

Untersuchungen zu einer neuen Alvarez-Struktur für den GSI Post-Stripper

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften



Vorgelegt beim Fachbereich Physik an der
Goethe-Universität in Frankfurt am Main

von
Anja Seibel
aus Hanau

Frankfurt am Main 2017

D30

Vom Fachbereich Physik
der Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. O. Philipsen

Gutachter: Prof. Dr. O. Kester
Prof. Dr. A. Schempp

Datum der Disputation: 16.08.2017

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Große Beschleunigeranlagen	2
1.1.1	CERN	2
1.1.2	ESS	4
1.1.3	GSI UNILAC	5
1.2	Gliederung der Arbeit	8
2	Grundlegende Eigenschaften von HF-Resonatoren	9
2.1	Resonatorspezifische Parameter und Parallelersatzschaltkreis	9
2.1.1	Gespeicherte Energie W	13
2.1.2	Intrinsische Güte Q_0	13
2.1.3	Maximale Beschleunigungsspannung U_0	15
2.1.4	Shuntimpedanz R_s	15
2.1.5	$\frac{R_s}{Q_0}$ -Wert	15
2.2	Feldverteilung und Klassifikation von zylindersymmetrischen Hohlraumresonatoren	16
2.2.1	Alvarez-Beschleuniger	17
2.2.2	H-Mode Beschleuniger	18
2.3	Elektrischer Durchschlag im Resonator	21
2.4	Phasenfokussierung in HF-Resonatoren	22
2.5	Tilt-Sensitivity und deren Optimierung	23
3	Allgemeines zur Alvarez-I Struktur des GSI UNILAC	28
3.1	E-Feld Simulationen am ersten Spalt der Alvarez-I Struktur	31
3.2	Thermische Simulationen	35
3.3	Zusammenfassung aller HF-Parameter	42
4	HF-Auslegung der neuen Alvarez-Resonatoren	44
4.1	Neue Driftröhrenform	44
4.2	Thermische Simulationen	46
4.2.1	Frequenzänderung unter wärmebedingter Ausdehnung der Kavität	51
4.3	1:3-Modell der neuen Alvarez-Kavität	52
5	Störkörpermessmethode	57
6	Messungen	60
6.1	1:3-Modell	60

6.2	Messungen am leeren Resonator und V-Stützen-Konfigurationsmessungen	64
6.3	Gütemessung und Vergleich über den $\frac{R}{Q}$ -Wert	70
6.4	Frequenzabstimmung	73
6.5	Neue Stützen-Konfigurationen	75
6.6	Field-Tilt-Sensitivity-Messungen	78
7	Erweiterung des 1:3-Modells	83
7.1	HF-Messungen	87
7.2	Field-Tilt-Sensitivity-Messungen	93
8	Zusammenfassung und Ausblick	96
A	Dynamische Parameter existierender Alvarez-I Tank der GSI	98
	Danksagung	100
	Abbildungsverzeichnis	I
	Tabellenverzeichnis	VI
	Literaturverzeichnis	VI

1 Einleitung

Mit der Entdeckung des Atomkerns machte Rutherford 1911 eine bahnbrechende Entdeckung. Um mehr über den Aufbau und die Bestandteile des Atomkerns in Erfahrung zu bringen, werden höhere Energien benötigt, sodass stärkere Wechselwirkungen mit Bausteinen der Materie möglich sind. Dadurch kann es beispielsweise zur Entstehung neuer Teilchen bzw. neuer Teilchenbausteine kommen. In den 1920er Jahren wurden die ersten Ideen eines Teilchenbeschleunigers entwickelt. Das Grundprinzip eines Teilchenbeschleunigers ist immer gleich. Zur Beschleunigung wird ein geladenes Teilchen benötigt, das in ein elektrisches Feld gebracht wird. Dort erfährt das Teilchen eine beschleunigende Kraft, welches dessen Geschwindigkeit bzw. kinetische Energie erhöht. Nur das elektrische Feld dient in einem Teilchenbeschleuniger zur Beschleunigung, deshalb muss dieses in Flugrichtung der Teilchen gerichtet sein. Das Magnetfeld bewirkt eine Richtungsänderung der Teilchen, um den Teilchenstrahl in transversaler Richtung zusammenzuhalten (Fokussierung) oder umzulenken. Grundsätzlich wird zwischen Gleichspannungs- und Wechselspannungsbeschleunigern unterschieden. Zu den Gleichspannungsbeschleunigern zählt beispielsweise die Röntgenröhre, eines der einfachsten Beschleunigersysteme [1]. Hier wird ein statisches elektrisches Feld zwischen zwei Elektroden angelegt, was zu begrenzten Teilchenenergien von maximal einigen MeV führt. Limitierender Faktor ist die maximal erzeugbare Spannungsdifferenz des zugrundeliegenden Hochspannungsgenerators.

Um höhere Energien zu erreichen, entstanden Wechselspannungsbeschleuniger, bei denen Hochfrequenzgeneratoren einen schnellen Wechsel der Hochspannung ermöglichen. Da bei diesen Teilchenbeschleunigern zu einem bestimmten Zeitpunkt das Spannungsfeld entgegen der Strahlrichtung orientiert ist, kommen Driftröhren zum Einsatz, um die Teilchen vom abbremsenden elektrischen Feld abzuschirmen. In den Zwischenräumen der Driftröhren, den sogenannten Spalten, werden die Teilchenpakete beschleunigt, wenn das elektrische Feld in die richtige Richtung zeigt. Somit kann allerdings kein kontinuierlicher Strahl mehr beschleunigt werden, sondern nur noch einzelne Teilchenpakete. Die Länge der Driftröhren muss entlang der Beschleunigungsstrecke zunehmen, wenn der Beschleuniger bei konstanter Hochfrequenz betrieben wird, da die Teilchen beschleunigt werden [2, 3]. Es wurden sogenannte Hohlraumresonatoren mit elektrisch leitenden Wänden entwickelt, sodass die Felder im Resonator gehalten werden und eine konstante Oszillationsfrequenz ermöglicht wird. 1945 entwickelte Alvarez einen Beschleuniger, der im Vergleich zu vorherigen Driftröhrenbeschleunigern effizienter die notwendige Hochfrequenzleistung umsetzen konnte [4]. Die eingesetzten Driftröhren werden über dünne Stützen mit dem äußeren metallischen Zylinderresonator verbunden. Hier werden hauptsächlich niederenergetische Protonen und schwere Ionen beschleunigt. Dazu wird im Resonatortank die Grundschwingungsmode angeregt, die ein elektrisches Feld in Strahlrichtung

tung induziert. In jedem Spalt ist daher das beschleunigende Feld in Richtung des Strahls orientiert. Vorzugsweise wird ein konstantes Feld entlang der Struktur benötigt, Störungen einer nicht exakten Bauweise bzw. einem nicht exakten Einbau der Driftröhren in den Tank oder Strahlbelastung, kann zu Inhomogenität der Feldverteilung führen. Damit verbunden können die Teilchen nicht mehr optimal beschleunigt werden.

Abhilfe liefern sogenannte "post-coupler" [5], dünne metallische Stangen, die seitlich an die Driftröhren herangefahren werden. Ein post-coupler koppelt an die Resonanzmode des Tanks, führt zu deren Modifizierung und verringert die Sensibilität der Betriebsmode auf Störungen, sodass eine heterogene Feldverteilung minimiert werden kann. Weisen die Alvarez-Resonatoren allerdings einen Tankradius größer einem Meter auf, wird der Einsatz von post-coupler sehr aufwendig.

In der vorliegenden Arbeit soll eine alternative Methode zur Feldstabilisierung überprüft werden. Dazu wird die Orientierung der beiden Stützen genutzt. Um das Konzept experimentell zu testen, sollte ein 1:3-Aluminiummodell mit variabler Stützen- und Driftröhrengometrie ausgelegt, gefertigt und vermessen werden. Mit einer neuen Winkelanordnung der Stützen werden parasitäre Moden (Schwingungsmoden nahe der Resonanz) verdrängt und somit weniger Störungen des Betriebs verursacht. Das Modell dient der reinen niederenergetischen Hochfrequenzmessung ohne Vakuum und Strahl.

1.1 Große Beschleunigeranlagen

Da Alvarez-Resonatoren immer noch ein Standard für zuverlässige Hochstrom-Linacs darstellen, kommen sie auch in großen Beschleunigeranlagen, nicht nur bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (kurz GSI), sondern auch weltweit zum Einsatz. In den folgenden Abschnitten sollen drei Beschleunigeranlagen vorgestellt werden, die Alvarez-Kavitäten verwenden:

- CERN
- ESS
- GSI

1.1.1 CERN

Die derzeit wohl bekannteste Beschleunigeranlage CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire) [6] im Kanton Genf in der Schweiz ist die weltweit größte Forschungseinrichtung auf dem Gebiet der Teilchenphysik. Gründung erfolgte in den 1950er Jahren sowie erste Zyklotron- und Synchrotronrealisierungen als auch Speicherringe. Ab 1999 begann der Aufbau des LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) [7], der weltweit größte supraleitende Doppelringbeschleuniger bzw. Kollider mit einem Umfang von knapp 27 km und einer Schwerpunktenergie der beschleunigten Protonen von 14 TeV . Dazu werden die Protonen in mehreren Umläufen nahezu auf Lichtgeschwindigkeit und anschließend zur Kollision gebracht. Zu den größten Detektorprojekten zählt ATLAS (**A** **T**oroidal **L**hc **A**pparatu**S**) [8], worin 2012 zusammen mit dem CMS Detektor (**C**ompact **M**uon

Solenoid) [9] die Entdeckung des Higgs-Bosons gelang. Beide Detektoren sind besonders für hochenergetische Proton-Proton Kollisionen ausgelegt.

Der neue Injektor, Linac 4, der LHC Injektorenkette enthält drei Alvarez-DTL-Module (DTL= Drift Tube Linac= Driftröhrenlinearbeschleuniger) (siehe Abbildung 1.1) die bei einer Frequenz von $352,2\text{ MHz}$ betrieben werden (siehe Tabelle 1.1) [10]. Der 90 m lange normaleitende Linac 4 beschleunigt Ionen für den Proton Synchrotron Booster [11]. Dabei stellt eine Ionenquelle H^- -Ione mit einer Energie von 45 keV bereit. Über einen RFQ (**R**adio **F**requency **Q**uadrupol) [12] und eine Chopper-Sektion werden die Teilchen auf die für den Alvarez-Beschleuniger benötigte Eingangsenergie von 3 MeV vorbeschleunigt. Die erste Beschleunigersektion besteht aus drei Alvarez-DTL-Modulen mit einem Tastverhältnis von 5%. Hier werden die Teilchen auf 50 MeV und in der darauf folgenden Cell-Coupled DTL Struktur sowie der Pi-Mode Struktur auf die finalen 160 MeV beschleunigt [13].

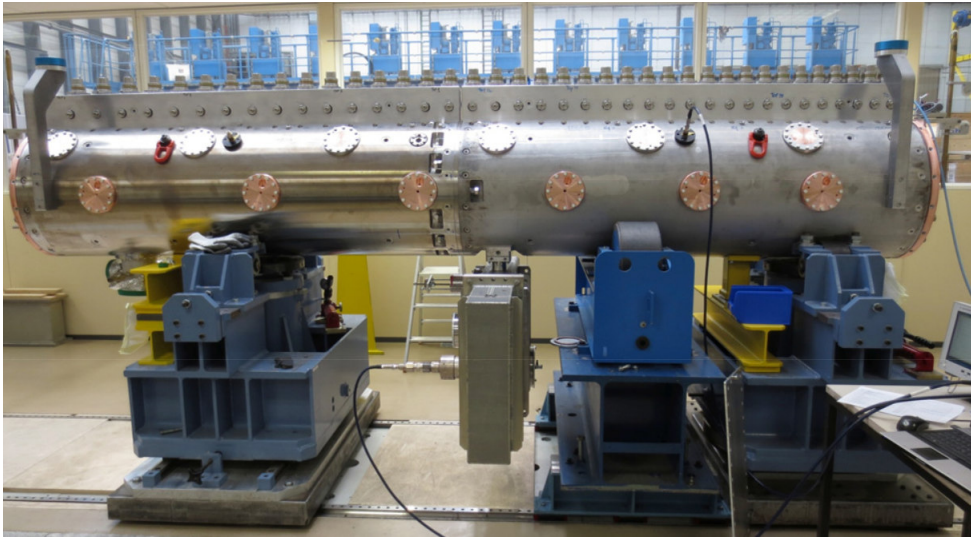


Abbildung 1.1: Erster Tank der Alvarez-Sektion des Linac 4 am CERN [13].

Ion, A/q	$H^-, 1$
Ausgangsenergie	50 MeV
Strom	40 mA
rf-Frequenz	$352,2\text{ MHz}$
rf-Pulslänge	$400\text{ }\mu\text{s}$
Pulswiederholungsrate	2 Hz
Länge	$19,1\text{ m}$
in Betrieb seit	2016

Tabelle 1.1: Parameter-Tabelle der Alvarez-Sektion (Linac 4) am CERN [10].

1.1.2 ESS

Die ESS (**E**uropean **S**pallation **S**ource) [14] ist eine seit 2014 in Bau befindliche Forschungsanlage für die Erzeugung von Neutronen in Lund, Schweden. 2019 soll die Anlage in Betrieb genommen werden, 2024 wird damit gerechnet das alle Komponenten einsatzbereit sind, um in der Materialforschung neue wissenschaftliche Erkenntnisse zu erlangen. Über eine ECR-Ionenquelle (**E**lectron **C**yclotron **R**esonance) werden Protonen bereitgestellt, die mit Hilfe der LEBT-Sektion (**L**ow **E**nergy **B**eam **T**ransport) zum RFQ transportiert werden. Dort erfolgt das Bunchen in einzelne Teilchenpakete und die Vorbeschleunigung auf 3 MeV . Analog zum Linac 4 der CERN-Anlage kommen Alvarez-Kavitäten im normalleitenden Linac-Abschnitt zum Einsatz, der den Protonenstrahl auf 78 MeV beschleunigt. Im Anschluss folgen supraleitende Kavitäten, die den Strahl auf die finalen $2,5\text{ GeV}$ beschleunigen. Die Beschleunigungsstrecke umfasst rund 443 m (siehe Abbildung 1.2). An diese schließt eine HEBT-Sektion (**H**igh **E**nergy **B**eam **T**ransport) an, die den Strahl zum Wolframtarget transportiert, auf das die Protonen treffen und dort Neutronen über den Spallationseffekt erzeugen. Diese stehen dann für die geplanten 22 Experimente zur Verfügung [15].

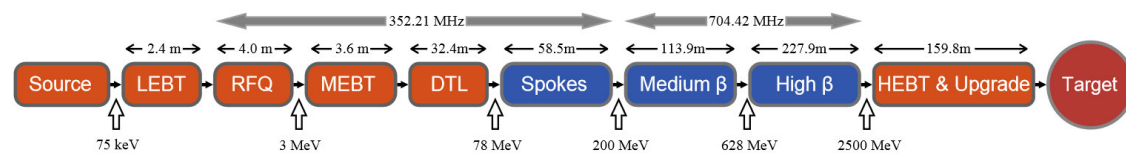


Abbildung 1.2: Schematischer Aufbau der ESS-Forschungsanlage in Schweden mit einem Alvarez-DTL als Vorbeschleuniger [15].

Ion, A/q	$p, 1$
Ausgangsenergie	78 MeV
Strom	50 mA
rf-Frequenz	$352,21\text{ MHz}$
rf-Pulslänge	$2,86\text{ ms}$
Pulswiederholungsrate	14 Hz
Länge	$32,4\text{ m}$
in Betrieb ab	2019

Tabelle 1.2: Parameter-Tabelle der Alvarez-Struktur am ESS [15].

1.1.3 GSI UNILAC

Das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt [16] wurde 1969 gegründet. Zu den größten Errungenschaften zählen die Synthese schwerer Elemente sowie die Ionenstrahltherapie zur Tumorbehandlung. 1975 fanden erste Experimente am heute immer noch in Betrieb befindlichen Linearbeschleuniger statt. Entdeckt wurden bei GSI die superschweren Elemente 107 bis 112. Es galt herauszufinden, wo die Grenze der stabilen nuklearen Elemente liegt. Dazu wurden Ionen zunächst nur im niederenergetischen Bereich beschleunigt, um gerade deren Coulombabstoßung zu überwinden und Kernreaktionen hervorzurufen. Ende der 1980er Jahre wurde die erste GSI-Erweiterung vorgenommen mit dem Schwerionensynchrotron SIS 18. Ein Fragmentseparator sowie der **E**xperimentier**S**peicher**R**ing ESR komplettierten den neuen Abschnitt und ermöglichten die Erzeugung neuer Nuklide. An der GSI befindet sich gerade das FAIR-Projekt (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) [17, 18] (siehe Abbildung 1.3) im Aufbau. Der neue Beschleunigerkomplex umfasst das Schwerionensynchrotron SIS 100, den Protonenlinac (für Protonenstrahlen um Antiprotonen zu produzieren), den CRYRING (Schwerionenspeicherring, der neben der langlebigeren Speicherung aufgrund der vorherrschenden Vakuumbedingungen auch dazu dient den Strahl abzubremesen und ihn zu kühlen), den HESR (**H**igh **E**nergy **S**torage **R**ing für starke Wechselwirkungsstudien von Antiprotonen mit Impulsen bis zu $14\text{ GeV}/c$, mit einem internen Target und e^- -Kühlungsmodul), den CR (**C**ollector **R**ing zur stochastischen Kühlung radioaktiver Ione bzw. Antiprotonen) und den SUPER-FRS (**SUPER FR**agment **S**eparator, der dazu dient exotische Kerne im relativistischen Energiebereich bereitzustellen und zu separieren) [19, 16]. Für die geplanten Experimente sollen Antiprotonen und exotische Nuklide mit höchster Strahlintensität bereitgestellt werden. Die dazu benötigten Primärstrahlen werden über den bestehenden UNILAC (**U**NIversal **L**inear **A**ccelerator) und das SIS 18 vorbeschleunigt, die Protonen liefert der in Planung befindliche Protonenlinac. Diese werden dann im SIS 100 weiter beschleunigt (auf Energien von $1,5\text{ GeV}/u$ für U^{28+} und 29 GeV für Protonen) und dazu genutzt Sekundärstrahlung von Antiprotonen bzw. radioaktive Isotope zu erzeugen, die dann für die zahlreichen geplanten Experimente zur Verfügung stehen [19].

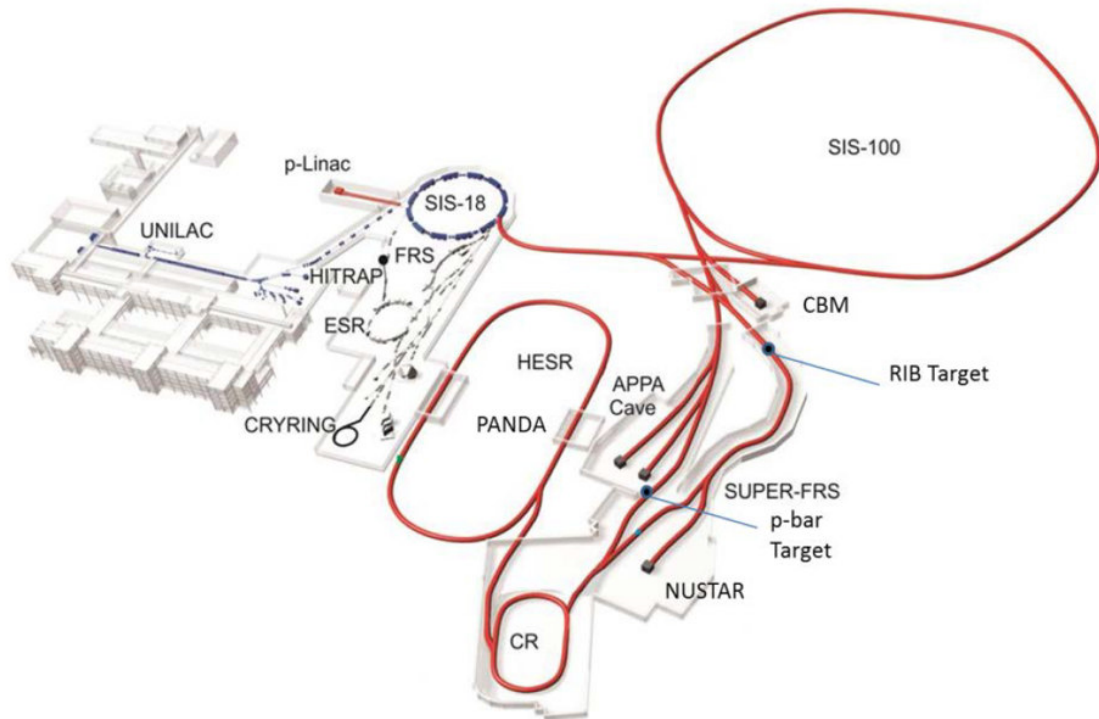


Abbildung 1.3: Facility for Anti proton and Ion Research (FAIR) mit dem UNILAC und SIS 18 als Injektor [17].

Der UNILAC der GSI (siehe Abbildung 1.4) beschleunigt alle Ionensorten von Protonen bis Uran und dient als Injektor für das Synchrotron SIS 18. Die Ionen werden von bis zu drei verschiedenen Ionenquellen bereitgestellt, die von Puls zu Puls im 50 Hz Takt gewechselt werden können, um so die jeweiligen Experimente mit unterschiedlichen Ionensorten und Strahleigenschaften zu beliefern. Die ECR-Ionenquelle liefert hoch geladene Ionen, wohingegen die PIG-Quelle (**P**enning **I**onisation **G**auge) Teilchen niedriger Intensität bei Zwischenladungszuständen und die sogenannte MEVVA/ MUCIS-Quelle (**M**etal **V**apor **V**acuum **A**rc/ **M**ulti**C**usp **I**on **S**ource) hochintensive Strahlen mit niedergeladenen Teilchen erzeugt. Diese werden über eine LEPT mit $2,2\text{ keV/u}$ in den nächsten Abschnitt transportiert. Anschließend passiert der Teilchenstrahl einen 9 m langen RFQ, der eine Vorbeschleunigung auf 120 keV/u durchführt. Zusätzlich buntet der RFQ den Teilchenstrahl bei einer Betriebsfrequenz von 36 MHz . Es folgen zwei IH-Strukturen, die den Strahl auf $1,4\text{ MeV/u}$ beschleunigen. Im Anschluss folgt ein Gasstripper, der die Beschleunigungseffizienz erhöht, indem beispielsweise der Ladungszustand von $^{238}\text{U}^{4+}$ zu $^{238}\text{U}^{28+}$ erhöht wird. Es folgt der sogenannte Post-Stripper-Abschnitt (siehe Tabelle 1.3), mit fünf Alvarez- und zehn Einzelspalt-Resonatoren, die bei einer Betriebsfrequenz von $108,408\text{ MHz}$ die Teilchen auf $11,4\text{ MeV/u}$ beschleunigen. Im Anschluss folgen erste Experimentierstationen sowie der Strahltransport zum Synchrotron SIS 18 [20].

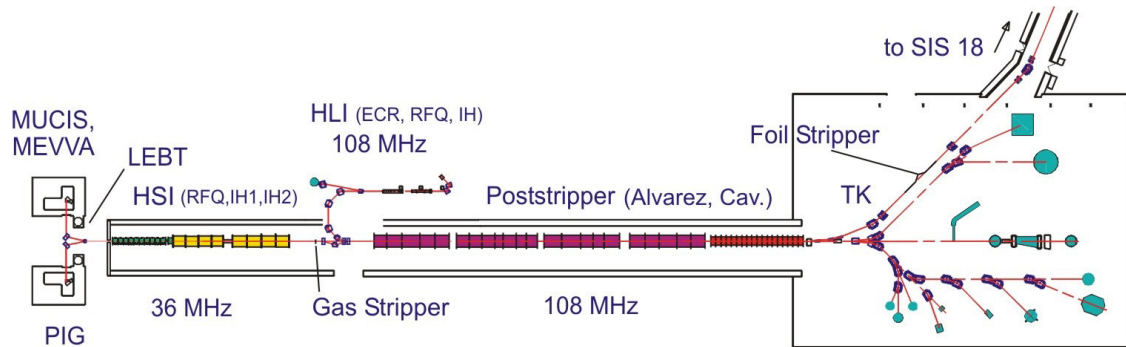


Abbildung 1.4: Der **UNI**versal **L**inear **A**ccelerator (UNILAC) der GSI [16].

Ion, A/q	$U^{28+}, \leq 8,5$
Ausgangsenergie	$11,4 \text{ MeV}$
Strom	15 mA
rf-Frequenz	$108,408 \text{ MHz}$
rf-Pulslänge	5 ms
Pulswiederholungsrate	50 Hz
Länge	$\sim 60 \text{ m}$
in Betrieb seit	1975

Tabelle 1.3: Parameter-Tabelle des Strahls nach der Alvarez-Sektion am GSI UNILAC-Beschleuniger [16].

Nach über 40 Jahren in Betrieb zeigt der UNILAC (besonders die Alvarez-Kavitäten) große Verschleißerscheinungen der Verkupferung im Innern der Strukturen [21]. Zudem führten Verstopfungen der Kühlkanäle der Stützen und Driftröhren durch Eisenoxidablagerungen immer wieder zu Ausfällen. Zwar wurden diese Bereiche teilweise überarbeitet, der Alvarez stellt jedoch für die Zukunft ein Risiko dar [22]. Deshalb soll der bestehende GSI Post-Stripper erneuert werden.

1.2 Gliederung der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit wird die Untersuchung eines neuartigen Alvarez-Teilchenbeschleunigers für den Ersatz der Post-Stripper-Sektion bei der **G**esellschaft für **S**chwer-Ionenforschung in Darmstadt (kurz GSI) behandelt. Dazu sollen im zweiten Kapitel dieser Arbeit die grundlegenden Resonatoreigenschaften gezeigt und speziell auf die Alvarez-Kavität eingegangen werden. Zudem wird ein Vergleich zu anderen Beschleuniger-Resonatoren gezogen. Auch die zugrundeliegenden HF-Parameter (**H**och**F**requenz) werden aufgezeigt einschließlich die Funktionsweise eines Resonators, die anhand des Parallelersatzschaltkreises dargestellt wird, mit expliziter Anwendung auf die in diese Arbeit behandelte Alvarez-Beschleunigerstruktur. Im Anschluss folgt die Erklärung des elektrischen Breakdown im Resonator als limitierender Faktor, der Phasenfokussierung sowie der “Tilt-Sensitivity” (Verkipfung der elektrischen Feldverteilung) und deren Optimierung (Feldstabilisierung). Das dritte Kapitel umfasst die detaillierte Untersuchung der ersten Alvarez-Kavität des GSI UNILAC. Dazu wird die elektrische Feldverteilung im Simulationsprogramm untersucht sowie Wärmekühlungsstudien und Tankradiusoptimierungen durchgeführt. Im vierten Kapitel wird die Auslegung der neuen Alvarez-Kavität vorgestellt. Dazu wird ein 10-Spalt Modell im Maßstab 1:3 mit neuer Driftröhrenform aufgebaut und HF-Simulationen durchgeführt. Die für die Messungen relevante Störkörpermessmethode wird in Kapitel 5 beschrieben und im sechsten Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen vorgestellt. Dieses umfasst zudem HF- und Tilt-Sensitivity-Messungen. Eine Erweiterung des Modells wird in Kapitel 7 beschrieben ebenso die daran durchgeführten Messungen. Abschließend wird in Kapitel 8 eine Zusammenfassung der Arbeit und ein Ausblick der weiteren Maßnahmen zur Erneuerung des UNILAC gegeben.

2 Grundlegende Eigenschaften von HF-Resonatoren

In diesem Kapitel wird sowohl auf die Resonatortheorie im Allgemeinen eingegangen (Parallelersatzschaltkreis und HF-Parameter) [23, 24, 25, 26], als auch auf die Feldverteilung von Driftröhrenbeschleunigern. Das Ende des Kapitels widmet sich dem elektrischen Durchschlag als limitierenden Faktor eines Beschleunigers, der Phasenfokussierung, der Tilt-Sensitivity sowie deren Optimierung.

