

Johannes Gutenberg-Universität Mainz Institut für Kernphysik

Untersuchung der Beschleunigerdynamik der ersten Stufe des Mainzer Mikrotrons im Hinblick auf niedrige Strahlenergien

Bachelorarbeit im Rahmen des Studiengangs Physik zur Erlangung des Grades Bachelor of Science

von

Valentin Schmitt

geboren am 29.06.1987

Betreuer	Herr M. Dehn
Matrikelnummer	2659320
Arbeit vorgelegt am	15.11.2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung 1			1	
2	Theorie			3	
	2.1	Lorent	tzkraft	3	
	2.2	Relati	vistische Kinematik	4	
2.3 Beschleuniger			leuniger	5	
		2.3.1	Hochfrequenz-Linearbeschleuniger (Linac)	5	
		2.3.2	Racetrack-Microtron	7	
	2.4 Quadrupolmagnet				
	2.5 RTM1			10	
		2.5.1	Transformationsmatrix	12	
3	Durchführung 1				
	3.1	Simula	ationsphase	13	
		3.1.1	Simulation mit MathCAD	13	
		3.1.2	Modifikation und Rechnung	17	
		3.1.3	Transformation in das Reale-Modell	18	
	3.2 Experimente			21	
		3.2.1	Untersuchung niedrigerer Strahlenergien des I-Linac	21	
		3.2.2	Einschuss in das RTM1 und Optimierungsversuch	24	
		3.2.3	Beschleunigung durch das RTM1 und Nachweis im Inter-		
			face 2	25	
	3.3	Vergle	eich mit den Simulationen	29	
4	Fazit und Ausblick		31		
5	Anh	ang		33	
Ei	Eidesstattliche Erklärung				

1 Einführung

Zu Beginn des Zeitalters der Beschleuniger wurden nicht nur die Maschinen immer größer, sondern auch die erreichbaren Energien immer höher. Mit bis dahin nicht gekannter Präzision konnten Teilchen auf immer höhere Impulse gebracht werden, sei es in Linearbeschleunigern oder rezirkulierenden Systemen. Die unterschiedlichen Forschungseinrichtungen versuchten sich in der Entwicklung immer leistungsfähigerer Beschleuniger zu überbieten. Dies gipfelte schließlich in der Erbauung der größten jemals von Menschen erdachten Maschine, dem Large Hadron Collider (LHC) in Genf.

Somit ist es verständlich, dass der obere Energiebereich in der Forschung schon sehr weit erschlossen ist. Es ist jedoch zwingend notwendig, für manche Anwendung in die niederenergetischen Bereiche zurückzukehren, wie zum Beispiel bei der Suche nach dem dunklen Photon.



Abbildung 1.1: Der rosa markierte Bereich zeigt die Energieniveaus an, in denen das dunkle Photon existieren könnte. Die anderen Bereiche sind Energien, in denen es durch andere Experimenten gesucht wurde, jedoch nicht nachgewiesen werden konnte [11].

Wie anhand der Darstellung ersichtlich ist, sind die oberen Energiebereiche schon durch Experimente abgedeckt und ausgeschlossen worden. Um nun auch die unteren Bereiche abzudecken sind Energien vonnöten, die am Institut für Kernphysik in Mainz am Microtron im Moment nicht erreicht werden können.

1 Einführung

Hier setzt diese Bachelor-Arbeit an. Um Energien bei $\approx 100 \,\mathrm{MeV}$ nach der zweiten Beschleunigerstufe zu erzeugen, soll die erste Stufe des Mainzer Microtrons mit einer Energie von $\approx 7 \,\mathrm{MeV}$ betrieben werden.



Abbildung 1.2: Plan des Mainzer Microtrons mit Hervorhebung der Halle A, mit der sich die Arbeit beschäftigt. Es ist die Strahlführung zu sehen, die aus der Elektronenkanone, über das Interface0, in den Injektorlinac geht und von dort aus über das Interface1 in das Racetrack-Microtron eingeleitet wird. Die beschleunigenden Elemente sind rosa hervorgehoben

Im Laufe der Ausarbeitung wird durch Simulationen in MathCAD gezeigt, dass ein derart niedriges Energielevel schwer zu erreichen ist. Diese Erkenntnis beruht auf den simulierten Akzeptanzellipsen der Maschine bei unterschiedlichen Energien. Deshalb wird an den Experimentiertagen der Beschleuniger mit einer Energie von $\approx 10 \text{ MeV}$ betrieben. Der letzte Teil der Arbeit wird erläutern, ob ein dauerhafter Strahlbetrieb mit der niedrigeren Energie möglich ist.

2 Theorie

2.1 Lorentzkraft

Die Lorentzkraft ist die grundlegende Kraft, die in einem Beschleuniger wirkt. Sie erlaubt es, mittels Magneten den Strahl in die gewünschten Bahnen zu lenken. Es ist die Kraft, die wirkt, wenn ein geladenes Teilchen ein elektromagnetisches Feld durchquert. Es erfährt dabei eine Impulsänderung, die mit seiner Geschwindigkeit skaliert.

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{2.1}$$

Wie aus der Formel zu sehen ist, wirkt die Kraft senkrecht zu der Ebene, die von der Geschwindigkeit und dem Magnetfeld aufgespannt wird. Wie man an dem Vorfaktor q - der Elementarladung - erkennen kann, wirkt die Lorentzkraft für positive Ladungen in entgegengesetzter Richtung wie für negative Ladungen. Des Weiteren wirken elektrische Felder in Flugrichtung beschleunigend. Wenn sie senkrecht zur Flugrichtung stehen, können sie jedoch auch ablenkend wirken.



Abbildung 2.1: Auswirkung der Lorentzkraft auf unterschiedlich geladene Teilchen. Das Magnetfeld zeigt aus der Ebene heraus, sodass Elektronen nach links und Positronen nach rechts abgelenkt werden[9].

2.2 Relativistische Kinematik

Da innerhalb des Beschleunigers mit hohen Energien gearbeitet wird, kann das relativistische Verhalten der Elektronen nicht außer Acht gelassen werden. Hierzu müssen einige Relationen aus der Relativitätstheorie herangezogen werden, wie zum Beispiel der gamma- und beta-Faktor, die die Geschwindigkeit v, Ruhemasse m_0 und die Kinetische Energie E_{kin} miteinander verknüpfen:

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \tag{2.2}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E_{kin}}{m_0 \cdot c^2} + 1 \tag{2.3}$$

 β kann in diesem Zusammenhang als die mit der Lichtgeschwindigkeit gewichtete Geschwindigkeit angesehen werden, die Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Diese sind wichtig, um im späteren Verlauf die Biegeradien in den Dipolenmagneten und auch die genauen Laufzeiten für den Strahlengang zu berechnen. In der speziellen Relativitätstheorie ist aber auch die Masse keine Konstante mehr, da sie sich mit der Geschwindigkeit beziehungsweise mit der Energie des Teilchens ändert:

$$m_{rel} = m_0 * \gamma \tag{2.4}$$

2.3 Beschleuniger

Da sich diese Arbeit mit dem Racetrack-Microtron1 (RTM1) des Mainzer Microtrons (MaMi) beschäftigt, soll nun auf die einzelnen Komponenten und beteiligten Beschleunigerarten eingegangen werden.

