $\vec{\varphi}$ hat nun $n = 2 \times 43 \cdot J$ Komponenten), kann wieder Gleichung 4.11 mit einem entsprechend erweiterten Modell verwendet werden, wenn das Modell die verschiedenen Konfigurationen \vec{k}_j reproduzieren kann. Dabei entspricht n nicht mehr der Anzahl Umläufe, sondern der Gesamtanzahl gemessener Phasenwerte.

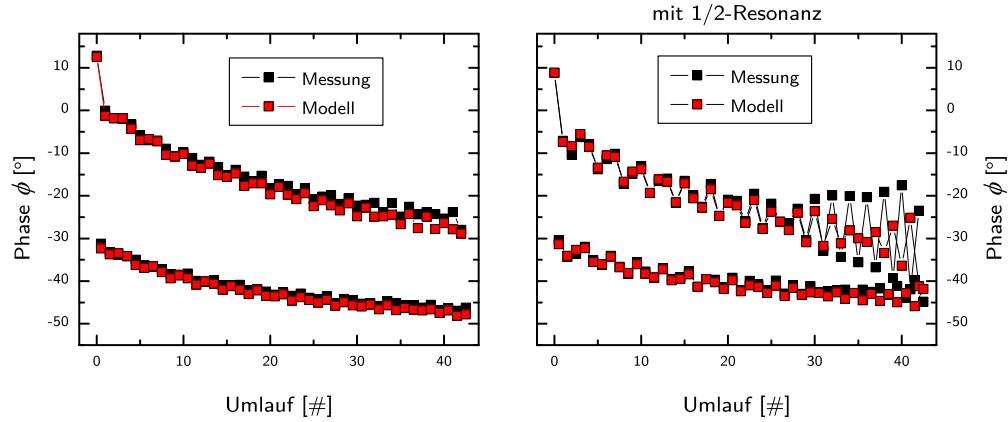


Abbildung 4.2:

Phasenverlauf (Messung und Modell) bei Standard-HF-Amplituden aber unterschiedlichen Phasenkonfigurationen: Rechts wird die $\frac{1}{2}$ -Resonanz sichtbar, die Phasen $\Psi(i)$ der Synchrotronschwingung von Messung und Modell um Umlauf 40 herum sind um nahezu 180° verschoben, weshalb die gemessenen Phasen φ_i dort deutlich von den ϕ_i des Modells abweichen.

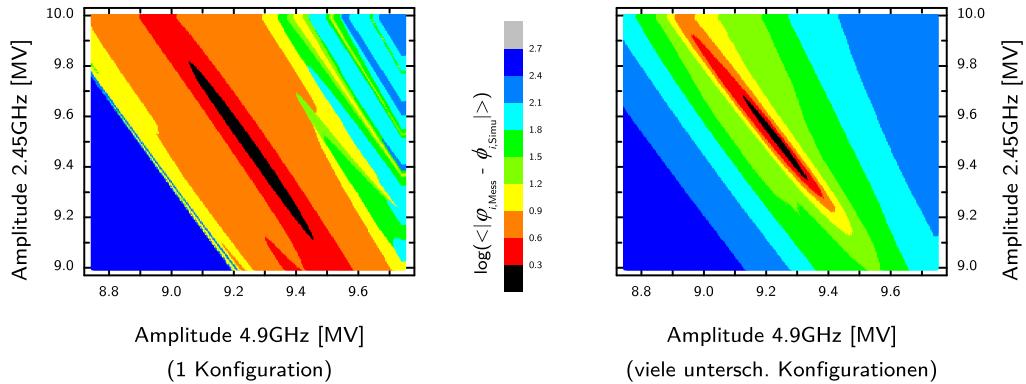


Abbildung 4.3:

Simulation der Korrelation zwischen Linacamplituden: In Farben dargestellt ist $\log(\langle |\varphi_i - \phi_i| \rangle)$ (mittlere Abweichung des „gemessenen“ Phasenverlaufs zu einem modellierten Phasenverlauf) als Funktion beider Linacamplituden. Die „Messdaten“ wurden in diesem Fall ebenfalls simuliert, um das prinzipielle Problem unabhängig von Fehlern des Modells oder der Messmethode zu verdeutlichen. Links (ein einzelner Phasenverlauf) liefert ein großer Bereich von Amplitudenkombinationen gute Übereinstimmung (schwarz) zw. „Messung“ und Modell, d.h. die Amplituden sind nicht eindeutig. Rechts (rund 1000 Phasenverläufe) ist der Bereich durch redundante „Messungen“ mit unterschiedlichen $\Delta \vec{k}_j$ deutlich eingeschränkter, so dass der Fit eindeutigere Ergebnisse liefern sollte; dennoch ist auch hier die Korrelation zwischen beiden Linacamplituden als ein langgestrecktes, diagonales Minimum (schwarz) offensichtlich.

Systematische Variation der Konfiguration

Um die Konfiguration systematisch zu variieren, wird sie in einen konstanten und in einen variablen Teil separiert:

$$\vec{k} = \vec{k}_0 + \Delta\vec{k} \quad (4.13)$$

Hier ist \vec{k}_0 die Ausgangskonfiguration zu Beginn der Messreihe, die möglichst präzise mit den in Kapitel 2 und 3 geschilderten Methoden überprüft bzw. erfasst wird.

Zur systematischen Variation der Beschleunigerstellwerte unterscheiden sich sinnvollerweise die einzelnen Konfigurationen \vec{k}_j um ein möglichst exakt bekanntes $\Delta\vec{k}_j$, um diese Variationen im Modell implementieren und dadurch tatsächlich den Einfluss der Messfehler reduzieren zu können. Die Ausgangskonfiguration \vec{k}_0 ist dabei immer die gleiche. Außerdem sollten möglichst viele Konfigurationen in kurzer Zeit einstellbar sein.

Damit sind beispielsweise die Hohlleiterphasenschieber ideal geeignet, die Phasen beider Linacs und der Matchingsektion sehr genau über große Bereiche zu variieren. Bei festen Amplituden bedeutet dies in Analogie zur Definition der minimalen Konfiguration durch Gleichung 4.6:

$$\Delta\vec{k} = \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta\phi(4.9) \\ 0 \\ \Delta\phi(2.45) \\ 0 \\ \Delta\phi(\text{MS}) \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Während dieser Messung werden die HF-Amplituden nicht variiert, so dass sich aus der Anpassung des Modells signifikantere Werte für die Amplituden der Linacs ergeben sollen; mehrere Messungen bei unterschiedlichen Amplitudeneinstellungen ergeben dann entsprechend mehr Stützpunkte für die ermittelten Amplituden, so dass am Ende als Ergebnis eine Eichung der Kontrollsystenvorgaben in physikalischen Größen resultiert, was als Ergebnis in Abbildung 4.11 dargestellt wird.

4.3 Phasenraumtomographie als Basis für weitere Untersuchungen

Der prinzipielle Vorteil der Tomographie als bildgebendes Verfahren liegt darin, dass sich räumliche Objekte in Form von Schnittbildern gut visualisieren lassen. Nicht nur in der medizinischen Diagnostik ist das weit verbreitet.

Für Tomographien am Beschleuniger müssen jedoch zuerst die einzelnen Dimensionen, entlang denen die Schnitte gelegt werden, identifiziert werden.

4.3.1 Akzeptanzmessungen als Phasenraumtomogramme

Die Variation der Konfiguration erfolgt also durch bis zu drei Phasenschieber, so dass in einem dreidimensionalen Raum ($\phi(4.9), \phi(2.45), \phi(\text{MS})$) zu jeder eingestellten Konfiguration eine Messung aller Phasen φ_i aller Umläufe i vorliegt. Durch einfache Zusammenhänge kann dieser Bereich in die gängigen Koordinaten aus Einschussphase $\phi_{\text{inj.}}$, -energie $E_{\text{inj.}}$ und Relativphase ρ transformiert werden. Horizontale Schnitte durch diesen dreidimensionalen Raum sind dann die bekannten Akzeptanzdiagramme. Ein Simulationsbeispiel für diesen Vorgang ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

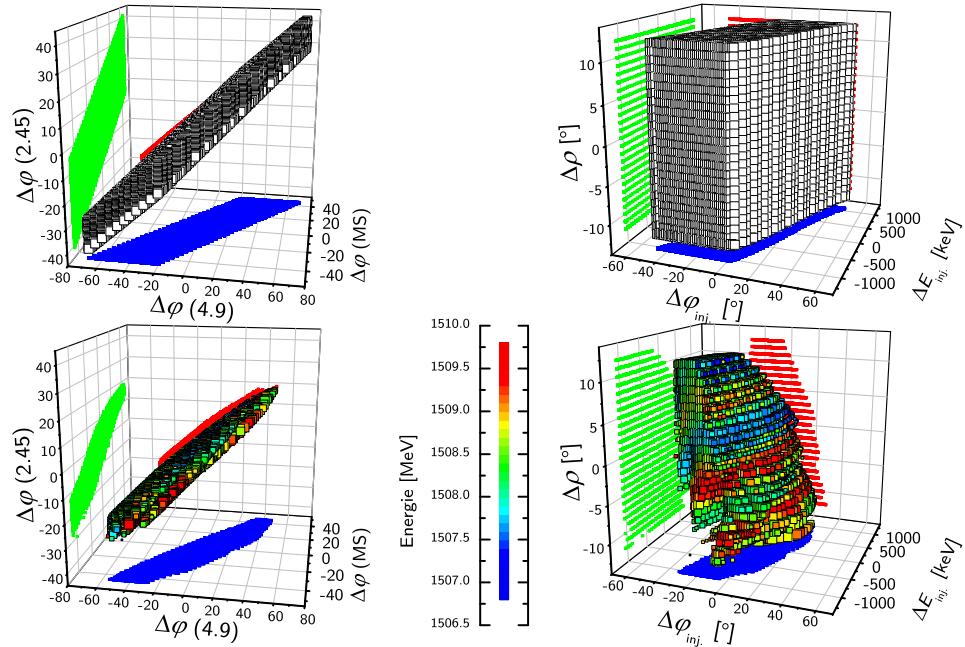


Abbildung 4.4:

Tomographie der Akzeptanz: Links oben ist der von den drei Phasenschiebern $\phi(4.9)$, $\phi(\text{MS})$ und $\phi(2.45)$ abgescannte Bereich dargestellt, was den unterschiedlichen Konfigurationen \vec{k}_j entspricht. Rechts oben ist dieser Bereich in die geläufigen Koordinaten $\Delta\phi_{\text{inj.}}$, $\Delta E_{\text{inj.}}$ und $\Delta\rho$ transformiert. Die unteren Beiden Diagramme zeigen eine simulierte Messung in den gleichen Koordinatensystemen wie oben. Horizontale Schnitte das Diagramm rechts unten ergeben die bekannten Akzeptanzbereiche (z.B. Abbildung 4.5). Die Ausgangskonfiguration \vec{k}_0 , von der ausgehend die Messungen bzw. Simulationen durchgeführt werden, befindet sich exakt in der Mitte des Volumens.

Für das HDSM wurden während der Entwicklung solche Akzeptanzdiagramme berechnet, um z.B. die notwendige Stabilität der Betriebsparameter abschätzen zu können (Abbildung 4.5) [26].

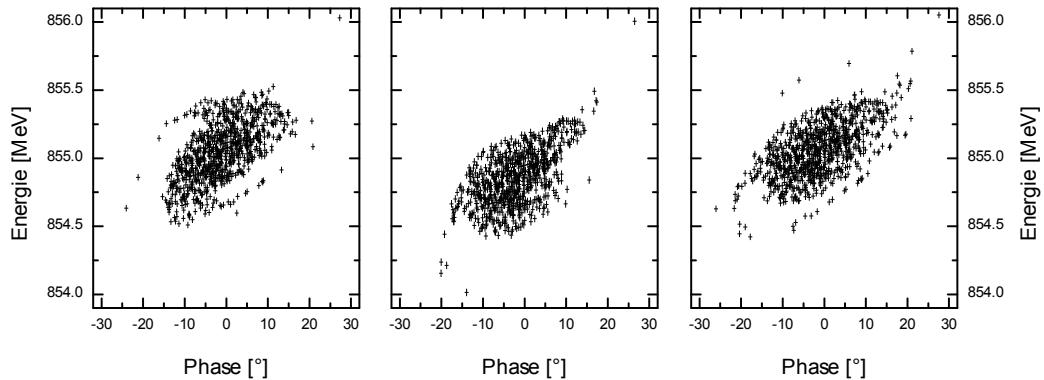


Abbildung 4.5:

Longitudinale Akzeptanz [26] mit SYTRACE [60]: Links untersuchte Standard-Konfiguration (10° , 9.24 MV) für den 4.9 GHz- sowie (-35° , 9.0 MV) für den 2.45 GHz-Linac, Mitte $\Delta\rho = -3^\circ$, rechts $\Delta\rho = +3^\circ$.

Vorteile im Routinebetrieb

Wenn eine Akzeptanzmessung durchgeführt wird, muss die jeweils optimale Einstellung irgendwo innerhalb des Messbereichs liegen. Als Qualitätsmerkmal für „optimale Einstellung“ werden hier zunächst vor einer genaueren Untersuchung, die offline stattfindet, weiche Kriterien bewertet:

1. Anzahl der erreichten Umläufe (trivialerweise sollten alle Umläufe erreicht werden)
2. minimale Strahlverluste (messbar mit den zehn Ionisationssonden)
3. minimale Synchrotron-Schwingungsamplitude (automatische Analyse jedoch schwierig, Details in Abschnitt 4.5)

Mit diesen Forderungen wird selbst unter schlechten Voraussetzungen (z.B. ohne jegliche Kenntnis des Beschleunigungsvorgangs, der Phasen sowie der Amplituden, ohne präzise Eichung der Phasenschieber) eine für den Betrieb geeignete Einstellung gefunden.

Das Aufsuchen der „optimalen“ Einstellung ist normalerweise manuell vom Operateur zu erledigen und hängt maßgeblich von der jeweiligen Erfahrung ab. Da die Akzeptanzmessung systematisch den gesamten Bereich scannt, wird diese „optimale“ Einstellung aber auf jeden Fall aufgefunden; allerdings dauert diese Messung mit bis zu 45 Minuten viel länger, als ein Operateur dafür benötigen würde.⁶ Dennoch hatte sich diese Methode bewährt, um z.B. während der Strahltests zur Energieerhöhung auf 1.6 GeV die Akzeptanzen bei unterschiedlichen Linacamplituden miteinander zu vergleichen [61].

⁶Bei einer Optimierung im Routinebetrieb betragen die nötigen Korrekturen normalerweise nur wenige Grad und können daher auch manuell schnell durchgeführt werden.

4.3.2 Phasenmessungen während der Akzeptanzmessung

Während dieser Akzeptanzmessungen können die Phasen $\vec{\varphi}_j$ zu jeder Konfiguration \vec{k}_j mit Hilfe der Diagnosepulse gemessen werden. Dadurch wird die oben benötigte Redundanz geschaffen, durch die das Modell zuverlässiger angepasst werden soll.

Alle während der Messung benötigten Konfigurationen \vec{k}_j lassen sich mit der Variation $\Delta\vec{k}$ realisieren, die in Gleichung 4.14 eingeführt wurde:

a) Injektionsenergie (1. Dimension)

Die Ausschussenergie E_{RTM3} wird normalerweise durch die Phase ϕ_{MS} im Bereich einiger zehn keV an das HDSM angepasst:

$$E_{\text{inj.}} = E_{\text{RTM3}} + eU_{\text{MS}} \cos(\phi_{\text{MS}}) \quad (4.15)$$

Das hat im Verlauf der noch recht langen Injektionsstrahlführung durch longitudinale und transversale Dispersion⁷ zusätzlich den Nebeneffekt, dass neben der gewünschten Energievariation auch die Einschussphase um einen Betrag $\Delta\phi_{\text{inj.,korr}}$ sowie der Einschussort und -winkel mit verändert werden.

Mit Methode b) wird die Einschussphase ohnehin ein gewisses Intervall durchlaufen, so dass die Longitudinaldispersion nicht exakt berücksichtigt werden muss, um die daraus folgende Änderung der Einschussphase zu korrigieren. Stattdessen wird die Abschätzung aus Abschnitt 4.1 verwendet; demnach gilt etwa $\Delta\phi_{\text{inj.,korr}} \sim \Delta\phi_{\text{MS}}$.

Störende Einflüsse der Transversaldispersion werden beseitigt, indem zu jeder neu eingestellten Einschussenergie auch die Orts- und Winkelablagen am Einschuss des 4.9 GHz-Linacs beseitigt werden.

Mit diesen beiden Maßnahmen „entspringt“ der Elektronenstrahl mit den gewünschten Eigenschaften im 4.9 GHz-Linac und kann ohne zu große transversale Schwingungsamplituden beschleunigt werden.

Die Änderung der Konfiguration \vec{k} kann also durch Ändern von drei Phasenschiebern durchgeführt werden:

$$\Delta\vec{k}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta\phi_{4.9} (\Delta\phi_{\text{inj.,korr}}) \\ 0 \\ \Delta\phi_{2.45} (\Delta\phi_{\text{inj.,korr}}) \\ 0 \\ \Delta\phi_{\text{MS}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta\phi(\text{MS}) \\ 0 \\ 0.5\Delta\phi(\text{MS}) \\ 0 \\ \Delta\phi(\text{MS}) \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

⁷Die transversale Dispersion der Injektionsstrahlführung verschwindet nicht vollständig. Das wurde bereits bei der Planung wegen großem Aufwand durch zusätzliche Quadrupolmagnete nicht vorgesehen, da der Nutzen gering ist.

An der Struktur von $\vec{\Delta k}$ erkennt man, dass eine Änderung der Einschussenergie ein „teurer“ Vorgang (drei Phasenschieber betroffen) ist, so dass er möglichst selten durchgeführt werden sollte.

b) Einschussphase (2. Dimension)

Die Phasen der beiden Linacs werden zunächst derart variiert, dass sie relativ zueinander keine Veränderung erfahren (d.h. $\pm 1^\circ$ Phasenänderung 4.9 GHz muss mit $\pm 0.5^\circ$ Phasenänderung 2.45 GHz einhergehen) und effektiv nur die Einschussphase in das HDSM als Ganzes verändert wird:

$$\vec{\Delta k}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta\phi_{4.9}(\Delta\phi_{\text{inj.}}) \\ 0 \\ \Delta\phi_{2.45}(\Delta\phi_{\text{inj.}}) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta\phi_{\text{inj.}} \\ 0 \\ 0.5\Delta\phi_{\text{inj.}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

c) Relativphase (3. Dimension)

Wird während der Messung auch die relative Phase ρ zwischen dem 4.9 GHz- und dem 2.45 GHz-Linac variiert, erhält man zu jeder veränderten Relativphase $\Delta\rho = 2\Delta\phi_{2.45}$ jeweils eine neue, veränderte Akzeptanzfläche als Schnitt durch das dreidimensionale Akzeptanzvolumen:

$$\vec{\Delta k}_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Delta\phi_{2.45}(\Delta\rho) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0.5\Delta\rho \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Messvorgang

Der Vorgang während der Messung ist damit recht einfach. Zunächst wird mit der Phase der Matchingsektion die Einschussenergie variiert ($\vec{\Delta k}_1$). Zu dieser Energie werden dann die verschiedenen Einschussphasen eingestellt ($\vec{\Delta k}_2$). Dadurch entsteht zeilenweise die bekannte Akzeptanzfläche als zweidimensionales Phasenraumtomogramm.

Eine ganze Serie von Phasenraumtomogrammen wird gemessen, wenn zusätzlich auch die Relativphase ρ zwischen beiden Linacs variiert wird ($\vec{\Delta k}_3$). Dieser Schritt erfordert nach Gleichung 4.18 am wenigsten Aufwand und kann leicht durchgeführt werden.