2.1 Resonatorspezifische Parameter und Parallelersatzschaltkreis

Über spezifische Kenngrößen lassen sich Resonatoren gegenüberstellen, um zu vergleichen, wie gut eingekoppelte Leistung im Tank gespeichert wird bzw. wieviel Energie nachgeliefert werden muss, um den Resonator angeregt zu halten. Eine Kavität verhält sich wie ein freies Pendel, das zunächst angeregt wird, aber dessen Amplitude sich verringert (aufgrund von Reibungserscheinungen), und Energie zugeführt werden muss, damit das Pendel weiter schwingt. Bei einer Kavität geht Energie nicht durch Luftwiderstand verloren, sondern aufgrund des Ohm'schen Widerstands des Materials der Kavität. Vergleichbar zum elektrischen Schwingkreis mit Plattenkondensator und Spule (siehe schwarzer Bereich der Abbildung 2.1) liegen zwei gegenüberliegende Platten auf unterschiedlichem Potential. Sie sind demnach geladen, es bildet sich ein homogenes elektrisches Feld aus und es liegt eine Spannung an. Ist der Kondensator vollständig aufgeladen (über die externe Ladungsquelle) nimmt er keine weitere Energie mehr auf und es folgt der Entladezyklus (aufgrund der Spannung). Erst jetzt fließt Strom durch die Spule, was zu einem magnetischen Feld führt. Ist der Kondensator komplett entladen, liegt hier keine Spannung mehr an und auch kein elektrisches Feld. Die gesamte Energie ist nun im Bereich der Spule und in dessen Magnetfeld gespeichert. Aufgrund von Induktionserscheinungen kommt es nicht zu einem instantanen Zusammenbruch des Magnetfeldes, sodass weiter Strom durch die Spule fließt. Es entsteht ein periodischer Schwingkreis zwischen Feldern in Kondensator und Spule mit wechselnder Polarität. Wird der Schwingkreis von einer externen Ladungsquelle (siehe blauer Bereich der Abbildung 2.1) stetig neu angeregt, kann der Vorgang weiter laufen, ansonsten klingt er nach einiger Zeit ab, aufgrund des Ohm'schen Widerstandes (siehe roter Bereich der Abbildung 2.1). Im Wert der Impedanz Z sind auch die Ohm'schen Anteile von der Induktivität L der Spule ($L = \frac{1}{\omega_0^2 \cdot C}$, leitet sich aus der Resonanzfrequenz $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \rightarrow \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ für den Schwingkreis ab) und

der Kapazität C des Plattenkondensators ($C = \frac{Q_0}{\omega_0 \cdot R_s}$, ergibt sich über die intrinsische Güte $Q_0 = \omega_0 \cdot R \cdot C$ (intrinsische Güte siehe Unterabschnitt 2.1.3)) enthalten. Die Spannung innerhalb des Schaltkreises ist im Fall des Parallelschaltkreises für alle Bauteile (Widerstand, Spule, Plattenkondensator) gleich. Die Summe aller Ströme verschwindet, aufgrund der Kirchhofschen Knotenregel ($\sum I_n = 0$), sodass der von der HF-Quelle gelieferte Strom $I_{HF} = I_0 \cdot \cos(\omega t) = I_C + I_R + I_L$ ergibt. Für den Strom I_R am Widerstand ergibt sich $I_R = \frac{U}{Z}$ anhand des Ohm'schen Gesetzes. Der Strom I_L der Spule ergibt sich zu $I_L = \frac{1}{L} \cdot \int U dt$. Dies folgt aus $U = L \frac{dI_L}{dt}$ und mit Integration wird daraus: $\int U dt = L \int dI_L$. Am Plattenkondensator folgt für den Strom $I_C = C \cdot \frac{dU}{dt}$. Dies ergibt sich aus $Q = C \cdot U = \int I_C dt$ [23].

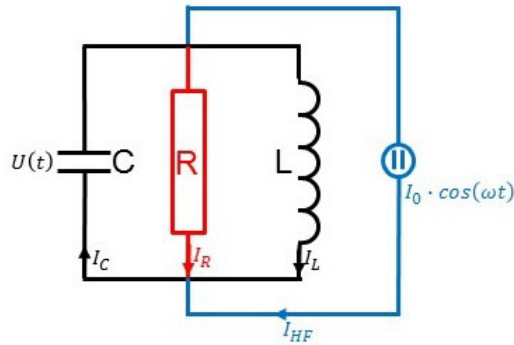


Abbildung 2.1: Parallelersatzschaltkreis für einen Resonator mit den Kenngrößen R , C und L und einer Stromquelle.

Analog zum elektrischen Schwingkreis lässt sich ein Resonator darstellen (siehe Abbildung 2.2)[27, 28, 26]. Wird dazu der Plattenkondensator sowie die Spule zerlegt und zieht diese auseinander, fügt weitere "Spulen" hinzu, dreht das Ganze zu einem Zylinder, so erhält entsteht eine Kavität. Zuletzt erhält die Kavität noch in den Deckelwänden zwei Löcher, um den Strahl ein- und austreten zu lassen. Der Tankmantel besteht aus leitfähigem Material, sodass der Strom von einer Seite zur anderen fließen kann.

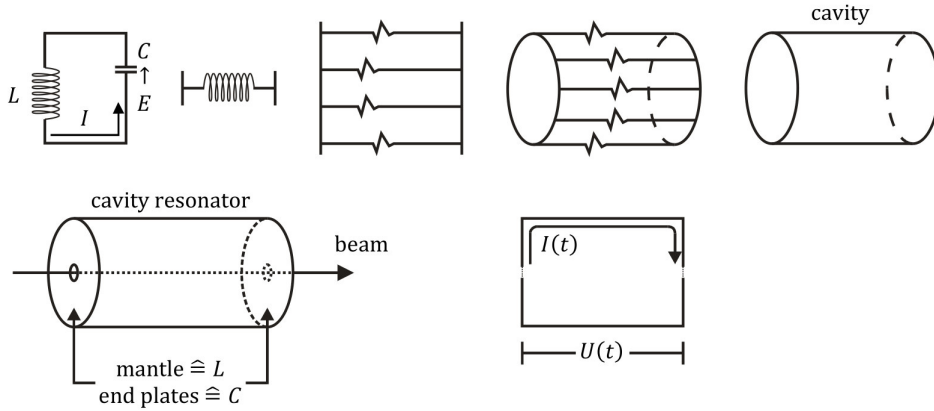


Abbildung 2.2: Parallelersatzschaltkreis eines elektrischen Schwingkreises, der aufgelöst und zum Zylinder gedreht einen Resonator darstellt.

In einem Resonator repräsentieren die Enddeckel eine Kapazität C . Über einen HF-Sender wird Leistung in Form einer elektromagnetischen Welle in den Resonator gekoppelt und in Beschleunigungsspannung umgewandelt. Wie effizient diese Umwandlung erfolgt, ist in der Impedanz Z , also im Parallelersatzwiderstand enthalten. Hier entstehen die Energieverluste durch Wärme. Dieser "Widerstand" ist parallel geschaltet. Der Stromfluss erfolgt entlang der Mantelflächen. Der HF-Sender liefert die Anregung, so dass sich ein zeitlich ändernder Stromfluss einstellt. Dieser wird über die Induktivität L wiedergegeben. Die Größen Z , C und L hängen nicht nur von der Geometrie des Resonators ab, sondern auch vom gewählten Schwingungsmodus, da dann die Ströme auf unterschiedlichen Wegen fließen. Der Parallelersatzschaltkreis zur Beschreibung der Ströme, Spannungen, Widerstände, Kapazitäten und Induktivitäten lässt sich vereinfacht an einer Tankzelle eines Alvarez-Resonators erläutern. Betrachtet wird der Abschnitt zwischen zwei benachbarten Driftröhren mit deren Stützenpaaren und der Tankwand (siehe Abbildung 2.3). Über die Tankwand fließt ein Strom I_u bzw. I_l (mit u = obere Tankwand und l = untere Tankwand). Entsprechend stellt sich entlang des Tankmantels ein Widerstand (Impedanz) Z_u bzw. Z_l aufgrund des Ohm'schen Gesetzes $U_u = Z_u \cdot I_u$ bzw. $U_l = Z_l \cdot I_l$ ein. Ebenfalls fällt eine Induktivität L an der oberen und der unteren Tankwand in Strahlrichtung z an (L_{zu} und L_{zl}). Strom fließt auch über die Stützen (s) und Driftröhren (t) (I_{su} , I_{sl} und I_t), sodass auch hier der Resonator mit Induktivitäten belegt wird (L_{su} , L_{sl} und L_t). Zwischen Driftröhre und Tankmantel besteht eine Kapazität C_u bzw. C_l (entlang der Stützenorientierung), angesichts der zwei gegenüberliegenden "Platten". Diese Kapazität ruft eine komplexe Admittanz im Schwingkreis ($Y_{tu} = \frac{1}{Z_{tu}}$ bzw. $Y_{tl} = \frac{1}{Z_{tl}}$) hervor. Im Spalt zwischen den Driftröhren entsteht eine Kapazität (C_t) aufgrund der sich gegenüberliegenden Driftröhrenflächen, ähnlich einem Plattenkondensator. Auch hier entsteht eine Admittanz $Y_t = \frac{1}{Z_t}$.

Für die longitudinalen Spannungen und Ströme ergibt sich (Herleitung siehe [27]):

$$\begin{aligned} dU_t &= Z_t I_t \\ dU_u &= Z_u I_u \\ dU_l &= Z_l I_l \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} dI_t &= Y_{tu}(U_u - U_t) + Y_{tl}(U_l - U_t) \\ dI_u &= Y_{tu}(U_t - U_u) + Y_{ul}(U_l - U_u). \\ dI_l &= Y_{tl}(U_t - U_l) + Y_{ul}(U_u - U_l) \end{aligned}$$

Dabei setzen sich die Werte der longitudinalen Spannungen analog zum Ohm'schen Gesetz aus den longitudinalen Spannungen und Impedanzen zusammen und die Änderung der longitudinalen Ströme ergeben sich aus der Summe der transversalen Ströme. Aus diesen Gleichungen ergeben sich quadratische Differentialgleichungen für die Spannungsverteilung [27]:

$$\begin{bmatrix} \frac{d^2 U_t}{dz^2} \\ \frac{d^2 U_u}{dz^2} \\ \frac{d^2 U_l}{dz^2} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} U_t \\ U_u \\ U_l \end{bmatrix}$$

$$\text{mit } A := \begin{bmatrix} Z_t(Y_{tu} + Y_{tl}) & -Z_t Y_{tu} & -Z_t Y_{tl} \\ -Z_u Y_{tu} & Z_u(Y_{tu} + Y_{ul}) & Z_u Y_{ul} \\ -Z_l Y_{tl} & Z_l Y_{ul} & Z_l(Y_{tu} + Y_{ul}) \end{bmatrix}.$$

Diese gekoppelten DGL's können nur gelöst werden, wenn die Werte für die Impedanzen und die Admittanzen bekannt sind. Grundsätzlich wird eine Kavität derart ausgelegt, dass diese Werte konstant sind, um ein möglichst homogenes elektrisches Feld in longitudinaler Richtung zu erhalten. Danach kann eine analytische Lösung für die Spannungsverteilung auf der Strahlachse bestimmt werden [27].

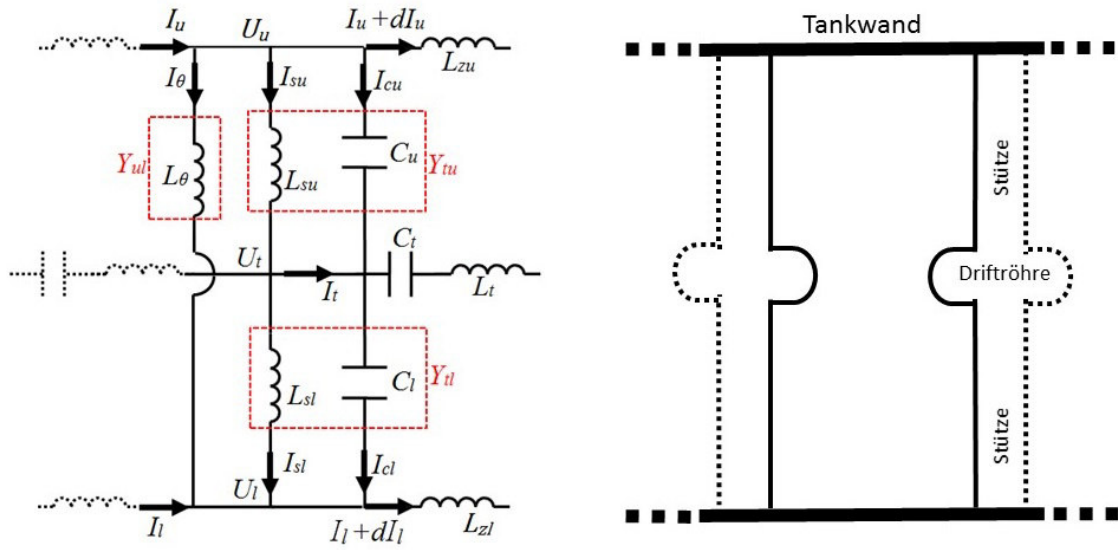


Abbildung 2.3: Parallelersatzschaltkreis dargestellt für eine Zelle eines Alvarez-Resonators, mit der oberen Tankwand (u), dem Bereich der Stützen (s) und Driftröhren (t) und dem unteren Tankwandabschnitt (l) [27].

2.1.1 Gespeicherte Energie W

Die gespeicherte Energie W eines Resonators ergibt sich durch Integration des elektrischen oder magnetischen Feldes über das Resonatorvolumen. Je nach HF-Phase ist eines der Felder maximal ausgeprägt, sodass darin die gesamte gespeicherte Energie vorliegt. Es gilt:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot \int |H_0|^2 dV = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot \int |E_0|^2 dV.$$

Analog zum Parallelersatzschaltkreis lässt sich die gespeicherte Energie im Resonator über Kapazität und Spannung berechnen:

$$W = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2. \quad (2.1)$$

2.1.2 Intrinsische Güte Q_0

Der Wert der intrinsischen (oder auch unbelastete) Güte Q_0 eines Beschleuniger-Resonators gibt das Verhältnis aus gespeicherter Energie (2.1) zu dissipierter Energie

pro HF-Schwingungsperiode $\frac{P_c}{\omega_0} = \frac{T}{2\pi} \cdot P_c = \frac{T}{2\pi} \cdot \frac{U^2}{2 \cdot R_s}$ an:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \cdot W}{P_c} = 2\pi \cdot \frac{\frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2}{2 \cdot \frac{U^2}{R_s} \cdot T} = \omega_0 \cdot R_s \cdot C \quad (2.2)$$

(mit $\omega_0 = 2\pi f_0 = \frac{2\pi}{T}$ Kreisfrequenz der Schwingung).

Gemessen wird die Güte beispielsweise über einen Netzwerkanalysator mittels der Breite der Resonanzkurve (siehe Abbildung 2.4):

$$Q_0 = \frac{f}{\Delta f}, \quad (2.3)$$

wobei f die Resonanzfrequenz und $f \pm \frac{\Delta f}{2}$ die Frequenz ist, bei welcher die Spannung auf den $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -ten Teil relativ zum Maximum abgefallen ist.

Der Zusammenhang zwischen (2.2) und (2.3) lässt sich über die Resonanzkurve herstellen. Es gilt [26]:

$$U_0 = \frac{-I_0 \cdot R_s}{\sqrt{1 + \frac{R_s^2 \cdot C^2}{f^2} 4\pi^2 (f^2 - f_0^2)^2}}$$

(mit $f = f_0 + \Delta f$).

Δf wird als Frequenzabweichung definiert bei welcher die maximale Spannung um den Faktor $\sqrt{2}$ reduziert ist, so ergibt sich für das Verhältnis f zu Δf ein Wert von $\omega_0 \cdot R_s \cdot C$.

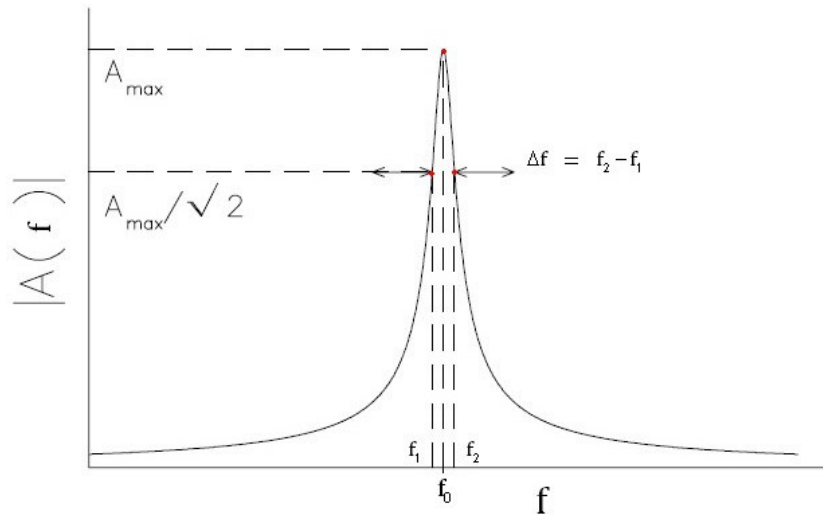


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung zur Messung der intrinsischen Güte Q_0 mittels der Breite der Resonanzkurve Δf , bei der die Spannungsamplitude $A(f)$ im Resonanzfall auf den $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -ten Teil abgefallen ist [29].

2.1.3 Maximale Beschleunigungsspannung U_0

Die Beschleunigungsspannung U_0 bezeichnet das maximale Beschleunigungsfeld, das ein Teilchen pro Spalt durchlaufen kann. Dieser Wert berechnet sich über das Integral des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse:

$$U_0 = \int E_z(z) dz.$$

2.1.4 Shuntimpedanz R_s

Die Shuntimpedanz R_s ist ein Maß dafür wie gut die in einen Resonator eingekoppelte HF-Leistung in Beschleunigungsspannung umgewandelt wird und gibt damit die Effizienz des Beschleunigers an:

$$R_s = \frac{U_0^2}{2 \cdot P_c}.$$

Um einen Vergleich der Shuntimpedanzen verschiedener Beschleunigerkavitäten zu ziehen, wird die Shuntimpedanz pro Länge R'_s benötigt. Diese berechnet sich über die Shuntimpedanz R_s dividiert durch die Resonatorlänge $l_{Resonator}$:

$$R'_s = \frac{R_s}{l_{Resonator}}.$$

2.1.5 $\frac{R_s}{Q_0}$ –Wert

Um Vergleiche über die Effizienz (wie gut die zur Beschleunigung benötigten elektrischen Felder auf die Strahlachse konzentriert werden können) von Beschleunigerstrukturen zu ziehen, wird eine normierte Shuntimpedanz benötigt. Dazu wird der Shuntimpedanzwert R_s mit der intrinsischen Güte Q_0 ins Verhältnis gesetzt. Damit ergibt sich ein Wert, der unabhängig von Frequenz und Oberflächenwiderstand des Resonators ist, also ein reiner Geometriefaktor, konzentriert auf des E-Feld im Spalt zwischen den Driftröhren

$$\frac{R_s}{Q_0} = \frac{\frac{U_0^2}{P_c}}{\frac{\omega_0 \cdot W}{P_c}} = \frac{U_0^2}{\omega_0 \cdot W}.$$

2.2 Feldverteilung und Klassifikation von zylindersymmetrischen Hohlraumresonatoren

Bei einem Hohlraumresonator wird über einen HF-Sender Leistung in die Kavität eingespeist, die in Beschleunigungsspannung umgewandelt und zur Beschleunigung eingesetzt wird. Die Umwandlung erfolgt über die Ausbildung stehender elektromagnetischer Wellen innerhalb des Resonators.

Aus den Maxwellgleichungen im Vakuum [30]

$$\begin{aligned}\nabla \cdot E &= 0 \\ \nabla \times E &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \cdot B &= 0 \\ \nabla \times B &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t}\end{aligned}$$

(Randbedingungen: $E_{\parallel} = 0$ und $B_{\perp} = 0$).

ergeben sich die homogenen Wellengleichungen 2. Ordnung im Vakuum [30]:

$$\begin{aligned}\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= 0 \\ \Delta B - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} &= 0.\end{aligned}$$

In der einfachsten Grundswingungsmode (010-Mode) in einem leeren zylindrischen Resonatortank bildet sich ein longitudinales elektrisches Wechselfeld zwischen den Tankdeckeln aus. Die Ströme werden dabei über die leitende Mantelfläche transportiert. Die Indizes der Schwingungsmode (010) geben die Nulldurchgänge des elektrischen Feldes entlang der drei Raumrichtungen ϑ , r und z an [31]. In azimuthaler Richtung ϑ hat das elektrische Feld keinen Nulldurchgang, da es über den gesamten Bereich von $0 - \pi$ konstant ist. In radialer Raumrichtung r weist das elektrische Feld einen Nulldurchgang auf, sodass es entsprechend der Randbedingung auf der Tankoberfläche verschwindet. In Strahlrichtung z hat die Grundswingungsmode keinen Nulldurchgang, da auch hier das Feld gleichverteilt ist. Das magnetische Feld steht senkrecht zum elektrischen. Aus Symmetriegründen verschwindet es auf der Strahlachse.

Prinzipiell wird zwischen transversal magnetischen $TM_{\vartheta rz}$ -Moden, sogenannte E-Mode Beschleuniger, und transversal elektrischen $TE_{\vartheta rz}$ -Moden, sogenannte H-Mode Beschleuniger unterschieden, die sich in einem Hohlraumresonator ausbilden. Zu den H-Mode Beschleunigern zählen **I**nterdigitalen **H**-Mode (IH) und **C**ross Bar **H**-Mode (CH) Resonatoren [2, 23], zu den E-Mode Beschleunigern die Alvarez-Struktur [32]. In den nachfolgenden Unterabschnitten soll näher auf die beiden Beschleunigertypen eingegangen und ein Vergleich gezogen werden.

2.2.1 Alvarez-Beschleuniger

Ein Alvarez-Resonator gehört zu der Gruppe der E-Mode Beschleuniger. Schon im leeren Resonatorkörper sind die elektrischen Felder bei einem Alvarez-Beschleuniger in Strahlrichtung ausgerichtet, es handelt sich um einen TM_{010} -Mode (Grundswingungsmodus) (siehe Abbildung 2.5). Durch den Einbau der Stützen und Driftröhren (wirken als Spannungsteiler) wird dieses Feld lokal zwischen den Driftröhren erhöht, da sich die Kapazität vergrößert. Zwischen zwei Driftröhren bildet sich eine Kapazität aus, die eine Verringerung der Frequenz hervorruft im Vergleich zum Tank ohne Driftröhren. Dies folgt aus $f \propto \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Pro Spalt ist das Feld jeweils in die gleiche Richtung orientiert, sodass jeder Spalt mit Teilchen zur Beschleunigung besetzt sein kann. Die Umpolung der angelegten Wechselspannung erfolgt, wenn sich die Teilchen in der Driftröhre befinden. Diese wirken als Abschirmung vor dem gegenläufigen elektrischen Feld. Der Betriebsmodus wird auch als 2π -Mode bezeichnet. Da die Teilchen pro Spalt schneller werden, muss der Abstand zwischen den Spalten mit zunehmender Beschleunigung größer werden.

Es gilt:

$$T = \frac{l_{Zelle}}{v} = \frac{l_{Zelle}}{\beta \cdot c}$$

und

$$T = \frac{1}{f} = \text{Periodendauer},$$

sodass

$$l_{Zelle} = \frac{\beta \cdot c}{f} = \frac{\beta \cdot \lambda \cdot f}{f} = \beta \cdot \lambda$$

(mit $\beta = \frac{v}{c}$ und $\lambda = \text{Wellenlänge} = \frac{c}{f}$).

Das Magnetfeld bildet sich bei frontaler Betrachtung kreisförmig aus und umschließt gemäß der 4. Maxwellgleichung ($\nabla \times B = \frac{1}{c^2} \dot{E}$) das longitudinale elektrische Feld.

Das Frequenzspektrum von Alvarez-Beschleunigern liegt zwischen 100 und 400 MHz. Meistens dienen Alvarez Beschleuniger zur Vorbeschleunigung (Geschwindigkeiten von $\beta \approx 0,05 - 0,4$) von niederenergetischen Protonen und schweren Ionen (nicht relativistische Teilchen) und zur Injektion in Synchrotrone. Im Innern jeder Driftröhre ist genug Platz für Kühlkanäle sowie Quadrupolmagnete, die dafür sorgen, dass der Teilchenstrahl transversal gebündelt wird [32, 33, 34].

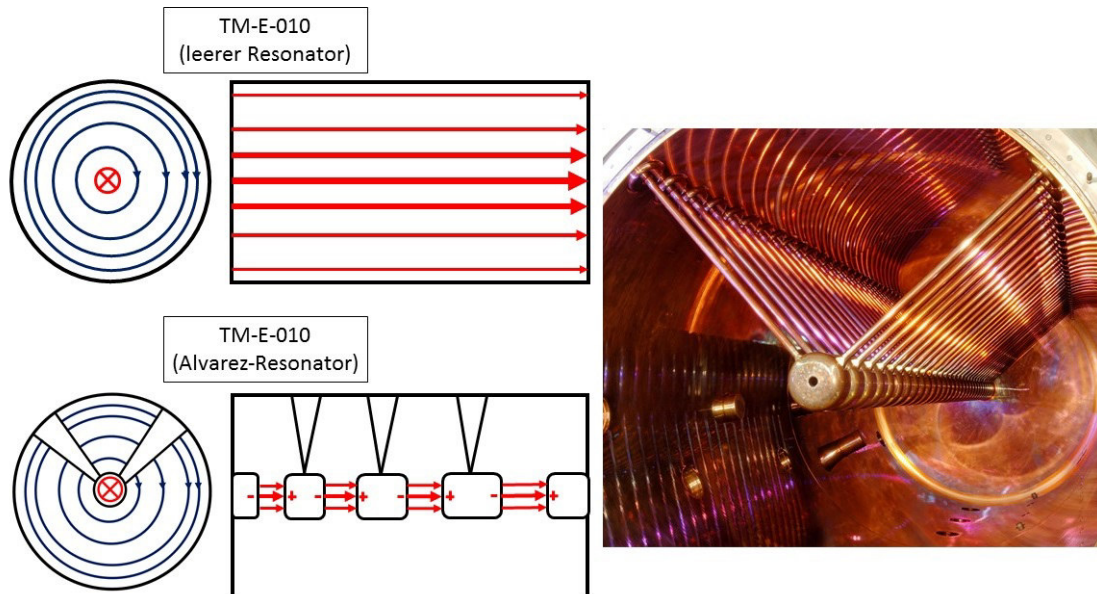


Abbildung 2.5: Feldverteilung in einem leeren Resonatortank (oben links) und für den Alvarez-Resonator (unten links) mit der angeregten Grundmode. In rot dargestellt ist das elektrische Feld, in Blau das magnetische. Rechts die Alvarez 1 Kavität des GSI UNILAC [35, 36].