2.3.1 Hochfrequenz-Linearbeschleuniger (Linac)

Der Linearbeschleuniger ist ein Aufbau, der zuerst 1928 R. Widerøe gelang. Er basiert auf einer Hochfrequenz(HF)-Beschleunigung und ist aus mehreren Driftröhren aufgebaut.



Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines Linearbeschleunigers. Zu sehen ist ein Zyklus mit umpolenden Driftröhren und der Energiegewinn beim Durchqueren der Spalte [7].

Wie aus Abbildung 2.2 zu erkennen ist, werden die Teilchen nur in den Bereichen zwischen den Driftröhren beschleunigt. Die Driftröhren sind dabei mit dem HF-Sender verbunden, der eine Wechselspannung der Art

$$U(t) = U_0 \cdot \sin(\omega t) \tag{2.5}$$

erzeugt. Dabei bezeichnet U_0 die Amplitude, ω die Kreisfrequenz und t die Zeit. Die Spannung wird so gewählt, dass Teilchen aus der Ionenquelle eine Beschleunigung erfahren. Bei dem Eintreten in die Driftröhre wirken keine Kräfte mehr auf das Teilchen, da die Röhre auch gleichzeitig als Faradaykäfig wirkt. Währenddessen wechselt das HF-Feld seine Polarität, was jedoch keine Auswirkung auf das Teilchen hat, da es immer noch im Inneren der Röhre ist. Bei dem Wiederaustreten aus der ersten Röhre wirkt das anliegende Feld somit wieder beschleunigend. Dieser Prozess wiederholt sich i-mal wobei i die Anzahl der Driftröhren ist. Das Teilchen hat also am Schluss die Energie

$$E_i = iqU_0 sin(\phi_m) \tag{2.6}$$

gewonnen, wobei ϕ_m die mittlere Phase ist, zu der die Teilchen den Spalt durchqueren und q die Elementarladung. Es wird nun klar, dass die Driftröhren mit steigender Energie, also auch Geschwindigkeit des Teilchens, länger werden müssen. Daraus folgt der Zusammenhang

$$l_i = \beta_i \frac{\lambda_{hf}}{2} \tag{2.7}$$

da während des Durchlaufens einer Driftstrecke gerade eine halbe Periodendauer vergeht. Es ist l_i die Länge der Driftröhre und λ_{hf} die Wellenlänge der Hochfrequenz. Aus Gleichung 2.7 lässt sich daher entnehmen, dass wenn die Teilchen eine Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit erreicht haben, die Driftröhren nicht mehr länger werden müssen. Auch bietet diese Realisation den Vorteil, nicht immer höhere Gleichspannungen für die Beschleunigung aufbringen zu müssen. Dieser Sachverhalt löst somit ein Problem der Gleichspannungsbeschleuniger, die durch Spannungsüberschläge in der erreichbaren Energie eingeschränkt waren. Ein weiterer Vorteil, den Linearbeschleuniger bieten, ist die Phasenfokussierung durch die HF [2].



Abbildung 2.3: Hier ist die fokussierende Eigenschaft der HF schematisch dargestellt. In Blau ist das Sollteilchen dargestellt und in Grün und Rot Teilchen mit einer gewissen Ablage zu ihm [4].

In dieser Grafik lässt sich erkennen, dass Teilchen, die später ankommen, also langsamer sind als das Sollteilchen, ein größeres elektrisches Feld durchqueren und somit beim Durchlauf des Spalts mehr Energie gewinnen, also stärker beschleunigt werden. Der umgekehrte Fall gilt für zu schnelle Teilchen: Diese kommen früher an, liegen also tiefer auf der Flanke, und werden weniger stark beschleunigt. Damit nähern sich alle Teilchen dem Sollteilchen an und führen eine Schwingung um die Position des Sollteilchens aus. Diese Art der Fokussierung ist jedoch nur für Teilchen möglich, bei denen $\beta \neq 1$, deswegen werden Beschleuniger dieser Art im MaMi nicht mehr verwendet. Stattdessen werden im MaMi Hohlraumresonatoren eingesetzt, da die Lichtgeschwindigkeit bereits sehr schnell erreicht ist. Da die Kosten für eine solche Apparatur jedoch sehr hoch sind, wurde überlegt die gleiche Strecke gleich mehrfach zu nutzen. Dies führte zu der Erfindung von rezirkulierenden Beschleunigern, von denen diese Arbeit nun auf das Racetrack-Microtron eingehen wird.

2.3.2 Racetrack-Microtron

Das Racetrack-Microtron ist ein rezirkulierender Beschleuniger, der speziell für Elektronen entwickelt wurde. Der Name rührt von seinem Aufbau her, der an eine Rennbahn erinnert. Es basiert auf einem Linearbeschleuniger, der zwischen zwei Dipolmagneten aufgestellt wird. Die Magnete dienen zur Umlenkung der ankommenden Elektronen, die in ihrem Inneren einen 180° Bogen beschreiben.



Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines Racetrack-Microtrons, mit dem Einschuss Haarnadelkurve über die Beschleunigerachse, Wedlern und einem Auslenkmagneten[4].

2 Theorie

Da Elektronen eine geringe Ruhemasse von ungefähr 511 keV haben, sind sie nach Gl. 2.2 und 2.3 sehr schnell auf eine Geschwindigkeit in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit zu bringen. Dies hat zur Folge, dass ab einer $E_{kin} = 6.5$ MeV, siehe Abbildung 3.3, ihre Geschwindigkeit zwar bei jedem Umlauf gleich bleibt, sich jedoch ihre Masse mit der Energieaufnahme verändert. Damit die Elektronenbahn im Dipol einem 180° Bogen entspricht, müssen sich die Lorentzkraft und die Zentrifugalkraft ausgleichen. Der Radius berechnet sich wie folgt [2]:

$$R_i = \frac{v_i \cdot m_0 \cdot \gamma_i}{e \cdot B} = \frac{v_i}{e \cdot c^2 \cdot B} E_i \tag{2.8}$$

Wobei v_i die Geschwindigkeit beim i-ten Umlauf, m_0 die Ruhemasse, B die Magnetfeldstärke und e die Elementarladung ist. Dadurch können sie nicht mehrmals durch die gleiche Bahn geschickt werden. Da sich ein Umlauf aus den Strecken zwischen den Dipolen l und den in den Dipolen zurückgelegten Halbkreisen zusammensetzt, kann man die Zeit für einen Umlauf recht einfach mit

$$t_i = \frac{2(\pi R_i + d)}{v_i} \tag{2.9}$$

berechnen. Setzt man nun $v \approx c$ und den Radius in die Formel für die Zeit ein und bildet dann die Differenz von zwei Umlaufzeiten, so erhält man:

$$\Delta t = t_{i+1} - t_i = \frac{2\pi}{e \cdot c^2 \cdot B} (E_{i+1} - E_i) = \frac{2\pi}{e \cdot c^2 \cdot B} \Delta E$$
(2.10)