Die genaue Lage und Gestalt des Akzeptanzbereichs soll durch die Messung ermittelt werden, daher muss ein (wesentlich) größerer Bereich von Konfigurationen erfasst werden.

Die in Abbildung 4.5 dargestellten Akzeptanzen wurden bereits vor der Konstruktion des HDSM mit dem Programm SYTRACE simuliert [26]. Hier wird klar, dass eine Auflösung (oder Schrittweite) von $\Delta\phi \sim 1^\circ$ bzw. $\Delta E \sim 0.03$ MeV angestrebt werden sollte. Daher ist für ein Phasenraumtomogramm eine Auflösung von etwa $30(\Delta E_{\text{inj.}}) \times 30(\Delta\phi_{\text{inj.}})$ Punkten angemessen, will man nicht auf zu viele Details verzichten.

Mit der optimierten Phasenschiebersteuerung (Abschnitt 2.4.2) ist es nun möglich, einen Punkt im Phasenraumtomogramm in $\ll 1$ s zu „belichten“. Es bleibt sogar Zeit, regelmäßig kurze Pausen für die Erfassung der Ionisationssonden einzuplanen⁸. Ein Beispiel dazu ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

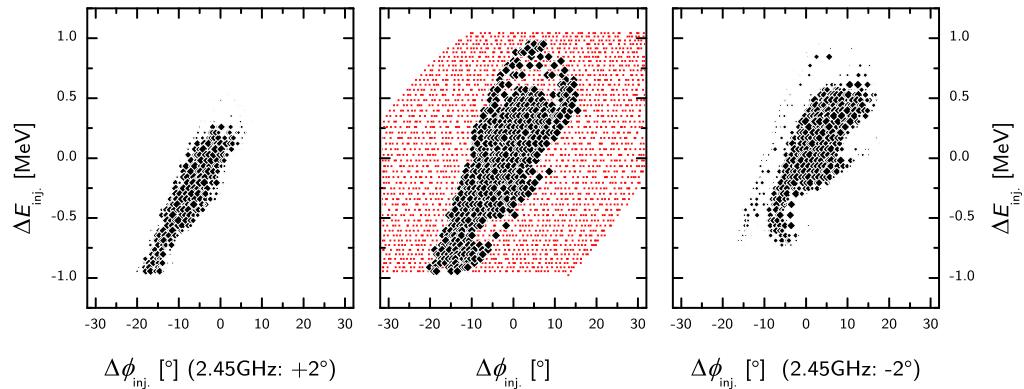


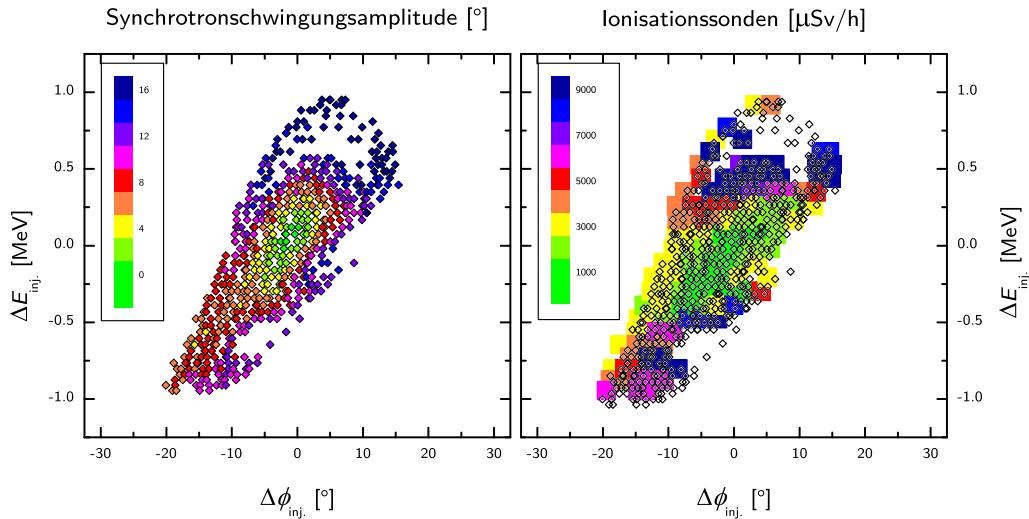
Abbildung 4.6:

Longitudinaler Phasenraum als Messung: Beide Linacs 950 EUT, von links nach recht $\Delta\rho = +4^\circ, 0^\circ, -4^\circ$. Die Größe der Symbole stellt die Intensität des extrahierten Strahls dar; rot unterlegt ist im mittleren Bild der untersuchte Bereich.

Besonders in der rechten Darstellung ist zu erkennen, wie feine „Äste“ aus der Akzeptanzgestalt weit aus dem Kernbereich herausragen können, die mit zu geringer Messauflösung nicht erfasst würden.

Eine zweidimensionale Messung benötigt somit selbst bei einer höheren Auflösung von $51(\Delta E_{\text{inj.}}) \times 51(\Delta\phi_{\text{inj.}})$ Punkten (siehe Abbildung 4.6) etwa zwanzig Minuten, eine dreidimensionale Messung über $21(\Delta E_{\text{inj.}}) \times 51(\Delta\phi_{\text{inj.}}) \times 7(\Delta\rho)$ Konfigurationen, wie sie später untersucht werden, benötigt etwa 30-40 Minuten. Daher wurden von Anfang an sämtliche Rohdaten in standardisierter Form auf Festplatte gespeichert, um die Messung später bei Bedarf offline mit verbesserten Analysemethoden oder neuen Fragestellungen wiederholen zu können, ohne auf die Verfügbarkeit des Beschleunigers angewiesen zu sein. So konnte z.B. das Verhalten der Synchrotronenschwingungen unter definierten Konfigurationsänderungen untersucht werden (Abschnitt 4.5).

⁸Die Ionisationssonden haben eine Zeitkonstante im Sekundenbereich, d.h. nach etwa 2-5 Sekunden liegt ein stabiler Messwert vor.


Abbildung 4.7:

Longitudinaler Phasenraum zum Optimieren: Die Darstellung links zeigt die grobe Untersuchung der Phasenmessdaten auf die Synchrotron Schwingungsamplitude. Der grün gefärbte Bereich im Zentrum weist die kleinsten Schwingungsamplituden auf. Die rechte Seite zeigt die Strahlverluste, die von den Ionisationssonden detektiert werden. Grün entspricht niedrigen Verlusten.

Darstellung der gewonnenen Daten

Eine dreidimensionale Darstellung solcher Akzeptanzmessungen mit optimiertem Modell und komplett analysierter Synchrotron Schwingung (Abschnitt 4.5) ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Dabei entsteht zu jeder veränderten Relativphase $\Delta\rho$ jeweils ein zweidimensionaler Schnitt durch das Akzeptanzvolumen. Die so wieder für Darstellungszwecke verfügbare dritte Dimension wird hier für die Darstellung der Anzahl erreichter Umläufe verwendet, um auf diese Weise Effekte darstellen zu können, die von der Umlaufnummer abhängen – in diesem Fall liefert der longitudinale Arbeitspunkt q_i die Farbe der Umläufe i .

4.3.3 Optimierung der Simulationsparameter (Fit)

Wie bereits in Abschnitt 4.2.3 muss auch hier das Modell ausgehend von einer Konfiguration \vec{k}_0 durch Variation der Simulationsparameter ($\delta\vec{k}$) die Konfiguration $\vec{k}' = \vec{k}_0 + \delta\vec{k}$ ermitteln, mit der alle gemessenen Phasen optimal reproduziert werden können.

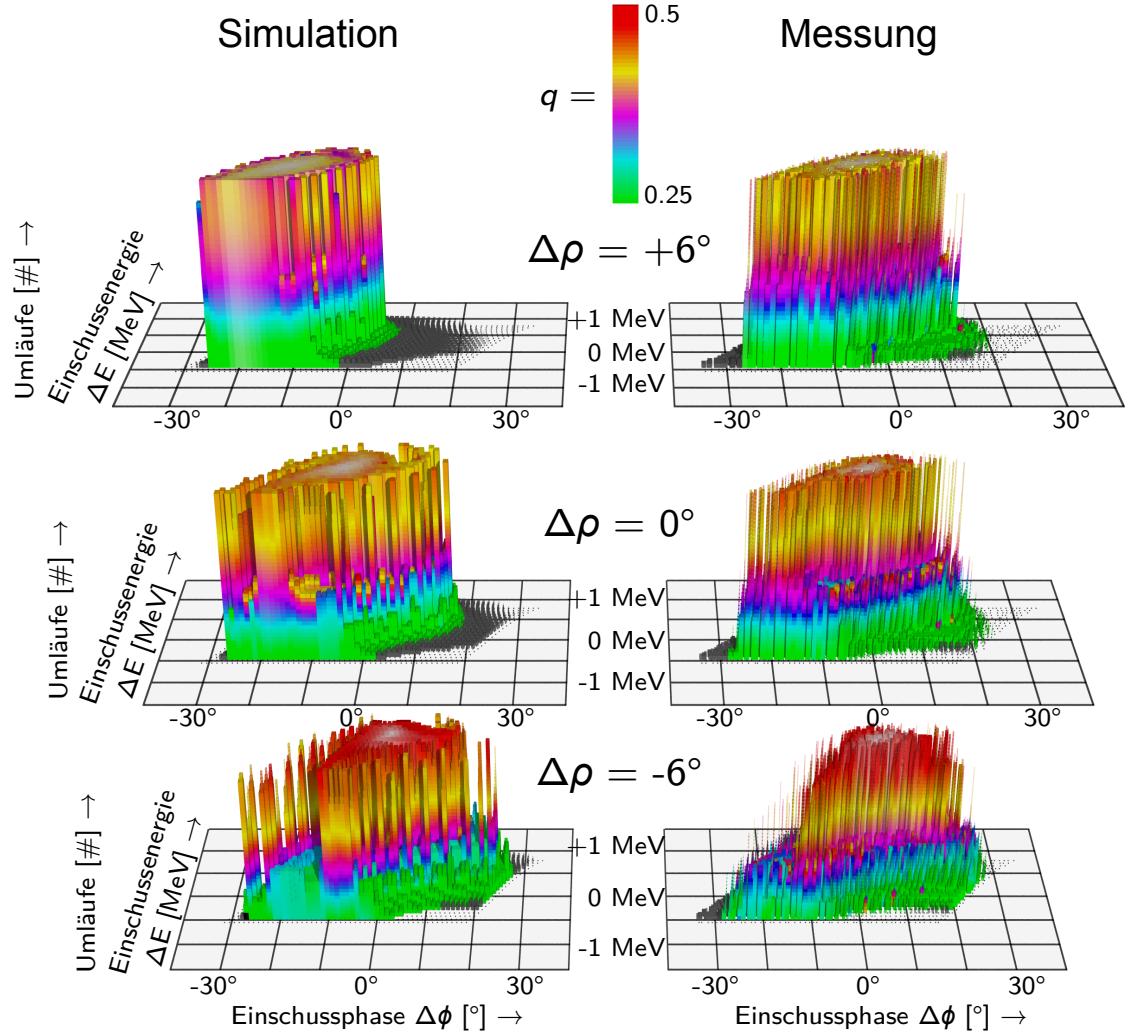


Abbildung 4.8:

Gemessene und simulierte Akzeptanz als 3D-Darstellung: Grundlage sind hier drei Schnitte durch eine Akzeptanzmessung für unterschiedliche Relativphasen $\Delta\rho$ von -6° , 0° und $+6^\circ$ (wie z.B. in Abbildung 4.6 dargestellt). Die Anzahl erreichter Umläufe ist in die Vertikale aufgetragen, um so den Verlauf des long. Arbeitspunkts (Erläuterung in Abschnitt 4.5) farblich darstellen zu können. Die mittlere Phasenabweichung $\langle |\varphi_i - \phi_i| \rangle$ zwischen Messung und Modell beträgt etwa 2° . Die mittlere SynchrotronSchwingungsamplitude $\langle A_S \rangle$ beträgt etwa 5.9° .

Erweiterung des Modells

Nachdem nun ein kompletter Satz systematisch variierte Messkonfigurationen zu einer gegebenen Amplitudeneinstellung (bzw. Startkonfiguration \vec{k}_0) vorliegt, muss das Modell erweitert werden, so dass es die während der Messung variierten $\Delta\vec{k}_j$ nachbilden kann. Dazu werden die in Abschnitt 4.2.2 erwähnten Referenzbahnlängen benötigt, die immer mithilfe der Startkonfiguration $\vec{k}_0 + \delta\vec{k}$ berechnet werden. Die während der Messung eingestellten Variationen $\Delta\vec{k}_j$ werden nachgebildet, indem z.B. ein Strahl mit veränderter Energie im Modell eine andere Bahnlänge zurücklegt und daher zu einer anderen Phase den nächsten Linac erreicht.

Optimierungsprobleme

Dieser komplette Messwertdatensatz (alle $\vec{\varphi}_j$ der Konfigurationen j) wird nun durch das modifizierte Modell entsprechend nachgebildet und die Minimierungsvorschrift aus Gleichung 4.11 kann auf alle Messwerte simultan angewendet werden. Dann liefert das Modell die optimierte Startkonfiguration \vec{k}' , mit der alle gemessenen Phasen bestmöglich reproduziert werden können.

Wahl des Optimierungsalgorithmus

Wie bereits durch Gleichung 4.11 definiert, ist hier die Zielfunktion eine skalare Funktion, die ursprünglich aus der vektorwertigen Funktion $\vec{M}(\vec{k})$ stammt.

Der bisher eingesetzte Levenberg-Marquardt-Algorithmus (LM-Algorithmus, [62]) ist gut geeignet, eine optimierte Konfiguration aus einer Einzelmessung zu bestimmen. Allerdings ist er trotz einiger im Algorithmus implementierter Globalisierungsstrategien nicht mehr in der Lage, die vielen Beschleunigerkonfigurationen simultan zu optimieren, da das „Gebirge“ (Abbildung 4.3) zu viele Nebenminima aufweist (die allerdings dort wegen zu geringer Auflösung nicht sichtbar sind), in denen sich der Algorithmus trotzdem verfängt.

Die globale und nichtlineare Optimierung ist ein viel diskutiertes Problem der Mathematik. Verschiedene (oft evolutionäre) Algorithmen werden verwendet, um durch „gelenkten Zufall“ eine Lösung des globalen Problems zu approximieren [63].

Ein alternativer Ansatz besteht darin, jeweils individuell parametrisierte Modelle \vec{M}_j nach Gleichung 4.11 an eine einzelne Konfiguration $\vec{k}_j = \vec{k}_0 + \Delta\vec{k}_j$ anzupassen, so dass das Modell \vec{M}_j nur die zur Konfiguration \vec{k}_j gemessenen Phasen $\vec{\varphi}_j$ repräsentiert. Alle anderen Konfigurationen \vec{k}_i mit $i \neq j$ werden dabei nicht berücksichtigt, sondern jeweils separat auf die gleiche Weise behandelt, so dass anschließend viele Modell-Konfigurationen \vec{k}'_j vorliegen:

$$\vec{k}'_j = \vec{k}'_0 + \delta\vec{k}_j \quad (4.19)$$

Damit ist \vec{k}'_j immer die Startkonfiguration des Modells, mit der die Messdaten $\vec{\varphi}_j$ nach Anwenden der Variation $\Delta\vec{k}_j$ optimal berechnet werden können. Die so ermittelten Fitparameter aller Modelle M_j zu einer Akzeptanzmessung können dann z.B. in Form eines Histogramms dargestellt werden (siehe Abbildung 4.9). Anschließend kann die mittlere Konfiguration $\langle \vec{k} \rangle$ vom Modell zur simultanen Simulation des gesamten Phasenraumtomogramms verwendet werden. Dieses Vorgehen ist untersucht worden und liefert gleichzeitig in Form der Histogrammbreite eine Fehlerabschätzung für den Fit des globalen Problems.

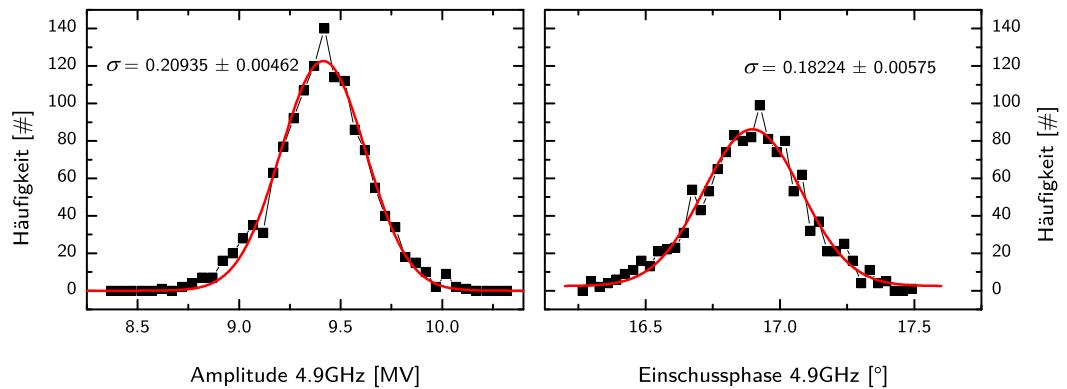


Abbildung 4.9:

Einzelfitergebnisse für den 4.9 GHz-Linac: Stellvertretend sind die ermittelten Amplituden und Einschussphasen des 4.9 GHz-Linacs als Histogramm mit gefitteter Gaußkurve dargestellt. Dabei wurden 1323 verschiedene Phasenschieberkonfigurationen berücksichtigt. Die Breite des Phasenhistogramms liegt dabei in der gleichen Größenordnung wie bei der wiederholten Phasenmessung bei fester Beschleunigerkonfiguration in Abbildung 2.19.

Lösung des globalen Problems

Dennoch ist eine globale Lösung des Problems wünschenswert, weil dann durch das Modell von Anfang an auch die Gestalt des gemessenen Phasenraumtomogramms berücksichtigt wird.

Eine mögliche geeignete Strategie neben vielen anderen ist die „Particle Swarm Optimization“ (PSO) [64]. Hier wird das Gebiet der zur Optimierung erlaubten Ausgangskonfigurationen mit einer Anzahl von Teilchen p an den zufällig gewählten Koordinaten \vec{k}_p bevölkert, denen jeweils ausgehend von Gleichung 4.11 die „Fitness“ f_p zugeordnet wird:

$$f_p = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n \left| \vec{\varphi}_i - \vec{M}_i(\vec{k}_p) \right| \longrightarrow \min \quad (4.20)$$

Jedes dieser Teilchen speichert die Parameter-Koordinaten seiner besten Fitness im Vektor \vec{p}_p ; der Schwarm speichert den global besten Fitness-Vektors \vec{g} . In einem Iterationsschritt werden die Teilchenkoordinaten jeder Dimension d unabhängig von einander betrachtet; die neue Geschwindigkeitskomponente $\vec{v}_{p,d}$ wird aus der aktuellen Geschwindigkeit, der teilcheneigenen Fitness sowie aus der globalen Fitness berechnet:

$$\vec{v}_{p,d} \leftarrow \omega \vec{v}_{p,d} + \varphi_p r_p (\vec{p}_{p,d} - \vec{k}_{p,d}) + \varphi_g r_g (\vec{g}_d - \vec{k}_{p,d}) \quad (4.21)$$

Dabei sind die Parameter ω , φ_p und φ_g globale Parameter, die das Schwarmverhalten (und damit die Konvergenz des Problems) beeinflussen und $r_p, r_g \sim U(0, 1)$ sind gleichverteilte Zufallszahlen. Anschließend werden die Koordinaten des Teilchens aktualisiert:

$$\vec{k}_p \leftarrow \vec{k}_p + \vec{v}_p \quad (4.22)$$

Würde ein Teilchen dadurch den frei vorgegebenen Erwartungsbereich einer Koordinate verlassen, wird es an der Ebene, die durch die obere/untere Grenze festgelegt wird, in dieser Implementierung einfach reflektiert.