2.2.2 H-Mode Beschleuniger

Zu den H-Mode Resonatoren zählen die IH-Struktur und die CH-Struktur (siehe Abbildung 2.6), mit denen sowohl leichte als auch schwere Teilchen beschleunigt werden können. Hier stehen im leeren Resonatortank die elektrischen Felder senkrecht zur Strahlrichtung. Erst durch den Einbau der Driftröhren und Stützen kommt es zu einer Aufladung der Driftröhren mit abwechselnd positiver und negativer Polung. Dadurch wird eine Beschleunigung möglich. Zudem bewirkt der Einbau der Komponenten einen starken kapazitiven Zuwachs, sodass die Resonanzfrequenz rapide abfällt. Die Spaltmittenabstände liegen bei diesem Beschleunigertyp bei $\frac{\beta\lambda}{2}$. Es handelt sich um einen π -Mode Beschleuniger. Bei einer IH-Struktur wird eine Driftröhre von je einer Stütze getragen, die alternierend im 180° -Winkel angeordnet sind. Die Schwingungsmode ist die H_{111} -Mode. Im Gegensatz dazu haben CH-Strukturen jeweils zwei Stützen pro Driftröhre, die im 180° -Winkel zueinander stehen. Die darauffolgenden Stützen sind zur ersten um 90° gedreht. Entsprechend wird für diesen Beschleunigertyp eine H_{211} -Schwingungsmode benötigt. CH-Strukturen weisen bei gleicher Resonanzfrequenz etwa doppelt so große Tankdurchmesser auf wie IH-Strukturen. Das Frequenzspektrum moderner Protonenbeschleuniger liegt im Nieder- und Mittelenergiebereich bei rund 250 bis 800 MHz für Geschwindig-

keiten im Bereich von $\beta = 0,1 - 0,5$ für CH-Strukturen. Der Geschwindigkeitsbereich von IH-Strukturen liegt bei $\beta < 0,1$. Der Vorteil von H-Mode Resonatoren besteht im Erreichen hoher Shuntimpedanzen. Damit ist es möglich bei hohen Shuntimpedanzen sehr kompakte Driftröhren zu verbauen, sodass geringere Kapazitäten dort anliegen, die Frequenz höher ist und weniger Verluste anfallen. Um den Teilchenstrahl transversal zu fokussieren sind zusätzliche Bauteile zwischen den einzelnen Beschleunigersektionen oder innerhalb der Struktur notwendig. Dabei kann es sich um Quadrupollinsen oder Solenoi-
de handeln [23, 24].

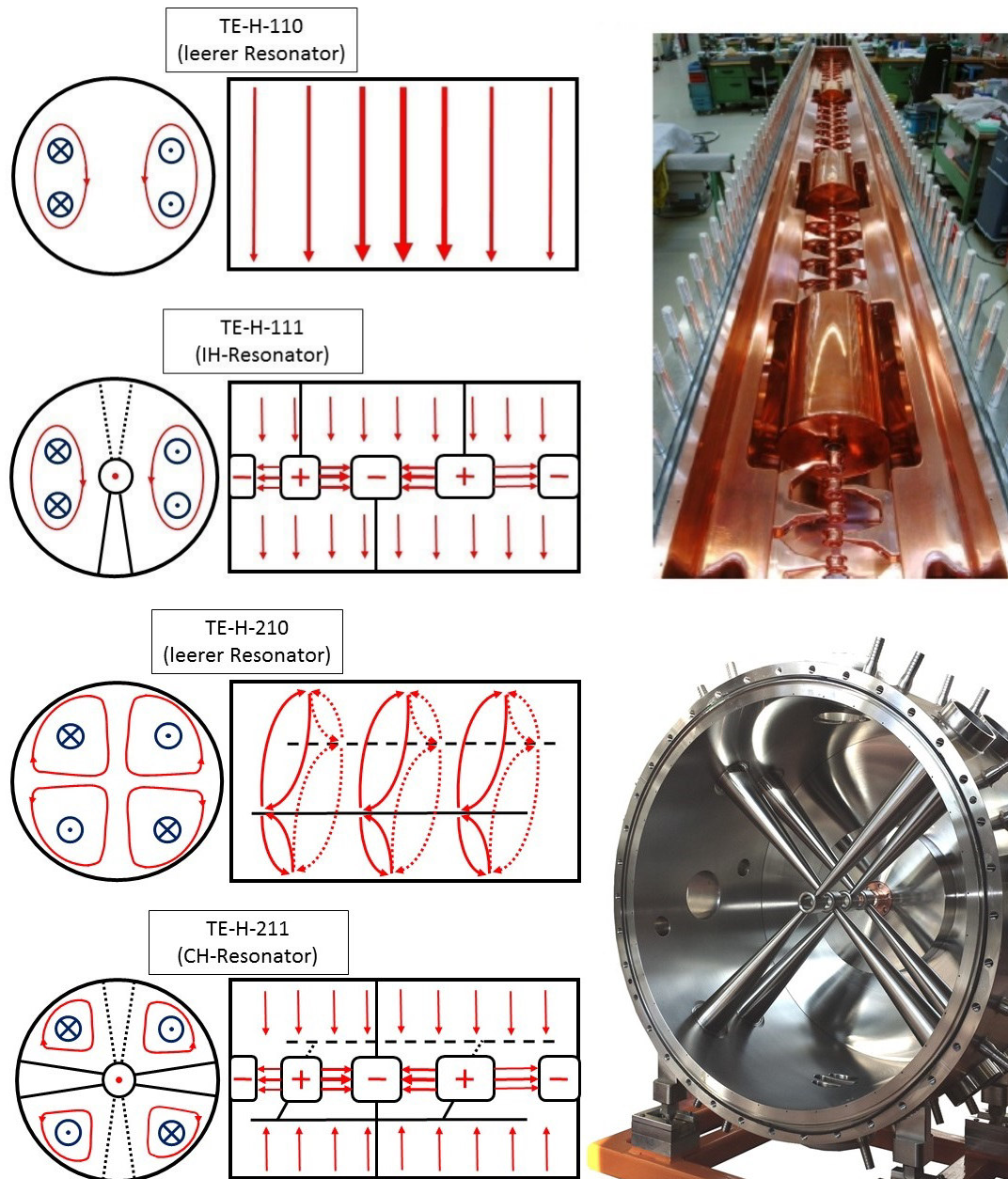


Abbildung 2.6: Links die Feldverteilung für IH- und CH-Resonatoren (rot: elektrische Feldlinien, blau: magnetische Feldlinien), rechts der Heidelberger IH-Beschleuniger zur Tumorbehandlung mit drei internen Quadrupollinsen zur transversalen Fokussierung sowie eine CH-Struktur, die bei 175 MHz am IAP der Uni Frankfurt für den FRANZ-Beschleuniger eingesetzt wird [37, 35, 38].

2.3 Elektrischer Durchschlag im Resonator

Wird eine Beschleunigerstruktur mit hohen elektrischen Feldern betrieben, so kann es zu elektrischen Überschlügen kommen. Ein solcher "Durchschlag" ist bisher immer noch nicht im Detail verstanden. Es kann sein, dass ein solcher Durchschlag über Elektronenfeldemission (Funkenbildung über spontane Entladung gespeicherter elektrischer Energie zwischen zwei metallischen Elektroden, im Fall eines Resonators beispielsweise zwischen zwei Driftröhren) ausgelöst wird sowie über Protonen die ihren Ursprung auf der Resonatoroberfläche haben bzw. vom Restgas des Wasserstoff [24]. Soll eine Überschlag vermieden werden, so stellt sich für den störungsfreien Betrieb über das sogenannte Kilpatrick-Kriterium [39] folgende Limitierung für die Felder und damit die Frequenz ein [40]:

$$f(\text{MHz}) = 1,64 \cdot E_K^2 \cdot e^{-\frac{8,5}{E_K}}$$

(mit E_K = Kilpatrick-Limit in $\frac{\text{MV}}{\text{m}}$).

In folgender Grafik ist das Kilpatrick-Kriterium gegen die Resonanzfrequenz aufgetragen:

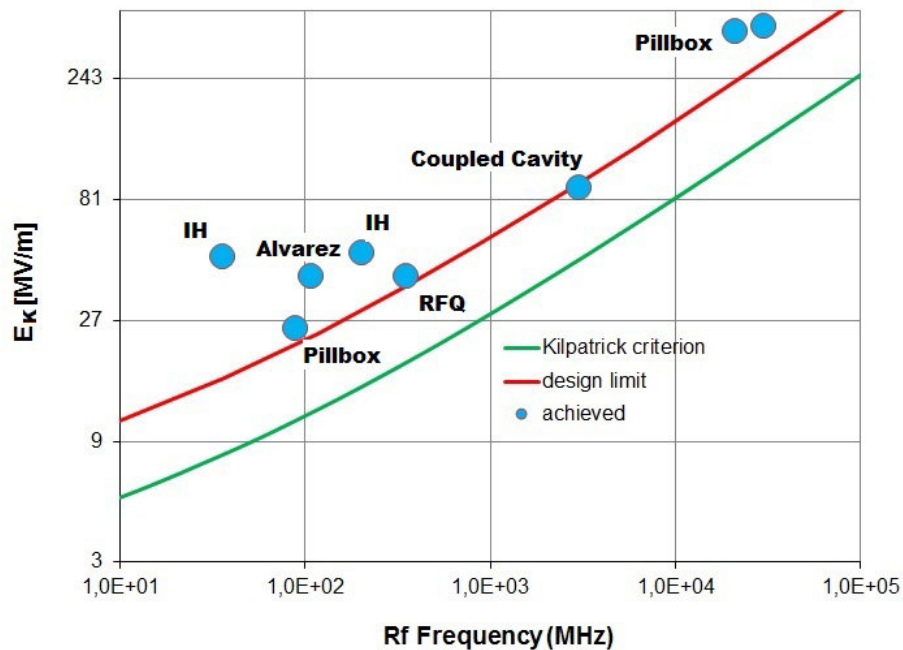


Abbildung 2.7: Kilpatrick-Kriterium in Abhängigkeit zur Resonanzfrequenz [26]. In grün dargestellt ist das untere Limit für das Kilpatrick-Kriterium, wohingegen die rote Kurve das Design-Limit eines Resonators widerspiegelt. Die blauen Punkte sind Beispiele erreichter Kilpatrick-Limits realer Kavitäten.

Mit wachsender Frequenz nimmt auch das Kilpatrick-Limit zu. Dieses Kriterium basiert auf experimentellen Ergebnissen zu einer Zeit weit bevor Vakuumsysteme standardisiert wurden und sollte daher heutzutage vorsichtig zum Einsatz kommen. Trotzdem wird auch heute noch häufig dieses Kriterium zur Findung limitierender Felder bei neuen Strukturen verwendet, wobei das elektrische Peakfeld $E_S = b \cdot E_K$ ist. Der Faktor b wird als "bravery factor" bezeichnet und liegt im Bereich von $1,0 - 2,0$ für Beschleuniger. Größere Werte finden sich bei gepulsten Beschleunigern mit Pulslängen kleiner 1 ms [24]. Für sehr kurze Pulse $t \leq 1 \mu\text{s}$ wurde eine empirische Skalierung gefunden, nach der $E_S \propto f^{\frac{1}{2}}/t^{\frac{1}{4}}$ gilt [41].

2.4 Phasenfokussierung in HF-Resonatoren

Die in einem HF-Resonator angelegte Beschleunigungsspannung [33] zur Erzeugung des elektromagnetischen Wechselfeldes lässt sich als Sinuswelle folgendermaßen beschreiben:

$$U(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t).$$

Effektiv erfährt ein Teilchen allerdings etwas anderes. Da das elektrische Feld zeitabhängig ist, befindet es sich noch im Anstieg wenn das Teilchen den Spalt durchläuft. Die tatsächliche effektive Beschleunigungsspannung U_{eff} (siehe Abbildung 2.8) die ein Teilchen in einem Resonator erfahren, ist demnach kleiner als die maximale Beschleunigungsspannung U_0 und ergibt sich über folgenden Zusammenhang:

$$U_{eff}(t) = \int E_0(z) \cdot \cos(\omega t + \varphi_0) dz$$

Es wird eine reduzierte Beschleunigungsspannung für die Teilchen gewählt, da im Falle der maximalen Spannung keine Phasenfokussierung möglich ist. Zu schnelle Teilchen würden in diesem Fall noch schneller werden und andersherum zu langsame Teilchen noch langsamer, sodass effektiv mehr Teilchen verloren gehen, da der Teilchenbunch auseinandergezogen wird. Werden die sogenannten Sollteilchen hingegen auf die ansteigende Flanke der Welle gesetzt (Alvarez: $\varphi_0 = -30^\circ$; Teilchen treten so in den Spalt ein, dass in der Mitte $t = 0$ ist), so "sehen" schnellere Teilchen ein elektrisches Feld das noch im Zuwachs ist, also effektiv eine geringere Beschleunigung als das Sollteilchen. Diese Teilchen werden im Mittel geringfügig langsamer, um die zu hohe Bewegungsenergie zu kompensieren, sodass sie nach einiger Zeit von den Sollteilchen "überholt" werden. Dann sind diese Teilchen zu langsam und eilen den Sollteilchen hinterher. Auf diese Teilchen wirkt ein stärkeres elektrisches Feld als auf die Sollteilchen, sodass sie im Mittel stärker beschleunigt werden, um die Sollteilchen wieder einzuholen. Sie erfahren demzufolge einen größeren Energiezuwachs. Dieses Prinzip wird als Phasenfokussierung beschrieben, da sich die zu schnellen und zu langsamen Teilchen, also die in der Phase verschobenen Teilchen, bei geeigneter Beschleunigungsspannung, auf stabilen Bahnen um das Sollteil-

chen bewegen. In diesem Fall oszillieren die Teilchen um die Sollphase, die kinetische Energie variiert periodisch um die Sollenergie.

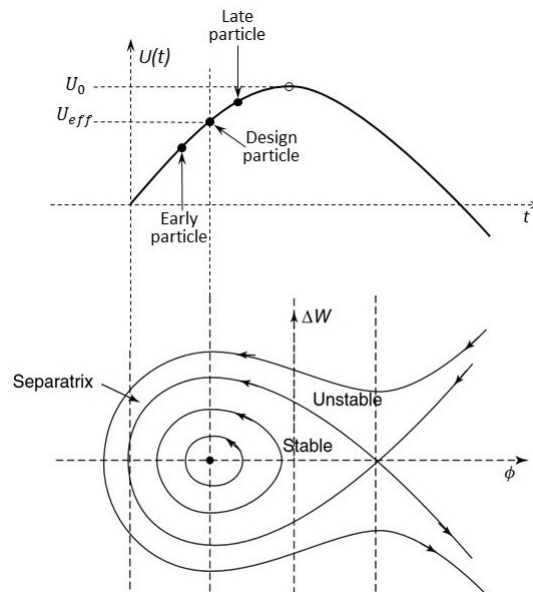


Abbildung 2.8: Darstellung der Phasenfokussierung. Das Sollteilchen befindet sich genau in Phase mit dem Beschleuniger, wohingegen Teilchen mit verschobener Phasenlage Bewegungen entlang von Ellipsen um das Sollteilchen auf stabilen Bahnen im Phasenraum ausführen [24, 33].

2.5 Tilt-Sensitivity und deren Optimierung

Wie in Abschnitt 2.1.1 erklärt, handelt es sich bei der in Alvarez-Strukturen ausbildenden Grundmode um die sogenannte TM_{010} -Mode, in der das elektrische Feld zwischen den Tankdeckeln anliegt. Der nächsthöhere Mode ist der TM_{011} -Mode. Hierbei ändert sich die Richtung des elektrischen Feldes in Strahlrichtung in der Mitte des Tanks um 180° . Ändert sich die Stützenposition, sodass jedes zweite Stützenpaar um 180° rotiert wird, so sind die Ströme von einer zur nächsten Driftröhre einem längeren Weg ausgesetzt. Dadurch steigt die Induktivität, sodass die Frequenz abnimmt. Die nächsthöheren Moden liegen in einem solchen Fall unterhalb der Betriebsfrequenz, wohingegen sie bei Alvarez-ähnlichen Strukturen und IH-Strukturen über dieser liegen. Unterhalb der Grundfrequenz bilden sich bei Alvarez-Strukturen also keine TM-Moden aus, es können aber TE-Moden angeregt werden. Die höheren Moden treten sehr nah an der Grundfrequenz in Erscheinung. Die Feldverteilung ändert sich, wenn eine Störung in den Tank eingebaut wird.

In den existierenden Alvarez-Strukturen sind dies beispielsweise eine nicht exakte Justage oder Fertigung einer Driftröhre im Tank (unbeabsichtigte Störstellen). Eine solche Störung im Tank führt zu einer "Verkipfung" des elektrischen Feldes in Strahlrichtung (siehe Abbildung 2.9). Ist die mittlere elektrische Feldverteilung schlechter als $\pm 1\%$, verliert man die Synchronität der Beschleunigung und die longitudinale Strahlqualität wird schlechter.

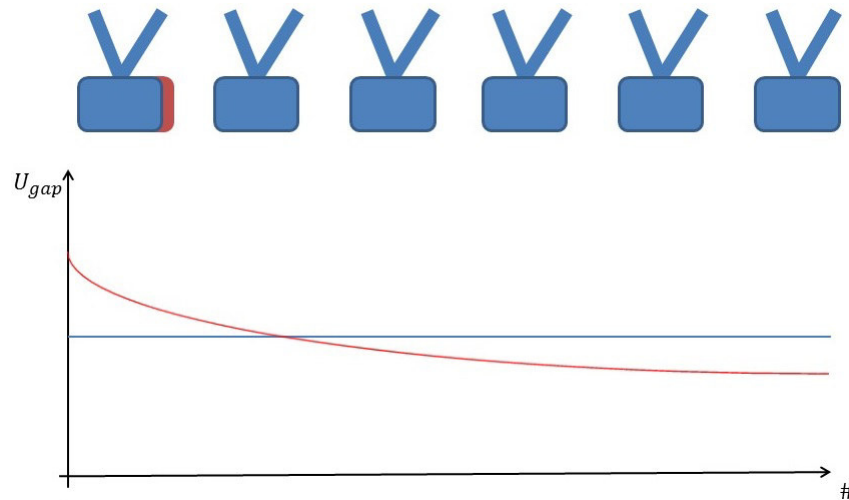


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung einer Störstelle im Tank. Dies führt dazu das aus einer flachen Feldverteilung (blaue Kurve) eine gekippte Kurve (rote Kurve) resultiert.

Zur Reduzierung bzw. Verhinderung der Verkipfung des elektrischen Feldes werden üblicherweise sogenannte "post-coupler" eingesetzt, um die Feldhomogenität in longitudinaler Richtung (Strahlachse) zu optimieren (wie beispielsweise am Linac 4 am CERN (siehe Abbildung 2.10)). Dabei handelt es sich um zylinderförmige Kupferstangen geringen Durchmessers, die von den Seiten des Tanks (dem zylinderförmigen Tankmantel) an die Driftröhren herangefahren werden (diese aber nicht berühren). Diese Stangen koppeln an die Betriebsmode und bilden einen Resonanzkörper [42, 43]. Durch den Einsatz der post-coupler wird die Eigenfrequenz verändert, sie wirken wie kapazitive Tuner, sodass die Frequenz des Tanks herabgesetzt wird. Der Frequenzausgleich erfolgt über Tauchkolben. Bei Beschleunigerstrukturen mit großen Tankradien treten hierbei Probleme auf [44] da sich die dünnen Stangen über große Distanz durchbiegen. Demnach ist es aufgrund des Tankdurchmessers von 2 m bei den Alvarez-Strukturen bei GSI nicht sinnvoll mit post-couplern zu arbeiten.

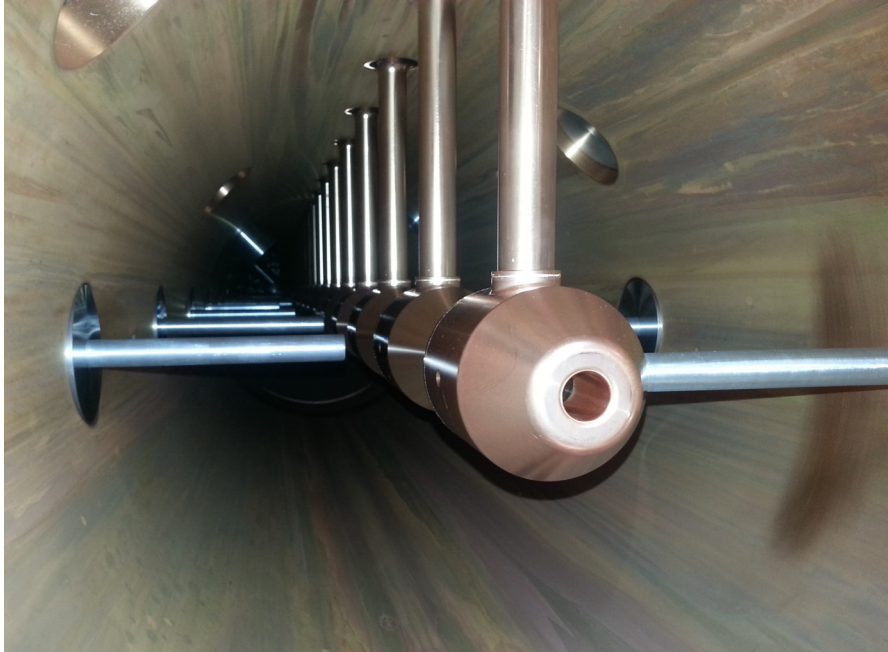


Abbildung 2.10: Linac4 am CERN mit Post-coupler zur Modenseparierung und Feldstabilisierung.

Eine andere Möglichkeit zur Kompensation der Störfelder bietet die Rotation der Stützen mit Findung einer neuen Winkelanordnung, da ab einem Tankdurchmesser von etwa einem Meter zwei Stützen pro Driftröhre zum Einsatz kommen, um eine bessere mechanische Stabilität zu gewährleisten. Mit einer geänderten Stützenanordnung kann eine bessere Homogenität des longitudinalen Feldes erreicht werden sowie die nächst höheren Moden weiter von der Betriebsfrequenz verdrängt werden [45] (siehe Abbildung 2.11).

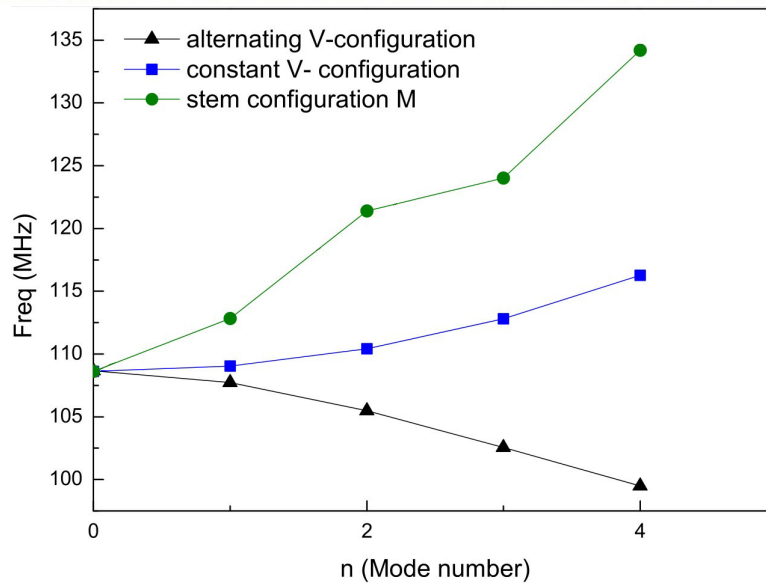
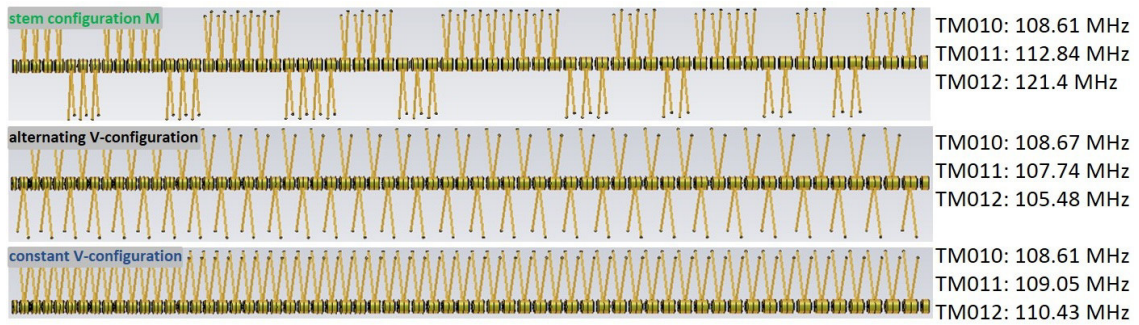
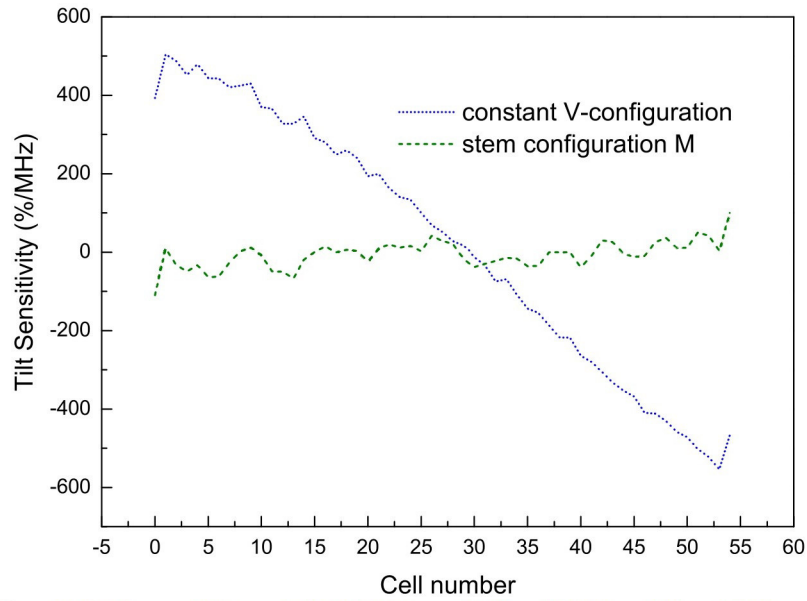


Abbildung 2.11: Feldstabilität (oben) und Modenseparation (Mitte und unten) bei geänderter Stützenanordnung [27].

Für den existierenden Alvarez-Tank bei GSI würde eine geänderte Stützenanordnung, beispielsweise zu einer sogenannten alternierenden Anordnung, einen vergrößerten Frequenzabstand der Grundmode zur nächst höheren von 1 MHz bewirken. Die Steigung der Dispersion ist umgekehrt proportional zur transversalen Admittanz ($\frac{1}{Y_t}$) (wie in [27] gezeigt), sodass im Fall der originalen Stützenverteilung eine nach oben geneigte Dispersionskurve mit geringfügig zunehmenden Frequenzwerten für höhere Moden vorliegt (Admittanzwerte im großen positiven Bereich), wohingegen größere Moden im Fall der alternierenden Stützen eine nach unten geneigte Dispersionskurve haben (Admittanzwerte im geringen negativen Bereich) (siehe Abbildung 2.11). In diesem Fall wird die nächste Mode zwar weiter verdrängt, allerdings sind die Stützen zu häufig “gekreuzt”. Die beste Modenseparation liefert eine kombinierte V-Stützen-Konfiguration im alternierenden Muster. Hier kann die Frequenz in den Simulationen um mehr als 4 MHz von der TM_{010} verdrängt werden, da der Admittanzwert im geringen positiven Bereich liegt, sodass sich eine nach oben geneigte Kurve für die Dispersion ergibt.

Die “Field-Tilt”, also die Feld-Neigung des elektrischen Feldes, ist für eine optimierte Stützenanordnung nahezu null. Erklären lässt sich dies auch mit der Admittanz, die sich definiert über $Y = i\omega C + \frac{1}{i\omega L}$. Es wird eine möglichst kleine Admittanz ($Y \rightarrow 0$) gewählt, damit keine Ladungen von den Driftröhren zum Tankmantel wandern, da dies die Feldverteilung ändern bzw. verkippen würde. Es gilt für die Feldverteilung:

$$U'' = E' = Y_{tu}U_{tu} + Y_{tl}U_{tl} = 0,$$

das heißt für Admittanzen mit $Y = 0$ ist die Verkipfung E' identisch zu null.