Sollen die Elektronen bei jedem Durchlauf durch den Linac beschleunigt werden, muss diese Differenz ein ganzzahliges Vielfaches der Periodendauer der HF-Spannung sein. Es gilt also $\Delta t = n\nu_{HF}$. Daraus lässt sich nun der Sollenergiegewinn pro Umlauf berechnen.

$$\Delta E = n \frac{e \cdot c^2 \cdot B}{2\pi\nu_{HF}} \tag{2.11}$$

Es ist notwendig für einen stabilen Strahlbetrieb, dass diese Bedingung immer erfüllt ist(dynamische Kohärenzbedingung). Sonst kann es passieren, dass der Strahl zu stark oder zu schwach beschleunigt wird und nicht mehr auf den Sollbahnen liegt. Da die komplette Strahlführung in Vakuumrohren verläuft, um Stöße mit Atomen zu vermeiden, bedeutet das einen Verlust des Strahls. Es folgt außerdem, dass auch die Einschussenergie einer Bedingung genügen muss [4]:

$$\frac{2\pi}{e \cdot c \cdot B} \cdot E_0 + 2d = m\lambda_{HF} \tag{2.12}$$

Dies stellt sicher, dass auch beim ersten Umlauf die HF beschleunigend wirkt (statische Kohärenzbedingung).

2.4 Quadrupolmagnet

Da sich die Elektronen während ihres Fluges aufgrund der Coulomb-Abstoßung und durch ihre Erzeugung in einer nicht punktförmigen Quelle von der Strahlachse entfernen, muss dafür gesorgt werden, dass sie wieder auf diese zurück gebracht werden. Dies wird von den Quadrupolmagneten sichergestellt. Sie bestehen aus vier magnetischen Polen, die sich jeweils Nord zu Nord und Süd zu Süd gegenüber liegen. Damit eine Fokussierung erreicht werden kann, muss das Magnetfeld einen Gradienten besitzen, der die Teilchen, die weiter von der Sollachse entfernt sind, auch stärker ablenkt. Durch die hyperbolische Form der Eisenjochs erreicht man eine Ablenkung, die proportional zur Ablage von der Sollachse ist.



Abbildung 2.5: Darstellung eines Quadrupolmagneten mit eingezeichneten Feldlinien und Fokussierungsrichtung, die Eisenjochs sind hyperbolisch geformt [6].

Wie jedoch aus oben stehender Abbildung zu entnehmen ist, wirkt ein Quadrupol sowohl fokussierend in die eine, aber auch defokussierend in die jeweils andere Richtung. Deswegen werden sie oft in Paaren verbaut, sodass insgesamt eine Fokussierung in beide Richtungen erfolgt.



Abbildung 2.6: Fokussierende Wirkung eines Systems aus Linsen mit positiver und negativer Brennweite [8].

2 Theorie

2.5 RTM1

Die erste Stufe des MaMi ist das RTM1, ein Racetrack-Microtron, wie es bereits weiter oben beschrieben wurde. Es ist das erste Microtron nach dem Injektorlinac. Dieser Linac beschleunigt die austretenden Ladungsträger aus der Elektronenquelle in der Art, dass ihre Geschwindigkeit schon vor dem Microtron in guter Näherung der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Die Strahlführung zwischen dem Injektorlinac und dem eigentlichen Microtron wird als Interface1 bezeichnet. Angeschlossen an das Interface1 ist eine Apparatur zur schnellen Diagnostik des longitudinalen Phasenraumes benannt nach seinem Erbauer, der sogenannte "Nilles". Der longitudinale Phasenraum, den der "Nilles" bestimmt, ist die Emmitanz des Injektorlinacs, welche in die Akzeptanz des RTM1 liegen muss, um einen Strahlbetrieb zu ermöglichen.



Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Interface1, der Strahl kann am Diagnosedipol ausgelenkt werden um ihn dem "Nilles" zuzuführen [10].

Die Strahlführung im Microtron ist durch jeweils einen Quadrupol vor und hinter dem Linac ergänzt worden. Des Weiteren sitzen auf jeder Bahn zwischen den Dipolen, die durch Gegenfeldstreifen ergänzt wurden, jeweils zwei mal zwei Wedler.



Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des RTM1 und seiner Komponenten. Die Gegenfeldstreifen sind als breite Linie vor den Dipolmagneten dargestellt. Die beiden XYMO Monitore werden dazu verwendet, die Ortsablagen vor und nach dem Linac anzuzeigen, der Pimo Monitor zeigt den Phasenverlauf und die Intensität des Strahls an [12]. Auch der RTM1-Schirm ist schematisch dargestellt. Die Kamera bildet über einen Spiegel in der Vakuumkammer den Schirm ab, der sich über einen Seilzug auf und ab bewegen kann. [10].

Wedler sind kleine Dipolmagnete in Form einer Spule, die um ein Aluminiumjoch in U-Form gewickelt sind. Sie sind direkt an der Strahlführung angebracht und dienen zur Lagekorrektur des Strahls.

2.5.1 Transformationsmatrix

Der Durchlauf eines jeden strahloptischen Elements verändert die Eigenschaften des Strahls. Die Auswirkung lässt sich jeweils durch eine Matrix darstellen und der Durchgang durch mehrere Elemente entspricht der Multiplikation ihrer Transformationsmatrizen. Wenn man nun die Transformation des Linac und eines kompletten Umlaufs im Microtron beachtet, ergibt sich die folgende Matrix [4]:

$$M^{Linac} = \begin{pmatrix} 1 & 0\\ -\Delta E_{max} \cdot \sin(\Phi_s) & 1 \end{pmatrix}$$
(2.13)

$$M^{360^{\circ}} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{k \cdot 2\pi}{\Delta E_{max} \cdot \cos(\Phi_s)} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(2.14)

$$M^{RTM} = M^{360^{\circ}} \cdot M^{Linac} = \begin{pmatrix} 1 + k \cdot 2\pi \cdot \tan(\Phi_s) & -\frac{k \cdot 2\pi}{\Delta E_{max} \cdot \cos(\Phi_s)} \\ -\Delta E_{max} \cdot \sin(\Phi_s) & 1 \end{pmatrix}$$
(2.15)

Desweiteren möchte man, dass diese Matrix potenzierbar ist, also hintereinander angewendet werden kann. Eine Klasse von Matrizen, die diese Eigenschaft erfüllt, sind Rotationsmatrizen, da wiederholtes Anwenden die Eingangsvektoren nicht anwachsen lässt. Damit man die obigen Matrizen als Rotationsmatrix auffassen kann, muss aber noch erfüllt sein, dass die Spur der Matrix zwischen -2 und 2 liegen muss[4]. Nach dem "Satz von Liouville" ist das Volumen, dass die Trajektorie dieser Matrix im Phasenraum einschließt, konstant. Das bedeutet, dass die Eigenellipse, die die Akzeptanz repräsentiert, ein festes Volumen einschließt. Damit lassen sich Aussagen über die Stabilität des Strahls treffen. Daraus ergibt sich, dass die Sollphase nur zwischen 0° und -32.48° liegen kann. Da die Elektronen, die hier beschleunigt werden, allein schon durch ihre Erzeugung eine Geschwindigkeits- und Phasenverteilung haben, führen sie bei ihren Durchläufen durch das RTM1, eine Schwingung um die Sollphase aus, die als Synchrotronschwingung bezeichnet wird. Deswegen sollten Elektronen nicht bei 0° den Linac passieren. Stattdessen wird die Sollphase so gewählt, dass sie möglichst mittig zwischen 0° und -32.48° liegt.