Jetzt wird an dieser neuen Stelle des Konfigurationsraums wieder die Fitness des Teilchens nach Gleichung 4.20 bestimmt und geprüft, ob der Bestwert des Teilchens übertroffen wurde (\vec{k}_p muss aktualisiert werden) oder gar der Bestwert des Schwarms (\vec{k}_g analog) erreicht wurde. Nach einer vorgegebenen Anzahl Iterationen oder beim Erreichen einer festgelegten Schwelle für die Fitness wird der Algorithmus beendet.

Selektion der Messdaten zur Anpassung des Modells

Unabhängig von der Wahl der Optimierungsstrategie gilt: Grundsätzlich führen schlecht initialisierte Modellparameter zu großen Abweichungen zwischen Modell und Messung.

Um aber ein Minimierungsproblem sinnvoll zu lösen, muss das Minimum auch berechnet werden können. Anders formuliert muss für jedes \vec{k}_i die Funktion \vec{M} eine sinnvolle Lösung ergeben, denn mit Gleichung 4.20 müssen die Differenzen zwischen allen gemessenen und modellierten Phasenverläufen minimiert werden.

Das wird problematisch, wenn zur Optimierung alle gemessenen Konfigurationen \vec{k}_j zugelassen werden und während der Messung nicht immer alle Umläufe erreicht werden. Dann können die Messergebnisse dieser Konfiguration nur sinnvoll mit dem Modell verglichen werden, wenn nur die während der Messung erreichte Anzahl von Umläufen berücksichtigt wird. Das lässt sich einfach implementieren, da sich während dem Fitten die verwendeten Messergebnisse nicht verändern.

Dem umgekehrten Fall muss vorgebeugt werden: Durch den Fit werden die einzelnen Konfigurationskoordinaten \vec{k}_d variiert. Dadurch ändert sich auch die Gestalt des zu der Ausgangskonfiguration \vec{k} gehörenden simulierten Phasenraumtomogramms. Das bedeutet, dass einer Messkonfiguration, zu der alle Umläufe erreicht wurden, nun evtl. eine Modellkonfiguration gegenübersteht, bei der nicht alle Umläufe erreicht werden, so

dass die Phasendifferenzen $|\varphi_i - \vec{M}_i(\vec{k})|$ ab einem Umlauf i_{\max} nicht definiert sind. Eine Minimierung nach Gleichung 4.20 ist auf diese Weise nicht mehr sinnvoll.

Dieses Problem kann kontrolliert werden, indem man solche nicht definierten Phasendifferenzen durch eine künstliche und sehr große Phasendifferenz ersetzt. In der aktuellen Implementation wurde eine Differenz von 180° gewählt, um deutlich aus dem Intervall physikalisch sinnvoller Differenzen von $\pm 45^\circ$ herauszuragen.

Schwierigkeiten durch Filamentierung des Phasenraums

Die Phasenraumtomogramme können unter Umständen durch den Beschleunigungsvorgang im HDSM recht filamentiert werden (z.B. Abbildung 4.6 oder 4.10). Für das Modell ist es mitunter schwierig, diese feinen Strukturen exakt nachzubilden – besonders zu Beginn eines Fits. Dadurch kann es vorkommen, dass ein ansonsten gutes Fitergebnis eventuell nicht berücksichtigt wird, nur weil durch Abweichungen dieser Ausläufer der Fitfehler zu groß ist.

Daher werden zunächst aus den gemessenen Daten nur diejenigen Datensätze zur Optimierung des Modells verwendet, bei denen in einem gewissen „Sicherheitsabstand“ auch alle in der Akzeptanz benachbart liegenden Datensätze die Ausschussenergie erreicht haben (Abbildung 4.10). Dadurch wird eine bessere Übereinstimmung zwischen Messung und Modell erreicht.

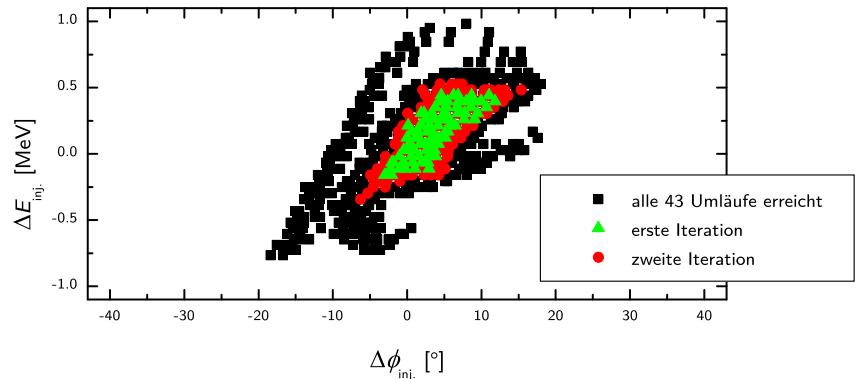


Abbildung 4.10:

Auswahl der Messkonfigurationen während der Fit-Iterationen: Zunächst wird ein kleiner Bereich der Messdaten ausgewählt (grün), dann der größere (rot) und zum Schluss werden alle (schwarz) Messkonfigurationen zum Fitten der Modellparameter verwendet.

In einer ersten Fit-Iteration mit nur wenigen zehn Datensätzen werden die initialen Fitparameter optimiert, um eine grobe Übereinstimmung zwischen gemessenem und modelliertem Phasenraumtomogramm zu erreichen. In weiteren Iterationen werden immer mehr Messkonfigurationen zur Optimierung dazugenommen, um am Ende Fitparameter

zu erhalten, die einen großen Teil der gemessenen Konfigurationen gleichermaßen gut beschreiben.

4.4 Resultate des Modells

Die Übereinstimmung zwischen den Gestalten der simulierten und den gemessenen Akzeptanzen ist gut, was das Beispiel in Abbildung 4.8 zeigt. Messungen bei unterschiedlichen Amplitudenkonfigurationen ergeben schließlich eine weitere Eichung der Kontrollsystenvorgaben in physikalischen Einheiten (Abbildung 4.11).

Der mittlere Fehler $\langle \Delta\phi \rangle$ zwischen gemessenen Phasen φ_i und simulierten Phasen ϕ_i beträgt zwischen 2° und 3° (siehe Abbildung 4.12), obwohl mit höherer Umlaufzahl durch eine geringfügig abweichende Synchrotronfrequenz (Abschnitt 4.5) die Differenz der Synchrotronphasen $\Psi_{\text{Messung}}(i) - \Psi_{\text{Modell}}(i)$ zunimmt und dadurch auch die Abweichungen $\Delta\phi_i$ zwischen Messung und Modell wachsen. Dies ist für eine Einzelmessung bereits in Abbildung 4.2 (rechts) dargestellt.

Die im Routinebetrieb eingestellten und bewährten Sollwerte der Amplituden sind 940 EUT für den 4.9 GHz- bzw. 950 EUT für den 2.45 GHz-Linac. Das entspricht aus den Anpassungen des Modells einer Spannung $U_{4.9} \simeq 9.1(3)$ MV bzw. $U_{2.45} \simeq 9.0(3)$ MV. Damit liegen die ursprünglich geplanten Spannungen $U_{4.9} \simeq 9.24$ MV bzw. $U_{2.45} \simeq 9.0$ MV innerhalb der Fehlertoleranzen des Fits. Auch die gemessenen Einschussphasen $\varphi_{4.9} = 9.7^\circ$ bzw. $\varphi_{2.45} = -33.2^\circ$ stimmen gut mit den vorgesehenen Werten von 10° bzw. -35° überein. Das unterstreicht einmal mehr die sorgfältige Planung und Konstruktion des HDSM.

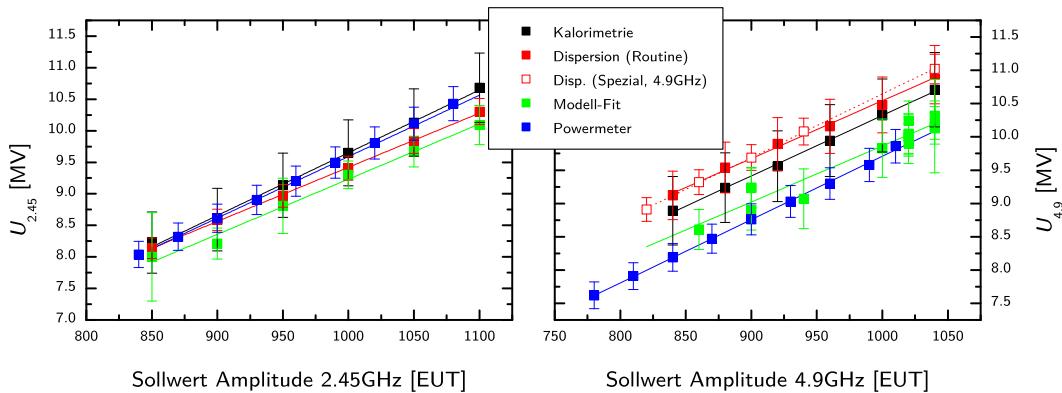


Abbildung 4.11:

Vergleich der Methoden zur Messung der Linacamplituden: Zu den in Abbildung 3.18 dargestellten Linacamplituden sind hier zusätzlich die Amplituden aus den Modellrechnungen dargestellt.

Diskrepanzen der Methoden zur Bestimmung der HF-Amplituden

Wie in Abbildung 4.11 erkennbar, ergeben die verglichenen Methoden ein recht unterschiedliches Bild der HF-Amplituden des 4.9 GHz-Linacs. Dennoch ermittelt der Fit des Modells an die gemessenen Akzeptanzen ein konsistentes Bild, so dass durch die große Anzahl von Messungen die ermittelten Amplituden eine vergleichsweise große Signifikanz haben. Wird umgekehrt das Modell mit den HF-Amplituden der anderen Methoden initialisiert, kann die Messung nicht durch das Modell reproduziert werden.

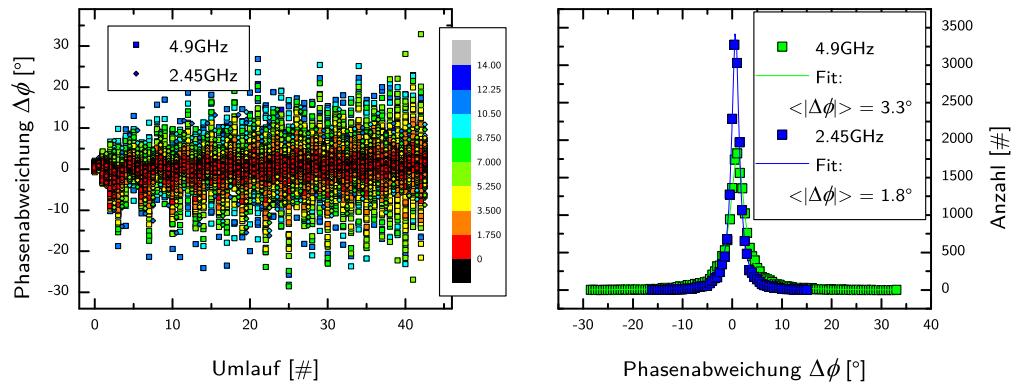


Abbildung 4.12:

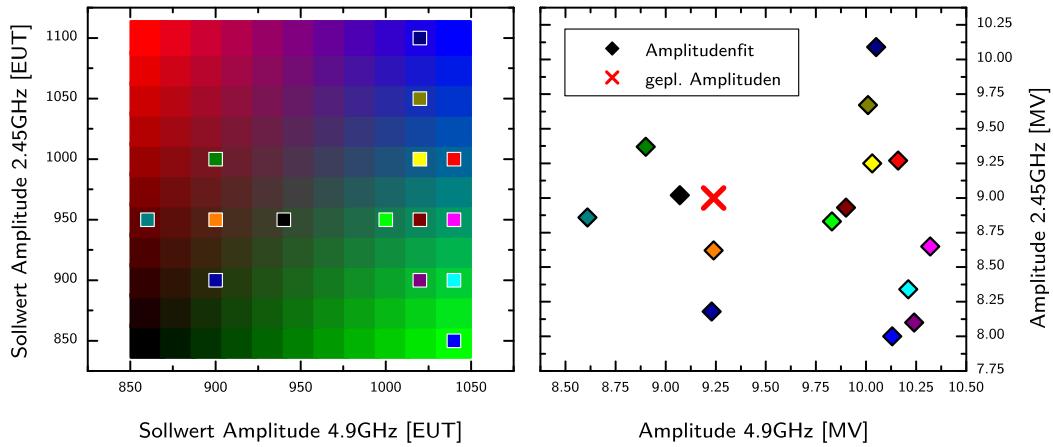
Abweichung $\Delta\phi = \varphi_i - \phi_i$ zwischen gemessenen Phasen φ_i und Modell ϕ_i : Die Abweichungen zwischen Modell und Messungen wachsen mit größerer Synchrotronschwingungsamplitude (von rot nach grün/blau) und mit zunehmender Umlaufzahl. Das bedeutet, dass das Modell den gemessenen Phasenverlauf i.W. gut beschreibt, aber Unterschiede der Synchrotronphasen (Abschnitt 4.5) dazu führen, dass die Abweichungen zwischen Modell und Messung abhängig von der Synchrotronphase oszillieren. Rund 18000 einzelne Phasenabweichungen aus einer Messung des lang. Phasenraums sind hier aufgetragen. Rechts sind diese Abweichungen histogrammiert und durch eine Lorentzfunktion angepasst. Der mittlere Fehler $\langle|\varphi_i - \phi_i|\rangle$ beträgt demnach zwischen 2° und 3° .

Weitere Untersuchungen mit dem Modell

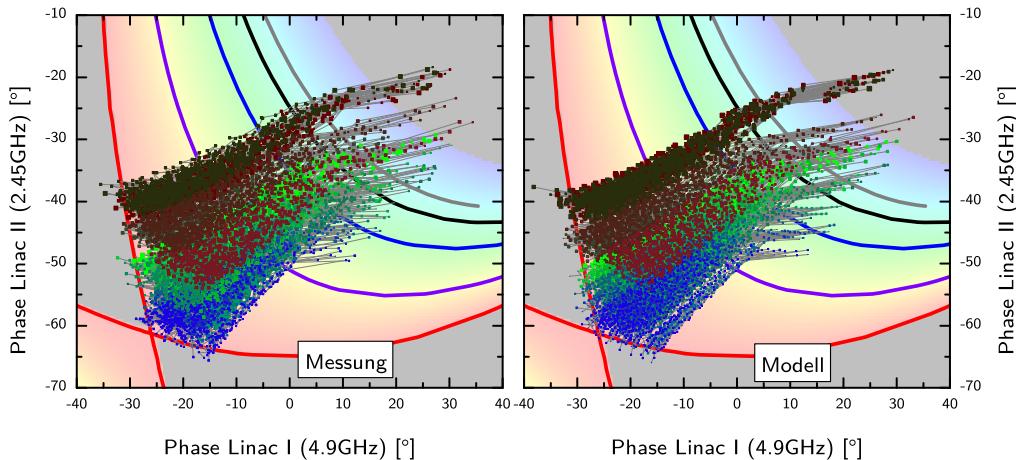
In den nächsten Abschnitten wird ein Überblick über verschiedene Schlussfolgerungen gegeben, die man durch die globale und damit zuverlässige Anpassung des Modells an die Maschine wagen kann.

4.4.1 Simulation der Ausschussergie

Bislang ist keine Messung der Absolutenergie für das HDSM verfügbar. Daher beruhen bisher alle Energieangaben auf Modellrechnungen.


Abbildung 4.13:

Amplitudenkonfigurationen bei Akzeptanzmessungen: Die linke Darstellung zeigt die untersuchten Amplitudenkonfigurationen, bei denen die „Standardakzeptanzmessung“ durchgeführt wurden. Die Hintergrundfarbe wird in Abbildung 4.16 und 4.14 verwendet, um die verschiedenen Konfigurationen zu unterscheiden. Rechts sind die aus den Fitroutinen ermittelten HF-Amplituden zusätzlich zu den Kontrollsysteem-Sollwerten gegeneinander aufgetragen. Vergleicht man die relative Anordnung der Punkte rechts und links ist zu erkennen, dass in den meisten Fällen die Amplituden (-verhältnisse) durch die Fitroutine gut reproduziert werden. Als Kreuz ist die Soll-Amplitudenkonfiguration aus der geplanten Auslegung des HDSM markiert [26].


Abbildung 4.14:

Phasenverläufe zu verschiedenen Amplituden im Stabilitätsdiagramm: Beide Darstellungen zeigen die Phasenverläufe aus den Akzeptanzmessungen. Zu jeder Amplitudenkombination werden nur jeweils 20 Messungen mit der kleinsten Synchrotronamplitude berücksichtigt. Die Farbe der Messpunkte entspricht der Amplitudenkonfiguration in Abbildung 4.13; die Größe veranschaulicht auch hier die Synchrotronamplitude. Die Beschleunigung erfolgt von „rechts oben“ nach „links unten“. Der Einschuss im 4.9 GHz-Linac erfolgt auf der defokussierenden Flanke der HF, um das Matching zw. RTM3 und HDSM abzuschließen. Daher liegen diese Punkte im instabilen Bereich.

Wie auch die Energiemessung im RTM3 beruht das Modell auf der guten Kenntnis der Magnetfelder. Im Unterschied zu einem RTM ist allerdings die Anzahl der Konfigurationsmöglichkeiten des HDSM deutlich größer. Daher ist es interessant zu untersuchen, wie sich die Ausschussenergie abhängig von verschiedenen Phasen und Amplituden entwickelt.

Nachdem in den vorhergehenden Abschnitten sichergestellt wurde, dass Modell und Realität sehr gut übereinstimmen, wird die jeweils erreichte Ausschussenergie histogrammiert. Dabei zeigt sich, dass die Ausschussenergie jeweils bei festen HF-Amplituden eine Halbwertsbreite von etwa 1 MeV aufweist. Werden jedoch nur die Konfigurationen untersucht, deren Synchrotronamplitude $A < 2^\circ$ (Abschnitt 4.5) ist, reduziert sich die Breite des Histogramms in den meisten Fällen auf deutlich unter 0.5 MeV (siehe Abbildung 4.15 links).

Offensichtlich war es eine strategisch günstige Entscheidung für den stabilen Experimentierbetrieb, die HF-Amplituden der Linacs immer bei derselben Einstellung zu betreiben und die Optimierung des HDSM ausschließlich durch Anpassen der Linacphasen vorzunehmen, da die Ausschussenergie anscheinend durch die Linacamplituden stärker beeinflusst wird, was in Abbildung 4.16 zu erkennen ist.

4.4.2 Stabilität des Spinwinkels

Wichtig für Experimente mit polarisierten Elektronen ist die mittlere Orientierung des Elektronenspins, d.h. die Polarisation. In den meisten physikalischen Prozessen geht die Polarisation quadratisch ein. Fehleinstellungen führen z.B. zu transversalen Polarisationskomponenten, die unter Umständen erhebliche systematische Fehlerquellen darstellen [65]. Die Polarisation der Elektronenkanone liegt i.d.R. zwischen 80% und 90%, aber zwischen Kanone und Experiment legt der Elektronenstrahl eine Strecke von etwa 7 km zurück, wobei der Spin in den Magnetfeldern präzidiert [66].