3 Allgemeines zur Alvarez-I Struktur des GSI UNILAC

Bei der am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung bereits seit mehr als 40 Jahren in Betrieb befindlichen Alvarez-I Beschleunigerstruktur handelt es sich um einen 63-Spalt Beschleuniger mit einer Betriebsfrequenz von $108,408\text{ MHz}$. Die Tanklänge beträgt $12366,9\text{ mm}$ und der zylindrische Tankmantel verläuft konisch, das heißt zu Beginn der Struktur liegt der Tankdurchmesser bei $2004,2\text{ mm}$ und am Ende bei $1969,9\text{ mm}$. Der Tank hat am Anfang einen größeren Durchmesser, damit die Resonanzfrequenz genau getroffen wird. Mit zunehmender Tanklänge werden die Driftröhren und die Spalte länger. Theoretisch müssten sich durch das Längerziehen der Driftröhren die Abrundungen ebenfalls verlängern. Diese bleiben aber über die gesamte Tanklänge unverändert. Somit wird an den hinteren Driftröhren mehr Feld verdrängt als notwendig ist. Die Folge ist, dass hier die Frequenz unterhalb der gewünschten Betriebsfrequenz liegt, da nach dem Slater-Theorem $\Delta f \propto -\frac{\Delta E}{E}$ folgt [46]. Um dies zu vermeiden, wurde der Tankdurchmesser zum Ende hin verringert, damit die Frequenz pro Spalt gleich bleibt. Die Driftröhren haben einen Außendurchmesser von 200 mm und einen Innendurchmesser von 30 mm , die Verrundungen betragen außen 40 mm im Radius und innen 5 mm im Radius (siehe Abbildung 3.1). Die Driftröhre weist eine derart große Dimension auf, da im Innern ein Quadrupol Platz finden muss, um den Teilchenstrahl während der Beschleunigung transversal zu fokussieren [32].

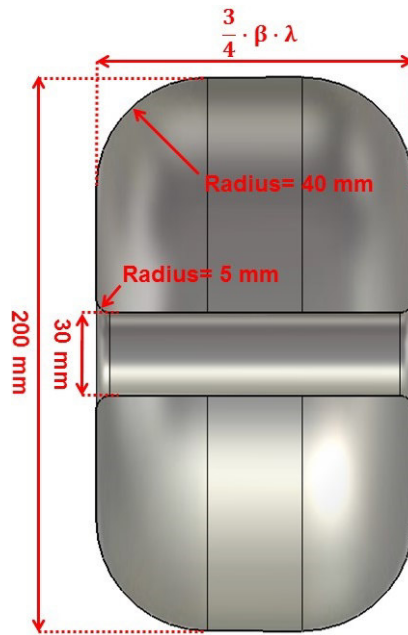


Abbildung 3.1: Longitudinaler Schnitt durch eine Alvarez-Driftröhre mit den zugehörigen Längeneinheiten.

Die Driftröhren sind jeweils mit zwei Stützen am Tank fixiert. Diese stehen im 90°-Winkel im Tank zueinander (siehe Abbildung 3.2). Aufgrund des großen Tankdurchmessers werden hier zwei Stützen benötigt, um mechanische Stabilität sowie ausreichend Platz für die nötige Strom- und Kühlwasserzufuhr zu den Driftröhren zu gewährleisten.

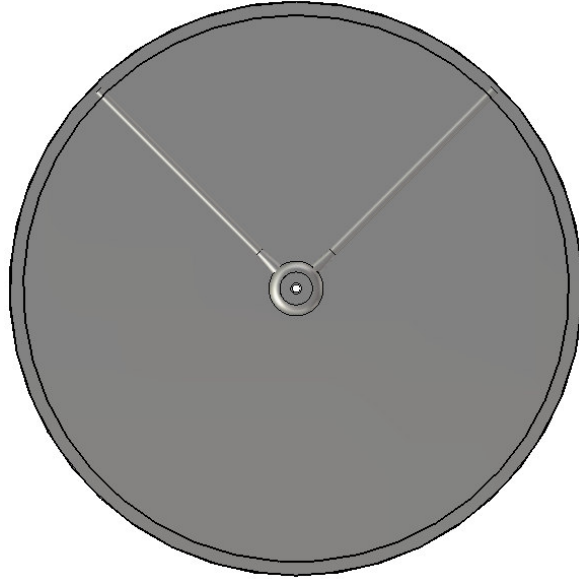


Abbildung 3.2: Transversaler Schritt durch den Alvarez-I Beschleunigertank mit der ersten Driftröhre und den im 90° Winkel zueinander stehenden Stützen.

Das Tastverhältnis (dimensionslose Größe im Bereich von 0-1 bzw. 0-100 %) gibt für eine periodische Folge von Impulsen der Wiederholrate f_w das Verhältnis der totalen Impulsdauer τ_{ges} zu 1 sec an:

$$\text{Tastverhältnis} = \frac{\tau_{ges}}{1 \text{ sec}} = f_w \cdot \tau_{Puls} \quad (3.1)$$

Für die Alvarez-Struktur ist das Tastverhältnis 25 %, mit $\tau_{Puls} = 5 \text{ ms}$ und $f_w = 50 \text{ Hz}$. In Zukunft soll der Beschleuniger bei einer Impulsdauer $\tau_{Puls} = 2 \text{ ms}$ und einer Impulswiederholrate $f_w = 10 \text{ Hz}$ arbeiten, sodass sich ein Tastverhältnis von 2 % ergibt. Die Strahlpulslänge wird dann bei $\leq 1 \text{ ms}$ liegen.

Für FAIR wird hauptsächlich Uran $^{238}\text{U}^{28+}$ mit einer elektrischen Ladung von 28^+ beschleunigt ($^{238}\text{U}^{28+}$). Die maximale über den Tank gemittelte Beschleunigungsspannung \bar{U}_0 liegt bei $26,743 \text{ MV}$ und die Güte Q_0 bei 110000. Die Shuntimpedanz R_s ergibt sich über die Spannung \bar{U}_0 und die Verlustleistung $P_c = 1,6 - 1,7 \text{ MW}$ zu $217 \text{ M}\Omega$ ($R_s = \frac{\bar{U}_0^2}{2 \cdot P_c}$). Um einen besseren Vergleichswert zu haben, wird die Shuntimpedanz auf die Tanklänge normiert und liegt bei $18 \frac{\text{M}\Omega}{\text{m}}$. Für die gespeicherte Energie W im Tank stellt sich ein Wert von $266,5 \text{ J}$ ein. Die Kapazität C ergibt sich zu 74 pF und die Induktivität L zu $0,03 \mu\text{H}$.

Die Anforderungen an die Strahlparameter für den neuen Alvarez DTL bleiben die gleichen, mit einziger Ausnahme des Tastverhältnisses. Der neue UNILAC dient als Injektor für FAIR.

3.1 E-Feld Simulationen am ersten Spalt der Alvarez-I Struktur

Zur Betrachtung der elektrischen Feldverteilung in den Simulationen wird zunächst auf den ersten Spalt der bestehenden Alvarez-I Struktur zurückgegriffen. Um die Simulationsgenauigkeit zu erhöhen, wird im Bereich der Driftröhren ein Vakuumzylinder in die Struktur eingefügt. Damit kann dort eine höhere Dichte des Maschengitters erzeugt (siehe Abbildung 3.3) und somit genauere Ergebnisse für die elektrischen Felder geliefert werden.

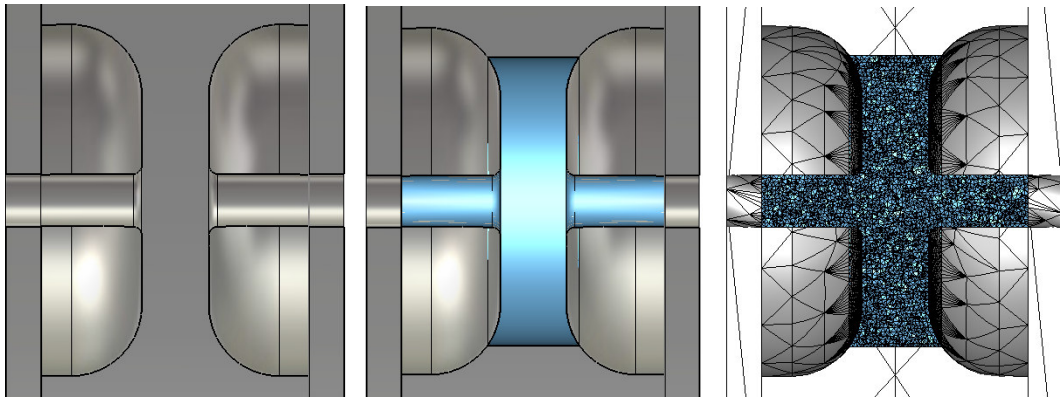


Abbildung 3.3: 1. Spalt der Alvarez Struktur (links), mit Vakuumzylinder (Mitte) sowie Maschengitter (rechts). Bei dem Messgitter handelt es sich um ein tetraedrisches Gitter mit höherer Zeldichte im Bereich der Strahlachse.

Die Tankinnenlänge beläuft sich in diesem Fall auf rund 152 mm (Vergleich gesamte Tanklänge: $12366,9\text{ mm}$) und der Tankdurchmesser liegt am Anfang der Struktur bei $2004,2\text{ mm}$. Aufgrund der konischen Symmetrie des Tanks nimmt der Durchmesser zum Ende hin ab und liegt hier bei rund $2003,7\text{ mm}$. Das Simulationsprogramm Microwave Studio CST verwendet als gespeicherte Energie im Beschleunigertank einen Wert von 1 J . In der realen Alvarez-Struktur liegt der Energiewert bei $266,5\text{ J}$, sodass die simulierten Ergebnisse für die elektrischen Felder normiert werden müssen, um einen Vergleich herstellen zu können.

Der Normierungsfaktor für die realen Feldverteilungen ergibt sich wie folgt (da $W \propto E^2$):

$$\frac{E_{real}^2}{E_{CST}^2} = \frac{l_{Tank,CST} \cdot 266,5\text{ J}}{1\text{ J}} \quad (3.2)$$

$$E_{real} = \sqrt{\frac{l_{Tank,CST}}{l_{Tank,real}} \cdot 266,5 \cdot E_{CST}} \quad (3.3)$$

Werden die Längen für das betrachtete Stück aus CST und des gesamten Tanks in die obige Formel eingesetzt, so ergibt sich für die Normierung:

$$E_{real} = 1,81 \cdot E_{CST}$$

Der Feldverlauf des elektrischen Feldes (in den Simulationen) wird entlang eines Pfades auf der Strahlachse sowie parallel in einem gewissen Abstand dazu aufgetragen. Die normierten Ergebnisse lassen sich den Abbildungen 3.4-3.6 entnehmen. Das elektrische Feld zwischen den ersten beiden Driftröhren steigt entlang der Strahlachse zunächst langsam an, erreicht in der Mitte des Spalts ein Maximum und fällt zum Ende hin wieder ab. Wird der Pfad für das betrachtete elektrische Feld radial zur Strahlachse verschoben, so verändert sich der Verlauf in eine Kastenform, da die Feldlinien nicht mehr die Möglichkeit haben, in das Driftröhr einzudringen, wie es auf der Strahlachse der Fall ist. Das Feld steigt ad hoc an und bleibt dann auf einem nahezu konstanten Wert bestehen. Wird der Pfad weiter an den Rand des Driftröhrs verschoben, so steigt das Feld in Driftröhrnähe immer noch senkrecht an. Im weiteren Verlauf nimmt es eine eher parabelförmige Funktion an, da hier die Feldlinien nicht mehr zwischen den Driftröhren so stark konzentriert sind, sondern nach außen in den Tank hinein verlaufen.

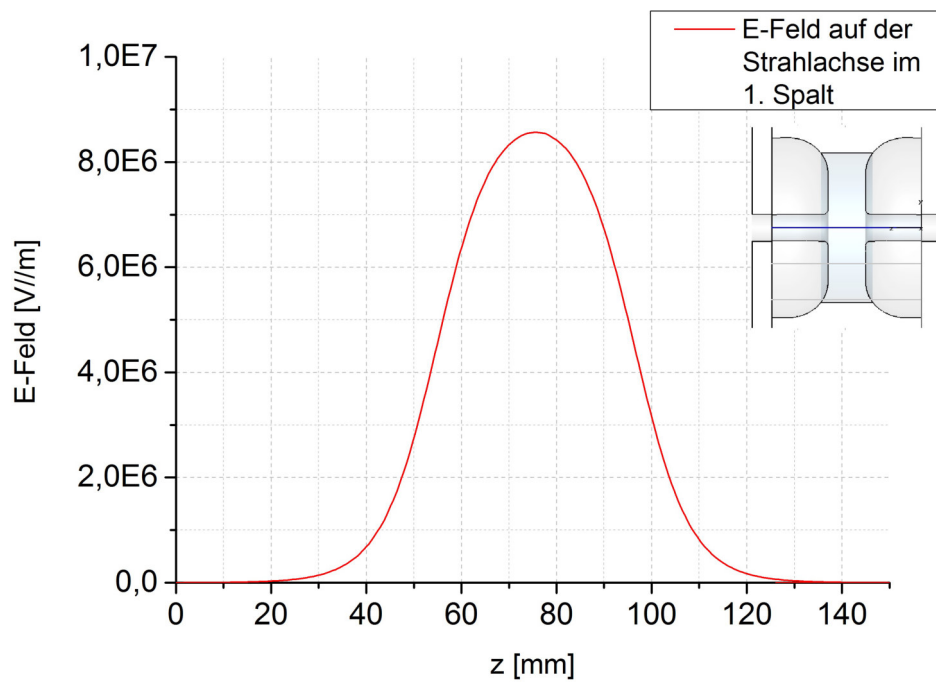


Abbildung 3.4: Elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse.

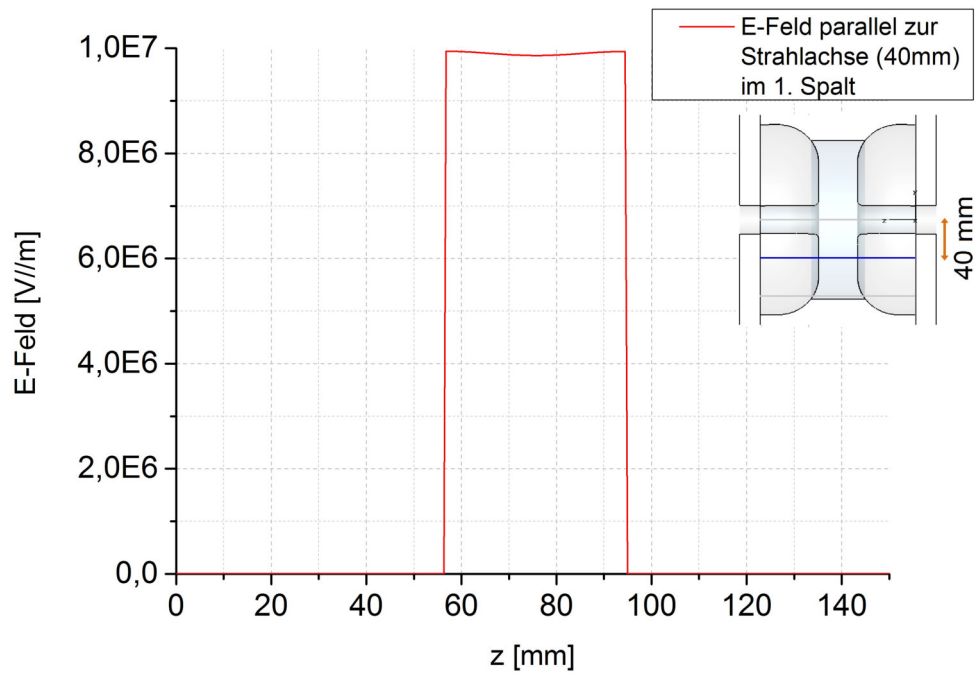


Abbildung 3.5: Feldverlauf entlang eines Pfades 40 mm von der Strahlachse entfernt.

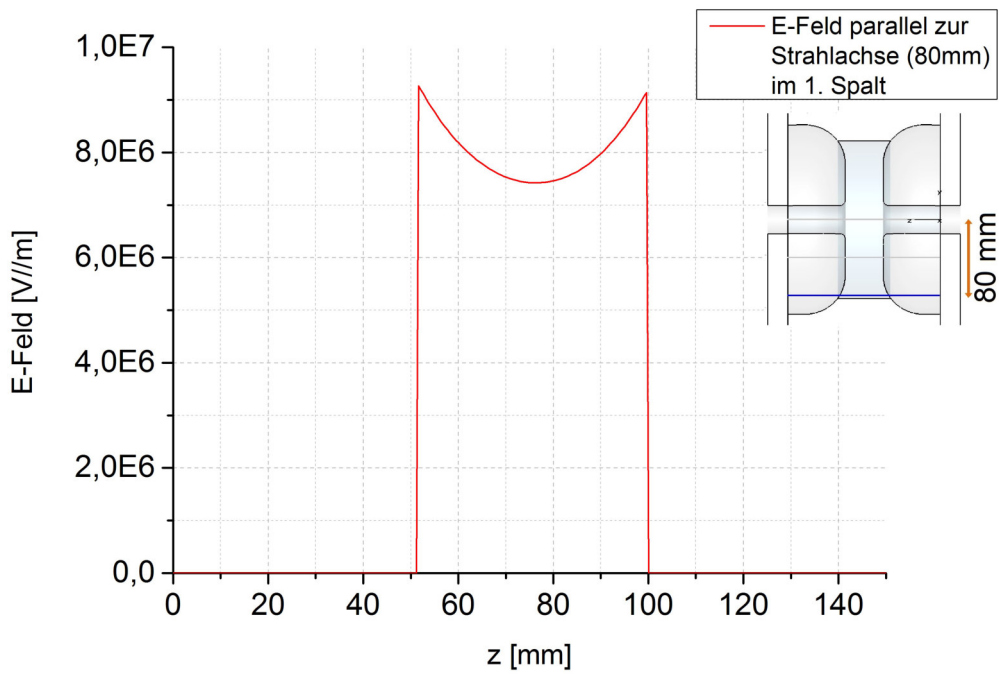


Abbildung 3.6: Verlauf des Feldes 80 mm zur Strahlachse verschoben.

Zur genaueren Betrachtung der elektrischen Felder an der Tankoberfläche wird eine Kurve in CST gelegt, entlang derer die Felder simuliert werden. Diese Kurve startet in der Mitte des Tankmantels, über den Tankdeckel und das Driftrohr (siehe Abbildung 3.7). Es genügt eine derartige Betrachtung, da die Feldverläufe symmetrisch sind und an einer anderen Stelle im Tank genauso verlaufen. Auf dem Tankmantelabschnitt sind die Felder null, wie aus der Schwingungsmodenbedingung hervorgeht, sodass das Feld bei $r = R_{Tank}$ verschwindet. Im Bereich des Tankdeckels nimmt die Feldstärke zum Driftrohr hin zu, da die Felder in diesem Bereich stärker konzentriert sind. An der Ecke zum Driftrohr verschwindet das Feld, zumal hier keine Verrundungen in den Simulationen vorgesehen ist. Da das Feld immer senkrecht auf einer Oberfläche steht, müsste es in diesem Punkt in zwei Richtungen senkrecht sein. Weil dies nicht möglich ist, wird es hier null. Am Driftrohr steigt das Feld dann wieder langsam an und erreicht in der Rundung ein Maximum. Im gradlinigen Verlauf nimmt es etwas ab, erreicht aber an der nächsten Rundung erneut ein Maximum. Im Verlauf in das Driftrohr hinein, fällt das Feld schnell auf null. In den Rundungen des Driftrohrs ist das Feld stärker konzentriert, vor allem in den kleineren Rundungen in der Mitte des Driftrohrs (siehe Abbildung 3.8)

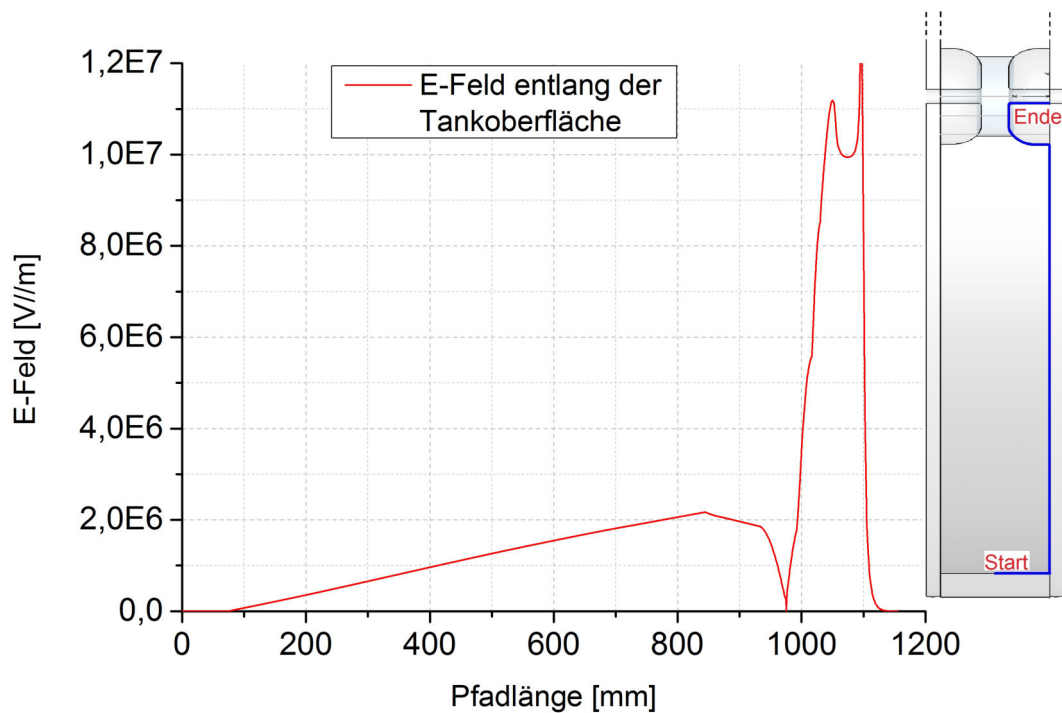


Abbildung 3.7: Simulierte Feldverteilung des elektrischen Feldes entlang der Tankoberfläche. Im Bereich der Driftrohren erreicht das Feld ein Maximum zur Beschleunigung der Teilchen.

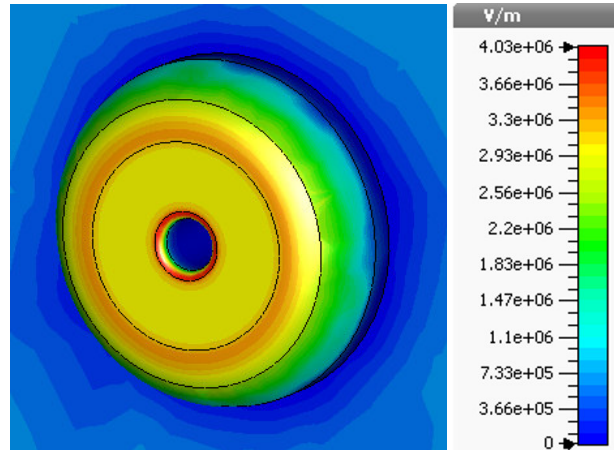


Abbildung 3.8: Absolute Verteilung der elektrischen Oberflächenfelder der Simulationen am Tankdeckeldriftröhr.

3.2 Thermische Simulationen

Für die ersten drei Spalte werden thermische Rechnungen mit dem Programm Microwave Studio CST durchgeführt. Dazu werden in dem Simulationsprogramm Kühlkanäle in die Struktur gelegt und mit Wasser ausgefüllt. Entsprechend den realen Vorgaben wird so eine Kühlung der Stützen und Driftröhren vorgenommen. Die Umgebungstemperatur sowie die Wassertemperatur werden konstant bei Raumtemperatur von 20 °C angenommen.

Anhand der simulierten Oberflächenströme pro Längeneinheit (siehe Abbildung 3.9) lässt sich erkennen, dass die höchste Stromdichte im Bereich der Stützen und Driftröhren vorliegt, sodass eine effiziente Kühlung dieser Bereiche notwendig ist. Um die Stromverteilungen der Simulation an die realen Werte anzupassen, muss hier ähnlich wie bei der Normierung der elektrischen Felder berücksichtigt werden, dass in den Simulationen mit 1 J gespeicherter Energie gerechnet wird. Aus $P = U \cdot I = R \cdot I^2 \propto I^2$ und $P \propto W$ (da $Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P}$) folgt $I \propto \sqrt{W}$. Der Normierungsfaktor setzt sich nicht nur aus der realen gespeicherten Energie zusammen, sondern es muss hier auch noch berücksichtigt werden, dass in den Simulationen nicht der gesamte Tank, sondern lediglich ein kurzer Abschnitt verwendet wird. Demnach muss die gespeicherte Energie auf den kurzen Tankabschnitt skaliert werden. Es gilt: $I_{surface,real} \propto \sqrt{\frac{W_{real}}{l_{Tank,real}}}$ sowie $I_{surface,CST} \propto \sqrt{\frac{W_{CST}}{l_{Tank,CST}}}$. Werden nun diese beiden Gleichungen ins Verhältnis gesetzt, so ergibt sich folgendes:

$$\frac{I_{surface,real}}{I_{surface,CST}} = \frac{\sqrt{\frac{W_{real}}{l_{Tank,real}}}}{\sqrt{\frac{W_{CST}}{l_{Tank,CST}}}}. \text{ Mit } W_{CST} = 1J \text{ und } W_{real} = 266,5J \text{ folgt für die reale Strom-}$$

stärke ein Skalierungsfaktor $I_{surface,real} = \sqrt{\frac{l_{Tank,CST}}{l_{Tank,real}}} \cdot 266,5 \cdot I_{surface,CST}$. Die gespeicherte Energiedichte ist konstant im gesamten Tank, da das elektrische Feld in Strahlrichtung konzentriert und damit im Tank gleichverteilt ist. Zudem ist das Verhältnis aus Spalt- zu Driftröhrenlänge gleich, sodass der Bereich mit Feld zwischen den Driftröhren im selben Maß zunimmt wie die Driftröhrenlänge. Somit ist eine derartige Normierung der gespeicherten Energie gerechtfertigt. Verlustleistung und Shuntimpedanz lassen sich nicht auf diese Weise normieren, da beide Parameter nicht konstant über den gesamten Tank verteilt sind.

Die Stromdichte eines ungekühlten Kupferleiters darf je nach Anwendung einen Wert von 1,2 bis maximal $6 \frac{A}{mm^2}$ nicht überschreiten. Für kritische Oberflächenstromdichten liegt die Schmelzstromdichte von Kupfer bei $3060 \frac{A}{mm^2}$ [47]. Anhand der maximalen simulierten Oberflächenströme pro Meter aus CST, lassen sich die Stromdichten bestimmen, um kritische Ströme auszuschließen:

Spalt	Oberflächenstrom absolut [$\frac{A}{m}$]	Stromdichte [$\frac{A}{mm^2}$]
1-3	9041	1480

Tabelle 3.1: Für die ersten drei Spalte ist der absolute Oberflächenstrom aus den Simulationen aufgelistet. Dieser wird in die Stromdichte umgewandelt. Mit einer Skin-Tiefe δ von $6,11 \mu m$ liegt die Stromdichte unterhalb der Schmelzstromdichte von Kupfer.

Aufgrund des Skin-Effektes in stromdurchflossenen elektrischen Leitern nimmt die Stromdichte mit der Leitertiefe ab, das heißt nur in einer dünnen Schicht des Kupfermantels der Alvarez Struktur fließt Strom. Dieser Effekt ist frequenzabhängig, sodass bei höheren Frequenzen die Skin-Tiefe abnimmt. Bei einer Frequenz im Bereich von $108 MHz$ liegt die Materialdicke in welcher Strom fließt für Kupfer bei rund $6,11 \mu m$. Die simulierten Oberflächenströme werden durch diesen Wert dividiert, um eine Stromdichte pro Fläche zu erhalten. Es lässt sich erkennen, dass diese Werte unterhalb der Schmelzstromdichte von Kupfer liegen. Für die Simulationen der Oberflächenströme wurde das Material des Tanks und der darin befindlichen Komponenten in Kupfer geändert.