3.1 Simulationsphase

Um das Verhalten des MaMi und im Speziellen des RTM1 bei niedrigen Einschussenergien wie 2MeV vorhersagen zu können, wurde mit MathCAD, ein Computeralgebrasystem, welches für numerische Rechnungen entwickelt wurde, eine Simulationsreihe gestartet. Ziel dieser Simulationen war es zu überprüfen, ob sich geeignete Konfigurationen der Einschussenergie, der Sollphase und der Einschussphase finden lassen und somit ein stabiler Strahlbetrieb möglich ist. Im Folgenden wird auf die Funktionsweise des Modells eingangen und seine Berechnung erklärt.

3.1.1 Simulation mit MathCAD

Das Modell ist so aufgebaut, dass es sich zuerst Parameter und Einheiten des Beschleunigers definiert, wie zum Beispiel die Wellenlänge $\lambda = 12.23877 \,\mathrm{cm}$ der Mikrowellen, aber auch Elementarladung $e = 1.60217733 * 10^{-19} \,\mathrm{C}$ und Elektronenvolt $ev = 1.60217733 * 10^{-19} \,\mathrm{J}$, um diese dann später in die Berechnung einfließen zu lassen. Danach ist es in die einzelnen Komponenten des Beschleunigers aufgeteilt, um die jeweiligen Auswirkungen auf den Strahl deutlich zu machen. Das Kernstück ist das Einlesen eines externen Flugzeitfiles und das daraus resultierende Interpolieren der Flugzeiten in HF-Perioden. In ihm sind die kinetische Energie des Teilchens beim Durchflug durch einen der Dipole in MeV und die Zeit für den Flug in Sekunden angegeben. Die Zeiten wurden mit einem teilchentracking-Algorithmus (PTRACE) bei genau bestimmten Energien aufgenommen, da das Magnetfeld der Dipole durch die Gegenfeldstreifen und andere Korrekturen eine komplexe Geometrie angenommen hat.



Abbildung 3.1: Zu sehen sind die RTM1 Dipolmagnete mit Abstand D1 und und dem Abstand der Flugzeitberechnung A1. Die Gegenfeldstreifen sind hier mit Rev1/2 bezeichnet [10].

Die erste Transformation in dem Modell ist die durch das INT1. Dort wird die Einschussenergie festgelegt, mit der die Elektronen in das RTM1 kommen. Der nächste Abschnitt des Modells befasst sich näher mit dem RTM1. Dort werden zu den allgemeinen Parametern des Beschleunigers noch Abmessungen eingeführt, welche für die Berechnung notwendig sind. Darunter fallen der Abstand der beiden Dipole D1 = 1.6680m, der Startpunkt der Flugzeitberechnung A1 = 0.1165 cm und die Magnetfeldstärke B = 0.102434 T.

Der Sollphasenwinkel dEsoll des Strahls $\Phi_s = -22^{\circ}$ und die Einschussphase $\Phi_{in} = -12.85^{\circ}$ werden ebenfalls am Anfang dieses Abschnitts festgelegt. Im Weiteren werden aus diesen Größen durch die Gleichungen

$$dEsoll = \frac{q \cdot B \cdot \lambda \cdot c}{2 \cdot \pi}$$
(3.1)

$$Esek0 = \frac{dEsoll}{\cos(\Phi_s)} \tag{3.2}$$

der Sollenergiegewinn mit q=Elementarladung, λ =Wellenlänge, c=Lichtgeschwindigkeit und die daraus resultierende Linacamplitude Esek0 errechnet. Nach diesen Rechnungen wird das Flugzeitfile eingelesen. Die in ihm enthaltenen Zeitwerte werden zuerst verdoppelt, um die beiden Dipole des RTM1 zu berücksichtigen, und dann in HF-Perioden T umgerechnet der Wert wird $tnorm1_i$ gennant. Die enthaltenen kinetischen Energien werden dazu verwendet, die β -Faktoren zu berechnen.

$$Tnt1_i = tnorm1_i + \frac{2 \cdot (D1 - 2A1)}{\beta_i \cdot c \cdot T}$$
(3.3)

 $Tnt1_i$ ist also die Gesamtflugzeit bei der Energie E_i normiert auf HF-Perioden, wobei $tnorm1_i$ der auf HF-Perioden normierten Zeit beim *i*-ten Durchflug durch die Dipole entspricht. Das Flugzeitfile besitzt mehrere Einträge für verschiedene Energien, es werden somit für unterschiedliche Energien die Gesamtflugzeiten ermittelt. Durch diesen Datensatz ist es möglich, eine Interpolation durchzuführen und somit für beliebige Energien eine Flugzeit zu erhalten. Es wird in diesem Fall eine K-Spline-Interpolation benutzt. Um die Transformation durch das RTM1 zu berechnen, ist eine Schleife vonnöten.



Abbildung 3.2: Transformationsschleife durch das RTM1, dargestellt im Originalfile. Es wird in beiden Fällen die gleiche Rechnung durchgeführt, wobei in der Oberen die Phase und in der Unteren die Energie ausgegeben wird.

Es verändert sich sowohl die kinetische Energie als auch die Phase nach jedem Durchlaufen der Schleife. Als Inputparameter dienen die Einschussphase und Einschussenergie, diese werden dann als Ek_0 und Φ_0 bezeichnet. Die Schleife an sich setzt sich nach folgender Formel fort:

$$Ek_i = Esek0 \cdot \cos(\Phi_{i-1}) + Ek_{i-1} \tag{3.4}$$

$$\Phi_i = \Phi_{i-1} - (vs(Ek_i) - Round(vs(Elinac)) - i) \cdot 2 \cdot \pi$$
(3.5)

Dabei ist der Ausdruck Round(vs(Elinac)) die abgerundete Interploation bei der Einschussenergie, also die Zeit die für den 0-ten Umlauf gebraucht wird, und $vs(Ek_i)$ die Interpolation der *i*-ten Umlaufenergie. Die Laufvariable und

die Zeit für den 0-ten Umlauf können abgezogen werden, da das System 360° -Periodisch ist und es nur auf den Bruchteil über oder unter 360° ankommt. Diese Schleife wird 18 Mal durchlaufen, was auch den 18 Umläufen im RTM1 entspricht. Wenn man nun die Phase Φ_i gegen die Umläufe aufträgt, so erhält man den Phasenverlauf des Strahls.