Die Präzession lässt sich mit dem relativistischen Lorentzfaktor γ in einem Magnetfeld B_\perp (senkrecht zur Flugbahn) ausrechnen [67, 68]:

$$\omega_S = \frac{e}{mc\gamma} B_\perp (1 + a\gamma) = \omega_Z (1 + a\gamma) \quad (4.23)$$

Dabei ist ω_Z die Zyklotronfrequenz des Elektrons und $a = (g - 2)/2 \sim 1/800$ ist durch das magnetische Moment des Elektrons festgelegt [69]. Diese sog. Thomas-Präzession lässt sich in das oben beschriebene Modell integrieren, indem die Präzessionswinkel aller Ablenkungen addiert werden:

$$\Omega_S = \sum_{i=1}^{43} \omega_{S_i} = \sum_{i=1}^{43} 360^\circ (1 + a\gamma_i) \quad (4.24)$$

Damit kann die Änderung des Spinwinkels von Injektion zu Extraktion für alle modellierten Maschinenkonfigurationen berechnet und histogrammiert werden. Auch hier sind nur

die vom Operateur eingestellten Konfigurationen relevant und zeigen, dass der Spinwinkel sich bei einer gegebenen (und dann festen) Amplitudeneinstellung trotz verschiedenster Phaseneinstellungen $\phi(4.9)$ und $\phi(2.45)$ durch den Beschleunigungsprozess im HDSM normalerweise maximal 1° verändert (Abbildung 4.15, blau dargestelltes Histogramm rechts).

Das Resultat deckt sich mit den Erfahrungen der Experimentatoren, die bislang auch keine signifikanten systematischen/statistischen Variationen der Polarisation nach einer Optimierung beobachtet haben.

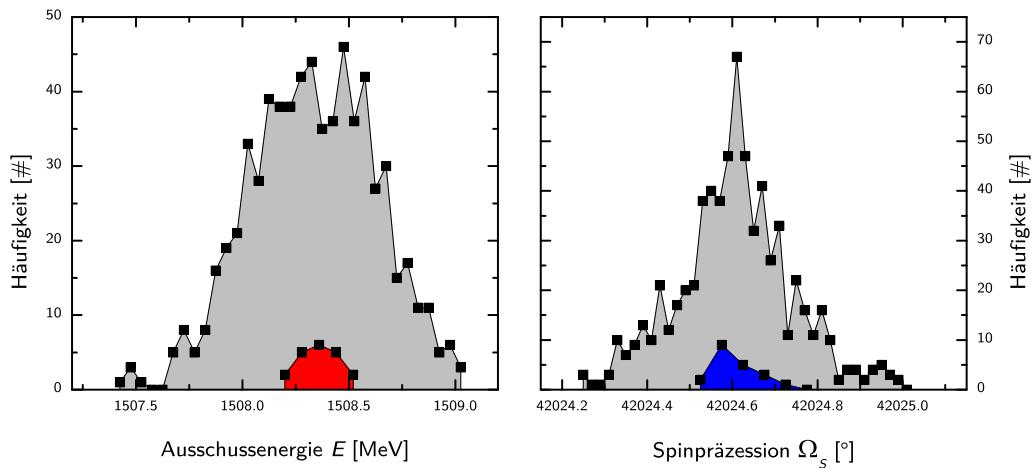


Abbildung 4.15:

Histogramme Ausschussenergie E und Spinpräzession Ω_S zu einer festen HF-Amplitudenkonfiguration (Simulation): In grau ist das Histogramm aller untersuchten Konfigurationen abgebildet, mit denen alle 43 Umläufe erreicht wurden; in Farbe sind jeweils nur Konfigurationen mit einer Synchrotronschwingungsamplitude $A_S \lesssim 2^\circ$ berücksichtigt, was einer optimierten Maschine entspricht, wie sie für den Experimentierbetrieb eingesetzt wird. Für diese Konfigurationen variiert die Ausschussenergie weniger als $\pm 0.3 \text{ MeV}$ bzw. $2 \cdot 10^{-4}$ bei festen HF-Amplituden (Aussagen über die Absolutenergie bedürfen weiterer Untersuchungen). Ebenso stabil zeigt sich der Präzessionswinkel Ω_S , der für dieselben Konfigurationen nur etwa 1° variiert.

4.5 Analyse der Synchrotronschwingungen

Die hier dargestellte Analyse der Synchrotronschwingung hat nicht direkt mit dem bisher vorgestellten Modell des HDSM zu tun. Allerdings sind z.B. die Optimierungsmöglichkeiten (Abschnitt 4.5.4) „offline“ mit Hilfe der gemessenen Akzeptanzen entwickelt worden, da durch diese Messungen eine Vielzahl von Datensätzen vorliegt, die mit den folgenden Methoden systematisch untersucht werden können.

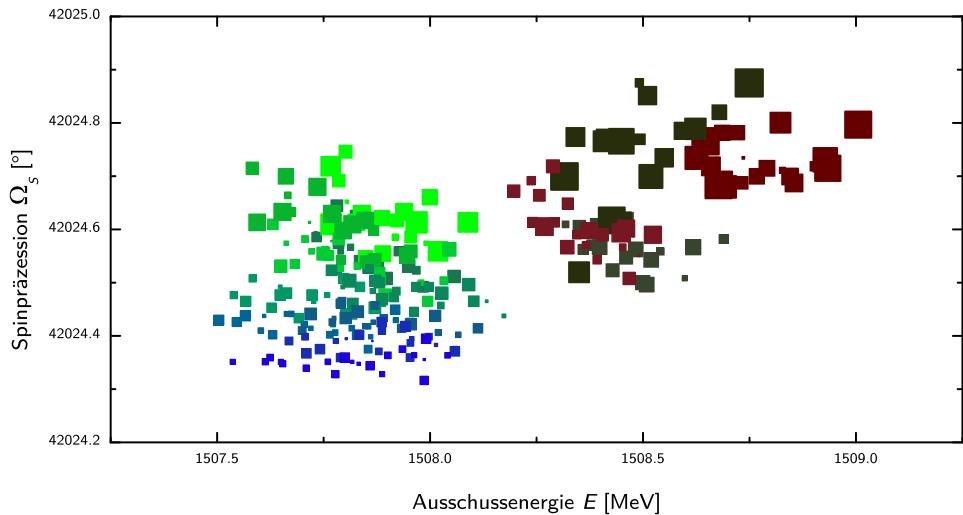


Abbildung 4.16:

Simulation der Spinpräzession Ω_s in Abhängigkeit von der Ausschussenergie E : Die Spinpräzession wird nur wenig durch den Beschleunigungsprozess beeinflusst, obwohl die Ausschussenergie um mehr als 1 MeV durch Wahl unterschiedlicher HF-Amplituden variiert werden kann. Die Farbe der Punkte gibt die HF-Amplitudenkonfiguration nach Abbildung 4.13 (links) wieder; die Größe repräsentiert die Amplitude der Synchrotronschwingung. Für alle gilt $A_s \lesssim 2^{\circ}$, was etwa der Obergrenze für eine optimierte Maschine entspricht, d.h. ein Operateur wird mit einer Optimierung auf den kleineren Punkten enden. Die Amplituden werden normalerweise nicht verändert, so dass durch eine Optimierung auch nur Punkte erreicht werden, die dieselbe Farbe der Ausgangssituation haben. Dadurch sind Spin und Energie im Verlauf einer Strahlzeit äußerst stabil.

4.5.1 Der Verlauf des Arbeitspunkts im HDSM

Der Beschleunigungsprozess im HDSM durchläuft im Arbeitspunkt-Diagramm eine Kurve, die eine Anzahl von resonanten Bereichen durchläuft (Abbildung 1.16). Entscheidend ist die $\frac{1}{2}$ -Resonanz im HDSM, die insbesondere in den letzten 5-10 Umläufen erreicht werden kann, aber vermieden werden sollte.

Resonanzen vergrößern eine vorhandene Ablage (z.B. $\delta\phi$ oder δE) fortwährend und können somit zu Strahlverlusten führen. Für einen stabilen Betrieb ist daher ein ausreichender Abstand von diesem Bereich entscheidend, da sonst bereits recht kleine Abweichungen von $\delta\phi \sim 1^{\circ}$ von der Sollkonfiguration zu Veränderungen des Phasenverlaufs ϕ_i und somit zu Strahlverlusten führen können.

Diese Situation ist mit den dem Operateur im Routinebetrieb zur Verfügung stehenden Optimierungsmethoden (visuelle Beurteilung der Phasensignale bzw. des Phasenverlaufs ϕ_i) nur schwer von einer optimalen Situation zu unterscheiden. Abhilfe bieten hier allerdings die Akzeptanzmessungen, da hier viele mögliche Phasen-Konfigurationen

zu einer Kombination von Linacamplituden untersucht werden. Treten störende oder gar kritische Resonanzphänomene mit Strahlverlusten auf, werden diese durch die Optimierungsfunktion der Akzeptanzmessung (siehe Abschnitt 4.3.1) vermieden.

Eine solche Akzeptanzmessung durchzuführen hat sich zwar für den Betrieb als praktikabel erwiesen, ist aber mit bis zu 45 Minuten Messzeit recht zeitaufwändig. Eine systematische Untersuchung der Synchrotronschwingungen verspricht tiefere Einsichten in die Thematik und trägt zum zuverlässigen Betrieb der Anlage bei.

Der longitudinale Phasenvorschub (Arbeitspunkt)

Wie bereits in Abschnitt 1.4.3 erläutert, ist die Synchrotronschwingung als eine sinusartige Modulation der Phasenablagen $\delta\phi_i$ um die Sollphase ϕ_{Soll} zu beobachten:

$$\delta\phi_i = A_S \sin(\Psi(i)) \quad (4.25)$$

Im Fall eines RTMs mit homogenen Ablenkagnetnen und daraus resultierender konstanter Sollphase ϕ_{Soll} ist der Phasenvorschub Ψ ebenfalls eine Konstante. Daher muss die Synchrotronphase $\Psi(i)$ mit jedem Umlauf um den Betrag Ψ größer werden, d.h. die Synchrotronphase $\Psi(i)$ ist das Integral über den Verlauf des Phasenvorschubs. Mit der Anfangsphase ψ_0 der Synchrotronschwingung gilt daher:

$$\Psi(i) = \Psi \cdot i + \psi_0 \quad (4.26)$$

Im HDSM ist wegen der sich verändernden Sollphasen $\phi_{4.9}, \phi_{2.45}$ der Phasenvorschub Ψ nach *keine* Konstante:

$$2 \cos(\Psi) = 2 + \frac{2\pi\Delta E_{2.45}}{\Delta E} \tan(\phi_{2.45}) - \Delta E_{4.9} \left(-\frac{2\pi}{\Delta E} - \frac{2\pi \left(1 + \frac{\pi\Delta E_{2.45}}{\Delta E} \tan(\phi_{2.45}) \right)}{\Delta E} \right) \tan(\phi_{4.9}) \quad (4.27)$$

Zur Berechnung der Ψ_i reicht es in den meisten Fällen, die Energiegewinne $\Delta E_{4.9}$ bzw. $\Delta E_{2.45}$ grob abzuschätzen. Dann wird die Synchrotronphase $\Psi(i)$ hier als Taylorpolynom mit den Koeffizienten ψ_k ausgedrückt:

$$\Psi(i) = \psi_0 + \psi_1 \cdot i + \psi_2 \cdot i^2 + \dots \quad (4.28)$$

Dabei ist ψ_0 die Startphase der Synchrotronschwingung, die nur von der Einschussenergie und -phase beeinflusst wird. Allerdings kann ψ_0 als Integrationskonstante nicht mit den vorangegangenen Methoden festgelegt werden, sondern muss separat ermittelt werden. Damit entsteht eine Frequenzmodulation der Synchrotronschwingung:

$$\begin{aligned} \delta\varphi(i) &= A_S \cdot \sin(\Psi(i)) \\ &= A_S \cdot \sin(\psi_0 + \psi_1 \cdot i + \psi_2 \cdot i^2 + \dots) \end{aligned} \quad (4.29)$$

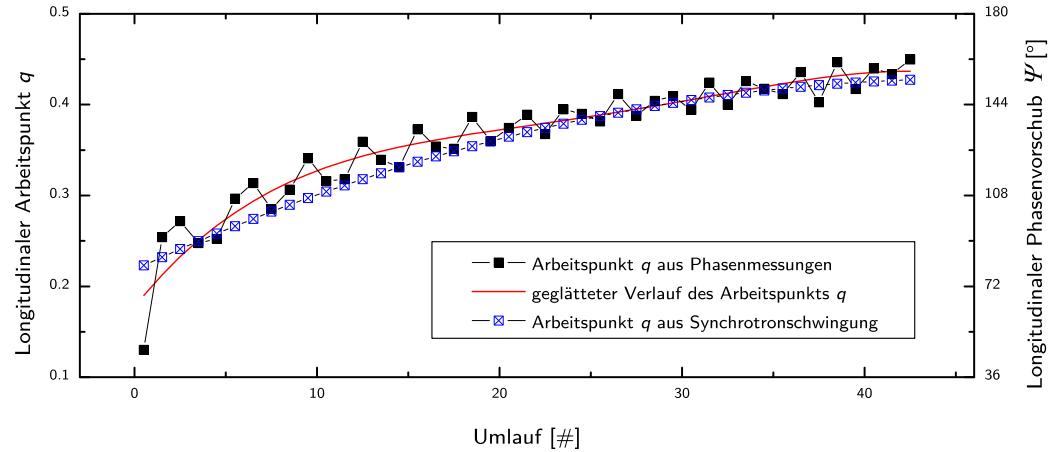


Abbildung 4.17:

Analyse des longitudinalen Arbeitspunkts des HDSM bei 1.6 GeV: Die schwarzen Punkte repräsentieren den Verlauf des Arbeitspunkts nach Gleichung 4.27. Die rote Kurve stellt den geglätteten Verlauf dar, um ihn für Gleichung 4.28 zu verwenden und die blaue Kurve stellt den Verlauf des Arbeitspunkts dar, wie er sich nach der kompletten Analyse der Synchrotronenschwingung ergibt.

Dieser Ansatz setzt bereits die sehr genaue Phasenmessung (sowohl relativ als auch absolut) der vorangegangenen Abschnitte voraus: Ein Messfehler von einigen Grad kann dazu führen, dass der Phasenvorschub Ψ nach Gleichung 4.27 erkennbar vom tatsächlichen Phasenvorschub abweicht oder sogar nicht definiert ist.

Der Arbeitspunkt („tune“) q_i des i -ten Umlaufs ist als Anzahl der Synchrotronenschwingungen pro Umlauf eine praktische Notation des longitudinalen Phasenvorschubs Ψ_i und ist über Gleichung 4.30 mit diesem verknüpft:

$$q_i = \frac{\Psi_i}{2\pi} \quad (4.30)$$

In Abbildung 4.17 ist der Verlauf des Arbeitspunkts als Funktion der Umlaufnummer dargestellt.

Die Gesamtzahl der Synchrotronenschwingungen sei im Folgenden Q bezeichnet und kann aus den Arbeitspunkten q_i der einzelnen Umläufe berechnet werden:

$$Q = \sum_{i=1}^n q_i \quad (4.31)$$

Aus dem Phasenvorschub Ψ können bereits begrenzte Informationen über den Maschinenzustand gewonnen werden. So kann z.B. beurteilt werden, ob die letzten Umläufe noch einen ausreichenden Abstand zum instabilen halbzahligen q -Wert haben oder nicht.

Allerdings enthält der genaue Verlauf der Synchrotronschwingung auch Informationen über Abweichungen von Einschussenergie und -phase, die mit den Akzeptanzmessungen allein nicht zugänglich sind.

Im Folgenden soll eine Methode entwickelt werden, mit der die Synchrotronschwingung $\delta\varphi(i)$ direkt aus den Phasenmessungen $\varphi(i)$ extrahiert werden soll. Daraus wiederum können auch die Phasenvorschübe Ψ ermittelt werden. Wenn beide Methoden ähnliche Werte für Ψ ergeben, so ist dies eine zusätzliche Qualitätskontrolle der Phasenmessungen (vgl. Abbildung 4.17, schwarze und blaue Kurven).

4.5.2 Bestimmung der Synchrotronschwingung aus dem Phasenverlauf

Die Phasensignale $\varphi(i)$ können verstanden werden als Summe aus einem „glatten“ Phasenverlauf $\hat{\varphi}(i)$, der im Wesentlichen durch den Feldgradienten der Ablenkmagnete und den Energien der einzelnen Passagen bestimmt wird, sowie der überlagerten Synchrotronschwingung $\delta\varphi(i)$ nach Gleichung 4.29:

$$\varphi(i) = \hat{\varphi}(i) + \delta\varphi(i) \quad (4.32)$$

Die Analyse der Phasenverläufe im HDSM ist nicht einfach: Ist keine Synchrotronschwingung zu sehen (d.h. $\delta\varphi(i) = 0$ für alle i), bleibt der typische Phasenverlauf des HDSM mit $\varphi(i) = \hat{\varphi}(i)$. Wird nun z.B. die Einschussenergie verändert, ist die Synchrotronschwingung als sichtbare Modulation diesem Phasenverlauf überlagert. Aber: Der neue „glatte“ Phasenverlauf $\hat{\varphi}(i)_{\text{neu}}$ aus den neuen gemessenen Phasen entspricht i.A. *nicht* mehr dem ursprünglichen Phasenverlauf $\hat{\varphi}(i)$, da durch Veränderung der Beschleunigerkonfiguration zwangsläufig auch der Verlauf der Phasenänderung beeinflusst wird.

Daher muss ein verbesserter Algorithmus zunächst die gemessenen Phasenverläufe $\varphi(i)$ mit überlagerter Synchrotronschwingungen glätten, um $\hat{\varphi}(i)$ zu bestimmen. Diese werden nach Gleichung 4.32 als Offsets von den Messdaten abgezogen, um die Synchrotronschwingung $\delta\varphi_i$ zu erhalten.

Methoden zur Separation von Phasenverlauf und Synchrotronschwingung

Der „glatte“ Phasenverlauf $\hat{\varphi}(i)$ hängt allerdings vom Feldgradienten der Ablenkmagnete und der einzelnen Strahlenergien ab, so dass daraus nur schwer eine einzige analytische Funktion abgeleitet werden kann, die den Phasenverlauf beschreibt.

Deshalb werden, abhängig von der Amplitude der Synchrotronschwingung, zwei verschiedene Methoden verwendet, die diese physikalischen Hintergründe nicht benötigen. Die Phasensignale beider Linacs werden dabei zunächst unabhängig voneinander behandelt (Abbildung 4.18).

- $A_S > 2^\circ$:

Für große Schwingungsamplituden wird ein Polynom vierten Grades zur Approximation verwendet, um die Krümmung des Phasenverlaufs ausreichend zu berücksichtigen. Polynome niedrigeren Grades reproduzieren den Verlauf nur ungenügend, Polynome mit höheren Potenzen neigen insbesondere an den Enden zu größeren Abweichungen.

- $A_S \leq 2^\circ$:

Bei kleiner Schwingungsamplitude ist das Polynom nicht präzise genug, um den „glatten“ Phasenverlauf $\hat{\varphi}(i)$ insbesondere für die ersten und letzten Umläufe zu reproduzieren. Hier werden die Phasenwerte durch einen „kernel smoother“⁹ gefiltert, d.h. die überlagerte Synchrotronsschwingung soll zunächst unterdrückt werden.