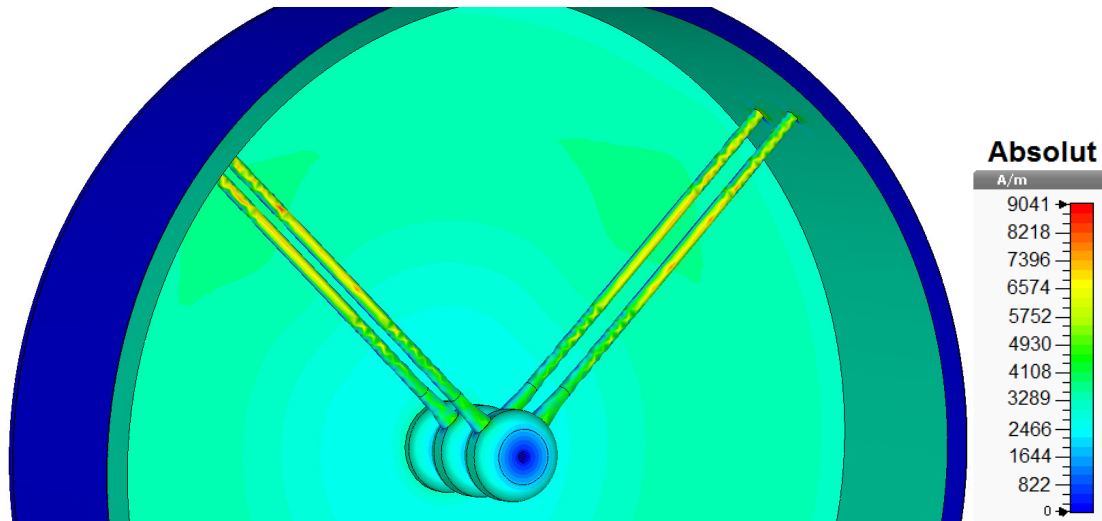


Abbildung 3.9: Simulierte Oberflächenströme für die ersten drei Spalte der Alvarez-I Struktur (für die Beschleunigung von $^{238}\text{U}^{28+}$).

Eine Kühlung ist notwendig, da es aufgrund der hohen Ströme zu Verformungen (Deformierungen der Struktur) kommen kann. Daher werden die Stützen und Driftröhren mit Kühlkanälen versehen (siehe Abbildung 3.10). Denn gerade im Bereich der verhältnismäßig dünnen Stützen kommt es durch die Magnetfeldverteilung zu besonders hohen Strömen. Zudem werden entlang des Tankmantels und des Tankdeckels Kühlungskanäle angebracht. Es werden Simulationen durchgeführt, bei denen die Wassertemperatur sowie die Umgebungstemperatur konstant bei Raumtemperatur von 20 °C gehalten wird. Für die thermischen Simulationen wird das Material in Edelstahl geändert, da der Großteil des Tanks aus diesem Material besteht.

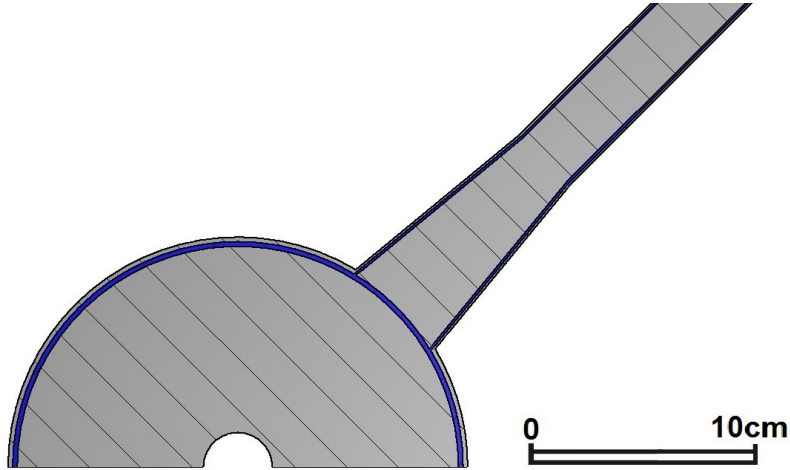


Abbildung 3.10: Detailansicht der Wasserführungen durch die Stützen- und Driftrohrgeometrie. In den Stützen wird ein Kühlkanal von 1 mm (1 mm Wandstärke), in die Driftröhren von 2 mm (2 mm Wandstärke) Breite gelegt.

Damit die simulierten Temperaturverteilungen der Realität entsprechen, muss in den Simulationen ein Power Scaling Factor s angegeben werden, der die Verlustleistung entsprechend skaliert. Über die Shuntimpedanz ergibt sich

$$R_s = \frac{E^2(U^{28+})}{P_c(U^{28+})} = \frac{E^2(CST)}{P_c(CST)}, \quad (3.4)$$

da dies ein konstanter Wert aus den Simulationen ist und nicht dem Einfluss der gespeicherten Energie unterliegt. Es ergibt sich für $P_c(U^{28+}) = P_c(CST) \cdot \frac{E^2(U^{28+})}{E^2(CST)} = P_c(CST) \cdot s_1$, wobei s_1 dem ersten Teil des Power Scaling Factors entspricht. Der zweite Teil s_2 ergibt sich zu $\frac{1}{4}$, da es sich um einen gepulsten Betrieb mit einem Tastverhältnis von 25 % handelt. Daraus folgt für den Power Scaling Factor s :

$$s = s_1 \cdot s_2 = \frac{E^2(U^{28+})}{E^2(CST)} \cdot \frac{1}{4}. \quad (3.5)$$

Bei der Berechnung der elektrischen Felder wird das mittlere Feld betrachtet:

$$\bar{E} = \frac{\bar{U}}{l_{Tank} \cdot \frac{\bar{l}_{Spalt}}{l_{Zelle}}} \quad (3.6)$$

Um die mittleren elektrischen Felder zu berechnen, werden die mittleren Spaltspannungen benötigt. Diese ergeben sich über den folgenden Zusammenhang: $\Delta E = \frac{U_0 \cdot q \cdot e}{A} \cdot T \cdot \cos(\varphi)$, wobei ΔE die Energiedifferenz zwischen Spalteingang und -ausgang darstellt, U_0 die maximale Spaltspannung, q die elektrische Ladung (für Uran 28+ liegt q bei 28), A die Massenzahl (238 für Uran), T den Laufzeitfaktor (mit $T = \frac{U_{eff}}{U_0}$) und φ die Winkeldiffe-

renz zwischen maximaler Spaltspannung und der effektiven Spannung die ein Sollteilchen tatsächlich pro Spalt sieht.

Als Beispiel die Berechnung für den ersten Spalt (für die gemessenen Werte):

$$\Delta E_1 = \frac{U_{0,1} \cdot q \cdot e}{A} \cdot T_1 \cdot \cos(\varphi) \rightarrow U_{0,1} = \frac{A \cdot \Delta E_1}{q \cdot e \cdot T_1 \cdot \cos(\varphi)} = \frac{238 \cdot 0,0267 \text{ MeV}}{28 \cdot e \cdot 0,7990 \cdot \cos(-30^\circ)} \approx 328 \text{ kV}$$

(mit $\Delta E_1 = E_{\text{Spaltausgang}} - E_{\text{Spalteingang}} = 1,4198 \text{ MeV} - 1,3931 \text{ MeV} = 0,0267 \text{ MeV}$.

Die Werte für den Laufzeitfaktor sind Anhang A zu entnehmen)

Die maximal gemittelte Spannung \bar{U}_0 ergibt sich dann über die Summe der einzelnen 3 Spaltspannungen zu $0,993 \text{ MV}$.

Die betrachtete Tanklänge liegt bei $0,46 \text{ m}$. Das Verhältnis aus Spaltlänge zu Zellenlänge ist Abbildung 3.11) zu entnehmen.

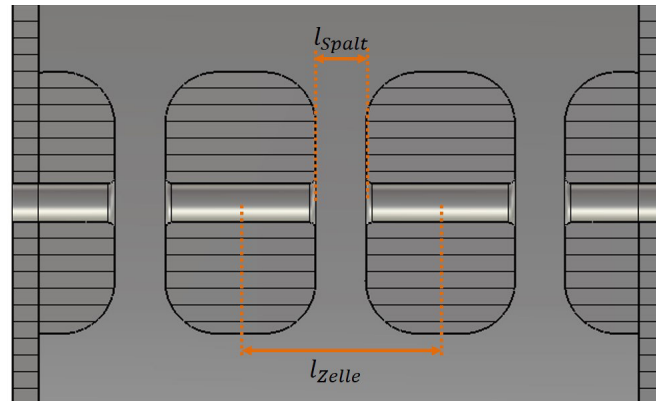


Abbildung 3.11: Definition einer Zellenlänge l_{cell} . Diese ergibt sich von Driftrohrmitte bis zur nächsten Driftrohrmitte.

In den nachfolgenden Tabellen sind alle Werte für die ersten drei Spaltabschnitte eingetragen:

Spalt	$l_{\text{Tank}}[\text{m}]$	$\bar{l}_{\text{Spalt}}[\text{m}]$	$\bar{l}_{\text{Cell}}[\text{m}]$	$\bar{U}_{\text{CST}}[\text{MV}]$	$\bar{U}_{28+}[\text{MV}]$
1-3	0,46	0,03828	0,15311	0,285	0,993

↓

$\bar{E}_{\text{CST}}[\frac{\text{MV}}{\text{m}}]$	$\bar{E}_{28+}[\frac{\text{MV}}{\text{m}}]$	s
2,5	8,6	2,9584

Tabelle 3.2: Für die ersten drei betrachteten Spaltabschnitte sind die mittleren maximalen Spannungen sowie die mittleren elektrischen Felder und der Power Scaling Factor aufgetragen.

Die maximalen Temperaturerhöhungen ergeben sich am Tankmantel und liegen bei 66 °C (Spalt 1-3) (siehe Abbildung 3.12). Von einer Kühlung der Endkappen der Driftröhren kann abgesehen werden, da bereits bei hohen Duty cycle keine erhöhten Temperaturen in diesem Bereich auftreten.

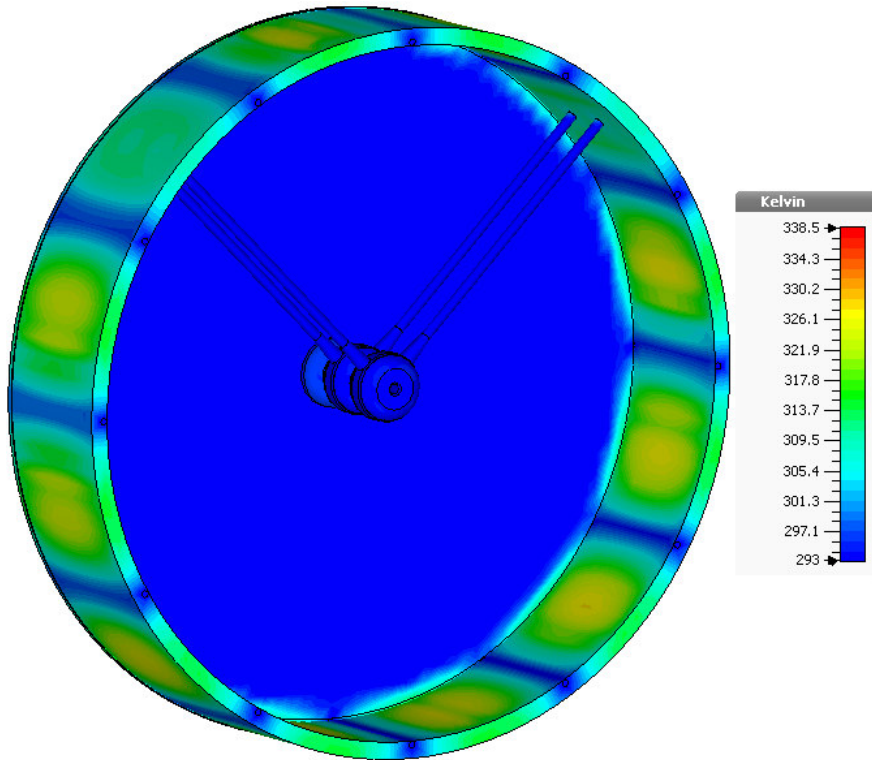


Abbildung 3.12: Simulierte Temperaturverteilung für die ersten drei Spalte der Alvarez-I Struktur unter realen Wasserkühlungsbedingungen. Der maximale Temperaturanstieg ergibt sich am Tankmantel und liegt bei rund 66 °C. (Umgebungstemperatur sowie Wassertemperatur liegen konstant bei 20 °C; Tastverhältnis: 25 %)

Eine weitere Größe zur Qualifizierung einer Struktur ist das Verhältnis von elektrischem Oberflächenfeld zu beschleunigenden elektrischen Feld. Dazu wird zunächst das Beschleunigungsfeld E_1 berechnet (Beispielhafte Betrachtung hier **nur** für den ersten Spalt):

$$E_1 = \frac{U_{0,1}}{l_{1.Spalt}} = \frac{0,328 \text{ MV}}{0,03793 \text{ m}} \approx 8,6 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$$

Damit ergibt sich für das Verhältnis von maximalem Oberflächenfeld E_s (Abgelesen aus Abbildung 3.7) zu Beschleunigungsfeld (für den ersten Spalt):

$$\frac{E_s}{E_1} = \frac{12 \frac{MV}{m}}{8,6 \frac{MV}{m}} \approx 1,4$$

Normal liegt dieses Verhältnis zwischen 1 und 2. Mit einem Wert von 1,4 liegt das Verhältnis also genau in diesem Bereich. Größere Werte werden oft für gepulste Beschleuniger mit Pulslängen von weniger als 1 ms gewählt. Derzeit läuft der Alvarez Beschleuniger bei einer Pulslänge von bis zu 5 ms und 50 Hz . In Zukunft soll er bei 2 ms und 10 Hz arbeiten. Wird von dem gesamten Alvarez Tank ausgegangen, so ergibt sich für das mittlere Beschleunigungsfeld: $\bar{E} = \frac{\bar{U}_0}{l_{\text{Tank}} \cdot \frac{l_{\text{Spalt}}}{l_{\text{Zelle}}}} = \frac{26,743\text{ MV}}{12,3669\text{ m} \cdot \frac{0,04919\text{ m}}{0,19673\text{ m}}} \approx 8,7 \frac{MV}{m}$ (mit $\bar{U}_0 = \sum U_{0,Spalt} = 26,743\text{ MV}$). Bleibt der Wert für das maximale Oberflächenfeld für die gesamte Struktur unverändert, so ergibt sich für das Verhältnis von Oberflächenfeld zu mittlerem E-Feld: $\frac{E_s}{\bar{E}} \approx 1,4$.

3.3 Zusammenfassung aller HF-Parameter

Nachdem für die einzelnen Tankbereiche Simulationen an der Alvarez-I Struktur durchgeführt wurden, werden hier tabellarisch alle Ergebnisse für die HF-Parameter der ersten drei Spalte, für Spalt 30-32 und 60-63 zusammengetragen sowie reale Messdaten an der gesamten Alvarez-I Struktur (Spalt 1-63) gezeigt:

	Spalt 1-3	Spalt 30-32	Spalt 61-63	Messung Spalt 1-63
$l_{Tank}[m]$	0,46	0,584	0,721	12,3369
$f[MHz]$	108,372	108,305	108,335	108,408
Q_0	49000	57000	66000	110000
$\overline{U_0}[MV]$ (für $^{238}U^{28+}$)	0,993	1,263	1,559	26,743
$\overline{E}[\frac{MV}{m}]$ (für $^{238}U^{28+}$)	8,6	8,7	8,6	8,7
Stromdichte $[\frac{A}{mm^2}]$	1209	947	1068	–
$R'_s[\frac{M\Omega}{m}]$	3,5	4,5	5	18
$C[pF]$	45	32	27	74
$L[\mu H]$	0,05	0,07	0,08	0,03

Tabelle 3.3: Aufistung aller HF-Parameter für die betrachteten drei Spaltabschnitte.

Da die Resonanzfrequenz der TM_{010} -Mode unabhängig von der Tanklänge ist, wird diese sowohl für die betrachteten Abschnitte in den Simulationen als auch in der realen Messung genau reproduziert (Abweichungen von Simulation und Messungen liegen bei maximal 1%). Die maximal gemittelte Spannung $\overline{U_0} \approx E_z \cdot l_{Tank}$ ist aufgrund der zunehmenden Tanklänge für den real betrachteten Fall am größten. Der Wert für die län-gennormierte Shuntimpedanz ergibt sich anhand der Formel $R'_s = \frac{U_0^2}{2 \cdot P_c \cdot l} \approx \frac{E_z^2 \cdot l^2}{2 \cdot P_c \cdot l} = \frac{E_z^2 \cdot l}{2 \cdot P_c}$. Mit zunehmender Tanklänge, sollte dieser Wert ansteigen, was in der Tabelle verifiziert ist. Entsprechend lässt sich auch der Anstieg der intrinsische Güte Q_0 erklären, der laut (2.2) proportional zu R_s ist und damit mit zunehmender Tanklänge ansteigt.

Für die einzelnen HF-Parameter gilt allgemein folgendes [24]:

- Oberflächenwiderstand $R_{surface}$:

$$R_{surface} = \sqrt{\frac{\pi\mu_0 f}{\sigma}} \propto \sqrt{f}$$

- Verlustleistung P_c :

$$P_c = \frac{1}{2} R_s \left| \frac{H}{\mu_0} \right|^2 dA \propto \sqrt{f} \cdot \frac{1}{f} \propto \frac{1}{\sqrt{f}} \quad (\text{Da } H \text{ unabhängig von } f \text{ ist und die Oberfläche } dA \text{ bei konstanter Tanklänge mit } \frac{1}{f} \text{ skaliert.})$$

→Bei konstanter Beschleunigungsspannung (Gradient) sinkt der Leistungsbedarf mit steigender Frequenz.

- Güte Q_0 :

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P_c} \propto \frac{f \cdot f^{-2}}{\sqrt{f}} \propto \frac{1}{\sqrt{f}} \quad (\text{Da das Tankvolumen bei konstanter Tanklänge mit } R_{Tank}^2 \text{ skaliert, entspricht dies für die gespeicherte Energie } f^{-2}.)$$

- normierte Shuntimpedanz R'_s :

$$R'_s = \frac{U_0^2}{2 \cdot P_c \cdot l} \propto \frac{1}{\sqrt{f}} \propto \sqrt{f} \quad (\text{Da die Beschleunigungsspannung sowie die Tanklänge konstant gehalten werden.})$$

4 HF-Auslegung der neuen Alvarez-Resonatoren

Im vierten Kapitel dieser Arbeit werden unterschiedliche Änderungen und Anpassungen am Alvarez-Resonator beschrieben sowie thermische Simulationen für ein optimiertes Kühlkonzept (am 1:1-Modell) dargestellt. Ein 1:3-Modell mit 10 Spalten wird aufgebaut, dass mit der dreifachen bestehenden Alvarez-Frequenz schwingt.

4.1 Neue Driftröhrenform

Der bestehende Alvarez-Beschleunigertank bzw. die Driftröhrenstrukturen wurden überarbeitet [27], um die HF-Parameter zu optimieren. Dazu wurde die Abrundung an den Driftröhren variiert. Über eine Kurve mit 200 Punkten wurde ein optimaler Pfad gefunden, sodass kein gerader Bereich mehr vorliegt, sondern die Driftröhre eine leicht ovale "Form" aufweist (siehe Abbildung 4.1). Somit werden 17% der HF-Leistung eingespart bei gleichzeitiger Zunahme von 8% der Oberflächenfeldstärke sowie 13% höheren Shuntimpedanzwerten im Vergleich zum alten Design (siehe Abbildung 4.2) [20].

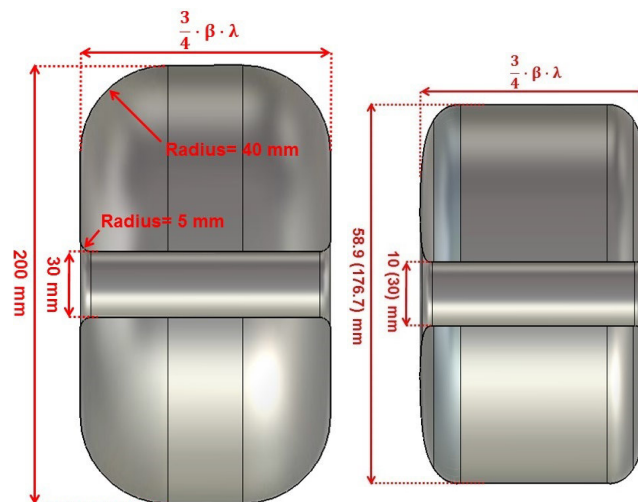


Abbildung 4.1: Links: Alte Driftröhrenform mit definierten Radien und gerader Frontseite; rechts: Neue Driftröhrenform mit gekrümmter Frontseite.

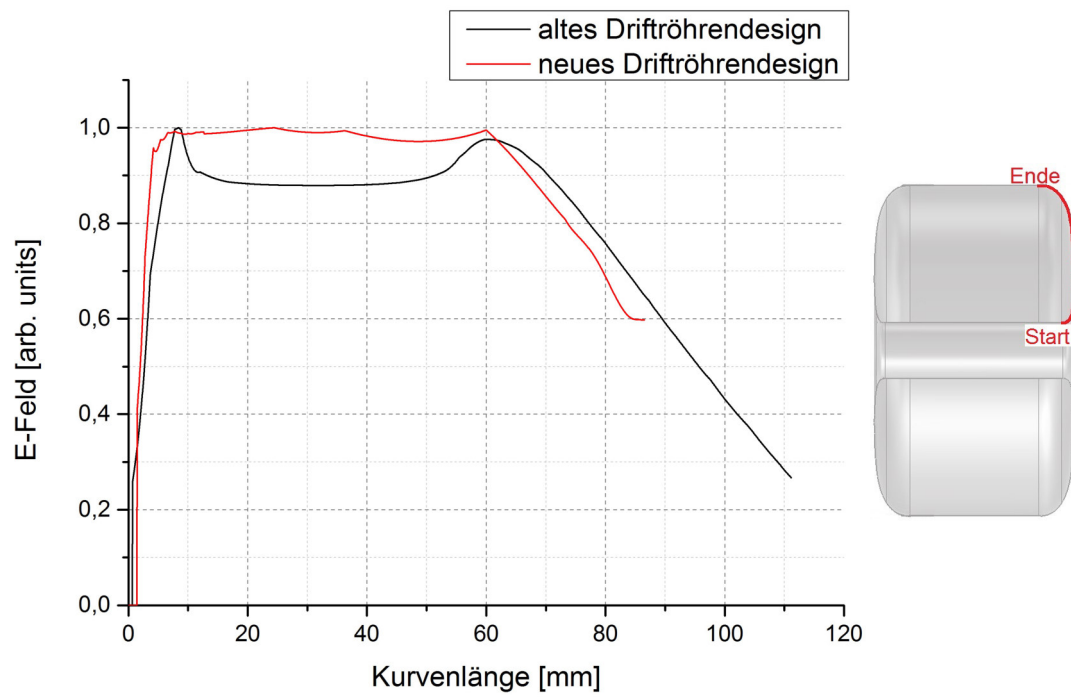


Abbildung 4.2: Oberflächenfeldverteilung der alten Driftröhre (schwarz) und der neuen (rot), welche ein homogeneres Feld aufweist. Dazu wird ein Pfad entlang der Oberfläche der Driftröhre gelegt (rechts dargestellt).

4.2 Thermische Simulationen

Um die Art und Weise der notwendigen Kühlung am neuen Alvarez zu ermitteln, werden thermische Simulationen der ersten 10 Spalte durchgeführt (1:1-Modell mit einer Tanklänge von $1576,94\text{ mm}$ und einem Tankdurchmesser von $1902,8\text{ mm}$). Die Verteilung der simulierten Oberflächenströme pro Meter sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Für den absoluten Oberflächenstrom pro Meter folgt ein Wert von $10069\frac{\text{A}}{\text{m}}$. Damit liegt die Stromdichte bei $1651\frac{\text{A}}{\text{mm}^2}$ (mit $\delta = 6,1\text{ }\mu\text{m}$). Dieser Wert liegt zwar unterhalb der Schmelzstromdichte von Kupfer ($3060\frac{\text{A}}{\text{mm}^2}$), zur Sicherheit und zur Vorbeugung von Deformationen werden Kühlkanäle eingebaut.

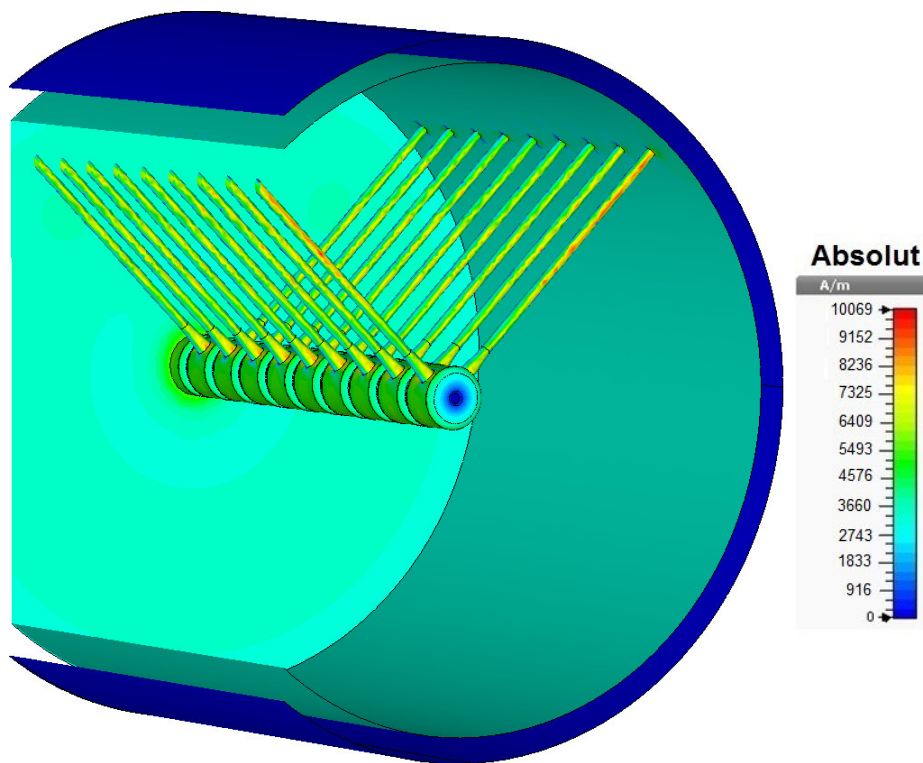


Abbildung 4.3: Simulierte Oberflächenströme pro Meter für die ersten 10 Spalte des neuen Tanks (1:1-Modell).

Im ersten Schritt wird nur der Tankmantel mit einer Kühlung versehen, um zu prüfen, ob eine derartige Kühlung ausreichend ist. Dazu werden am Tankmantel Wasserkanäle in Längsrichtung mit einem Durchmesser von 10 mm im Abstand von 30° eingefügt. Bei einer Umgebungs- und Wassertemperatur von 20°C ergibt sich ein Temperaturanstieg auf rund 1741°C im Bereich der Driftröhren und Stützen (siehe Abbildung 4.4).