Abbildung 3.3: Phasenverlauf des Standardmodells bei $3.452 \,\text{MeV}$ Einschussenergie. Der Graph beginnt mit dem ersten Umlauf, so ist die Differenz zu Einschussphase zu erklären. Bis Umlauf sechs ist noch eine Phasenwanderung zu beobachten, ab Umlauf sieben gilt $v \approx c$ und es ist nur noch eine kleine Synchrotronschwingung, um die Sollphase zu erkennen.

Da man nun sowohl die Phase, als auch die Energien der einzelnen Umläufe berechnet hat, kann man Aussagen über die Stabilität des Strahls treffen. Wie in der Theorie bereits beschrieben, ist der Strahl in einem Bereich von 0°bis -32.48° stabil. Aus dem Bild wird ersichtlich ist, dass der Strahl sich der Sollphase annähert und innerhalb des stabilen Bereiches bleibt. Für die neuen Einstellungen müssen also auch Sollphasen zwischen 0° und -32.48° gewählt werden, sodass bei einer Phasen- oder Energieablage sich noch stabile Synchrotronschwingungen einstellen können.

3.1.2 Modifikation und Rechnung

Da bei einer Absenkung der Einschussenergie die nichtrelativistischen Effekte eine größere Rolle spielen, wird die Einschussenergie in 0.1452 MeV Schritten abgesenkt, um das Verhalten zu beobachten und Tendenzen abzuschätzen. Zu diesem Zweck wurde das ursprüngliche MathCAD-Modell abgeändert, um nur mit einem idealisierten homogenen Magneten arbeiten zu müssen. Die komplexe Geometrie des Realfeldes wird also nicht mehr berücksichtigt. Wie in Abbildung 3.1 gezeigt, fällt A1 weg, da die Flugzeiten bereits 0.1165 cm vor dem Hauptfeld beginnen, um die Randfelder zu berücksichtigen. Im Zuge dieser Korrektur wurde der Abstand der beiden RTM1 Dipole einmalig um 0.5696 cm reduziert, um bei der Referenzeinschussenergie von 3.452 MeV einen dem Standardmodell ähnlichen Phasenverlauf zu erhalten. Um jetzt eine korrekte Skalierung der anderen Größen zu erhalten, wurde zuerst der Radius der Sollbahnen bestimmt und bei festem Radius und veränderter Geschwindigkeit das neue Magnetfeld berechnet.

$$R = \frac{v \cdot m_0 \cdot \gamma}{e \cdot B} \Rightarrow B = \frac{v \cdot m_0 \cdot \gamma}{e \cdot R}$$
(3.6)

Mit diesem neu berechneten Magnetfeld und der veränderten Einschussenergie kann durch die Optimierung der restlichen Parameter ein stabiler Phasenverlauf gefunden werden. Dazu wurden in das MathCAD-Modell drei Schieberegler implementiert, mit denen sich die Sollphase Φ_s , die Einschussphase Φ_{in} und die Einschussenergie *Elinac* variieren lassen, also die drei freien Parameter, die man auch an der Maschine selbst manipulieren kann. Was als Tendenz auffällt, ist dass die tatsächlich einzustellende Einschussenergie immer unter den berechneten Werten liegt. Das liegt wie schon erwartet an den nichtrelativistischen Effekten. Die statische und die dynamische Kohärenzbedingung muss immer noch erfüllt bleiben, deswegen weicht die Energie nach unten ab.

Berechnete Energie	Stabile Energie
$3.4520 \mathrm{MeV}$	$3.4520 \mathrm{Mev}$
$2.8712 \mathrm{MeV}$	$2.8069 \mathrm{MeV}$
$2.2904 \mathrm{MeV}$	$2.0020 \mathrm{MeV}$

Die Schieberegler werden nun so eingestellt, dass ein glatter Phasenverlauf zu beobachten ist. Bei 2.002 MeV wird ein stabiler Verlauf bei einem Magnetfeld von B = 0.06794 T, einer Sollphase von $\Phi_s = -26.5^{\circ}$ und einer Einschussphase von $\Phi_{in} = 3.584^{\circ}$ erreicht.



Abbildung 3.4: Phasenverlauf bei einer Einschussenergie von 2.002 MeV im veränderten MathCad-Modell. Man kann leicht eine dreizählige Synchrotronschwingung erkennen. Eine $\frac{1}{3}$ -Resonanz hat die Asymptote bei -25.52°

3.1.3 Transformation in das Reale-Modell

Da die Simulation in dem vereinfachten MathCAD-Modell ein vielversprechendes Ergebnis geliefert hat, wird nun die verringerte Einschussenergie auch bei dem Original-Modell eingestellt. Dazu werden auch hier wieder die Schieberegeler implementiert und das Flugzeitfile abgeändert.

Die Flugzeiten sollen beibehalten werden, es wird also die Energie umgerechnet:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{p_1}{p_2} \tag{3.7}$$

Da auch der Radius gleich bleiben muss, kann man sagen:

$$\frac{v_1 \cdot m_0 \cdot \gamma_1}{e \cdot B_1} = \frac{v_2 \cdot m_0 \cdot \gamma_2}{e \cdot B_2} \tag{3.8}$$

Aus diesen beiden Formeln erhält man eine Gleichung für die neue Geschwindigkeit:

$$v_2 = \sqrt{\frac{1}{(\frac{1}{\frac{B_2}{B_1} \cdot v_1 \cdot \gamma_1})^2 + \frac{1}{c^2}}}$$
(3.9)

Mit Hilfe der geänderten Geschwindigkeit, rechnet man wieder zurück auf eine Energie und man erhält das neue Flugzeitfile. Nach dem Einlesen in MathCAD werden wieder Einschussenergie, Einschussphase und Sollphase variiert bis sich ein stabiler Phasenverlauf einstellt. Es soll eine Ausschussenergie von ≈ 7.5 MeV erreicht werden, dies gelingt jedoch nicht mit 2.05 MeV, weswegen die Einschussenergie von 1.56 MeV, bei der stabile Einstellungen zu finden sind.



Abbildung 3.5: Phasenverlauf bei einer Einschussenergie von 1.57MeV im original MathCad-Modell.

Als nächster Schritt werden die Akzeptanzellipsen der einzelnen Einstellugen vermessen. Siehe dazu Kapitel 2.5.1. Dies geschieht, indem bei einer gegebenen Energie die Einschussphase variiert wird, bis sich eine Synchrotronschwingung mit einer zunächst willkürlich festgelegten Amplitude von 4° ergibt. Danach wird der Schieberegler der Einschussenergie um ein Digit weiter geschoben und der Vorgang wiederholt. Es wird so lange variiert bis sich ohne Phasenablage eine solche Synchrotronschwingung einstellt. Da die Amplitude der Schwingung jedoch nur zwischen Punkten abgeschätzt wurde, weil ein entsprechender sinoder cos-Fit nicht darüber gelegt werden konnte, ist die Genauigkeit der Ellipsen eingeschränkt. Für die untersuchten Fälle ergeben sich die folgenden Ellipsen.