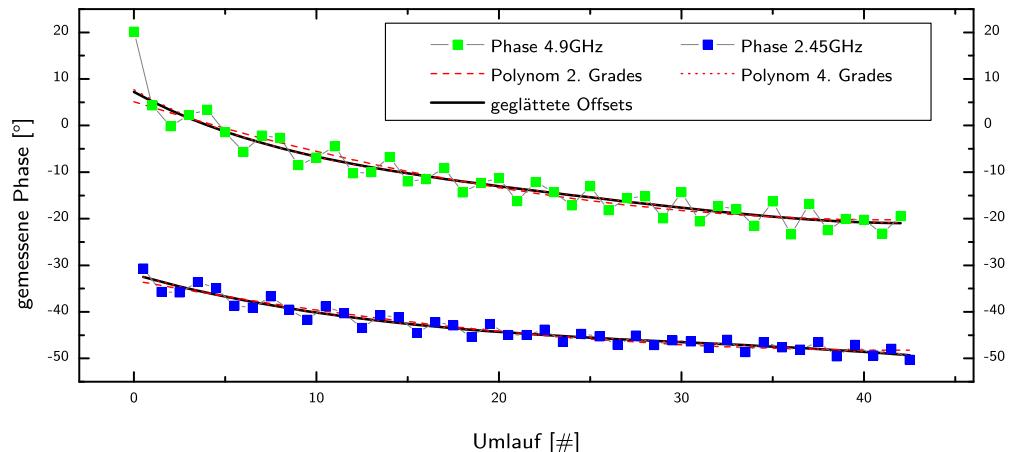


Abbildung 4.18:

Offset der Phasensignale: Dargestellt ist eine Phasenmessung im HDSM von beiden Linacs mit einer Synchrotronsschwingungsamplitude $A_S \approx 3^\circ$. Das Polynom zweiten Grades reproduziert den Phasenverlauf nur ungenügend, daher wird bei dieser Schwingungsamplitude das Polynom vierten Grades bevorzugt.

Die zweite Methode wird häufig verwendet, wenn statistisch fluktuiierende Daten durch eine glatte Funktion beschrieben werden sollen, denen keine fundamentale (physikalisch begründete) Parametrisierung zugrunde liegt. Man mag dagegen argumentieren, dass Synchrotronsschwingungen natürlich keine statistischen Schwankungen sind; aber die Systematik der Synchrotronsschwingung wird berücksichtigt, indem die Intervalle u der

⁹Eine Variante der lokalen Regression, wobei jeweils nur ein kleines Intervall u durch eine Funktion approximiert wird [70].

lokalen Regressionen so gewählt sind, dass die Schwingung bestmöglich unterdrückt werden kann.

Auch diese Methode hat ihre Schwächen an den Rändern des Intervalls (genauer in den Bereichen $i \in [1, u]$ und $i \in [n - u, n]$), wo eine Extrapolation des bereits geglätteten Phasenverlaufs durchgeführt wird.

Damit ist der gesuchte „glatte“ Phasenverlauf $\hat{\varphi}(i)$ aus den Messdaten $\varphi(i)$ erzeugt und die Analyse der Synchrotronschwingung $\delta\varphi(i)$ kann durchgeführt werden.

4.5.3 Auswertung der Synchrotronschwingung

Die Synchrotronschwingung liegt nun für beide Linacs unabhängig vor. Zur weiteren Verwendung wird aus den Daten beider Linacs eine gemeinsame Synchrotronschwingung generiert, wobei die Amplitude der 2.45 GHz-Signale verdoppelt wird, um die weiteren Betrachtungen bei der Fundamentalfrequenz von 4.9 GHz durchführen zu können.

Auch aus praktischer Sicht ist es sinnvoll, die Synchrotronschwingung beider Linacs als Einheit zu verstehen, da es sonst in der Nähe der $\frac{1}{2}$ -Resonanz analog zum Nyquist-Theorem¹⁰ dazu kommt, dass der Phasenverlauf des einen Linacs scheinbar ohne Phasenschwingung weitergeht, während gleichzeitig der des anderen Linacs eine starke Oszillation zeigen kann. Dieses Phänomen tritt nicht auf, wenn beide Linacs gemeinsam bearbeitet werden, da eine Synchrotronschwingungsperiode auf diese Weise durch vier statt nur zwei Phasenmesswerte beschrieben wird.

Globaler Fit der Synchrotronschwingung

An die jetzt herauspräparierten Phasenabweichungen soll Gleichung 4.29 angepasst werden, um die gesuchten Größen A_S und ψ_0 zu bestimmen. Allerdings ist diese frequenzmodulierte Sinuskurve insbesondere bei kleinen Amplituden nicht einfach an die Daten zu fitten. Daher müssen die einzelnen Fitparameter A_S , ψ_0 und ψ_i bereits gut initialisiert werden:

1. Die Amplitude A_S ist recht einfach aus den $\delta\phi(i)$ zu initialisieren, nachdem der „glatte“ Phasenverlauf $\hat{\varphi}(i)$ ermittelt wurde: $A_S \sim \max_{i=1,\dots,n} |\delta\phi(i)|$.
2. Die Startphase ψ_0 wird vorab festgelegt, indem Gleichung 4.29 nur für die ersten fünf Umläufe gefittet wird.
3. Die übrigen ψ_i werden, wie in Abschnitt 4.5.1 geschildert, aus den gemessenen Phasen in Verbindung mit der Spur der longitudinalen Transfermatrix bestimmt.

Allerdings ist auch hier (wie bereits beim Optimieren des Maschinenmodells) der LM-Algorithmus nicht gut geeignet, diese frequenzmodulierte Sinusfunktion zuverlässig an die Synchrotronschwingung $\delta\phi(i)$ anzupassen (Abbildung 4.19). Die Nebenminima

¹⁰Nyquist konnte zeigen, dass ein Analogsignal mit maximaler Frequenz f_{\max} mindestens mit einer Samplingfrequenz $2f_{\max}$ abgetastet werden muss, um es wieder rekonstruieren zu können [71, 72].

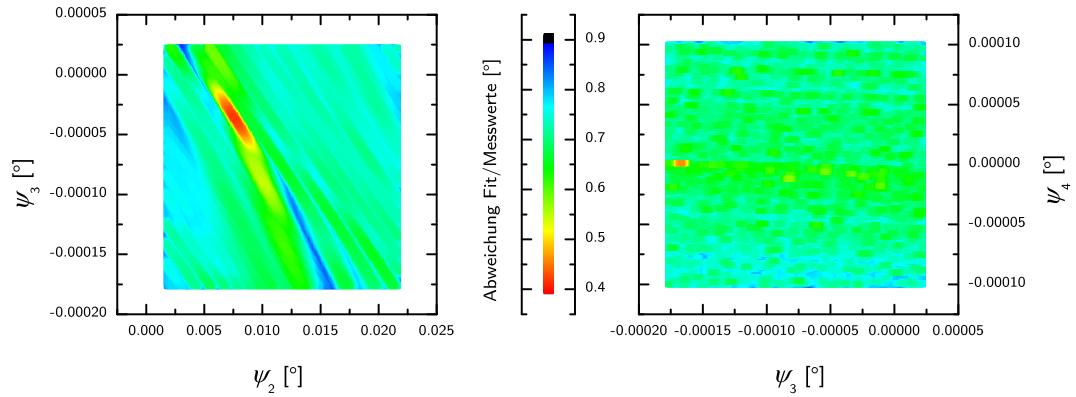


Abbildung 4.19:

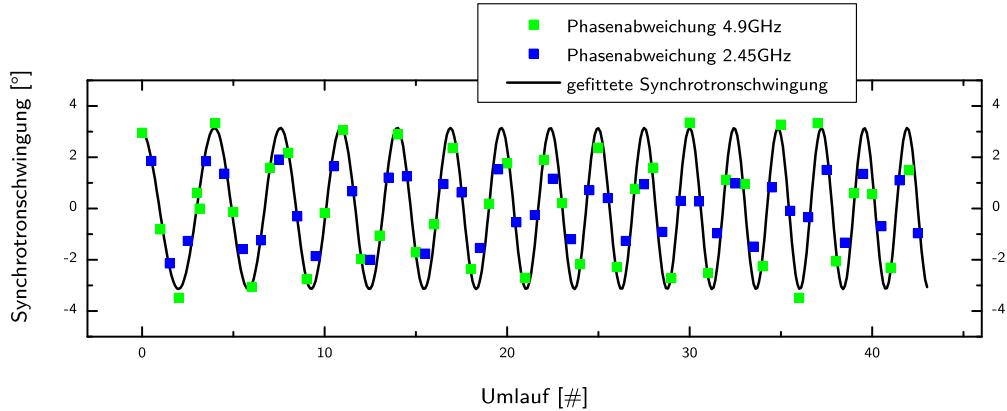
Fitparameter der Synchrotron schwingung: Die Amplitude der untersuchten Synchrotron schwingung beträgt 0.5° . Aufgetragen sind jeweils zwei Parameter ψ_i der Synchrotron schwingung nach Gleichung 4.29. Die Farbe repräsentiert die Abweichung zwischen gemessener und simulierter Schwingung. Der Fitalgorithmus soll jeweils die roten Punkte ermitteln, was insbesondere in der rechten Darstellung (ψ_3, ψ_4) mit dem etablierten LM-Algorithmus nur schlecht gelingt, da dort eine relativ ebene Fittopologie (grün/türkis) mit vielen Nebenminima zu sehen ist, so dass der kleine orange-rote Fleck am linken Rand nur schwer gefunden werden kann.

führen dazu, dass der Algorithmus statt im globalen Minimum in einem dieser lokalen vorzeitig abbricht.

Daher wurde hier ebenfalls der PSO-Algorithmus verwendet. Auch hier liefert der Algorithmus zuverlässig gute Ergebnisse. Um die Zufallstreffer des PSO-Algorithmus noch zu verbessern, wurde ein Hybrid-Algorithmus entwickelt, der die Vorteile beider Verfahren verbindet: Nach jedem erfolgreichen Optimierungsschritt des PSO-Algorithmus (d.h. ein neues lokales oder globales Minimum wurde gefunden), wird der LM-Algorithmus mit kleiner Iterationszahl auf die Zwischenergebnisse angewendet, um die Parametrisierung mit der bewährten LM-Methode zu optimieren. Ein Beispiel für die Analyse der Synchrotron schwingung ist in Abbildung 4.20 dargestellt.

Synchrotron schwingung mit minimaler Amplitude von 0.25° werden ermittelt

Das Resultat ist nun ein Algorithmus, der in der Lage ist, die Synchrotron schwingungen beider Linacs des HDSM bis hinunter zu einer Schwingungsamplitude von $A_S \approx 0.25^\circ$ zuverlässig zu ermitteln. Beispiele für eine Langzeitmessung sind in Abbildung 4.21 bis 4.23 gezeigt, wobei dort die Stabilität der Maschine bei der höchsten Energie von 1.6 GeV getestet wurde.


Abbildung 4.20:

Synchrotronschwingung im HDSM: Die Schwingungsamplitude A_S beträgt etwa 3° . Die Analyse ist das Ergebnis der Phasenmessung aus Abbildung 4.18.

4.5.4 Akzeptanzmessungen und Synchrotronschwingungen

Die vorhandene Menge von Messdaten aus den Akzeptanzmessungen ist ein idealer Datenvorrat, um zuerst den Algorithmus zu testen und anschließend die Longitudinaldynamik zu studieren.

In Abbildung 4.8 ist gut zu erkennen, wie der longitudinale Phasenvorschub Ψ und damit auch die Anzahl der Synchrotronschwingungen Q durch die Wahl von $E_{\text{inj.}}$, $\phi_{\text{inj.}}$ und ρ beeinflusst wird.

Charakteristisch ist das Erreichen von $q = \frac{1}{2}$, also der kritischen halbzahligen Resonanz, die sich durch ein Stopband und damit verbundenen Strahlverlusten äußert. Wird ρ verkleinert, nähern sich die Phasen beider Linacs an. Dadurch wird der Gradient im 4.9 GHz-Linac größer ($\phi_{4.9}$ wird negativer) und im 2.45 GHz-Linac kleiner ($\phi_{2.45}$ wird weniger negativ). An Gleichung 4.27 allein ist es schwierig eine Trend abzulesen, wie sich Ψ abhängig von den Phasen entwickelt. Dennoch bestätigen sowohl die Messungen als auch die Anpassungen des Modells die These in allen Fällen der untersuchten Amplitudenkonfigurationen.

4.5.5 Stabilität der Longitudinaldynamik

Die Analyse der Synchrotronschwingung funktioniert nun sehr zuverlässig. Daher konnte damit auch die Stabilität der Longitudinaldynamik während einer längeren Messung bei einer Energie von 1604 MeV untersucht werden. Die kurzfristigen Schwankungen der Ausschussenergie des RTM3 bzw. der Einschussenergie ins HDSM sollten innerhalb

$\pm 20 \text{ keV}$ bzw. $\pm 2^\circ$ liegen [29].

Das konnte mit einer Serie von etwa 3000 Phasenmessungen über einen Zeitraum von einer Stunde verifiziert werden (Abbildung 4.21 bis 4.23).

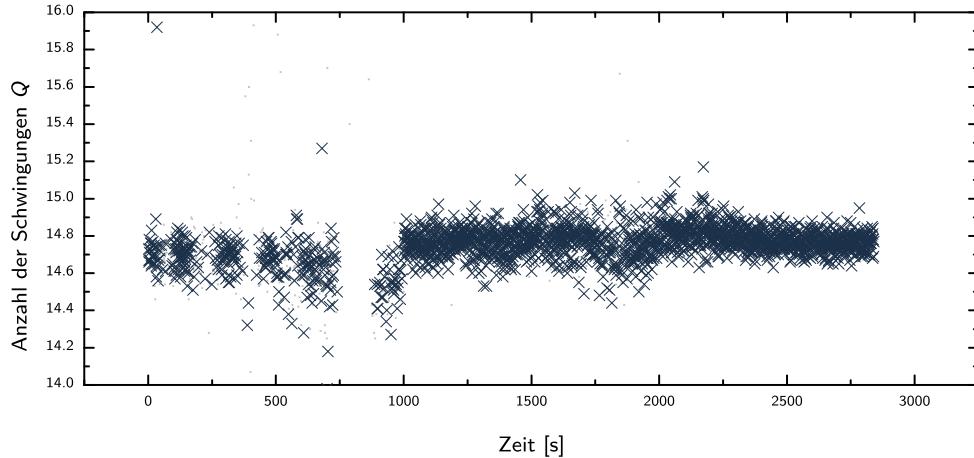


Abbildung 4.21:

Langzeitmessung Synchrotronschwingung bei 1.6 GeV: Die Anzahl der Synchrotronschwingungen bleibt über einen Zeitraum von knapp 1 Stunde (bzw. etwa 3000 Messungen) stabil. Die Synchrotronschwingung ist vor der Messung manuell minimiert worden.

4.6 Optimierungen des Beschleunigers im Strahlbetrieb

Unter normalen Umständen werden die HF-Amplituden der HDSM-Linacs beim Einfahren der Maschine zunächst auf ihre Sollwerte gesetzt. Auch die Phasenschieberpositionen $\phi(\text{MS})$, $\phi(4.9)$ und $\phi(2.45)$ werden aus der abgespeicherten Maschinenkonfiguration reproduziert. Allerdings sind hier z.B. durch thermische Effekte die größten Variationen zu erwarten. Um das HDSM zu optimieren, müssen Einschussenergie und -phase des HDSM mittels dieser Phasenschieber bzw. nach der Definition von $\Delta\vec{k}$ durch Gleichung 4.14 manuell an die Ausschussenergie des RTM3 angepasst werden.

Die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Methoden liefern verschiedene Ansätze, um die Maschinenkonfiguration nach unterschiedlichen Aspekten *automatisch* zu optimieren.

Die Phasenraumtomogramme der Akzeptanzmessung ermitteln die optimale Konfiguration anhand „weicher“ Kriterien – aber die verbesserte Analyse der Synchrotronschwingung führt direkt mit geringstem Messaufwand zu einer Optimierung.

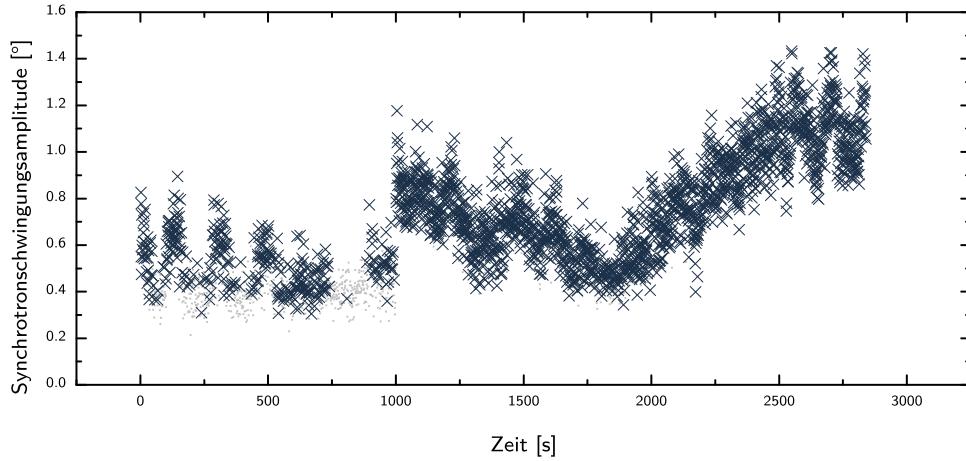


Abbildung 4.22:

Langzeitmessung SynchrotronSchwingung bei 1.6 GeV: Die Amplitude A_S der SynchrotronSchwingung schwankt zwischen 0.3° und 1.3° . Da 0.25° die Grenze des Algorithmus darstellt, liefern in diesem Bereich entsprechend nur wenige Messdaten verwertbare Ergebnisse.

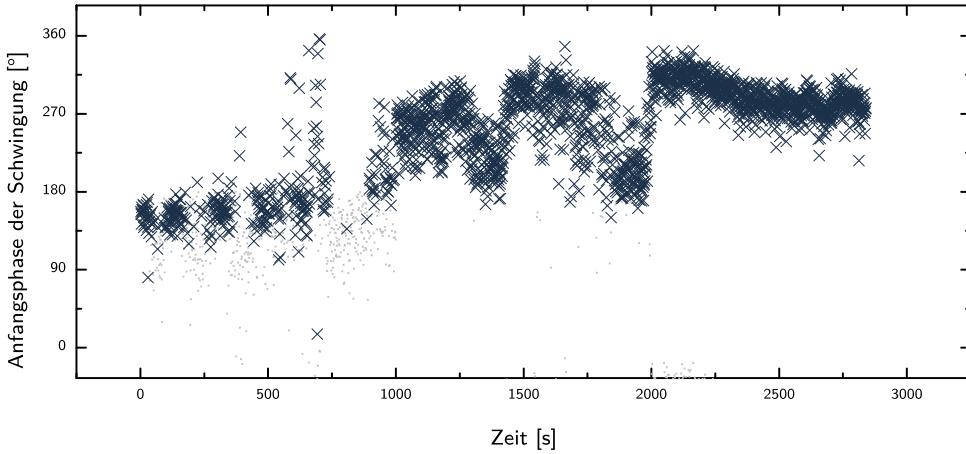


Abbildung 4.23:

Langzeitmessung SynchrotronSchwingung bei 1.6 GeV: Die Anfangsphase ψ_0 der SynchrotronSchwingung zusammen mit der Amplitude A_S können verwendet werden, um die SynchrotronSchwingung automatisch zu beseitigen. Umgekehrt kann aus dieser Messung geschlossen werden, dass sich die Einschussenergie und -phase weniger als ± 10 keV bzw. $\pm 0.8^\circ$ verändert haben.