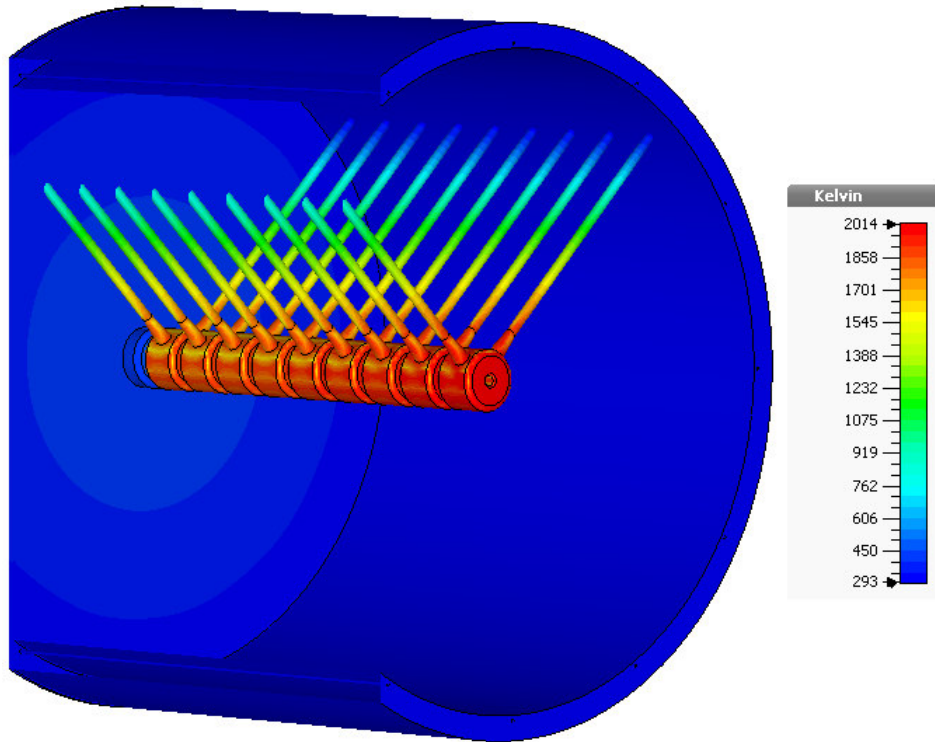


Abbildung 4.4: Simulierte Temperaturverteilung für die ersten zehn Spalte der neuen Alvarez-I Struktur unter realen Wasserkühlungsbedingungen (des Tankmantels). Der maximale Temperaturanstieg ergibt sich an den ungekühlten Driftröhren und Stützen und liegt bei rund 1741°C (Tastverhältnis: 2 %).

Als nächstes werden ausschließlich Stützen und Driftröhren gekühlt (siehe Abbildung 4.5). Der maximale Temperaturanstieg liegt bei rund 495 °C am ungekühlten Tankmantel und Tankdeckel. In beiden betrachteten Fällen reicht die Kühlung nicht aus. (Für den jeweiligen Power Scaling Factor wird in beiden Fällen das zukünftige Tastverhältnis von 2 % angenommen.)

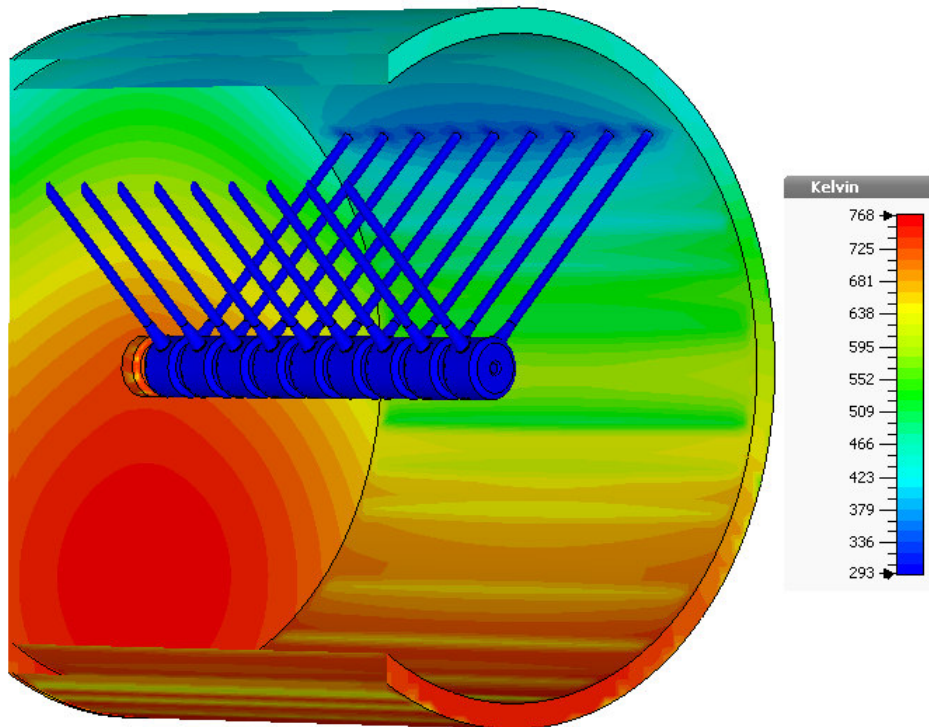


Abbildung 4.5: Wärmeverteilung mit Kühlkanälen im Bereich der Stützen und Driftröhren. Es ergibt sich ein maximaler Temperaturanstieg im Vergleich zur Raumtemperatur von knapp 495 °C (Tastverhältnis: 2 %).

Wird sowohl eine Kühlung am Tankmantel als auch der Stützen- und Driftröhrengemetrie vorgesehen, so ergibt sich ein maximaler Temperaturanstieg von 166 °C (siehe Abbildung 4.6) im Bereich der Tankdeckel.

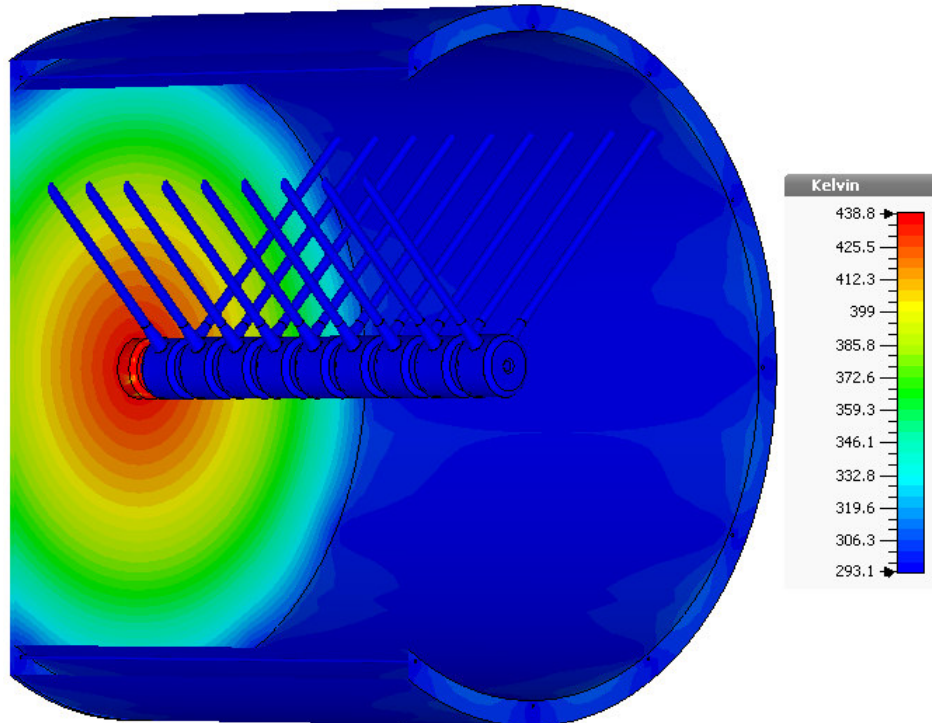


Abbildung 4.6: Wärmeverteilung mit Kühlkanälen am Tankmantel und im Driftröhren- und Stützenbereich. Der maximale Temperaturanstieg im Vergleich zur Raumtemperatur liegt bei 4 °C im Bereich des Tankmantels (Tastverhältnis: 2%).

Im letzten Schritt werden zusätzlich noch die Tankenddeckel mit konzentrischen Kühlkreisläufen versehen, wie es derzeit im existierenden Alvarez der Fall ist, da die vorangegangenen Simulationen nicht die gewünschten Ergebnisse gezeigt haben. Die Ergebnisse (siehe Abbildung 4.7) liefern einen deutlichen Unterschied zu der Variante ohne Tankdeckelkühlung. Die höchsten Temperaturanstiege liegen im Bereich des Tankmantels bei rund 27°C . Da im weiteren Verlauf der Nutzung des UNILAC weitestgehend auf niedrigere Tastverhältnisse mit geringerer Pulsdauer zurückgegriffen wird, könnte anhand der Simulationsergebnisse auf eine Kühlung der Endkappen der Driftröhren verzichtet werden.

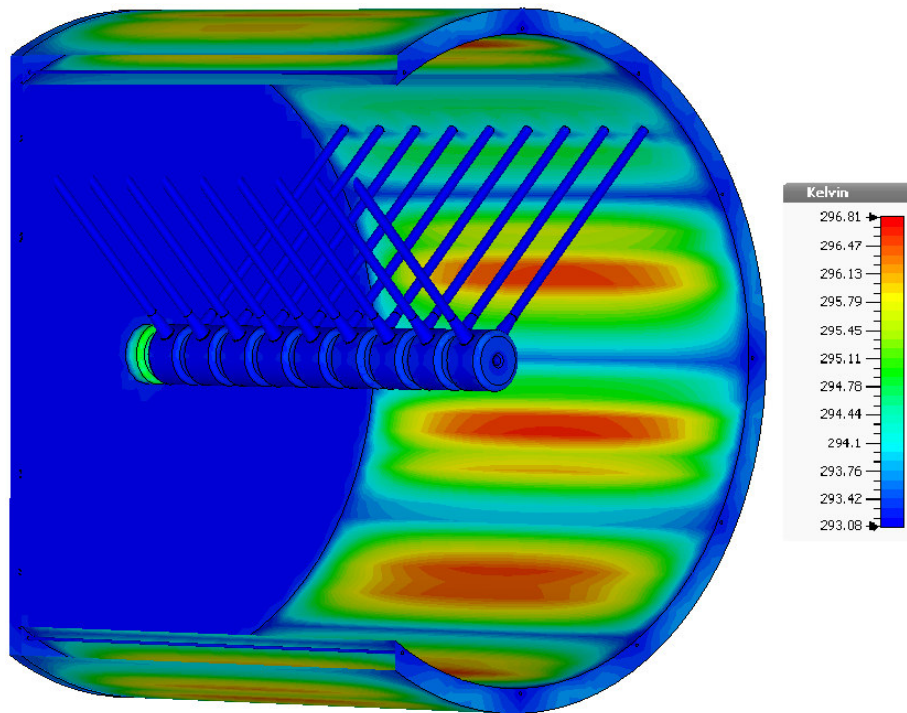


Abbildung 4.7: Wärmeverteilung mit Kühlkanälen im Bereich des Tankmantels, der Enddeckel sowie der Driftröhren und Stützen. Der maximale Temperaturanstieg liegt bei rund 27°C (Tastverhältnis: 2 %).

Zum Vergleich werden thermische Simulationen mit einer Kühlung am Tankmantel, der Tankenddeckel sowie im Bereich der Stützen- und Driftröhrengemetrie für das derzeitige Tastverhältnis von 25 % durchgeführt (siehe Abbildung 4.8). Hier ist sehr deutlich der höhere Temperaturanstieg im Bereich des Tankmantels von rund 67°C zu erkennen.

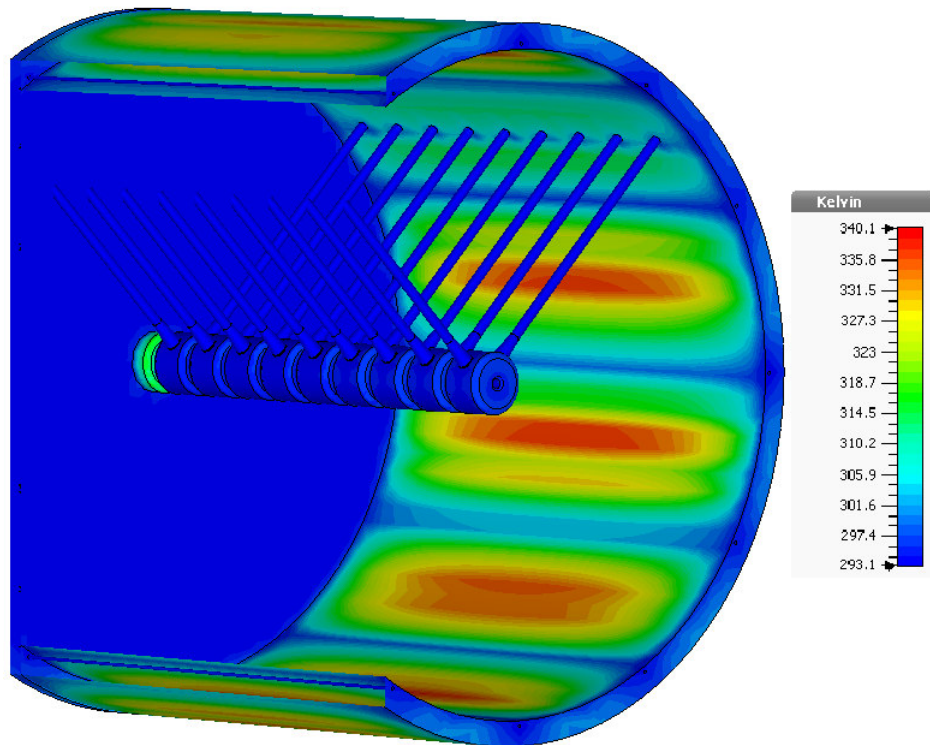


Abbildung 4.8: Wärmeverteilung mit Kühlkanälen im Bereich des Tankmantels, der Driftröhren und der Stützen für ein Tastverhältnis von 25 % mit maximalem Temperaturanstieg von 67°C .

4.2.1 Frequenzänderung unter wärmebedingter Ausdehnung der Kavität

In diesem Abschnitt soll die Situation betrachtet werden, wenn keine Kühlung im Alvarez Tank vorhanden ist und welche Auswirkungen dies auf die Struktur und deren Frequenz hat. Wird beispielsweise davon ausgegangen, dass sich der Tank homogen erwärmt (eine Erwärmung ergibt sich über die an der Oberfläche der Struktur fließenden Ströme und der damit verbundenen Widerstände), so kommt es zu einer Ausdehnung der Struktur.

Da die Resonanzfrequenz [29] nach Gleichung

$$f_0 = c \cdot \sqrt{\left(\frac{\chi_{\vartheta r}}{2\pi R}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{z}{l_{Tank}}\right)^2}$$

(mit c =Lichtgeschwindigkeit, $\chi_{\vartheta r}$ =Nullstelle der Besselfunktion J_{ϑ} , R =Tankradius, z = Anzahl der Nulldurchgänge in Strahlrichtung und l_{Tank} =Tanklänge) proportional zu $\frac{1}{Tankradius}$ ist, verringert sich die Resonanzfrequenz mit zunehmendem Tankdurchmesser. Diese Frequenzverringern soll im Simulationsprogramm berechnet werden, für den Fall das der Tank homogen um $50^\circ C$ erwärmt wird ohne Wasserkühlung. Dazu wird der Längenausdehnungskoeffizient ΔL bestimmt [48]:

$$\Delta L = \alpha \cdot L_0 \cdot \Delta T = 1,5 \text{ mm}$$

(mit $\alpha = 16 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$ = Wärmeausdehnungskoeffizienten für Edelstahl, $L_0 = 1902,8 \text{ mm}$ = Tankdurchmesser und $\Delta T = 50^\circ C$ = Temperaturveränderung)

Über die Beziehung $\frac{\Delta L + L_0}{L_0}$ stellt sich für den Längenskalierungsfaktor ein Wert von 1,0008 ein, mit dem die gesamte Struktur im Simulationsprogramm skaliert und anschließend erneut simuliert wird. Die Frequenz verringert sich von ursprünglich 108,314 MHz auf 108,224 MHz, also um rund 90 kHz. Diese geringe Differenz lässt sich über Tauchkolben, die in die Struktur gefahren werden, ausgleichen (siehe dazu Abschnitt 6.3).

4.3 1:3-Modell der neuen Alvarez-Kavität

Ein 1:3 Modell mit dem neuer Driftröhrenform wird in CST Microwave Studio mit 10-Spalten ausgestattet. Bei einer Tanklänge von 525,65 mm und einem Tankdurchmesser von 634,5 mm für das 10-Spalt Modell (siehe Abbildung 4.9), ergibt sich anhand der ersten Simulationen eine Frequenz von 324,947 MHz. Dabei ist zu erwähnen, dass keinerlei Tauchkolben in die Struktur eingebaut wurden. Die Driftröhrenlängen bzw. die Spaltlängen werden mit einem neuen Beta-Profil angepasst und sollen dem realen Beschleuniger entsprechen. Daraus folgt, dass die Driftröhrenlänge und die Spaltlänge entlang der Strahlachse zunimmt. Die Güte liegt bei 38000 und die Verlustleistung bei rund 55 kW (mit 1 J gespeicherter Energie). Für die maximale über den Tank gemittelte Spannung ergibt sich ein Wert von 1,2 MV. Damit folgt für die Impedanz ein Wert von 13 MΩ. Die daraus resultierende normierte Shuntimpedanz liegt bei 25 $\frac{M\Omega}{m}$.

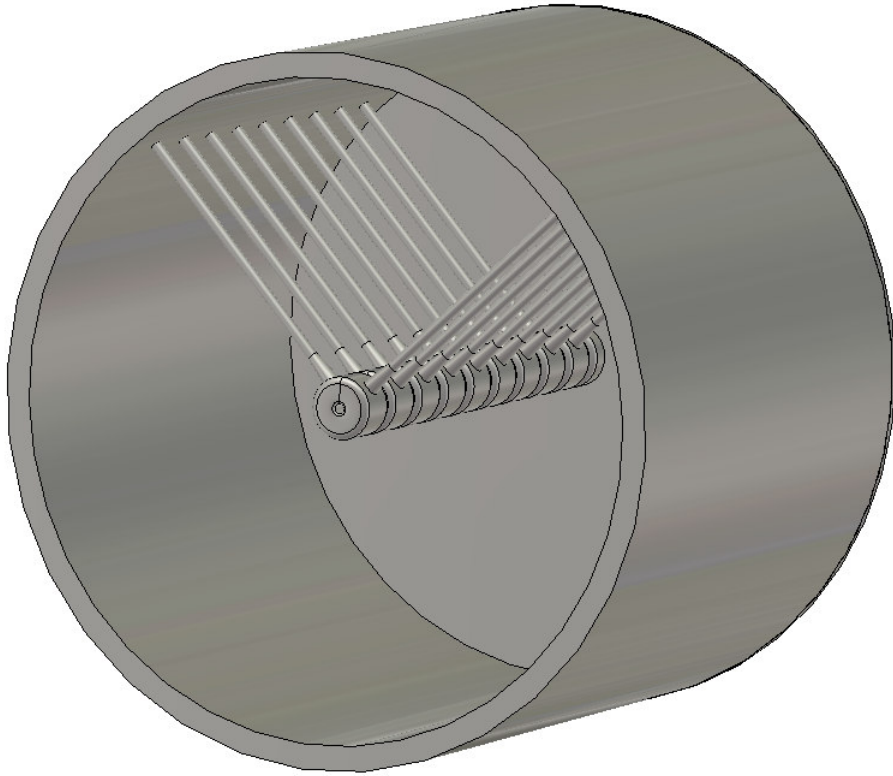


Abbildung 4.9: Erstes CST-Modell des 1:3-Modells mit V-Stützen Konfiguration.

Die elektrische Feldausprägung (siehe Abbildung 4.10) weist in den Simulationen entlang der Strahlachse eine gute Homogenität (siehe Abbildung 4.11) auf. Das gemittelte elektrische Feld berechnet sich über:

$$\bar{E} = \frac{1}{l_{Zelle}} \cdot \int_0^{l_{Zelle}} E(z) \cdot dz.$$

Entsprechend des angeregten TM_{010} -Schwingungsmode stellt sich aufgrund des gleichverteilten elektrischen Feldes über die 10 Spalte ein solcher Verlauf ein.

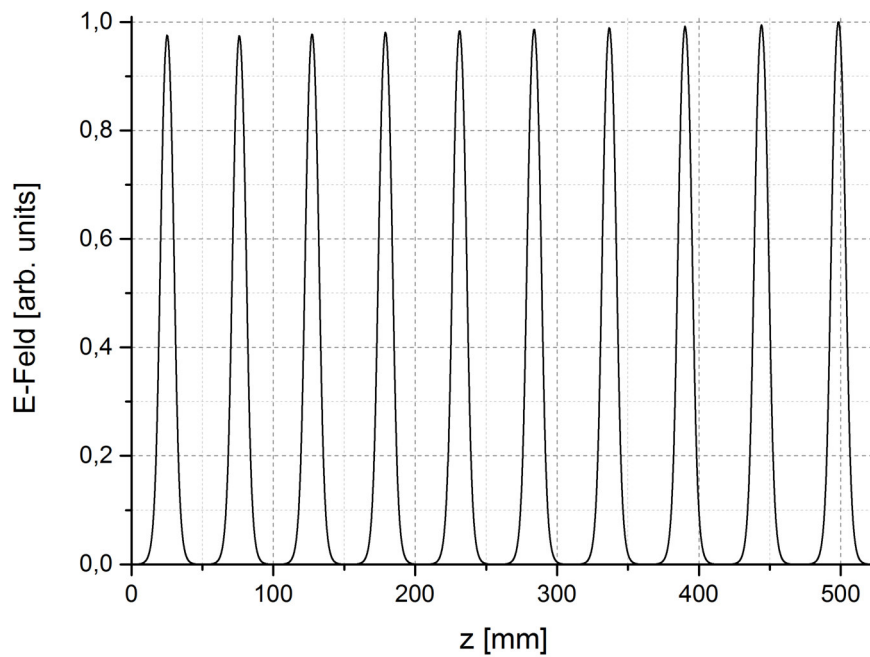


Abbildung 4.10: Die simulierte elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse des neuen 10 Spalt Modells einer Alvarez Struktur normiert auf 1.

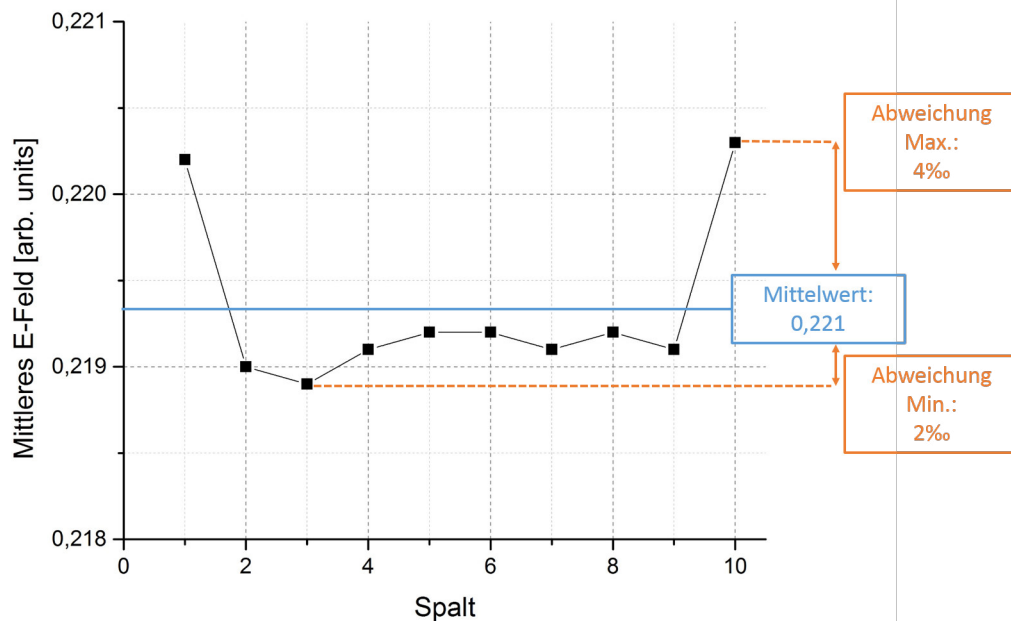


Abbildung 4.11: Gemittelte elektrische Feldverteilung pro Spalt. Die Homogenität des Feldverlaufs liegt bei 2 – 4‰.

Werden in die Struktur Schwalbenschwanznuten am Tankmantel und an den Driftröhren eingefügt (siehe Abbildung 4.12), um später eine Winkeländerung der Stützen zu ermöglichen und um unterschiedliche Konfigurationen zu testen, so verringert sich die simulierte Resonanzfrequenz auf $324,399\text{ MHz}$. Zusätzlich wurden noch zwei Öffnungen für die Ein- und Auskopplung (jeweils mit einem Durchmesser von 38 mm) sowie drei Öffnungen für die Tauchkolben (mit jeweils 66 mm Durchmesser) (siehe dazu Abschnitt 6.3) integriert. Die Frequenz verringert sich um 500 kHz im Vergleich zu der Struktur ohne Nuten. Die Güte liegt hier bei rund 35000 , die Verlustleistung und Spannungswerte bleiben unverändert, demnach auch die Shuntimpedanz.



Abbildung 4.12: CST-Modell mit eingearbeiteten Schwalbenschwanznuten für die Verstellung der Stützen sowie Öffnungen für Tuner und Ein- und Auskopplung.

5 Störkörpermessmethode

Bei der Störkörpermessmethode [49] wird ein feldverdrängender Störkörper in Form einer Kugel mit geringem Durchmesser ($\sim 6\text{ mm}$) entlang der Strahlachse eines Resonators mittels eines Nylonfadens und Schrittmotors mit konstanter Geschwindigkeit gezogen. Der Nylonfaden hat dabei kaum Einfluss auf die Feldverteilung. Der Störkörper hingegen führt zu einer “Verstimmung” des Resonators und bewirkt aufgrund der Verdrängung eine lokale Änderung der Feldverteilung. Ist man an der elektrischen Feldverteilung interessiert, kommt ein dielektrischer Störkörper (meist Teflon) zum Einsatz. Wird dieser in den Resonator eingeführt, kommt es nach dem Slater-Theorem [46] zwischen Sender- und Resonatorfrequenz in Abhängigkeit vom elektrischen Feld am Ort der Störung zu einer Resonanzfrequenzverschiebung:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{g_d}{8W} \epsilon_0 E_z^2,$$

mit $g_d = \pi d^3 \frac{\epsilon-1}{\epsilon+2}$ als Störkörperkonstante und $\epsilon = 2$ als Permittivität der Teflonkugel sowie $\epsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ als Permittivität des Vakuums. Weiterhin beschreibt W die gespeicherte Energie im Resonator und E_z die elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse.

Das magnetische Feld bleibt dabei ungestört. Die Resonanzfrequenzverschiebung wird am Netzwerkanalysator als Phasenverschiebung $\Delta\phi$ aufgezeichnet. Für den Zusammenhang zwischen elektrischem Feld und Phasenverschiebung in Strahlrichtung ergibt sich:

$$E_z = \sqrt{\frac{2P_c}{\pi f_0 \epsilon_0 g_d} \cdot \tan(\Delta\phi)} \propto \sqrt{\tan(\Delta\phi)}, \quad (5.1)$$

mit f_0 als Resonanzfrequenz der Grundmode und P_c als Verlustleistung. (Herleitung der Formel (5.1) findet sich in [49].)

Für das 1:3-Modell des Alvarez Resonators ergeben sich folgende Werte für die Berechnungen mit den beiden obigen Formeln:

Parameter	Wert
f_0	326,694 MHz
P_c	$10^{-4} W$
W	$3,2 \cdot 10^{-10} J$

Tabelle 5.1: Gemessene Werte am 1:3-Modell des Alvarez Resonators für die Resonanzfrequenz, die Leistung und die gespeicherte Energie.