Abbildung 3.6: Akzeptanzellipsen des RTM1 beim Betrieb mit 3.45 MeV(blau), 2.05 MeV(rot) und 1.56 MeV(grün). Die zunehmende Deformation mit sinkender Energie ist gut zu erkennen.

Wie man unschwer erkennen kann, ähnelt der erste Phasenraum bei 3.45 MeV noch am ehesten einer Ellipse, während der Phasenraum bei 1.56 MeV schon so stark deformiert ist, sodass abzusehen ist, dass mit dieser Energie kein stabiler Strahlbetrieb möglich ist. Deshalb wurde die Einschussenergie von 2.05 MeV für die Strahltests ausgewählt. Was aber angemerkt werden muss, ist dass bereits in diesem Fall der erste Bahnradius um 0.5 cm von dem Radius des Normalbetriebs abweicht. Dies könnte im Verlauf der Strahltests zu Problemen führen. Das hängt wie bereits in Kapitel 3.1.2 erwähnt, mit der tendenziell nach unten abweichenden Energie zusammen die eingestellt werden muss um auf den letzten Bahnen einen stabilen Verlauf zu erreichen.

3.2 Experimente

Damit überprüft werden kann, inwieweit die aus den Simulationen bestimmten Energien auch in der Anwendung einen Strahlbetrieb ermöglichen, wurden an drei Teststrahlzeiten des MaMi hierzu Versuche durchgeführt.

3.2.1 Untersuchung niedrigerer Strahlenergien des I-Linac

Der erste Strahltag sollte dazu dienen, die berechnete Einschussenergie von 2.05MeV zu erreichen. Hierzu sollte die dritte Sektion des Injektorlinacs zuerst in der HF-Amplitude und danach in der HF-Phase abgesenkt werden, um danach eine Einstellung für die gewünschte Energie zu finden. Gleichzeitig beobachtete man die auftretenden Effekte auf dem "Nilles".



Abbildung 3.7: Longitudinaler Phasenraum des Strahls hinter dem Injektorlinac bei Standardbetrieb. Was nicht zu erkennen ist, sind die kleinen Vibrationen von 0.25 Kästchen auf der Phase, die auf dem Bildschirm auftraten. Die vertikale-Achse ist in 4keV-Schritten skaliert und die horizontal-Achse in 1.5°-Schritten.

Dieser funktioniert so, dass der Strahl aus dem Interface1 mittels des Diagnosedipols entkoppelt wird und dann auf ein zum Strahl senkrecht stehendes Magnetfeld trifft. Durch die nachfolgende Driftstrecke wird die Ortsablage proportional zur Impulsablage der einzelnen Teilchen. Um die Phasenablage zu messen, wird ein transversal ablenkendes Feld verwendet, welches mit der Betriebsfrequenz des Beschleunigers oszilliert. Bei bekannten Feldamplituden kann man nun die jeweiligen Ortsablagen in die Energie und Phasenlage umrechnen. Um das Bild des longitudinalen Phasenraums anzeigen zu können, wird der Strahl dann über einen Lochkollimator (Blende) gewedelt, hinter dem ein Faraday-Becher (Detektor) sitzt. Beim Absenken der Amplitude mussten auch die auf der Strahlführung installierten strahloptischen Komponenten in regelmäßigen Abständen an die neue Einschussenergie angepasst werden. Wäre dieser Schritt nicht erfolgt, wäre der Strahl zum Beispiel durch falsche Brennweiten verloren gegangen.



Abbildung 3.8: Links ein defokussierter Strahl, rechts ist die Fokussierung angepasst.

Nachdem alle Quadrupole richtig skaliert wurden, ist ein viel schärferer Rand des Phasenraums zu erkennen. Dieser Vorgang wurde fortgesetzt, bis die Amplitude der Linacsektion 3 komplett heruntergefahren war. Um aber auch wirklich sicher zu gehen, dass keine Leistung in dieser Sektion umgesetzt wurde, hat man dies anhand der Powermeter überprüft. Die letztendlichen Einstellungen sahen dann wie folgt aus:



Abbildung 3.9: Longitudinaler Phasenraum des Strahls hinter dem Injektorlinac bei 2.02MeV.

Nachdem also die Amplitude komplett weggenommen wurde, war die gewünschte Energie von ≈ 2.05 MeV bereits erreicht. Es sollte jedoch noch überprüft werden, welche Effekte bei dem Wegnehmen der Phase auftreten. In der Theorie hätte nichts mehr mit dem Strahl passieren dürfen, da er durch die nicht mehr vorhandene Amplitude auch keine Beschleunigung oder Beeinflussung in irgend einer Art erfahren sollte. Stattdessen verschwamm der Phasenraum un verlor an Intensität. Dies wurde im Nachhinein auf die Art und Weise zurückgeführt, mit der die unterschiedlichen Sektionen mit der HF versorgt wurden. Die dritte und die zweite Sektion des Injektorlinacs werden aus dem gleichen Klystron versorgt, welches über Hohlleiter mit ihnen verbunden ist. Da zwischen der zweiten und der dritten Sektion ein 3dB-Teiler sitzt, wurde vermutet, dass über diesen eine Störung in die andere Sektion überging und er somit diese Veränderungen verursachte. Natürlich wäre auch anzubringen, dass das Hohlleitersystem nicht beliebig genau ist und somit bei extremen Zuständen unerwartete Effekte auftreten können.



Abbildung 3.10: Longitudinaler Phasenraum des Strahls hinter dem Injektorlinac bei minimaler Amplitude und Phase. Im unteren rechten Quadraten kann man den Strahl kaum noch ausmachen.

Am Ende des Tages wurde noch versucht, den Strahl in das RTM1 zulenken. Die strahloptischen Komponenten und vor allem die beiden Dipolmagnete wurden hierfür skaliert. Es gelang jedoch an diesem Tag nicht, den Strahl durch das RTM1 zu lenken.