4.6.1 Optimierung mit Phasenraumtomogrammen

Nachdem eine Akzeptanzmessung durchgeführt worden ist, können die gewonnenen Messdaten direkt verwendet werden, indem diejenige Konfiguration wieder eingestellt wird, die bereits während der Messung die besten Ergebnisse erzielt hatte. Allerdings ist für jede Optimierung dann auch eine neue und zeitintensive Akzeptanzmessung notwendig. Diese bereits in Abschnitt 4.3.1 vorgestellte Methode ist aber sehr zuverlässig und robust.

4.6.2 Phasenoptimierung mithilfe der Synchrotronenschwingung

Eleganter als die zeitaufwändige Akzeptanzmessung ist die direkte Untersuchung der Synchrotronenschwingung, die ja durch Fehlanpassung der Einschussenergie $E_{\text{inj.}}$ und -phase $\phi_{\text{inj.}}$ angeregt wird, die wiederum über die longitudinalen Twissparameter mit der Amplitude A_S und Anfangsphase ψ_0 der Synchrotronenschwingung zusammenhängen.

Zur Entwicklung einer geeigneten Optimierungsvorschrift stellen die Akzeptanzmessungen die notwendige Datenbasis zur Verfügung. Die Optimierung selbst findet dann ausschließlich auf Basis einer einzelnen Phasenmessung statt.

Bei der zweidimensionalen Akzeptanzmessung (Abbildung 4.24) ist die optimale Maschinenkonfiguration eindeutig. Diese wird durch eine minimale Synchrotronenschwingungsamplitude A_S ausgezeichnet und ist in der Mitte (am Ende der Pfeilkette) zu finden.

Phänomenologische Untersuchung

In Abbildung 4.24 ist zu jeder Maschinenkonfiguration \vec{k}_i die Synchrotronenschwingungsamplitude $A_{0,i}$ und -anfangsphase $\psi_{0,i}$ gezeigt. Deutlich zu erkennen ist der Anstieg von $A_{0,i}$ mit zunehmender Entfernung von der optimalen Konfiguration. Nicht ganz so eindeutig ist die Verteilung der $\psi_{0,i}$ in der Akzeptanzmessung. Dennoch findet man eine annähernd monotone Variation von 0 bis 2π , wenn man einen gedachten Kreis um die optimale Konfiguration zurücklegt.

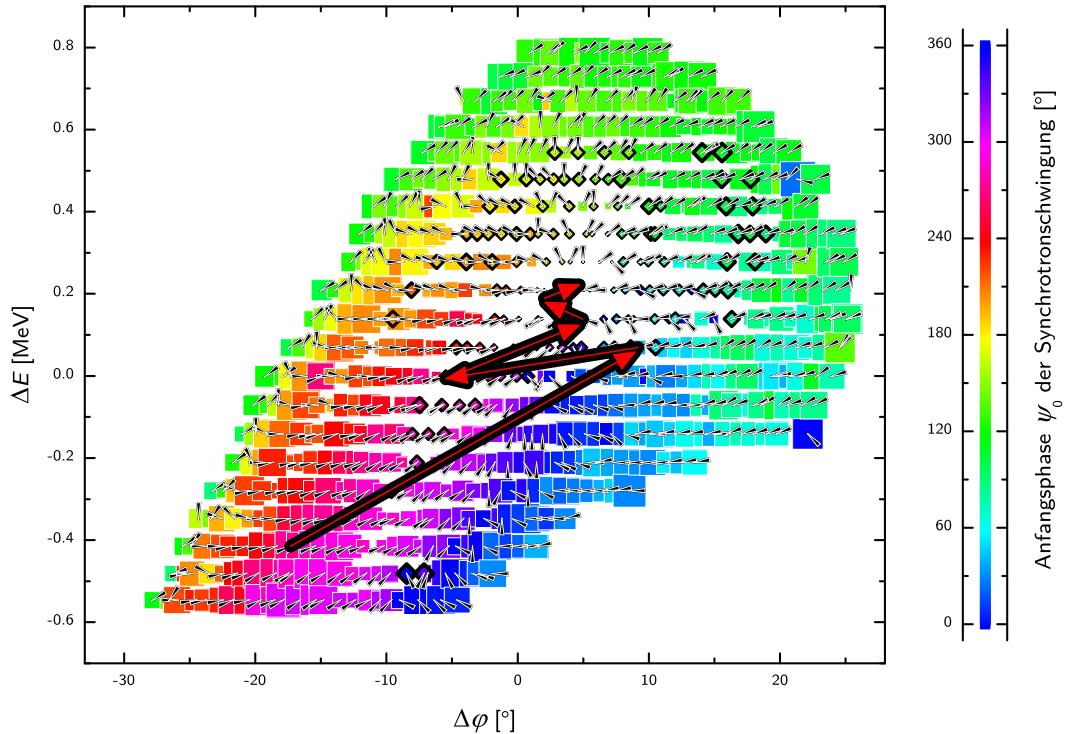
Automatische Phasenoptimierung

Allein mit den daraus resultierenden A_S und ψ_0 kann eine automatische Optimierung durchgeführt werden, da A_S etwa die „Entfernung“ zum Zentrum mit geringster Synchrotronenschwingung angibt und ψ_0 die Richtung weist (große Pfeile in Abbildung 4.24).

Bei einer Synchrotronenschwingung führen sowohl Phasen- als auch Energieabweichungen eine Schwingung um ihre Solllage aus:

$$\delta\phi = A_\phi \cos(\Psi(i)) \quad (4.33)$$

$$\delta E = A_E \cos(\Psi(i) + \psi_E) \quad (4.34)$$


Abbildung 4.24:

Analyse der Synchrotron schwingung an einer Akzeptanzmessung: Die Datenbasis der Phasenraum-Messungen bilden die Grundlage für die Untersuchung der Synchrotron schwingung.

Die Farben der Akzeptanzfläche repräsentieren die Anfangsphase ψ_0 der Synchrotron schwingung nach Gleichung 4.29. Die Größe der Datenpunkte wächst von der Mitte zu den Rändern an um stellt die Amplitude A_S der Schwingung dar (d.h. die nahezu weißen Bereiche im Zentrum zeigen nur kleine Synchrotron schwingungen).

Die Anfangsphase ψ_0 läuft von 0° bis 360° , wenn man einen geschlossenen Weg um das Zentrum zurücklegt. Daher kann sie zur Richtungsbestimmung eines Optimierungsschritts benutzt werden. A_S ist ein ungefähres Maß für die Entfernung zum Zentrum, so dass mit ψ_0 und A_S nach Gleichung 4.36 eine Optimierung durchgeführt werden kann (große Pfeile).

Der Phasenunterschied ψ_E zwischen Phasen- und Energiemodulation beträgt im Fall des HDSM bei Einschussenergie rund -90° , so dass der Kosinus-Term direkt durch den Sinus-Term der Phasenmodulation ersetzt werden kann. Das Verhältnis von A_ϕ und A_E kann nicht einfach gemessen werden; die Rechnungen zur Eigenellipse ergeben bei Phasenschwingungen von rund 1° eine Energiemodulation von rund 40-50 keV (siehe Abbildung 1.15), so dass nun umgekehrt die Energiemodulation aus einer gemessenen Phasenmodulation abgeschätzt wird:

$$A_E \sim 0.04 \text{ MeV}^\circ \cdot A_\phi \quad (4.35)$$

Daher ergibt eine Synchrotronsschwingung mit Anfangsphase ψ_0 und Amplitude A_S als Optimierungsvorschrift für Phase und Energie:

$$\begin{aligned} \Delta\phi_{\text{inj.}} &= A_S \cos(\psi_0 - 30^\circ) \\ \Delta E_{\text{inj.}} &= 0.02 \text{ MeV}^\circ \cdot A_S \sin(\psi_0 - 30^\circ) \end{aligned} \quad (4.36)$$

Die Korrektur um rund -30° für ψ_0 berücksichtigt den mittleren longitudinalen Phasenvorschub von der Matchingsektion (Ort der Korrektur) bis zum 4.9 GHz-Linac (Ort der Messung). Der Faktor 0.02 MeV $^\circ$ ist etwa die Hälfte des oben abgeschätzten Werts, um bei unterschiedlichen Maschinenkonfigurationen die Schrittweite eines Optimierungsschritts nicht zu groß zu wählen.

Wie bereits zuvor in Abschnitt 4.1 geschildert werden die durch die Energieanpassung verursachten Betatronsschwingungen allein durch die Korrekturmagnete im Einschuss vor dem 4.9 GHz-Linac minimiert. Eine iterative Anwendung dieser Routine führt in fünf bis sechs Schritten von einer nahezu beliebig schlechten Einstellung (mindestens zehn Umläufe sollten jedoch erreicht werden, um die Synchrotronsschwingung ermitteln zu können) zu einer neuen, deren Amplitude $A_S \lesssim 1^\circ$ erreicht.

4.7 Resultate der strahldynamischen Untersuchungen

Systematische Untersuchungen der Longitudinaldynamik des HDSM sind eine komplexe Aufgabe, da der Beschleunigungsprozess stark von der Wahl der Betriebsparameter der beiden Linacs abhängt. Daher ist eine hohe Präzision der Diagnoseinstrumente erforderlich, um auf Basis der Messdaten den Betriebszustand durch ein aussagekräftiges Modell zu beschreiben. Die Akzeptanzmessungen in Form der Phasenraumtomographie vergrößern die Anzahl der Messdaten, so dass die Modellparameter stärker eingeschränkt wird und somit die Aussagekraft verbessert wird.

Die Größe der gemessenen Akzeptanzflächen ($\Delta E, \Delta\phi$) bzw. -volumina ($\Delta E, \Delta\phi, \Delta\rho$) entspricht in einem weiten Amplitudenbereich den Vorhersagen des Modells. Damit lässt sich das HDSM mit einer Vielzahl möglicher Konfigurationen betreiben – eingesetzt wird jedoch die häufig geschilderte Standardeinstellung.

4.7 Resultate der strahldynamischen Untersuchungen

Die Standardeinstellung der HF-Amplituden wurde zunächst durch die Akzeptanzmessungen optimiert – auch bei der höchsten Energie von 1604 MeV. Im Verlauf der vorliegenden Arbeit konnte der Beschleunigungsvorgang immer detaillierter untersucht werden. Damit konnte bestätigt werden, dass dieser Standard im Rahmen der unvermeidlichen Messfehler der geplanten Konfiguration sehr nahe kommt. Bei der Energieerhöhung auf 1604 MeV hat nicht zuletzt die Größe der longitudinalen Akzeptanz einen stabilen Betrieb des HDSM ermöglicht, auch der Verlauf der Synchrotronschwingungen des realen Beschleunigers wird im Wesentlichen vom Modell reproduziert.

Diese Ergebnisse zeigen, dass das HDSM als Beschleuniger sehr sorgfältig und robust geplant worden ist und auch im Betrieb nur unwesentlich durch unvorhergesehene oder störende Einflüsse beeinträchtigt wird.

Teil V.

Zusammenfassung und Ausblick

**Science for me is very close to art.
Scientific discovery is an irrational
act. It's an intuition which turns
out to be reality at the end of it -
and I see no difference between a
scientist developing a marvelous
discovery and an artist making a
painting.**

Carlo Rubbia

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Das Harmonische Doppelseitige Mikrotron konnte aufgrund sorgfältiger Planung sehr schnell seinen Routinebetrieb zuverlässig aufnehmen. Parallel zum Routinebetrieb wurden im Rahmen dieser Arbeit die bereits vorgesehenen Strahldiagnosesysteme weiterentwickelt, so dass nun die erforderliche Genauigkeit für detaillierte Untersuchungen erreicht wird.

Die Strahldiagnose mit HF-Monitoren am Mainzer Mikrotron kann auf fundamentale Zusammenhänge zwischen Strahlintensität und seiner Phase im Bezug zu einer Referenzphase reduziert werden. Das ermöglicht die benötigte zuverlässige Kalibration sowohl der Phasen- als auch der Positionsmonitore.

Ähnlich fundamentale Zusammenhänge werden offenbar, wenn die Einschussphasen $\phi_{4.9}$ und $\phi_{2.45}$ in den HF-Linacs bestimmt werden soll. Dann führt eine gezielte Variation der Linacphase $\delta\phi(4.9)$ oder $\delta\phi(2.45)$ zu einer Energieänderung δE , die mit Hilfe der Longitudinaldispersion der Ablenksysteme im nächsten HF-Monitor wieder als Phasenvariation $\delta\varphi_{\text{disp}}$ nachweisbar ist. Bei der Messung der Einschussphasen muss lediglich die Phase maximaler Beschleunigung ermittelt werden, die dann erreicht ist, wenn sich im HF-Monitor das Phasensignal nicht mehr verändert, d.h. $\frac{d}{d\delta\phi}\delta\varphi_{\text{disp}} = 0$. Diese Messung setzt noch keine präzise Kalibration des HF-Monitors voraus.

Mit steigender Präzision der Phasenmessung konnte die mit dem Teilchentracking-Programm PTRACE berechnete Longitudinaldispersion benutzt werden, um die Energievariation δE durch die gemessene Phasenvariation $\delta\varphi_{\text{disp}}$ zu quantifizieren und damit eine Messung der HF-Amplituden zu etablieren. Die erreichbare Genauigkeit (etwa ± 0.4 MeV) kann im Routinebetrieb nicht beliebig verbessert werden, da die endliche Apertur der Rückführungsbahnen bei zu großen Energievariationen $|\delta E| > 1$ MeV zu Strahlverlusten führt. Dadurch kann nur ein begrenzter Teilbereich der Energievariation beobachtet werden.

Die Ergebnisse wurden mit alternativen Methoden verglichen, die nicht auf Strahlbetrieb angewiesen sind (Kalorimetrische Bestimmung der dissipierten HF-Leistung bzw. direkte Messung der Sektionsvorlaufleistung). Beim 2.45 GHz-Linac stimmen die Ergebnisse gut überein. Ungeklärt bleiben aber die Diskrepanzen zwischen den Methoden beim 4.9 GHz-Linacs. Dort überlappen sich nicht alle Fehlertoleranzbereiche.

Nicht zuletzt um diese Diskrepanzen einzugrenzen wurde ein erweitertes Modell der Longitudinaldynamik entwickelt, das in der Lage ist, die während der Akzeptanzmessung gewonnenen Phasenmessungen der unterschiedlichen Konfigurationen zu simulieren. Die Schwierigkeiten, die bei der simultanen Anpassung der bis zu 1000 verschiede-

5 Zusammenfassung und Ausblick

nen Konfigurationen¹ auftreten, konnten erfolgreich durch die Wahl eines alternativen Optimierungsalgorithmus gelöst werden. Der eingesetzte „Particle Swarm Optimizer“ (PSO) zeichnet sich gegenüber dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus durch eine bessere Konvergenz in Richtung minimaler Residuen aus. Da durch die Akzeptanzmessungen bereits Phasenmessungen zu verschiedensten HF-Amplituden verfügbar sind, konnte das Modell und der PSO-Algorithmus an die Erfordernisse angepasst werden, so dass als Resultat des Modells nun eine weitere Kalibration der HF-Amplituden vorliegt. Aufgrund der großen Vielfalt ausgewerteter Beschleunigerkonfigurationen, die mit einem mittleren Fehler $\langle \varphi \rangle$ zwischen 2° und 3° vom Modell reproduziert werden, sind *diese* Kalibrationen wohl die realistischsten. Die Resultate wurden in Abbildung 4.11 zusammengestellt.

Das Modell selbst ist ein recht einfaches Modell, das ausschließlich den longitudinalen Phasenraum aus Energie und Phase betrachtet. Im Unterschied zu den Linearisierungen, die im ersten Kapitel zur Untersuchung der longitudinalen Stabilität benutzt wurden, berücksichtigt das Modell die Nichtlinearität der HF-Linacs vollständig, um z.B. auch Resonanzphänomene beschreiben zu können. Das Modell berücksichtigt die endliche Apertur der Rückführungsbahnen, indem bei zu großen Abweichungen von den Referenzenergien ($|\delta E| > 1 \text{ MeV}$) ein Strahlverlust einsetzt. Aus der Longitudinaldispersion als Funktion der Energie wird die Bahnlänge jedes Umlaufs berechnet, so dass die Phase des Strahls für jede Rezirkulation neu ausgewertet wird. Allein mit diesen einfachen Bedingungen kann die Gestalt der gemessenen Akzeptanzflächen bzw. -volumina gut wiedergegeben werden.

Nachdem das Modell nun erfolgreich – bei unterschiedlichen Konfigurationen – neben den Phasenmessdaten und der Gestalt der Akzeptanz auch die Synchrotronenschwingung reproduziert, wurde zusätzlich die Spinpräzession implementiert. Damit kann modelliert werden, wie sich die Orientierung der Spinpolarisation abhängig von unterschiedlichen Beschleunigerkonfigurationen verhält. Die Resultate zeigen, dass der Präzessionswinkel selbst mit großen Synchrotronenschwingungsamplituden bei der Ausschussenergie nur etwa um 1° zu streuen scheint. Das ist wichtig für Experimente, die auf eine hohe (und stabile) Polarisation des Elektronenstrahls angewiesen sind.

Auch die modellierte Ausschussenergie des Modells wurde bei verschiedenen Beschleunigerkonfigurationen untersucht. Wie bei der Spinpolarisation zeigt sich auch hier eine große Stabilität der Energie. Das ist keine zu große Überraschung, weil die möglichen Abweichungen allein aufgrund der Apertur der Extraktionsbahn schon auf etwa $\pm 1 \text{ MeV}$ begrenzt sind. Interessanter ist die Tatsache, dass die Energie durch die regelmäßigen Optimierungen im Routinebetrieb um weniger als $\pm 0.3 \text{ MeV}$ verändert wird – mit dem Modell lässt sich das durch Auswahl derjenigen Konfigurationen überprüfen, bei denen die Synchrotronenschwingungsamplitude kleiner als 2° ist.

Mit der genauen Untersuchung der Synchrotronenschwingung ist es gelungen, eine (halb-) automatische Optimierung der Linacphasen $\phi(4.9)$ und $\phi(2.45)$ sowie der Einschussenergie

¹Das entspricht bei 43 Umläufen und 2 Linacs dann bis zu 83000 einzelnen gemessenen Phasenwerten.

zu implementieren. Damit kann die Synchrotronschwingungsamplitude auf unter 1° minimiert werden. Grundlage für die Entwicklung dieser Optimierung waren wieder die Phasenmessdaten der Akzeptanzmessungen, weil wegen der systematischen Variation der Beschleunigerkonfiguration die Zusammenhänge zur Synchrotronschwingung deutlich wurden. Die entwickelte Optimierungsvorschrift lässt sich auch mit der Orientierung und dem Phasenvorschub der Eigenellipse erklären. Kritische Phänomene wie die $1/2$ -Resonanz werden durch die Analyse der Synchrotronschwingung zuverlässig erkannt und können durch Verändern der Relativphase zwischen beiden Linacs gezielt beeinflusst werden.

5.2 Ausblick

Die Übereinstimmung zwischen den modellierten und den gemessenen Akzeptanzen zeigt eindrucksvoll, dass die komplexe Anlage auch durch ein vergleichsweise einfaches Modell gut reproduziert werden kann. Erweiterungen des Modells, um weitere Effekte berücksichtigen zu können, sind aber durchaus wünschenswert. Damit kann z.B. eine systematische Untersuchung der Ausschussenergie unter veränderten Betriebsbedingungen (Einfluss der Magnetfelder, Veränderung der Bahnlängen durch Feldabweichungen) durchgeführt werden.