Der systematische Messaufbau für die Störkörpermessung lässt sich folgender Abbildung entnehmen:

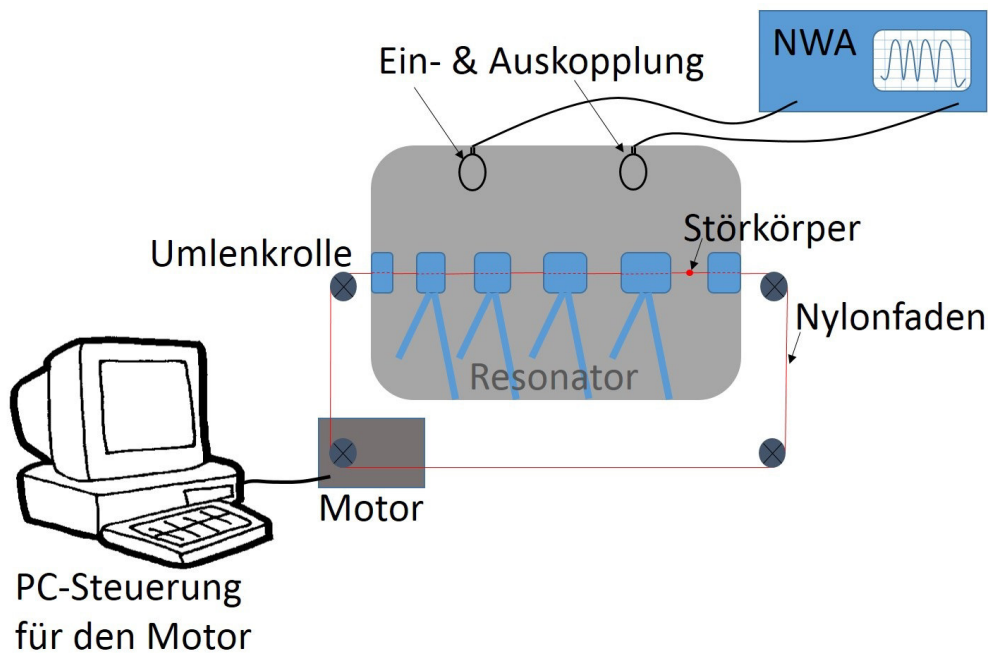


Abbildung 5.1: Schematischer Messaufbau für die Störkörpermessung. Ein Nylonfaden mit daran befindlicher Teflonkugel als Störkörper wird über Umlenkrollen durch den Resonator entlang der Strahlachse gezogen. Eine elektromagnetische Welle wird vom Netzwerkanalysator (NWA) erzeugt. Über die Ein- und Auskoppelschleife wird die Welle in den Resonator geschickt und versetzt diesen in Schwingung. Die Feldstörung der Teflonkugel im Resonator wird vom NWA aufgezeichnet.

Eine elektromagnetische Welle wird vom Netzwerkanalysator erzeugt und über die Ein- und Auskopplerschleife in den Resonator geschickt, sodass dieser in eine Schwingung versetzt wird. Die am Nylonfaden befestigte Teflonkugel wird entlang der Strahlachse des Resonators mit konstanter Geschwindigkeit gezogen. Der Schrittmotor wird dabei über eine Computersteuerung in Gang gesetzt. Die Störung des Feldes durch die Teflonkugel wird vom Netzwerkanalysator als Phasenverschiebung zwischen gemessener Resonanzfrequenzverstimmung und den ursprünglichen, ungestörten Resonatorfeldern aufgezeichnet und als ASCII-Datei gespeichert. Diese Datei beinhaltet zu jedem Messpunkt entlang der Strahlachse die zugehörige Phasenverschiebung. Diese kann entsprechend Formel (5.1) in die elektrische Feldverteilung umgerechnet werden.

Diese Messmethode kommt im Nachfolgenden für die Messungen am 1:3-Modell eines 10-Spalt-Resonators (siehe Abbildung 5.2) zum Einsatz. Dazu werden die vom Netzwerkanalysator gelieferten Daten der Phasenverschiebung entsprechend obiger Formel umgerechnet, um die elektrische Feldverteilung zu erhalten. Damit ein Vergleich zu den simulierten Feldverteilungen gezogen werden kann, werden die Ergebnisse jeweils auf eins normiert. Es geht hierbei ausschließlich um die Verkippung der Feldverteilung und nicht um die Absolutwerten der Felder.

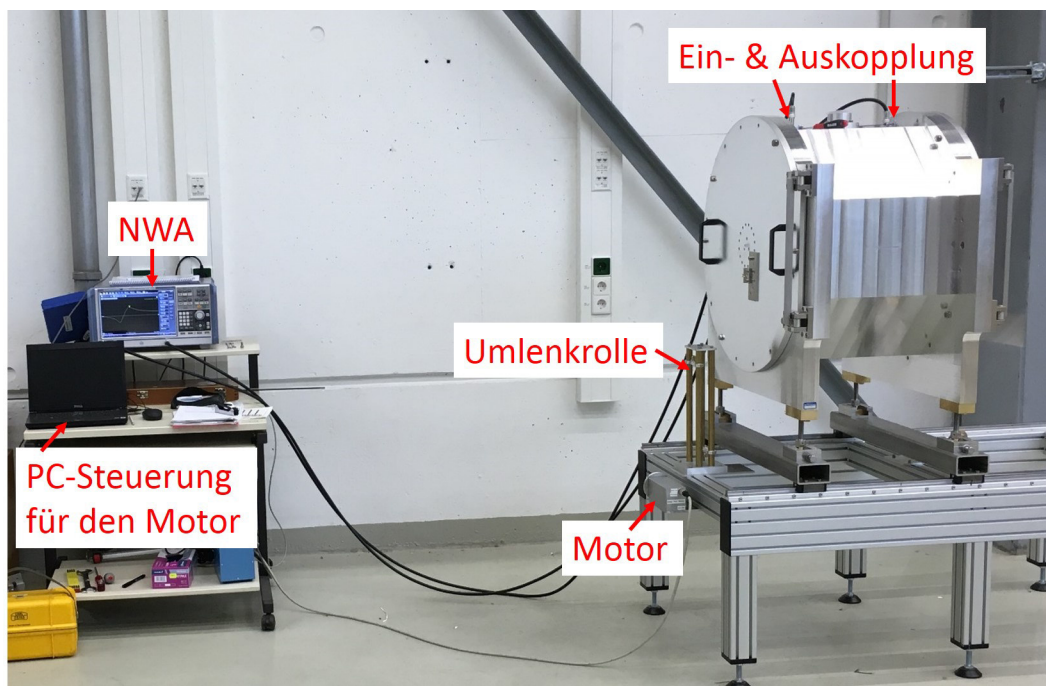


Abbildung 5.2: Messaufbau für die Störkörpermessung am 1:3-Modell eines 10-Spalt-Resonators.

6 Messungen

Im sechsten Kapitel wird zunächst auf die fertigungstechnische Umsetzung des 1:3-Modells eingegangen. Im Weiteren umfasst das Kapitel HF-Messungen sowie Tauchkolben- und Field-Tilt-Sensitivity Messungen.

6.1 1:3-Modell

Ein 10 Spalt Modell im Maßstab 1:3 mit den entsprechenden Maßen aus Abschnitt 4.3 wurde von der Firma Pink GmbH Vakuumtechnik gefertigt (siehe Abbildung 6.1). Das Material des Modells ist Aluminium (für reine HF-Messungen bei geringer Leistung). Der Tankmantel wurde aus dem Vollen gefräst. Die Tankdeckel sind jeweils über zwei Scharniere gehalten und ermöglichen ein leichtes Öffnen und Schließen der Deckel zum besseren Zugang zu den Stützen und Driftröhren im Innern des Tanks. Über Dichtungsfedern wird der Tankdeckel fest an den Mantel gedrückt, eine einwandfreie HF-Dichtung gewährleistet und über 16 angebrachte Schrauben festgestellt. Zur Ein- und Auskoppung eines elektromagnetischen Signals in den Resonator kommen zwei Koppelschleifen zum Einsatz (siehe Abbildung 6.2). Im Innern des Tanks befinden sich neun ganze und zwei halbe Driftröhren. Die Halbdriftröhren sind an den Tankdeckel geschraubt, die neun ganzen Driftröhren werden über je zwei Stützen im Tank aufgehängt. Die Driftröhren setzen sich aus drei Teilen zusammen (siehe Abbildung 6.3), einem Mittelkörper, der bei allen neun Driftröhren identisch ist und jeweils zwei Endkappen, die über ein Gewinde auf den Mittelkörper geschraubt werden. Die Stützen (siehe Abbildung 6.4) sind in der Mitte durch rechts-links-Gewinde unterbrochen und liefern so die Möglichkeit, bei veränderter Position auf die richtige Länge eingestellt zu werden, und so die Driftröhren auf der Strahlachse zu justieren. Stabilität liefern Kontermuttern, die nach erfolgreicher Längenverstellung festgestellt werden. Alle Driftröhren werden nach dem Einbau in den Tank über ein Teleskop (Nivelliergerät) auf die Strahlachse eingemessen.

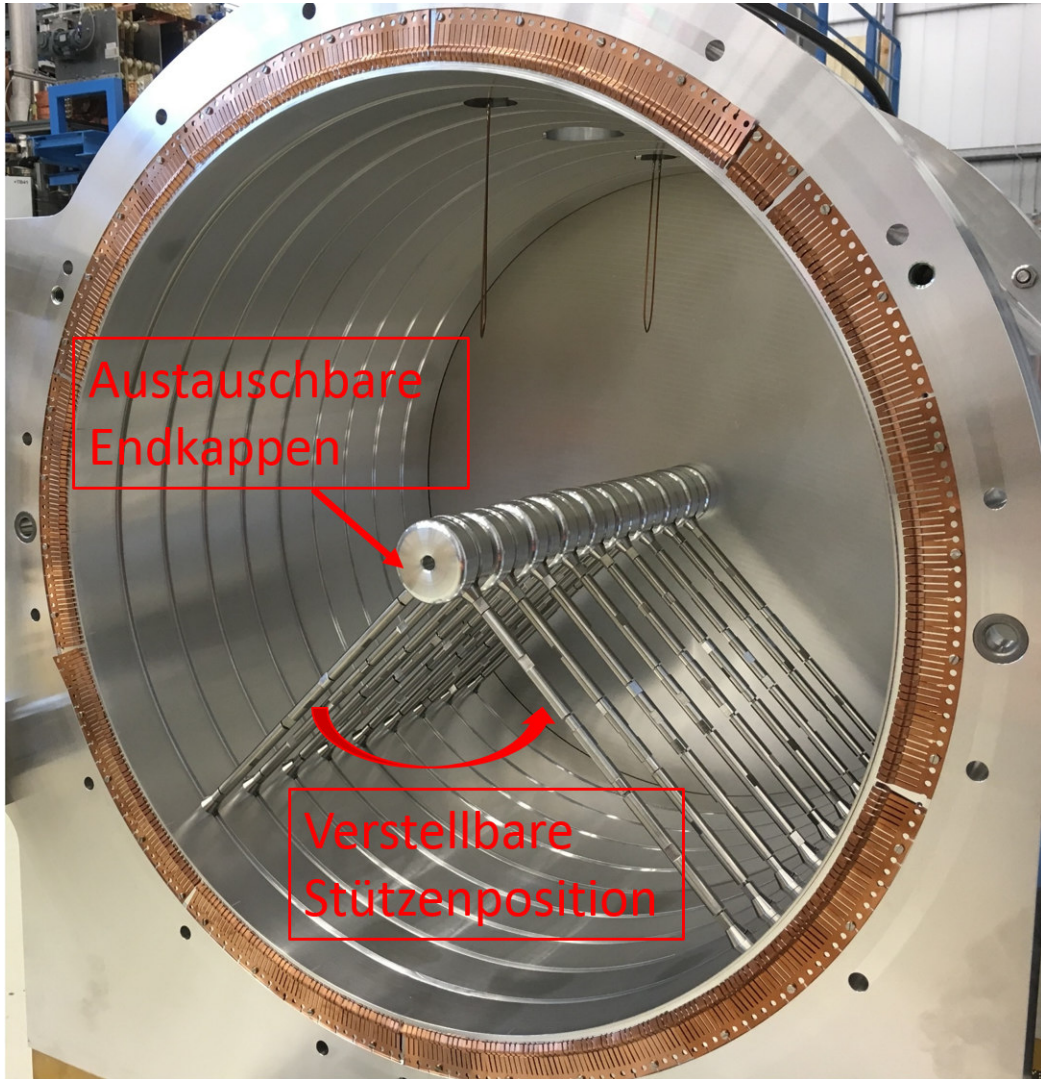


Abbildung 6.1: Zehn-Spalt Aluminium Tank mit verstellbaren Stützenpositionen und austauschbaren Endkappen der Driftröhren.



Abbildung 6.2: Ein- und Auskoppelschleife, um ein Signal in den Resonator zu senden und diesen in Schwingung zu versetzen.

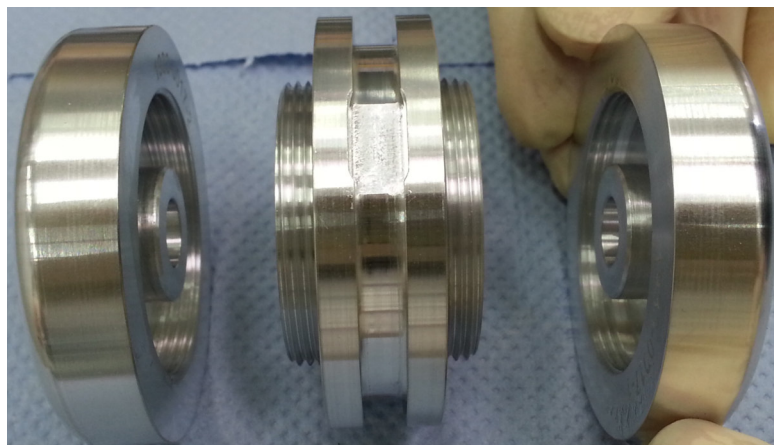


Abbildung 6.3: Driftröhre bestehend aus drei Teilen, wobei der Mittelkörper für alle Driftröhren identisch ist, lediglich die Länge der Endkappen unterscheiden sich aufgrund des β -Profils. Im Mittelkörper befindet sich die Schwalbenschwanznut zur Führung der Stützen. In der Mitte ist eine vergrößerte Öffnung, um die Nutensteine einzufädeln.



Abbildung 6.4: Stütze mit rechts-links-Gewinde zur Positionsveränderung der Driftröhren, Stabilität liefern jeweils zwei Kontermuttern.

Es werden mehrere unterschiedliche Konfigurationen getestet sowie Störungen (Verlängerung einer Driftröhre; siehe dazu Kapitel 6.6) in den Tank eingebaut. Diese sollen bei einer neuen Anordnung der Stützen weniger Einfluss auf die glatte Feldverteilung haben und damit einen effizienteren Betrieb mit weniger Nachregelung des Feldes mit sich führen.

6.2 Messungen am leeren Resonator und V-Stützen-Konfigurationsmessungen

Für die ersten Messungen werden keine Driftröhren und keine Stützen im Tank eingebaut (nur die Enddriftröhren, die am Tankdeckel angeschraubt sind, verbleiben für die Messungen); es wird also zunächst eine leere Resonator-Messung durchgeführt (siehe Abbildung 6.5).

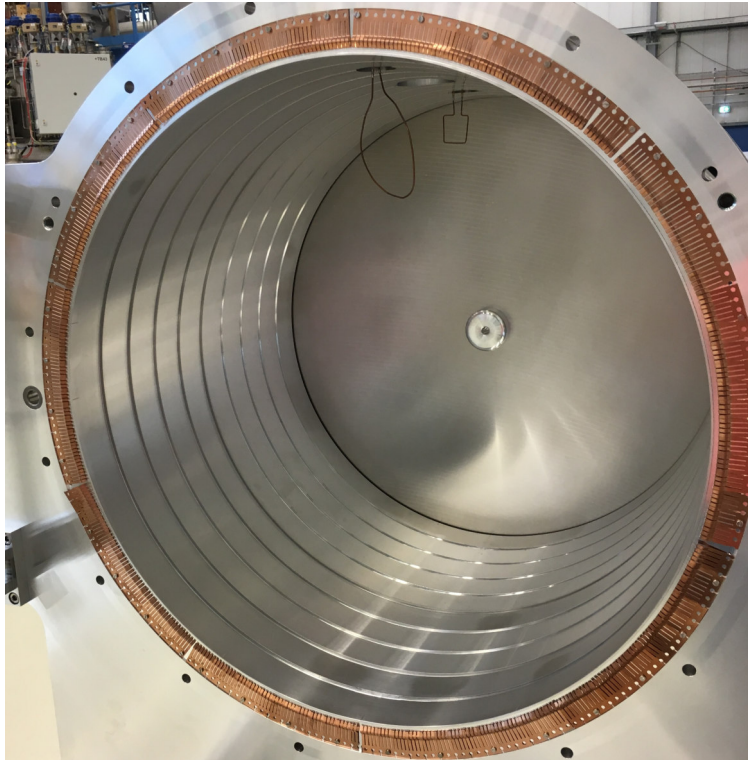


Abbildung 6.5: Leerer Tank für erste Messungen.

Für die elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse ergibt sich für die leere Kavität folgendes:

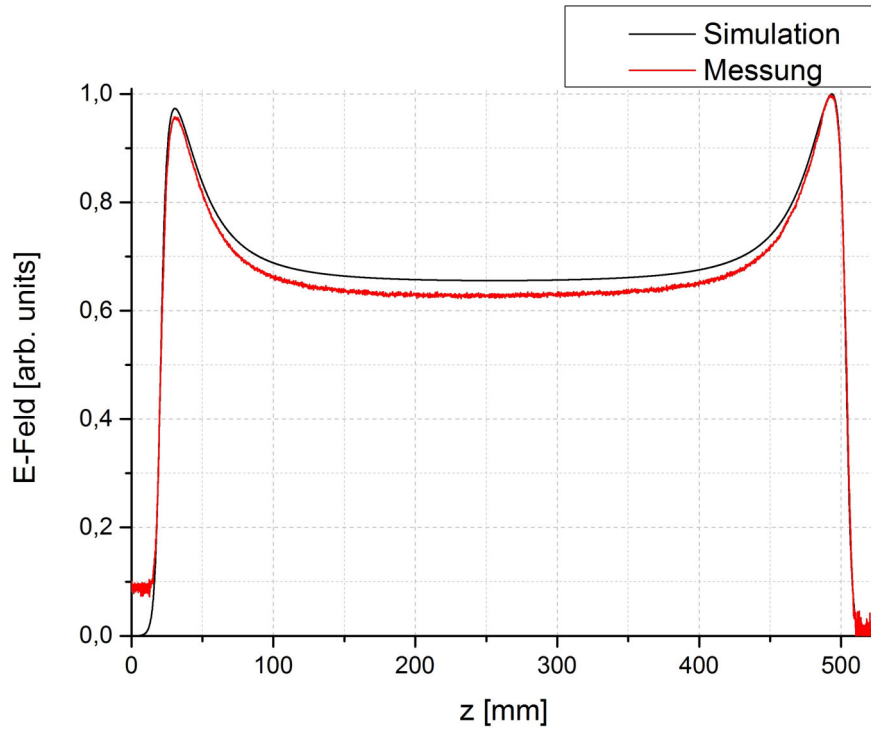


Abbildung 6.6: Elektrische Feldverteilung in Strahlrichtung für die Simulation und Messung für die TM_{010} -Mode.

Für die ersten HF-Messungen ergeben sich nachstehende Werte für die Frequenzen:

	CST-Modell f [MHz]	reales Modell f [MHz]
TM_{010}	359,557	359,285
TM_{011}	457,699	456,390
TM_{012}	672,720	672,232

Tabelle 6.1: Simulierte und gemessene Frequenzen der leeren Kavität.

Wie der obenstehenden Tabelle zu entnehmen ist, stimmen sowohl die Resonanzfrequenzen der TM_{010} -Mode als auch der nächst höheren Moden in den Messungen und den Simulationen sehr gut überein (Abweichungen der Messwerte zu den Simulationen liegen im Bereich von 1–3%). In diesem Fall sind beide Modelle sehr passgenau (hier sind

noch keine Stützen und Driftröhre eingebaut, es sollten "keine signifikanten" Unterschiede zwischen den Modellen vorliegen), sodass nur minimale Differenzen festzustellen sind. Für die gemessene Güte Q_0 (für die TM_{010} -Mode) ergibt sich hier ein Wert von rund 40.000, wohingegen sich in den Simulationen ein Wert von 52.000 ergibt. In den Simulationen werden perfekte Gegebenheiten angenommen, die in der Realität nicht erreicht werden können. Unter dieser Randbedingung stimmt der gemessene Gütewert gut mit den Simulationen überein. Im nächsten Schritt wird die ursprüngliche Stützen-Konfiguration, mit einem Winkel von 90° zwischen den beiden Stützen (V-Stützen-Konfiguration), eingebaut (siehe Abbildung 6.7). Für alle Moden stellen sich passende Frequenzen ein (siehe Tabelle 6.2). Deutlich zu erkennen ist die Frequenzabweichung von rund 2 MHz des simulierten CST-Modells zur Messung der TM_{010} -Mode, da hier auf die Modellierung des rechts-links-Gewinde an den Stützen verzichtet wurde, sodass nur die Kapazität zwischen Driftröhre und Tankwand über die Stütze dominiert. Diese ist größer als für eine durch rechts-links-Gewinde unterteilte Stütze, die mehrere kleinere Kapazitäten aufweist. Somit ergibt sich eine Reihenschaltung mehrerer kleiner Kapazitäten entlang der Stütze. Die Gesamtkapazität (Kehrwert) setzt sich über die Kehrwerte der einzelnen Kapazitäten zusammen und ergibt damit einen deutlich kleineren Wert. Der Zusammenhang zwischen Frequenz und Kapazität ist nach der Thomson Formel $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$. Damit stellen sich für kleinere Kapazitäten höhere Frequenzen ein. Wird im Simulationsprogramm die Stützengeometrie mit rechts-links-Gewinde eingestellt und wird die Dichte des Maschengitters in diesem Bereich für genauere Simulationen erhöht, so wirkt sich dies, anders als erwartet, nur geringfügig auf die HF-Parameter aus. Die Frequenzen liegen etwa 300 kHz unter dem zuvor simulierten. Die detailreichen Stützen verursachen Probleme bei der exakten Simulation und dem dazu benötigten Messgitter, welches dafür über die gesamte Struktur gelegt wird. Zudem treten nahezu immer Frequenzabweichungen zwischen Simulation und Messung auf, da nicht auf alle Details in den Simulationen eingegangen werden kann. Bei höheren Moden ist weniger Feld in der Umgebung der Stützen, daher ist deren exakte Form für die Resonanzfrequenz weniger maßgeblich.

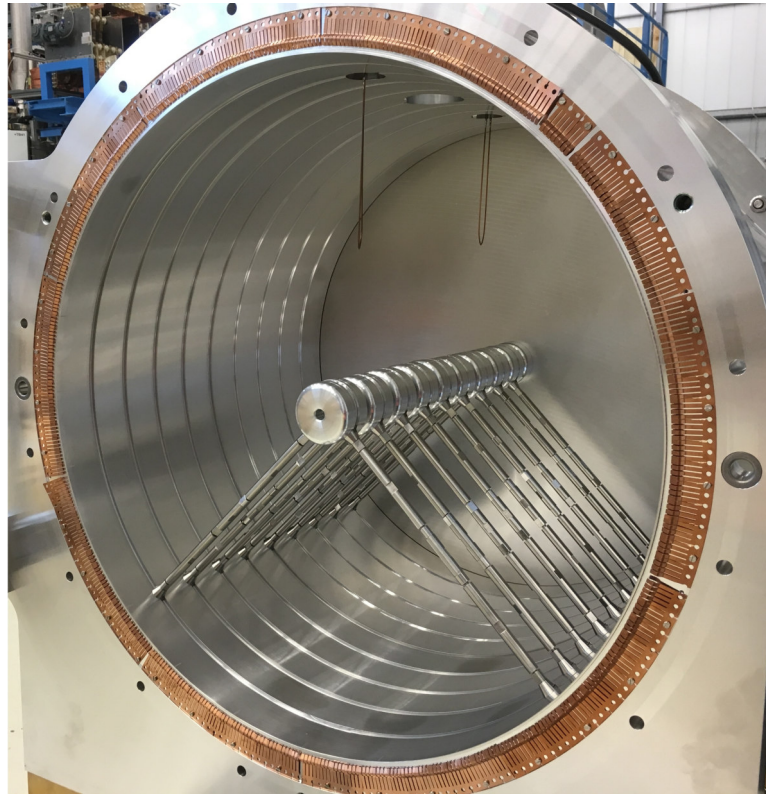


Abbildung 6.7: Originale V-Stützen-Konfiguration mit allen Stützen im 90° Winkel zueinander.

	CST-Modell f [MHz]	reales Modell f [MHz]
TM_{010}	324,399	326,694
TM_{011}	415,074	414,755
TM_{012}	567,747	567,055

Tabelle 6.2: Simulierte und gemessene Frequenzen der V-Stützen-Konfiguration (siehe Abbildung 6.7).

Da die Feldverteilungskurve $\frac{\omega_n}{\omega_0} \propto \frac{1}{l_{Tank}^2}$ ist (mit $\omega_0 =$ Resonanzfrequenz, $\omega_n =$ Resonanzfrequenz der nächst höheren Mode), ergibt sich für kleinere Tanklängen eine größere Frequenzdifferenz für die nächst höheren Moden. Deshalb liegen im 1:3-Modell die Frequenzen der TM_{011} - und TM_{012} -Moden deutlich weiter von der Resonanzfrequenz entfernt, als es im realen 12m-Tank der Fall ist.

Der elektrische Feldverlauf für Messung und Simulation aller drei aufgenommenen Moden ist den Abbildungen 6.8 und 6.9 zu entnehmen. Die Feldhomogenität liegt in den Messungen bei $\pm 5\%$ (Vergleich Simulation: $\pm 2 - 4\%$). Die größte Abweichung simulierter

zu gemessener mittlerer elektrischer Feldverteilung der Grundmode liegt bei 23 % (siehe Abbildung 6.10).

Die Ursache für die schlechteren Messwerte der Feldhomogenität liegen in der nicht exakten Justage der Driftröhren. Diese werden über ein Nivelliergerät auf $\pm 1 \text{ mm}$ genau in x- und y- Richtung auf die Strahlachse eingestellt, was etwa einem Fehler von $\pm 5 \%$ in der Homogenität der Feldverteilung entspricht. Über Abstandplättchen wird die Distanz auf $\pm 0,5 \text{ mm}$ zur nächsten Driftröhre eingestellt. Hier fällt ebenfalls ein zusätzlicher Fehler von $\pm 5 \%$ an. Unberücksichtigt bleibt die Verkippung der Driftröhren bei der Justage, sodass hier ein Fehler für die Feldverteilung von $\pm 10 \%$ entsteht. Für die Feldhomogenität ergibt sich in den Messungen ein Fehler von $\pm 25 \%$

Die Fehler der Feldspitzenwerte resultiert zum Einen aus geringen Abweichungen in der konstanten Durchziehgeschwindigkeit des Nylonfadens vom Schrittmotor (Fehlerabschätzung: $\pm 5 \%$ in der Positionsgenauigkeit der Teflonkugel, was weniger als $0,1 \text{ mm}$ Abweichung in der exakten Störkörperposition entspricht [50]). Reibung des Nylonfadens an den Umlenkrollen (durch Fadenspannung) führt zu einer Positionsungenauigkeit der Teflonkugel von $\pm 0,5 \text{ mm}$ (Fehlerabschätzung: $\pm 25 \%$). Ebenfalls können dadurch Schwingungen der Teflonkugel von $\pm 0,5 \text{ mm}$ entstehen (Fehlerabschätzung: $\pm 5 \%$ der Feldhomogenität). Dies führt dazu, dass für die Feldspitzenwerte ein Fehler von $\pm 30 \%$ entsteht (dazu kommt noch ein Fehler am Netzwerkanalysator). Innerhalb einer Halbwertsbreite liegen mindestens 500 Messpunkte, daher ist der Fehler der Feldspitzenwerte in der Bestimmung der Feldhomogenität vernachlässigbar.