3.2.2 Einschuss in das RTM1 und Optimierungsversuch

Der nächste Strahltest wurde zwei Wochen später durchgeführt. Die erste Aufgabe bestand darin, mit dem RTM1-Schirm die Strahlflecke beim Haarnadeleinschuss, -ausschuss und auf der Linacachse zu beobachten, um diese an den gleichen Stellen mit niedrigerer Energie zu reproduzieren. Die Postionen sind in Abbildiung 2.8 zu sehen, die Haarnadelkurve ist jene, die der Strahl nimmt wenn er aus dem Interface1 in das RTM1 eingeleitet wird. Nachdem die Flecke für den Normalbetrieb aufgenommen wurden, mussten die Strahleinstellungen des ersten Tests wiederhergestellt werden. Als diese geladen waren, sollten sie mit dem "Nilles" überprüft werden. Dies gestaltete sich insofern als schwierig, als er bei seiner Aktivierung die Einstellungen an den Quadrupolen 1, 2 und 3 veränderte, da er für einen Betrieb mit 3.45 MeV konzipiert ist, siehe Abbilding 2.7. Nachdem dies jedoch herausgefunden wurde, konnten die Werte leicht wieder auf das Soll gebracht werden. Nach einigem Optimieren waren folgende Flecke zu beobachten:





Eine Abweichung von 0.32 Turns entspricht nach der Eichung:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\pi} turns = 1.246 \, cm \pm 0.15 \, 6cm \tag{3.10}$$

Der Fehlerwert kommt hier dadurch zustande, dass der Schirm nur mit deutlicher Verzögerung auf eine Verstellung und allgemein bei einer Änderung um 0.04 gar nicht reagiert. Aufgrunddessen wurden die verschiedenen Positionen immer aus einiger Entfernung und von links angefahren.

Die Bilder zeigen, dass der Strahl bei 2.05 MeV nicht optimal fokussiert werden kann und um auf die gleiche Ausschussposition zu kommen ein anderer Einschuss gewählt werden muss. Dies hängt damit zusammen, dass wie bereits im letzten Abschnitt von 3.1.3 geschildert, die Biegeradien zu klein sind. Nach-

3.2 Experimente



Abbildung 3.12: Strahlflecke beim Haarnadelausschuss. Links der Fleck bei Normbetrieb, rechts der Fleck bei abgesenkter Energie. Die Positionen weichen nicht ab.

dem die Strahlflecke bei Ein- und Ausschuss rekonstruiert wurden, begann man damit, den Strahl auf die Beschleunigerachse zu lenken. Es stellte sich als sehr schwierig heraus, den Strahl mit nur geringen Ablagen auf die Achse zu bringen. Auf der Achse selbst gibt es drei Monitore, siehe Abbildung 2.8, zwei vor und einer nach dem Linac, um die Ablagen, Inensität und Phasenverlauf des Strahl zu bestimmen. An diesem Tag war es jedoch nicht möglich, den Strahl mit ausreichender Intensität durch die Beschleunigerachse zu manövrieren.

3.2.3 Beschleunigung durch das RTM1 und Nachweis im Interface 2

Am dritten und letzten Versuchstag wurde versucht, den Strahl möglichst direkt in den Dipol8, siehe Abbildung 2.7, zu leiten, der den Strahl im richtigen Winkel in den Microtrondipol einlenken soll. Wenn dies gelänge, so die Vermutung, müsste mehr Intensität zur Verfügung stehen. Ein weiterer Vorteil wäre, den ganzen Strahl dadurch besser auf die Linacachse bringen zu können. Mit der Einstellung des Dipols kann man so den Winkel verändern, mit dem die Elektronen die Strahlachse erreichen. Mit den Einstellungen der Maschine des letzten Tages wurde erneut ein Durchgang durch die Beschleunigerachse versucht. Nach einiger Optimierungsarbeit gelang es und es wurde versucht mehrere Umläufe im RTM1 zu erreichen. Nach einiger Zeit wurden mehrere Umläufe erreicht, auch wenn die Intensität des Strahls durch den Einschuss mit großen Ablagen nicht optimal war. Es gelang schließlich, den Strahl bis zum letzten Umlauf durch das RTM zu bringen und die strahloptischen Elemente soweit zu optimieren, dass er auch ohne weitere größere Verluste an Intensität dort ankam:



Abbildung 3.13: Hier ist eine digitalisierte Darstellung der HF-Monitorsignale zu sehen. Die ersten beiden Signale zeigen die horizontale und die vertikale Ablage vor dem Linac. Die mittleren beiden, die horizontale und die vertikale Ablage nach dem Linac. Die letzten beiden, den Phasenverlauf und die Intensität des Strahls. Die x-Achse ist die Zeit in $0.01 \,\mu$ s pro Kästchen aufgeteilt, die y-Achse in $20 \,\mathrm{mv}$.

Die Abbildung zeigt die Einstellung, wie sie am Schluss des Versuches war. Man kann im 0-ten Umlauf sehr gut die hohe horizontale Ablage sehen, die nötig war, um den Strahl in die nächsten Bahnen zu lenken. Es ist auch gut zu sehen, dass der Strahl die vollen 18 Umläufe absolviert und seine Intensität fast konstant bleibt.

3.2 Experimente



Abbildung 3.14: Die Strahlflecke in Umlauf 17 zeigen den Unterschied zwischen normalem und experimentellem Betrieb. Während links im normalen Betrieb der Fleck sehr scharf lokalisiert in der Mitte liegt, ist er im experimentellen Betrieb bei gleicher Position etwas weiter rechts und wirkt ausgefranst.

Wenn man die Strahlflecke vergleicht, lässt sich bereits erkennen, dass die Intensität im Vergleich zum normalen Betrieb geringer und die Lokalisierung schlechter ist. Wenn man sich abschließend den letzten Strahlfleck bei Umlauf 18 ansieht, so stellt man fest, dass der Strahl das RTM nur noch als "Schatten seiner Selbst" verlässt.



Abbildung 3.15: Bei Betrachtung von Umlauf 18 ist der Strahl schon sehr deformiert.

Zuletzt sollte nun noch der Strahl im Interface2 (Int2) nachgewiesen werden. Das Int2 ist die Strahlführung, die sich zwischen dem RTM1 und dem RTM2 befindet. Da die erste Diagnostik jedoch erst nach zwei Dipolmagneten und einem Quadrupol vorhanden war, gestaltete sich diese Aufgabe als sehr schwierig.



Abbildung 3.16: Zu sehen ist der Ausschnitt des Interface2, den der Strahl vor der weiteren Beschleunigung auf 120MeV durchqueren muss. Die Diagnostik besteht in diesem Fall aus zwei Scannern zwischen den Dipolmagneten zwei und drei.

Dass das RTM2 nicht skaliert war und seine beiden großen Umlenkdipole ein Magnetfeld mit ≈ 0.5 T erzeugten, war durch die dadurch verursachten Streufelder auch nicht zuträglich. Zuletzt konnte der Strahl jedoch aufgenommen werden.