Ein weiterer interessanter Bereich ist die Transversaldynamik. Die Planung des HDSM mit dem bewährten Fokussierschema (analog zu dem der RTMs wird nur auf den Linac-Achsen fokussiert) hat sich wie vorhergesagt als prinzipiell unkritisch herausgestellt. Dennoch können die gemessenen Betatronschwingungen bisher nicht in allen Details durch ein Modell reproduziert werden. Hier könnte ein ähnlicher tomographischer Ansatz verwendet werden, so dass z.B. die einzelnen Quadrupolmagnete variiert werden. Diese Variationen müssten von einem Modell in ähnlicher Weise implementiert werden, um dann auf Basis dieser unterschiedlichen Konfigurationen die gemessenen Daten approximieren zu können.

Teil VI.

Anhang

Abbildungsverzeichnis

1.1	Familie der Mikrotrons: „klassisches“ Mikrotron, RTM, DSM, Hexatron	4
1.2	Longitudinale Fokussierung (Phasenfokussierung)	5
1.3	Rennbahnmikrotron (RTM)	6
1.4	Grundriss der Beschleunigeranlage MAMI	9
1.5	Polfläche verschiedener Mikrotron-Typen	10
1.6	Schema des HDSM	11
1.7	Grundriss des HDSM	12
1.8	Doppelseitiges Mikrotron (DSM)	15
1.9	Koordinatensysteme und Segmentmagnet	16
1.10	Schwache Fokussierung im homogenen Magnetfeld	18
1.11	Magnetfeld gegen die Distanz zur Polkante eines HDSM-Dipols	19
1.12	Horizontale und vertikale Driftstrecken eines 180°-Ablenksystems	19
1.13	Sollenergiegewinn im HDSM	20
1.14	Eigenellipse und Resonanz (RTM3)	26
1.15	Eigenellipse und Synchrotronschwingung (Einschuss HDSM)	28
1.16	Longitudinaler Stabilitätsbereich des DSM	30
1.17	Linacmatrixelement bei zwei Frequenzen	31
1.18	Longitudinaler Stabilitätsbereich des HDSM	33
1.19	Energiegewinn bei zwei Frequenzen und Sollphasenänderung	35
1.20	Spur der longitudinalen Transformation	36
2.1	HDSM: Schema eines 4.9 GHz-Moduls	40
2.2	Schema der Phasenmessung im HDSM	41
2.3	Leuchtschirm mit Strahlfleck in der A1-Strahlführung	42
2.4	Leuchtschirm im 2.45 GHz-Linac	42
2.5	Synchrotronstrahlungsmonitor HDSM Dipol 4	43
2.6	Förstersonde RTM3 und HDSM	44
2.7	Installation der Ionisationssonden im HDSM	45
2.8	Ionisationssonden im HDSM zeigen Strahlverluste	46
2.9	Hohlleiterphasenschieber	48
2.10	MAMI-C: HF-Verteilung	48
2.11	Nichtlinearität der Hohlleiterphasenschieber	49
2.12	Schema der Klystronphasenregelung eines HF-Moduls	50
2.13	NMR-Messung während einer 14-tägigen Strahlzeit	52
2.14	Ausschnitt der Feldkarte von HDSM-Dipol 2 bei 1.5 T	53
2.15	Signalverarbeitung der HF-Monitor-Signale	55
2.16	Systemantwort eines LZI-Systems (hier: Tiefpass) auf einen Rechteckimpuls	58
2.17	Signalwege der Mikrotron-HF-Monitore	59
2.18	Samplingraten im RTM1 von 0.1 GS/s bis 2 GS/s	60
2.19	Streuung HFMO-Messungen	61
2.20	TTI-Effekt beim Intensitätssignal (RTM1) bei 0.4 GS/s	62

2.21 Zeitablauf der HFMO-Datenerfassung	64
3.1 Phasenverlauf und relative Phasenmessung	69
3.2 Verschiedenen Analysemethoden der Phasensignale	71
3.3 Datenerfassung der HF-Monitorsignale des HDSM	72
3.4 Schematische Darstellung der Einschussphasenmessung	74
3.5 Energievariation und resultierende Phasenvariation durch Longitudinaldispersion	75
3.6 Phasenkalibration alt/neu	77
3.7 Signalanalyse (mit virtuellem Intensitätssignal)	79
3.8 Nulldurchgang des Intensitätssignals	80
3.9 Peakposition des Intensitätspulses abhängig von der Referenzphase	81
3.10 Histogramme der Phasenkalibration	82
3.11 Phasenmessung aller Umläufe in Abhängigkeit von der Referenzphase	82
3.12 Effektiver Verlauf der Hochfrequenzamplitude eines Linac (vereinfacht)	83
3.13 Autodyn-Messung der Sektionsphasen bei versch. HF-Amplituden	85
3.14 Elektronische Phasenschieber HDSM	86
3.15 Vergleich Dispersionsmethode (Differenzmethode)	88
3.16 Dispersionsmethode mit zwei Dispersionsbahnen	89
3.17 Vergleich Dispersionsmethode (Ein-Klystron-Methode)	90
3.18 Vergleich der Methoden zur Messung der Linacamplituden	91
3.19 Analyse der x/y-Signale	92
4.1 Strahlführung der ersten Umläufe im HDSM	105
4.2 Phasenverlauf (Messung und Modell)	108
4.3 Simulation der Korrelation zwischen Linacamplituden	108
4.4 Tomographie der Akzeptanz	110
4.5 Longitudinale Akzeptanz mit SYTRACE	111
4.6 Longitudinaler Phasenraum als Messung	114
4.7 Longitudinaler Phasenraum zum Optimieren	115
4.8 Gemessene und simulierte Akzeptanz als 3D-Darstellung	116
4.9 Einzelfiltergebnisse für den 4.9 GHz-Linac	118
4.10 Auswahl der Messkonfigurationen während der Fit-Iterationen	120
4.11 Vergleich der Methoden zur Messung der Linacamplituden	121
4.12 Abweichung zwischen gemessenen Phasen und Modell	122
4.13 Amplitudenkonfigurationen bei Akzeptanzmessungen	123
4.14 Phasenverläufe zu verschiedenen Amplituden im Stabilitätsdiagramm	123
4.15 Histogramme Ausschussenergie E und Spinpräzession Ω_S (Simulation)	125
4.16 Simulation der Spinpräzession Ω_S in Abhängigkeit von der Ausschussenergie E .	126
4.17 Analyse des longitudinalen Arbeitspunkts des HDSM bei 1.6 GeV	128
4.18 Offset der Phasensignale	130
4.19 Fitparameter der Synchrotronschwingung	132
4.20 Synchrotronschwingung im HDSM	133
4.21 Synchrotronschwingung – Q-Wert	134
4.22 Synchrotronschwingung – Amplitude	135
4.23 Synchrotronschwingung – Anfangsphase	135
4.24 Analyse der Synchrotronschwingung an einer Akzeptanzmessung	137

Tabellenverzeichnis

2.1	Verwendete Kenndaten der HF-Sektionen	46
3.1	Kalibrationsparameter p/i-Monitore	78
3.2	Dispersionsmethode zur Bestimmung der Sektionsphasen und -amplituden	89
3.3	Dispersionsmethode zur Bestimmung der Sektionsphasen und -amplituden (Ein-Klystron-Methode)	90
3.4	Gemessene Referenzphasen ϕ_{LO} der x/y- und der p/i-Monitore der Mikrotrons .	93

Index

- Ablenksystem, 3–6, 8, 13–16, 19, 20, 23–26, 41, 52, 74, 76, 84, 86, 87, 101, 103, 105, 106, 127, 129
Akzeptanz, 25, 26, 75, 102, 104, 106, 110–114, 120, 121, 123, 125–127, 129, 133, 136, 145
Apertur, 15, 75, 76, 87, 104, 106
Arbeitspunkt, 24, 126, 128

Diagnosepuls, 57–62, 70, 75, 79–81, 112
Dispersion, 5, 12, 13, 15–17, 20, 21, 25, 41, 52, 74–76, 84, 86–91, 100–102, 104–106, 112

Eigenellipse, 24–28, 103, 138
Elementarzelle, 22, 24, 29, 30, 32

Fokussierung, 6, 10–12, 16–20, 24, 27, 29, 31
 Phasenfokussierung, 5, 19–21, 27
 schwache Fokussierung, 17
 starke Fokussierung, 17

Gegenfeldstreifen, 18

HF-Resonator, 5–7, 11, 13, 20, 21, 31, 39, 43, 46, 53–55, 57

Kohärenzbedingung, 6, 13, 14, 23, 27, 28, 31, 52, 102

Magnetfeld-Gradient, 17, 19, 20, 24, 25, 27, 31, 34, 35, 73, 87, 99, 129
Mikrotronkaskade, 6–8, 14
Monitor
 HF-Monitor, 8, 12, 17, 41, 43, 50, 51, 53–63, 70, 72–74, 78, 79, 92–94, 101, 105
 Leuchtschirm, 41
 Synchrotron-Monitor, 12, 43, 101

Phasenraum, 11, 16, 21–27, 35, 43, 101, 103, 114, 115
Phasenvorschub, 24–27, 70, 102, 103, 127–129, 133, 138
Polytron, 3, 16

Randfeld, 16, 18
Resonanz, 24, 26–30, 32–34, 108, 126, 127, 131, 133
Rezirkulation, 4, 5, 10, 13, 15, 20, 22, 28, 53, 57, 58

Shuntimpedanz, 7, 45, 46, 53, 54, 83, 91
Sollphase, 4, 5, 11, 17, 21, 23, 25, 28–35, 39, 49, 70, 71, 73, 74, 83, 92, 99, 103, 127
Stabilität, 11, 19, 21, 24, 25, 29–34, 36, 103
Synchrotronschwingung, 20, 24, 27, 28, 58, 70, 72, 102, 103, 108, 111, 115, 121–138
Synchrotronstrahlung, 8, 10, 12, 43, 101, 103
Tomographie, 109, 110, 113, 114, 118–120, 134
Verkopplung, 35, 99–101

Literaturverzeichnis

- [1] H. EHRENBERG, H. AVERDUNG, B. DREHER, G. FRICKE, H. HERMINGHAUS, R. HERR, H. HULTZSCH, G. LÜHRS, K. MERLE, R. NEUHAUSEN, G. NÖLDEKE, H.M. STOLZ, V. WALTHER, H.D. WOHLFAHRT: **Die Elektronenstreu-Apparatur am Mainzer 300 MeV-Elektronen-Linearbeschleuniger.** In: *Nuclear Instruments and Methods* 105 (1972), Nr. 2, S. 253–263. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(72\)90566-6](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(72)90566-6). – DOI 10.1016/0029-554X(72)90566-6. – ISSN 0029-554X
- [2] H. HERMINGHAUS und K.H. KAISER: **Design, Construction and Performance of the Energy Compressing System of the Mainz 300 MeV Electron Linac.** In: *Nuclear Instruments and Methods* 113 (1973), Nr. 2, S. 189–194. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(73\)90831-8](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(73)90831-8). – DOI 10.1016/0029-554X(73)90831-8. – ISSN 0029-554X
- [3] S. GLÜCKERT und R. NEUHAUSEN: **The Energy Loss System of the Electron Scattering Facility at the Mainz 300-MeV Linear Accelerator.** In: *Nuclear Instruments and Methods* 151 (1978), S. 509–518. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(78\)90162-3](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(78)90162-3). – DOI 10.1016/0029-554X(78)90162-3
- [4] J.D. DILKENNY, A.E. DANGOR, M.G. HAINES: **Experiments on the Polytron, a toroidal Hall accelerator employing cusp containment.** In: *Plasma Physics* 15 (1973), Nr. 12, S. 1197. <http://stacks.iop.org/0032-1028/15/i=12/a=004>
- [5] H. HERMINGHAUS: **The Polytron as a CW Electron Accelerator in the 10 GeV Range.** In: *Nuclear Instruments and Methods* 305 (1991), Nr. 1, S. 1–9. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90511-N](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(91)90511-N). – DOI 10.1016/0168-9002(91)90511-N. – ISSN 0168-9002
- [6] K.H. KAISER: **A Possible Magnet Field Configuration for a CW Electron Accelerator in the GeV Region.** In: *Proceedings der Conference on Future Possibilities for Electron Accelerators, Charlottesville, Virginia* Bd. C790108, 1979, S. 1–20
- [7] R.E. RAND: **Recirculating Electron Accelerators.** Harwood Academic Publishers, 1984 (Nuclear Physics Series). – ISBN 9783718601837
- [8] L.I. SCHIFF: **Production of Particle Energies beyond 200 Mev.** In: *Review of Scientific Instruments* 17 (1946), Nr. 1, S. 6–14. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1770395>. – DOI 10.1063/1.1770395. – ISSN 0034-6748
- [9] V.I. VEKSLER: **A New Method of Acceleration of Relativistic Particles.** Institute for Physical Problems, Academy of Sciences of the USSR, Moskow, 1945. ISSN 0368-3400
- [10] P.P. WINTERSTEINER und D.S. EDMONDS: **Design of a 15-MeV CW Microtron.** In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 14 (1967), Nr. 3, S. 749–755. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.1967.4324650>. – DOI 10.1109/TNS.1967.4324650. – ISSN 0018-9499
- [11] H. HERMINGHAUS, A. FEDER, K.H. KAISER, W. MANZ, H.V.D. SCHMITT: **The Design of a 800 MeV Normal Conducting c.w. Racetrack Microtron.** In: *Nuclear Instruments and*

- Methods* 138 (1976), Nr. 1, S. 1–12. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90145-2](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(76)90145-2). – DOI 10.1016/0029-554X(76)90145-2. – ISSN 0029-554X
- [12] H. EUTENEUER: **Design, Performance and Blowup Properties of the MAMI Structure.** In: *Proceedings der Conference on Future Possibilities for Electron Accelerators, Charlottesville, Virginia*, 1979, S. 1–13
- [13] J.P. LABRIE und H. EUTENEUER: **Power Handling Capability of Water Cooled CW Linac Structures.** In: *Nuclear Instruments and Methods* 247 (1986), Nr. 2, S. 281–287. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(86\)91308-2](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(86)91308-2). – DOI 10.1016/0168-9002(86)91308-2. – ISSN 0168–9002
- [14] K. WILLE: **Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: Eine Einführung.** Teubner B.G. GmbH, 1996 (Teubner-Studienbücher : Physik). – ISBN 9783519130871
- [15] M. LIVINGSTON, D. BARNES, LINDENBERGER, K. PINKAU: **Livingston Report (1978) und Barnes Report (1980) in den USA, Lindenberger und Pinkau-Ausschuß (1980) in Deutschland.** (1978, 1980)
- [16] H. HERMINGHAUS: **Status Report on the Mainz Microtron Project.** Version: 1979. <http://dx.doi.org/10.1007/BFb0012131>. In: H. ARENHÖVEL und D. DRECHSEL: *Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions* Bd. 108. Springer Berlin Heidelberg, 1979. – DOI 10.1007/BFb0012131. – ISBN 978-3-540-09539-2, S. 171–175
- [17] H. HERMINGHAUS, B. DREHER, B. FUTENEUER, K.H. KAISER, M. KELLIHER, R. KLEIN, H.J. KREIDEL, M. LOCH, U. LUDWIG-MERTIN, K. MERLE, H. SCHOELER, R. SCHULZE, P. SEMMEL, G. STEPHAN: **Status Report on the Normal Conducting CW Racetrack Microtron Cascade „MAMI“.** In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 30 (1983), Nr. 4, S. 3274–3278. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.1983.4336636>. – DOI 10.1109/TNS.1983.4336636. – ISSN 0018–9499
- [18] TH. WALCHER: **The Mainz Microtron Facility „MAMI“.** In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 24 (1990), Nr. 0, S. 189–203. [http://dx.doi.org/10.1016/0146-6410\(90\)90016-W](http://dx.doi.org/10.1016/0146-6410(90)90016-W). – DOI 10.1016/0146–6410(90)90016–W. – ISSN 0146–6410
- [19] T. DOERK, H. EUTENEUER, K.H. KAISER: **Methods for High-Precision Beam Energy Monitoring at the Mainz Microtron (MAMI).** In: *Proceedings der EPAC96, Barcelona, Spanien* Bd. C960610. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e96/PAPERS/TUPG/TUP065G.PDF> EPAC96, 1996, S. 1405–1407
- [20] M. SEIDL: **Untersuchungen zur Strahldynamik am Mainzer Mikrotron,** Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 2003
- [21] K.H. KAISER, K. AULENBACHER, O. CHUBAROV, M. DEHN, H. EUTENEUER, F. HAGENBUCK, R. HERR, A. JANKOWIAK, P. JENNEWIN, H.J. KREIDEL, U. LUDWIG-MERTIN, M. NEGRAZUS, S. RATSCHEW, S. SCHUMANN, M. SEIDL, G. STEPHAN, A. THOMAS: **The 1.5 GeV Harmonic Double-Sided Microtron at Mainz University.** In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 593 (2008), Nr. 3, S. 159–170. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.05.018>. – DOI 10.1016/j.nima.2008.05.018. – ISSN 0168–9002

- [22] H. BABIĆ und M. SEDLAČEK: **A Method for Stabilizing Particle Orbits in the Race-Track Microtron.** In: *Nuclear Instruments and Methods* 56 (1967), Nr. 1, S. 170–172.
[http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(67\)90278-9](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(67)90278-9). – DOI 10.1016/0029-554X(67)90278-9. – ISSN 0029-554X
- [23] H. HERMINGHAUS, K.H. KAISER, U. LUDWIG: **Beam Optics and Magnet Technology of the Microtron in Mainz.** In: *Nuclear Instruments and Methods* 187 (1981), S. 103–107.
[http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(81\)90476-6](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(81)90476-6). – DOI 10.1016/0029-554X(81)90476-6
- [24] U. LUDWIG: **Berechnung und Realisation des Strahlanpassungssystems zwischen dem Vorbeschleuniger und dem 14 MeV-Mikrotron des MAMI-Projektes,** Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 1979
- [25] K. AULENBACHER, H. EUTENEUER, F. FICHTER, M. GÖBEL, B. GUTHEIL, R. HERR, A. JANKOWIAK, P. JENNEWINE, K.H. KAISER, W. KLAG, H.J. KREIDEL, U. LUDWIG-MERTIN, G. MEYER, J. MÜLLER, H. MUSSLE, M. NEGRAZUS, A. NUCK, S. RATSCHOW, U. REISS-FLUHR, J. RÖTHGEN, J. ROSCHE, J. SCHULER, B. SECKLER, M. SEIDL, G. STEPHAN, H. STEPHAN, A. THOMAS, V. TIOKINE, M. WIESSNER, K. WINKLER, G. WÖLL, TH. ZSCHOCKE, A.S. ALIMOV, O. CHUBAROV, A.M. GOROKOV, G.A. NOVIKOV, I.V. SHVEDUNOV, V.I. SHVEDUNOV: **Teilprojekt B1: Beschleuniger.** In: Th. WALCHER: *Jahresbericht 2000-2001.* Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2000, S. 1–42
- [26] S. RATSCHOW: **Strahldynamische Untersuchungen zu einem doppelseitigen Mikrotron als vierte Stufe von MAMI,** Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 2000
- [27] M. DEHN, K. AULENBACHER, R. HEINE, H.J. KREIDEL, U. LUDWIG-MERTIN, A. JANKOWIAK: **The MAMI C Accelerator.** In: *The European Physical Journal Special Topics* 198 (2011), Nr. 1, S. 19–47. <http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2011-01481-4>. – DOI 10.1140/epjst/e2011-01481-4. – ISSN 1951-6355
- [28] J.D. JACKSON und K. MÜLLER: **Klassische Elektrodynamik.** Walter De Gruyter Incorporated, 2002. – ISBN 9783110165029
- [29] H. EUTENEUER, M. ERTEL, J. FRANK, R. HERR, J. HERRMANN, P. JENNEWINE, K.H. KAISER, W. KLAG, CH. KLÜMPER, H.J. KREIDEL, U. LUDWIG-MERTIN, J. MÜLLER, H. MUSSLE, A. NUCK, U. REISS-FLUHR, J. RÖTHGEN, J. SCHWAM, G. STEPHAN, TH. WEIS, O. WEYERHÄUSER, G. WÖLL, P. ZINNECKER, TH. ZSCHOCKE: **Teilprojekt B1: Beschleuniger.** In: D.v. HARRACH: *Jahresbericht 1992-1993.* Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994, S. 1–60
- [30] H.H. BRAUN: **Das Chopper-System für den Injektor-Linac des Mainzer Mikrotrons,** Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 1988
- [31] K.W. NILLES: **Die Apparatur zur schnellen Diagnostik des longitudinalen Phasenraumes am Injektor-Linac des Mainzer Mikrotrons,** Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 1990
- [32] H.J. KREIDEL: **Methoden zur Erkennung und Beseitigung von strahloptischen Störungen am Beispiel des Mainzer Mikrotons,** Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 1987