3.3 Vergleich mit den Simulationen

Da in den Simulationen hauptsächlich der Phasenverlauf untersucht wurde, soll auf ihn zuerst eingegangen werden. Aus den digitalisierten HF-Monitorsignalen kann man zwar den Phasenverlauf erkennen, jedoch liegen zunächst nur Pulshöhen in Millivolt vor. Aus diesen Pulshöhen müssen nun durch eine lineare Skalierung sinnvolle Phasen berechnet werden. Zuerst wird der Startwert genommen, denn dieser wurde während des Experimentes bestimmt. Der RTM1-Schirm wurde auf die Strahlachse des ersten Umlaufs gefahren und die Phase des Linac nach oben und unten gefahren, sodass der Strahl nicht mehr zu sehen war. Daraus folgt dann, dass

$$\phi_0 = \phi_{max} - \frac{\phi_{max} - \phi_{min}}{2} \tag{3.11}$$

der 0°-Position entsprechen muss. Wenn man nun von dort aus wieder auf die stabile Phase umstellt, erhält man den Startwert, indem man den Wert der 0°-Position von ihm abzieht also $\phi_{start} - \phi_0$. Die Phase der höheren Umläufe zu bestimmen gestaltet sich als schwieriger. Es ist zu beobachten, dass sich eine $\frac{1}{2}$ -Resonanz eingestellt hat. Sie liegt genau auf dem unteren Rand longitudinalen Stabilität, weswegen die Werte um $-32, 48^{\circ}$ eine Synchrotronschwingung ausführen sollten. Deswegen werden die Werte so umgerechnet, dass sie genau das tun.



Abbildung 3.17: Berechneter und gemessener Phasenverlauf. Die Instabilität des Gemessenen wird dadurch deutlich, das er eine halbzahlige Synchrotronschwingung am erlaubten Phasenrand durchführt.

Der Longitudinale-Phasenraum wurde auch mit den Simulationen abgedeckt. Wenn man nun die Aufnahmen des "Nilles" mit den simulierten Ellipsen vergleicht, kann man leicht erkennen, dass die Akzeptanz des Beschleunigers für

einen Betrieb ausreichend sein sollte.



Abbildung 3.18: Simulierte Akzeptanzellipse über gemessener Emmitanz bei einer Energie von 2.05MeV. Der Phasenraum ist eindeutig großgenug.

Die Abweichung von den Simulationen ist sehr signifikant. Während im MathCAD-Modell noch eine dreizählige Synchrotronschwingung erreicht wurde, konnte hier nur eine zweizählige eingestellt werden. Allgemein kann die Diskrepanz darauf zurückgeführt werden, dass die reale Akzeptanz des RTM1 bei dieser niedrigen Energie verkleinert wird, was im MathCAD-Modell nicht berücksichtigt wird. Auch die horizontalen und vertikalen Ablagen des Strahls konnten von dem Modell nicht ausreichend erfasst werden. Es sei jedoch angemerkt, dass die Simulationen in guter Näherung den Bereich wiedergaben, in dem letztendlich ein Durchlauf durch das RTM1 möglich war. Es wurde vor dieser Arbeit versucht, durch das konstante Herunterdrehen der Energie, auf niederigere Auschussenergien zu kommen. Ab einem Ausschuss von 140 MeV scheiterte der Versuch daran, dass keine stabilen Einschussparameter (Phase, Energie) gefunden werden konnten. Dadurch, dass der stabile Bereich nun aber bekannt war, ist es gelungen den Strahl im Int2 nachzuweisen.

4 Fazit und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, die Einschussenergie des RTM1 herabzusetzen, um so auch niedrigere Ausschussenergien nutzen zu können. Es sollten ursprünglich 100 MeV hinter dem RTM2 erreicht werden.

Es wurde jedoch im Laufe dieser Arbeit gezeigt, dass dies wenig aussichtsreich wäre. Die Simulationen in MathCad, und die darraus resultierende Akzeptanz legten nahe das dieser Bereich wohl instabil wäre. So wurde die Energie gewählt, die eine gute Aussicht auf Erfolg bot. Es wurden mit ihr Strahltests unternommen, um zu überprüfen, ob sich die Simulationen anwenden lassen. Mit der neuen Einschussenergie von 2.05 MeV ist es zwar gelungen einen kompletten Durchlauf durch das RTM1 zu erreichen, jedoch nicht ohne große Verluste an der Strahlintensität. Der simulierte Verlauf legt zwar nahe, dass prinzipiell ein Betrieb mit einer Energie von 2.05 MeV möglich ist, jedoch wirft der experimentelle Teil Fragen auf. Es scheint nicht ohne weiteres machbar zu sein, einen stabilen Strahlbetrieb mit den getroffenen Einstellungen zu fahren. Da durch den Einschuss, mit hohen Ablagen auf der ersten Bahn, zu viel Intensität auf der ersten Bahn verschwindet. Es müssten sicher einige strahloptische Veränderungen vorgenommen werden, wie zum Beispiel ein zusätzliches paar Wedler vor und hinter dem Linac des RTM1. Eine weitere Möglichkeit wäre es etwas mehr Diagnostik auf der Einschussbahn anzubringen, oder es wäre denkbar die ersten Umläufe in einer großen Vakuumkammer stattfinden zu lassen. Das würde das Problem des begrentzten Strahlrohrdurchmessers lösen.

Alles in allem ist der Versuch jedoch besser gelaufen als erwartet. Es wird wohl weiter versucht werden, einen Strahl mit den bisher gewonnen Einstellungen zu optimieren, sodass ein stabiler Betrieb möglich wird. Es gibt in der Forschung Nachfrage nach einem Strahl, der in diesen Energiebereichen liegt, sodass diese Arbeit als Machbarkeitsstudie gesehen werden kann, die eine positive Aussage zulässt.





Abbildung 5.1: Nachweis des Strahls im Interface 2. Es sollten vier Peaks zu sehen sein, doch aufgrund von verschiedenen Faktoren gelang es nur zwei aufzunehmen.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Friedrich und L. Tiator, Jahresbericht 1988-189, 1989
- [2] K. Wille, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, 1992
- [3] Dipl. Phys. K. W. Nilles, Diplomarbeit: Die Apparatur zur schnellen Diagnostik des longitudinalen Phasenraums am Injektorlinac des Mainzer Mikrotrons, 2011
- [4] Dr. Habil. Kurt Aulenbacher, Skript: Beschleunigerphysik, Oktober 2012
- [5] Dipl. Phys. Marco Dehn, Interne Kommunikation, Oktober 2012
- [6] Florian DO ,http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/ c/c4/Quadrupole_de.png,15. November 2012
- Sgbeer , http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/ thumb/2/25/Lineaer_accelerator_en.svg/2000px-Lineaer_ accelerator_en.svg.png,15. November 2012
- [8] Julian Merkert , http://project-physicsteaching.web. cern.ch/project-physicsteaching/german/experimente/ braunsche-roehre.pdf, 15. November 2012
- [9] Stündle, http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=File: Lorentz_force.svg&page=1,15. November 2012
- [10] MaMi, MaMi Kontrollsystem, 15. November 2012
- [11] Matthias Molitor, Machbarkeitsstudie zur Suche nach Dunklen Photonen mit MESA, Juni 2012
- [12] Dietmar Mittwich, Entwicklung und Erprobung eines Hochfrequenzmonitors zur Messung der Intensität und der Lage eines 855 MeV Elektronenstrahls., 1992

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungskommission vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Ort, Datum

 $Valent in \ Schmitt$