- [33] H. EUTENEUER und H. SCHÖLER: **Experiences in Fabrication and Testing of the RF-Sections of the Mainz Microtron.** In: *Proceedings der 1986 Linear Accelerator Conference, Stanford, CA* Bd. SLAC Report-303 LINAC86, 1986, S. 508–510
- [34] H. EUTENEUER, O. CHUBAROV, A. JANKOWIAK: **Manufacturing and Testing of 2.45 GHz and 4.90 GHz Biperiodic Accelerating Structures for MAMI C.** In: *Proceedings der EPAC06, Edinburgh, Schottland.* <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e06/PAPERS/TUPCH118.PDF> EPAC06, 2006, S. 1292–1294
- [35] H. EUTENEUER, K.H. KAISER, G. ARZ, K. AULENBACHER, R. BARDAY, R. BOLENZ, O. CHUBAROV, M. DEHN, F. FICHTNER, M. GöBEL, B. GUTHEIL, F. HAGENBUCK, R. HERR, A. JANKOWIAK, P. JENNEWINE, W. KLAG, H.J. KREIDEL, U. LUDWIG-MERTIN, G. MEYER, J. MÜLLER, A. NUCK, U. REISS-FLUHR, J. RÖTHGEN, J. ROSCHE, S. SCHUMANN, B. SECKLER, G. STEPHAN, H. STEPHAN, A. THOMAS, V. TIOUKINE, M. WEIS, G. WÖLL, TH. ZSCHOCKE, A.S. ALIMOV, G.A. NOVIKOV, V.I. SHVEDUNOV: **Teilprojekt B1: The Accelerator MAMI.** In: *Jahresbericht 2002-2003.* Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004, S. 15–78
- [36] P. OTT: **Emittanzmessung mittels Synchrotronstrahlung am harmonischen doppelseitigen Mikrotron des Mainzer Mikrotrons,** Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2009
- [37] H. EUTENEUER, J. FRANK, R. HERR, J. HERRMANN, M.O. IHM, P. JENNEWINE, K.H. KAISER, W. KLAG, CH. KLÜMPER, H.J. KREIDEL, U. LUDWIG-MERTIN, J. MÜLLER, H. MUSS, A. NUCK, J. RÖTHGEN, J. SCHWAM, B. SECKLER, G. STEPHAN, TH. WEIS, O. WEYERHÄUSER, G. WÖLL, TH. ZSCHOCKE, A.S. ALIMOV, V.I. SHVEDUNOV, A.V. TIUNOV: **Teilprojekt B1: Beschleuniger.** In: H. BACKE: *Jahresbericht 1994-1995.* Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1996, S. 1–56
- [38] H. HERMINGHAUS, H.H. BRAUN, H. EUTENEUER, F. FIEDLER, A. GAUCH, G. GRUBER, A. HAGER, R. HERR, L. JAECKEL, P. JENNEWINE, K.H. KAISER, CH. KLÜMPER, H.J. KREIDEL, J. LEONARDY, U. LUDWIG-MERTIN, G. MEYER, J. MÜLLER, H. MUSS, K.W. NILLES, G. PATZNER, U. REISS-FLUHR, J. RÖTHGEN, H. SCHÖLER, J. SCHWAM, G. STEPHAN, H. STEPHAN, M. VINCENTE, K. WEINDEL, G. WÖLL, P. ZINNECKER: **Teilprojekt B1: Mainzer Mikrotron MAMI.** In: TH. WALCHER: *Jahresbericht 1988-1989.* Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1990, S. 1–84
- [39] T.P. WANGLER: **RF Linear Accelerators.** Wiley, 2008 (Physics textbook). – ISBN 9783527406807
- [40] O. CHUBAROV und H. EUTENEUER: **Some new power measurements at the HDSM 4.90 & 2.45 GHz sections.** 2008 (Interne Notiz MAMI 03/2008)
- [41] F. FICHTNER und J. HELD: **Bedienungsanleitung: TMG24 24 Kanal-PT100-Vierleiter-Temperaturmeßgerät.** 30.09.2008. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2008
- [42] M. NEGRAZUS und H. EUTENEUER: **Zum Design von diversen 4.9 GHz HF-Komponenten für MAMI-C (Hohlleiter-Drosselkette; Koaxialer Phasenschieber; Hohlleiter-Bends).** 1998 (Interne Notiz MAMI 08/1998)
- [43] G. KLAGES: **Einführung in die Mikrowellenphysik.** Steinkopff, 1976 (Wissenschaftliche Forschungsberichte / 1). – ISBN 9783798504417

- [44] G. ARZ, K. AULENBACHER, R. BARDAY, R. BOLENZ, O. CHUBAROV, M. DEHN, H. EUTENEUER, F. FICHTNER, M. GÖBEL, B. GUTHEIL, F. HAGENBUCK, R. HERR, A. JANKOWIAK, P. JENNEWINE, K.H. KAISER, W. KLAG, H.J. KREIDEL, U. LUDWIG-MERTIN, G. MEYER, A. NUCK, U. REISS-FLUHR, E. RIEHN, J. RÖTHGEN, J. ROSCHE, S. SCHUMANN, B. SECKLER, G. STEPHAN, H. STEPHAN, A. THOMAS, V. TIOUKINE, M. WEIS, G. WÖLL, TH. ZSCHOCKE, A.S. ALIMOV, G.A. NOVIKOV, V.I. SHVEDUNOV: **Teilprojekt B1: The Accelerator MAMI**. In: H.J. ARENDTS: *Jahresbericht 2004-2005*. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2006, S. 1–74
- [45] F.E. HANDY, R.A. HULL, AMERICAN RADIO RELAY LEAGUE: **The Radio Amateur's Handbook**. American Radio Relay League, 1927 (1984: Publication no. 6 of the Radio amateur's library). ISSN 0079-9440
- [46] F. HAGENBUCK, P. JENNEWINE, K.H. KAISER: **Magnetic Field Correction of the Bending Magnets of the 1.5 GeV HDSM**. In: *Proceedings der EPAC04, Luzern, Schweiz*. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e04/PAPERS/WEPKF031.PDF> EPAC04, 2004, S. 1669–1671
- [47] K.H. KAISER et al.: **PTRACE-Bedienungsanleitung**. 1980 (Interne Notiz MAMI 08/1980)
- [48] M. DEHN: **Strahldiagnostik und Analyse der optischen Eigenschaften des Strahlführungssystems von MAMI**, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2004
- [49] D. MITTWICH: **Entwicklung und Erprobung eines Hochfrequenzmonitors zur Messung der Intensität und der Lage eines 855 MeV Elektronenstrahls**, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 1992
- [50] C. SCHENK: **Halbleiter-Schaltungstechnik: [neuer Teil: Nachrichtentechnische Schaltungen]**. Springer Verlag, 2002. – ISBN 9783540428497
- [51] S. SCHUMANN: **Das Hochfrequenz-Monitorsystem für MAMI C**. 2004 (Interne Notiz MAMI 11/2004)
- [52] H. UNBEHAUEN: **Regelungstechnik I: Klassische Verfahren zur Analyse und Synthese linearer kontinuierlicher Regelsysteme, Fuzzy-Regelsysteme**. Vieweg+Teubner Verlag, 2008 (Studium Technik). – ISBN 9783834804976
- [53] M. DEHN, H. EUTENEUER, F. FICHTNER, A. JANKOWIAK, K.H. KAISER, W. KLAG, H.J. KREIDEL, S. SCHUMANN, G. STEPHAN: **Automated Beam Optimisation and Diagnostics at MAMI**. In: *Proceedings der EPAC06, Edinburgh, Schottland*. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e06/PAPERS/TUPCH033.PDF> EPAC06, 2006, S. 1076–1078
- [54] AGILENT TECHNOLOGIES SA: **User Manual: Family of 8-bit Digitizers for Use with DP and DC Series Digitizers**. ZM020010H Rev.E. Agilent Technologies SA, Genf, Schweiz: acqiris, 2007
- [55] O. CHUBAROV: **Measurements of the 4.90 GHz section-phase stability**. 2007 (Interne Notiz MAMI 06/2007)
- [56] H. EUTENEUER: **Bemerkungen zur relativen Phaseneinstellung der Sektionen am 2.45GHz- und 4.90GHz-Linac des HDSM**. 2007 (Interne Notiz MAMI 02/2007)

- [57] O. CHUBAROV, H. EUTENEUER, A. JANKOWIAK: **Data and some Notes for the Beamload-Investigations at the MAMI-HDSM.** 2007 (Interne Notiz MAMI 07/2007)
- [58] M. DEHN, O. CHUBAROV, H. EUTENEUER, R. HEINE, A. JANKOWIAK, H.J. KREIDEL, P. OTT: **Various Improvements to Operate the 1.5 GeV HDSM at MAMI.** In: *Proceedings der IPAC10, Kyoto, Japan.* <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/mopd095.pdf> IPAC10, 2010, S. 927–929
- [59] V. TIOUKINE und K. AULENBACHER: **Operation of the MAMI Accelerator with a Wien Filter based Spin Rotation System.** In: *Nuclear Instruments and Methods* 568 (2006), Nr. 2, S. 537–542
- [60] J. HERRMANN: **SYTRACE - Stochastische Synchrotronstrahlungseffekte in Beschleunigern.** 1994 (Interne Notiz MAMI 14/1994)
- [61] R. HEINE, K. AULENBACHER, O. CHUBAROV, M. DEHN, H. EUTENEUER, A. JANKOWIAK, P. JENNEWIN, H.J. KREIDEL, U. LUDWIG-MERTIN, P. OTT, OTHERS: **Recent Status of the MAMI-C Accelerator and First Experiences with the Energy Upgrade towards 1.6 GeV.** In: *Proceedings der IPAC10, Kyoto, Japan.* <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/thpd025.pdf> IPAC10, 2010, S. 4328–4330
- [62] M.I.A. LOURAKIS und A.A. ARGYROS: **SBA: A Software Package for Generic Sparse Bundle Adjustment.** In: *ACM Transactions on Mathematical Software (TOMS)* 36 (2009), März, Nr. 1, S. 1–30. <http://dx.doi.org/10.1145/1486525.1486527>. – DOI 10.1145/1486525.1486527. – ISSN 0098–3500
- [63] W. ALT: **Nichtlineare Optimierung: Eine Einführung in Theorie, Verfahren und Anwendungen.** Vieweg+Teubner Verlag, 2002 (Vieweg-Studium: Aufbaukurs Mathematik). – ISBN 9783528031930
- [64] J. KENNEDY und R. EBERHART: **Particle Swarm Optimization.** In: *Proceedings der 1995 IEEE International Conference on Neural Networks, Perth, Australien* Bd. 4. <http://dx.doi.org/10.1109/ICNN.1995.488968>, 1995, S. 1942–1948
- [65] F.E. MAAS: **Parity Violating Electron Scattering at the MAMI Facility in Mainz.** Version: 2005. http://dx.doi.org/10.1007/3-540-26345-4_10. In: S. KOX, D. LHUILLIER, F. MAAS, J. WIELE: *From Parity Violation to Hadronic Structure and more.* Springer Berlin Heidelberg, 2005. – DOI 10.1007/3-540-26345-4_10. – ISBN 978–3–540–25501–7, S. 47–50
- [66] K. AULENBACHER: **Polarized Beams for Electron Accelerators.** In: *The European Physical Journal Special Topics* 198 (2011), Nr. 1, S. 361–380. <http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2011-01499-6>. – DOI 10.1140/epjst/e2011-01499-6. – ISSN 1951–6355
- [67] L.H. THOMAS: **I. The Kinematics of an Electron with an Axis.** In: *Philosophical Magazine Series 7* 3 (1927), Nr. 13, S. 1–22. <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786440108564170>
- [68] V. BARGMANN, L. MICHEL, V.L. TELEDDI: **Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field.** In: *Physical Review Letters* 2 (1959), May, S. 435–436. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.435>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.2.435

- [69] J. SCHWINGER, L.L. DERAAD, K.A. MILTON: **Classical Electrodynamics**. Westview Press, 1998 (Advanced book program). – ISBN 9780813346625
- [70] W.S. CLEVELAND: **Robust Locally Weighted Regression and Smoothing Scatterplots**. In: *Journal of the American Statistical Association* 74 (1979), Nr. 368, S. 829–836.
<http://dx.doi.org/10.1080/01621459.1979.10481038>. – DOI 10.1080/01621459.1979.10481038
- [71] H. NYQUIST: **Certain Topics in Telegraph Transmission Theory**. In: *American Institute of Electrical Engineers* 47 (1928), Nr. 2, S. 617–644
- [72] C.E. SHANNON: **Communication in the Presence of Noise**. In: *Proceedings of the IRE* 37 (1949), Nr. 1, S. 10–21

Veröffentlichungen

Hauptautor

1. Automated Beam Optimisation and Diagnostics at MAMI

M. Dehn, H. Euteneuer, F. Fichtner, A. Jankowiak, K.H. Kaiser, W. Klag, H.J. Kreidel, S. Schumann, G. Stephan; Proceedings der EPAC 2006, Edinburgh, Schottland, 26.-30.06.2006, S. 1076–1080
<http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e06/PAPERS/TUPCH033.PDF>

2. Longitudinal Beam Dynamics in the HDSM at MAMI

M. Dehn, H. Euteneuer, A. Jankowiak; Proceedings der PAC 2009, Vancouver, Kanada, 04.-08.05.2009, S. 3594–3596
<http://trshare.triumf.ca/~pac09proc/Proceedings/papers/th5rfp063.pdf>

3. Various Improvements to Operate the 1.5GeV HDSM at MAMI

M. Dehn, O. Chubarov, H. Euteneuer, R. Heine, A. Jankowiak, H.J. Kreidel, P. Ott; Proceedings der iPAC 2010, Kyoto, Japan, 23.-28.05.2010, S. 927–929
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/mopd095.pdf>

4. The MAMI C Accelerator

M. Dehn, K. Aulenbacher, R. Heine, H.J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, A. Jankowiak; The European Physical Journal Special Topics
<http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2011-01481-4>

5. Automated Phase Optimization for the HDSM at MAMI

M. Dehn; Proceedings der iPAC 2012, New Orleans, Louisiana, 20.-25.05.2012, S. 4020–4022
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2012/papers/thppr026.pdf>

Nebenautor

1. Status Report on the Harmonic Double Sided Microtron of MAMI C

A. Jankowiak, K. Aulenbacher, O. Chubarov, M. Dehn, H. Euteneuer, F. Fichtner, F. Hagenbuck, R. Herr, P. Jennewein, K.H. Kaiser, W. Klag, H.J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, J. Röthgen, S. Schumann, G. Stephan, V. Tioukine; Proceedings der EPAC 2006, Edinburgh, Schottland, 26.-30.06.2006, S. 834–836
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e06/PAPERS/MOPLS116.PDF>

2. The Control System of the Harmonic Double Sided Microtron at MAMI

H.J. Kreidel, M. Dehn; Proceedings der ICALEPS 2007, Knoxville, Tennessee, 15.-19.10.2007, S. 333–335
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ica07/PAPERS/WPPA07.PDF>

3. Commissioning and Operation of the 1.5 GeV Harmonic Double Sided Microtron at Mainz University

A. Jankowiak, K. Aulenbacher, D. Bender, O. Chubarov, M. Dehn, H. Euteneuer, F. Fichtner, B. Gutheil, F. Hagenbuck, R. Herr, P. Jennewein, K.H. Kaiser, W. Klag, H.J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, A. Nuck, J. Röthgen, B. Seckler, G. Stephan, V. Tioukine, G. Wöll, Th. Zschocke; Proceedings der EPAC 2008, Genua, Italien, 23.-27.06.2008, S. 51–55
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e08/papers/mozcm01.pdf>

4. The 1.5 GeV harmonic double-sided microtron at Mainz University

K.H. Kaiser, K. Aulenbacher, O. Chubarov, M. Dehn, H. Euteneuer, F. Hagenbuck, R. Herr, A. Jankowiak, P. Jennewein, H.J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, M. Negrazus, S. Ratschow, St. Schumann, M. Seidl, G. Stephan, A. Thomas; NIMA Volume 593, Issue 3, ISSN 0168-9002, S. 159–170, 2008

<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.05.018>

5. The First two Years of Operation of the 1.5 GeV cw Electron Accelerator MAMI C

A. Jankowiak, K. Aulenbacher, O. Chubarov, M. Dehn, H. Euteneuer, R. Heine, P. Jennewein, H.J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, P. Ott, G. Stephan, V. Tioukine; Proceedings der PAC 2009, Vancouver, Kanada, 04.-08.05.2009, S. 2772–2774

http://trshare.triumf.ca/_pac09proc/Proceedings/papers/we6pfp111.pdf

6. Recent Status of the MAMI-C Accelerator and First Experiences with the Energy Upgrade towards 1.6 GeV

R. Heine, K. Aulenbacher, O. Chubarov, M. Dehn, H. Euteneuer, A. Jankowiak, P. Jennewein, H.J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, P. Ott, G. Stephan, V. Tioukine; Proceedings der iPAC 2010, Kyoto, Japan, 23.-28.05.2010, S. 4328–4330

<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/thpd025.pdf>

7. Extension of the 3-Spectrometer Beam Transport Line for the KAOS Spectrometer at MAMI and Recent Status of MAMI

R. Heine, M. Dehn, U. Ludwig-Mertin, H.J. Kreidel, K.H. Kaiser; Proceedings der iPAC 2011, San Sebastian, Spanien, 04.-09.09.2011, S. 880–882

<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2011/papers/mopz037.pdf>

8. Sustaining the Reliability of the MAMI-C Accelerator

H.J. Kreidel, K. Aulenbacher, M. Dehn, F. Fichtner, R. Heine, P. Jennewein, W. Klag, U. Ludwig-Mertin, J. Röthgen, V. Tioukine; Proceedings der iPAC 2012, New Orleans, Louisiana, 20.-25.05.2012, S. 4023–4025

<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2012/papers/thppr027.pdf>

We notice things that
don't work. We don't
notice things that do. We
notice computers, we don't
notice pennies. We notice
e-book readers, we don't
notice books.

Danksagung

(*Douglas Adams – The Salmon of Doubt*)

So wie Douglas Adams Bücher in ihrer Zuverlässigkeit sieht, so ähnlich verhält es sich mit Mainzer Mikrotron: Meistens hört man nichts vom Beschleuniger. Erst wenn etwas nicht funktioniert, merkt man, dass der Beschleuniger die meiste Zeit sehr ruhig und unauffällig seinen Dienst leistet.

Der Betrieb von MAMI wird von vielen Personen aus den Werkstätten und Arbeitsgruppen aufrechterhalten, die alle ein großes Dankeschön verdient haben.