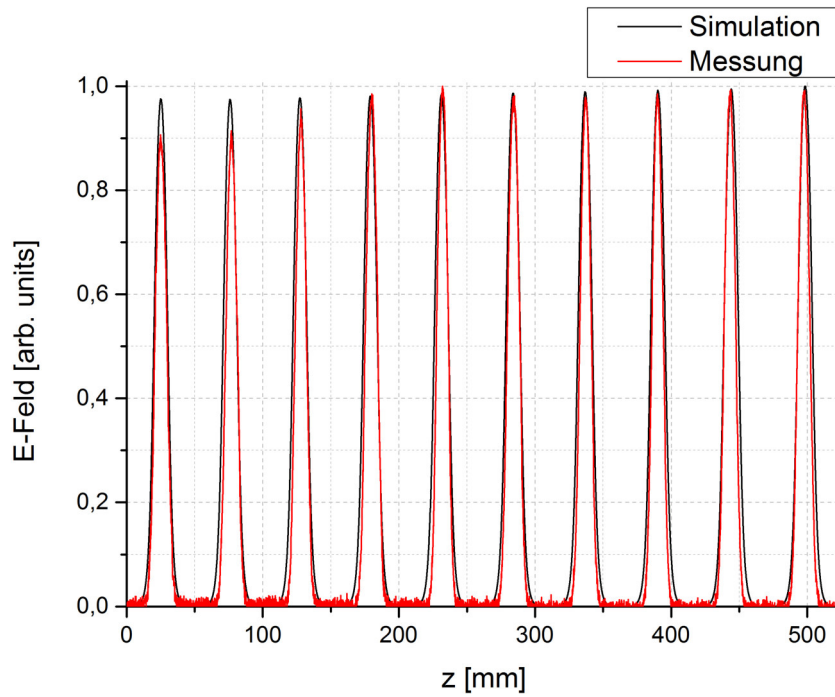


Abbildung 6.8: Elektrische Feldverteilung der TM_{010} -Mode für die V-Stützen-Konfiguration.

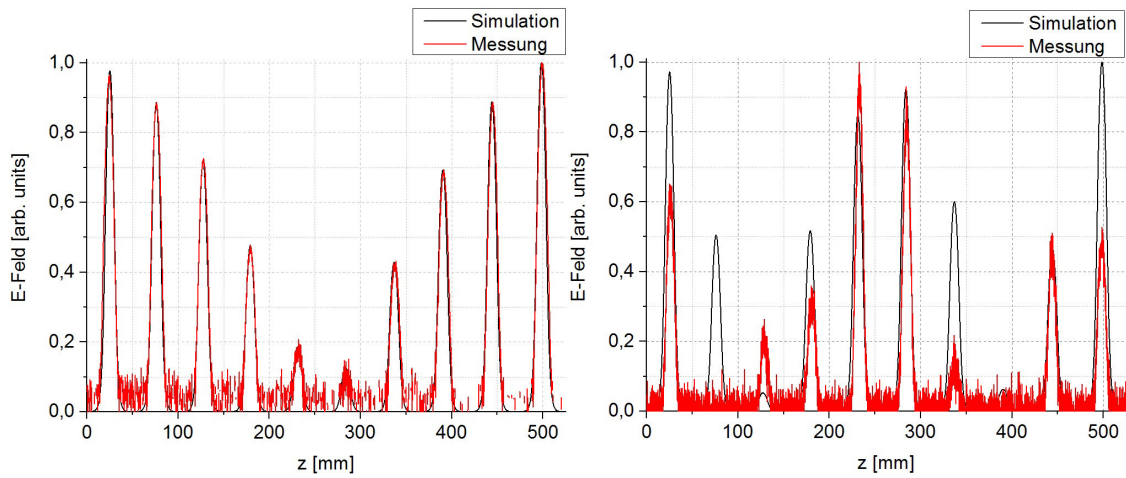


Abbildung 6.9: Elektrische Feldverteilung der TM_{011} -Mode (links) und der TM_{012} -Mode (rechts) für die V-Stützen-Konfiguration. Ein- und Auskoppler befinden sich für die TM_{012} -Mode im Bereich der Knotenpunkte des elektrischen Feldes, sodass diese Mode in den Messungen nur schlecht aufgelöst werden kann (schwache Resonanzfrequenzankopplung).

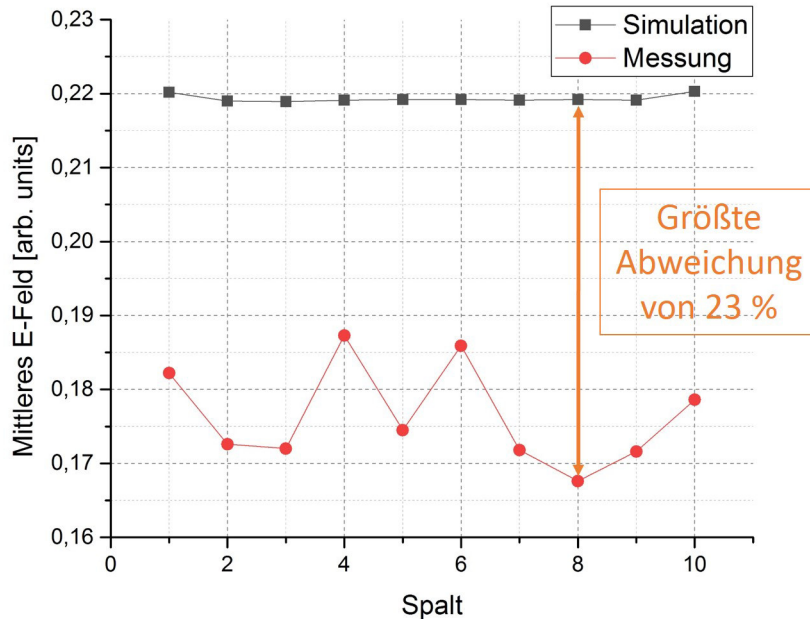


Abbildung 6.10: Feldhomogenität im Vergleich von Messung und Simulation für das neun Spalt Modell.

6.3 Gütemessung und Vergleich über den $\frac{R}{Q}$ -Wert

Für die Gütemessung sind zwei Schritte nötig. Im ersten Schritt wird schwach angekoppelt (unterkritische Ankopplung), das heißt der Koppelfaktor β soll für Ein- und Auskoppler geringer als 0,1 sein. Prinzipiell wird in drei Koppelarten unterteilt [51]: Unterkritisch mit $\beta < 1$, kritisch mit $\beta = 1$ und überkritisch mit $\beta > 1$. Wird unterkritisch angekoppelt, überwiegen die Resonatorverluste, da kaum Wechselwirkung zwischen Koppler und Resonatorfeld stattfindet, sodass die gemessene Güte Q_L und die intrinsische Güte Q_0 nahezu identisch sind. Im Fall der kritischen Ankopplung ist es möglich die gesamte HF-Leistung in den Resonator zu bringen (ohne Reflexion), sodass $Q_0 = 2 \cdot Q_L$ ist. Wird überkritisch angekoppelt, so überwiegt die Wechselwirkung zwischen Koppler und Resonatorfeld. Hier ist die belastete Güte kleiner als die intrinsische. Bestimmt werden die Koppelparameter über die Streuparameter, den sogenannten S-Parametern. Diese geben das Verhältnis aus vor- und rücklaufender Wellenamplitude im Resonator an [51] und sollten für eine schwache Kopplung möglichst geringe Ausschläge im negativen dB -Bereich aufweisen, da nur dann nahezu das gesamte Signal reflektiert wird und ein

geringer Teil transmittiert wird.

Allgemein ergibt sich (für den Fall mit einer Ein- und Auskopplung des Signals in einen Resonator) die auslaufende Welle (mit Vektor b bezeichnet) über Multiplikation von einlaufender Welle (mit Vektor a bezeichnet) mit der Streumatrix S [51]:

$$b = a \cdot S$$

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix}$$

Ein Signal wird über eine Einkoppelschleife in den Resonator geleitet (a_1) und entsprechend an der Auskoppelschleife registriert (b_1) (siehe Abbildung 6.11). Eine zweite Welle geht von der Auskoppelschleife aus (a_2) welches an der Einkoppelschleife ausläuft (b_2).

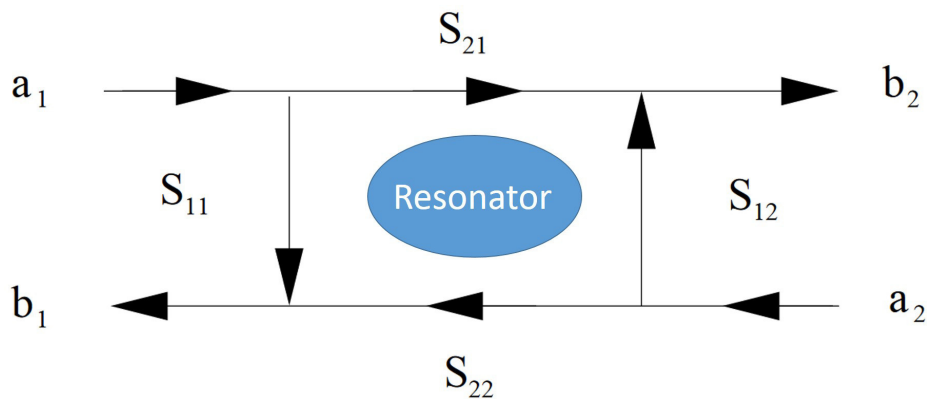


Abbildung 6.11: Schematischer Zusammenhang von ein- und auslaufender Welle sowie den S-Parametern in einem Resonator [51].

Damit ergibt sich für den S_{11} - und S_{22} - Parameter (Eingangs- und Ausgangsreflexion) [51]:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} [dB]$$

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2} [dB],$$

wobei a_2 und a_1 nahezu null und damit vernachlässigbar sind.

S_{12} - und S_{21} - Parameter (Rückwärts- und Vorwärtstransmission) werden hier vernachlässigt, da diese für die Berechnung der Koppelfaktoren nicht benötigt werden.

Die gemessenen S-Parameter belaufen sich zu [51]:

$$\begin{aligned}
 S_{11} &= -1,56 \text{ dB} \rightarrow 10^{\frac{S_{11}}{10}} = 0,698 \\
 S_{22} &= -1,36 \text{ dB} \rightarrow 10^{\frac{S_{22}}{10}} = 0,731 \\
 S_{11,ref. \text{ bzw. } 22,ref.} &= -1,13 \text{ dB} \rightarrow 10^{\frac{S_{11,ref. \text{ bzw. } 22,ref.}}{10}} = 0,771 \text{ (siehe Abbildung 6.12)}
 \end{aligned}$$

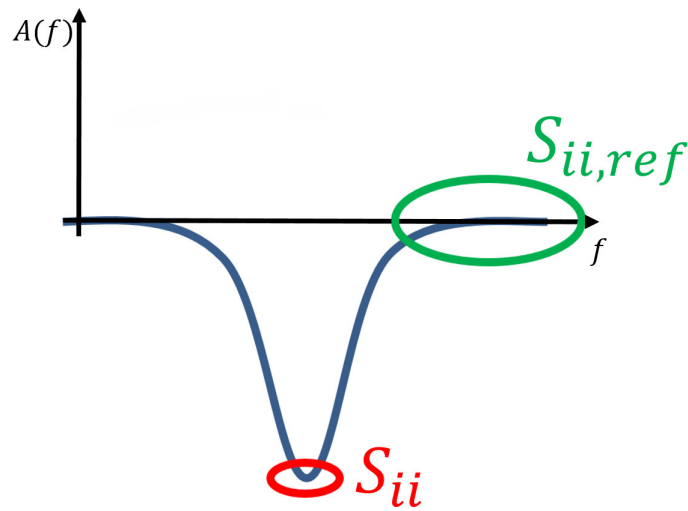


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der Resonanzkurve am Netzwerkanalysator. Der S-Parameter stellt dabei den tiefsten Punkt dar, wohingegen der Referenzpunkt den geraden Verlauf markiert. Da dieser nicht bei Null liegt muss er mit berücksichtigt werden, um den richtigen Wert für den Koppelfaktor zu erhalten.

Damit ergibt sich für die beiden Koppelfaktoren der Ein- und Auskopplung [52]:

$$\beta_1 = \frac{1 - \frac{S_{11}}{S_{11,ref.}}}{1 + \frac{S_{11}}{S_{11,ref.}}} = 0,050 \quad \text{und} \quad \beta_2 = \frac{1 - \frac{S_{22}}{S_{22,ref.}}}{1 + \frac{S_{22}}{S_{22,ref.}}} = 0,027$$

Die gemessene Güte $Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta_1 + \beta_2}$ liegt bei 6150 und die intrinsische Güte $Q_0 = Q_L \cdot (1 + \beta_1 + \beta_2) = 6624$. In diesem Fall sind gemessene Güte Q_L und intrinsische Güte Q_0 nahezu identisch.

Im zweiten Schritt koppelt wird kritisch angekoppelt, das heißt die S_{22} -sowie die $S_{22,ref}$ -Parameter bleiben unverändert. S_{11} liegt bei -30 dB entsprechend 0,001. Hier

wird versucht die Koppelschleifen so zu verdrehen, dass ein möglichst geringer S_{11} -Parameter entsteht, das heißt nahezu das gesamte Signal wird transmittiert und nur ein geringer Teil zurückreflektiert. Dies führt dazu, dass der Koppelparameter β_1 einen Wert von 1 annimmt. β_2 nimmt einen Wert von 0,027 an (ausreichend klein, um für die intrinsische Gütebestimmung vernachlässigt zu werden) und die gemessene Güte Q_L liegt bei 3285. Damit ergibt sich für die intrinsische Güte $Q_0 = Q_L \cdot (1 + \beta_1 + \beta_2) = 6657$. Vergleiche des über die Messdaten erhaltenen intrinsischen Güte werts mit den simulierten Werten ergeben, dass dieser mit ~ 35000 deutlich über den Messwerten liegt. Auch wenn davon ausgegangen wird, dass in der Realität nur etwa 80 % von diesem Wert erreicht werden kann, liegt dieser mit 28000 immer noch deutlich zu hoch. Da der Güte wert ein resonatorspezifischer Wert ist, der angibt nach wievielen Schwingungen die eingekoppelte Leistung auf den e-ten Teil abgefallen ist, ist dies schwierig mit einem simulierten Wert zu vergleichen. Ein Vergleich bzw. die Bestimmung der Effizienz des Resonators erfolgt über den $\frac{R_s}{Q_0}$ -Wert, da dies ein reiner Geometriefaktor ist. Aus den Simulationen ergibt sich dafür:

$$\frac{R_s}{Q_0} = \frac{U^2}{2 \cdot \omega \cdot W} = \frac{(1,2 MV)^2}{2 \cdot 2 \cdot \pi \cdot 324,399 MHz \cdot 1 J} \approx 353,2 \Omega$$

Die erste Einstellung (unterkritische Ankopplung) wird für die Störkörpermessung beibehalten, um aus den Messdaten die Spannung über alle 10 Spalte zu extrahieren. Mit (5.1) lassen sich die Daten (Phasenverschiebung) aus dem Netzwerkanalysator in die elektrische Feldverteilung umrechnen. Im Anschluss muss die Wurzel gezogen werden, da $\frac{R}{Q} = \frac{|\int E_z dz|^2}{2 \cdot \omega \cdot W}$ [52]. Demnach wird erst integriert und danach quadriert. Da die Datensätze aber bereits den quadrierten Wert enthalten, muss zunächst die Wurzel gezogen werden. Nach Integration folgt: $\frac{\int E_z dz}{\sqrt{2 \cdot \omega \cdot W}} \approx 17,7 \sqrt{\Omega}$ und nach anschließendem quadrieren ergibt sich für $\frac{R}{Q} = 313,3 \Omega$. Dieser Wert liegt nahe dem in den Simulationen berechneten Wert. Zur Extraktion der Shuntimpedanz muss der erhaltene $\frac{R}{Q}$ -Wert mit der intrinsischen Güte multipliziert werden. Für die Shuntimpedanz der Messung ergibt sich somit:

$$R_s = 313,3 \Omega \cdot 6657 \approx 2,1 M\Omega$$

Damit folgt für den normierten Shuntimpedanzwert R'_s :

$$R'_s = \frac{R_s}{l_{Tank}} = \frac{2,1 M\Omega}{0,52565 m} \approx 4,0 \frac{M\Omega}{m}$$

6.4 Frequenzabstimmung

Für die Frequenzabstimmung werden drei vorgesehenen CF 63 Öffnungen verwendet, um mit zylindersymmetrischen Aluminiumkolben (Tuner) die Frequenz zu beeinflussen. Da

sich bereits die Frequenz ohne Tauchkolben um mehr als 2 MHz von der Simulation der vereinfachten Kavität unterscheidet, führt sich diese Diskrepanz durch alle weiteren Messungen fort. Für Tuner #1 wird das gesamte Spektrum von 0 mm Einschubtiefe bis 240 mm getestet (siehe Abbildung 6.13). Es können keine Messungen oberhalb von bis 240 mm durchgeführt werden, da die Tauchkolben nicht lang genug sind. Der Frequenzhub für den induktiven Wirkungsbereich (bis 140 mm Einschubtiefe) liegt bei 3 kHz/mm . Die Tunereintauchtiefe kann auf $\pm 1\text{ mm}$ genau eingestellt werden. Für Tuner #2 und #3 ergeben sich die gleichen Verteilungen. Werden alle drei Tuner gleichzeitig in den Tank gefahren, ergibt sich auf einer Einschubtiefe von 100 mm ein Frequenzhub von $\sim 11\text{ kHz/mm}$ (siehe Abbildung 6.14). Würden alle drei Tuner weiter in die Kavität hineingefahren werden, so könnte bei kapazitiver Wirkungsweise die angestrebte Frequenz von $325,224\text{ MHz}$ eingestellt werden. Da es im Zuge dieser Arbeit um die Feldstabilisierung und Findung einer neuen Stützenanordnung geht, kann auf eine genaue Frequenzanpassung verzichtet werden. Im weiteren Verlauf wird deshalb die Frequenz ohne Tuner für die Messungen verwendet, bzw. werden die Tuner lediglich für die Störmessungen (siehe Abschnitt 6.5) eingesetzt.

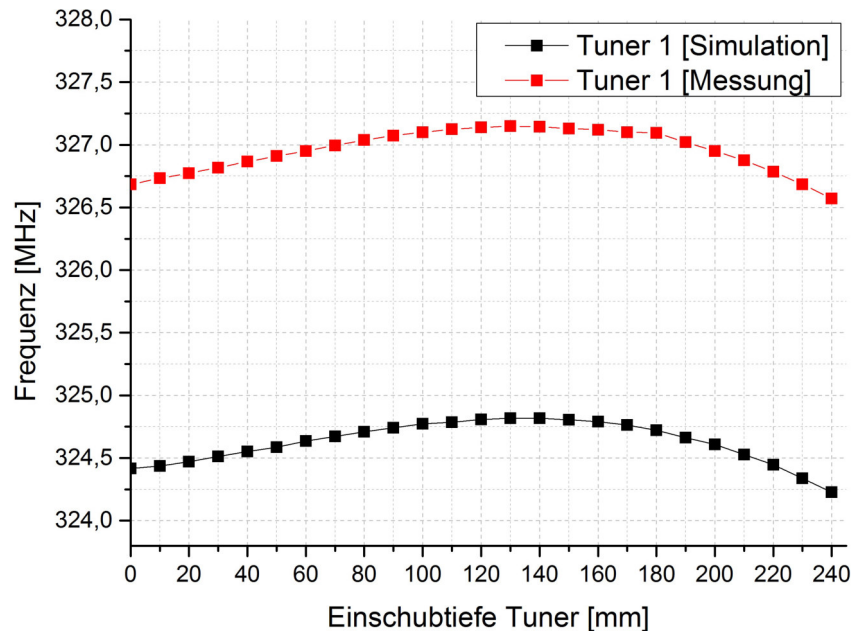


Abbildung 6.13: Frequenzhub eines Tuners von $0 - 240\text{ mm}$ Einschubtiefe für Simulation und Messung. Ab 140 mm Tunertiefe wirkt dieser nicht mehr induktiv, sondern kapazitiv und verringert dadurch die Frequenz wieder.

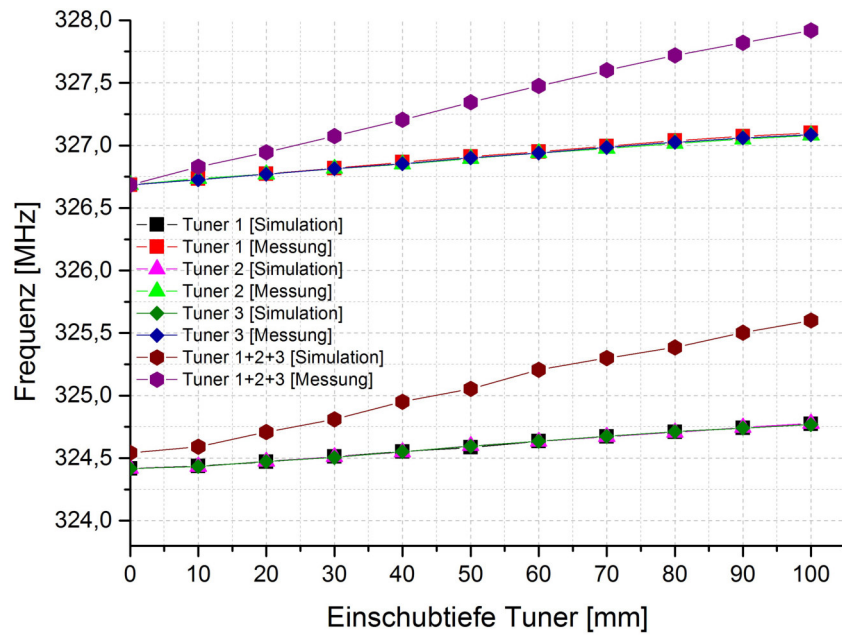


Abbildung 6.14: Frequenzverlauf für Simulation und Messung der jeweiligen einzelnen Tuner sowie aller drei Tauchkolben gleichzeitig. Der Verlauf stimmt sehr gut für Simulation und Messung überein.

6.5 Neue Stützen-Konfigurationen

Nachdem zunächst viele Stützen-Konfigurationen in den Simulationen getestet wurden, soll weiterhin eine "V-Stützen-Konfiguration" (mit einem Stützenpaar pro Driftröhre im Winkel von 90° zueinander) zum Einsatz kommen; allerdings nun nicht mehr derart, dass alle Stützenpaare in die gleiche Richtung orientiert sind, sondern alternierend mit einer bestimmten Anzahl von Stützen in eine Richtung (siehe Abbildung 6.15).

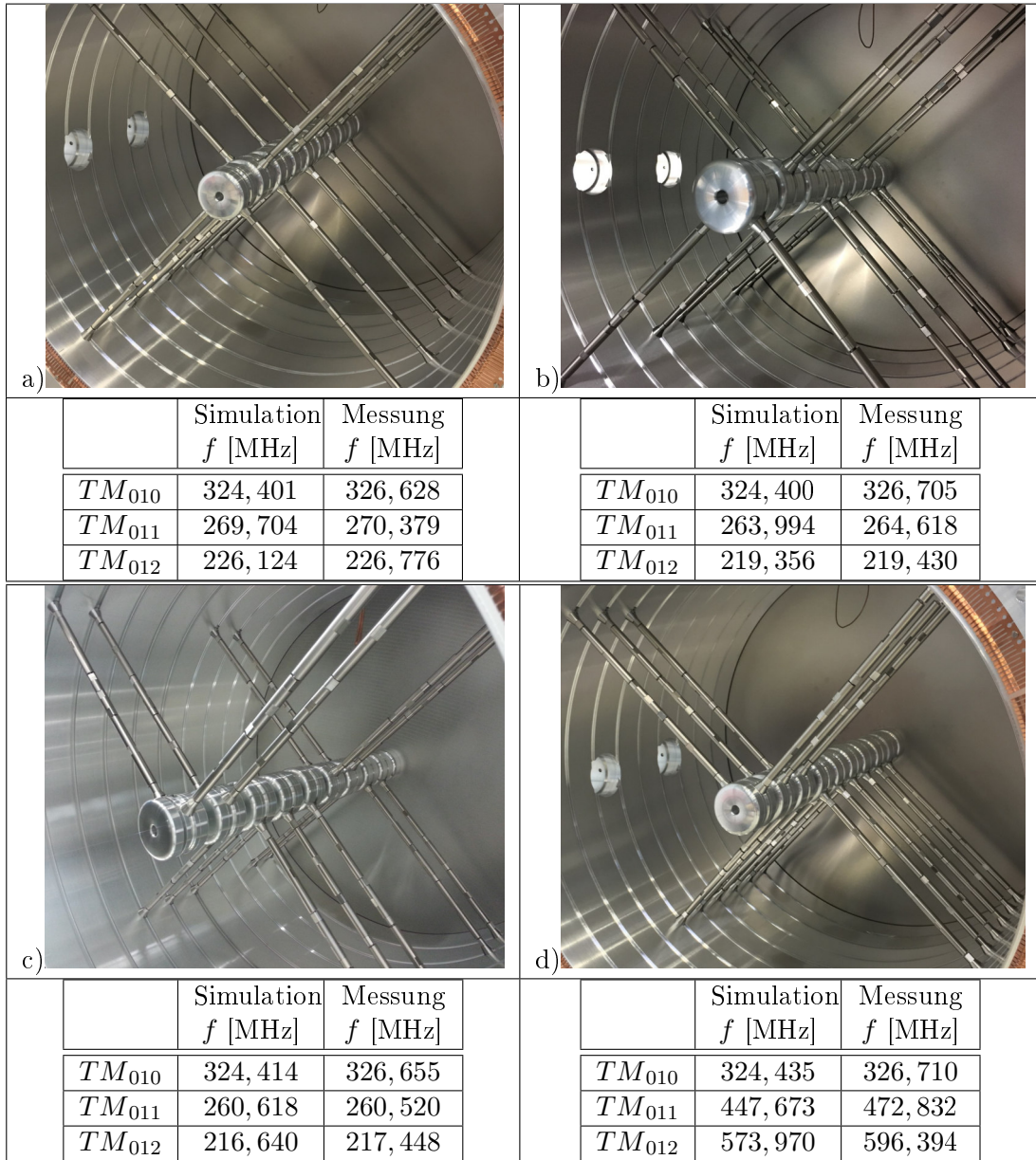


Abbildung 6.15: Modenverteilung für Simulation und Messung unterschiedlicher Stützen-Konfigurationen.

Es wird zunächst bestätigt, dass die Frequenz der relevanten Grundmode (TM_{010}) nicht von der Stützen-Konfiguration abhängt. Wird das rein alternierende Stützenmodell auf das 1:3-Modell angewendet (siehe Abbildung 6.15 a)), so liegt die nächst höhere Mode mit der Frequenz um ca. 55 MHz unterhalb der Resonanzfrequenz der TM_{010} -Mode. Im nächsten Schritt wird eine Stützenvariante eingebaut, mit abwechselnd zwei Stützen-

paaren nach oben und zwei nach unten gerichtet (doppelt alternierend) (siehe Abbildung 6.15 b)). Hier liegt die Grundmode und die nächste Mode rund 60 MHz auseinander und liefert damit ein besseres Ergebnis als das rein alternierende System. Wird diese Konfiguration weiter variiert und justiert einmal drei Stützenpaare in eine Richtung (siehe Abbildung 6.15 c)), so liegt die TM_{011} -Mode $\sim 66\text{ MHz}$ von der TM_{010} -Frequenz entfernt. Wird die Anzahl der in eine Richtung orientierten Stützen weiter erhöht, sodass der Fall von sechs Driftröhren nach unten und drei nach oben gerichtet (V-Stützen-Konfiguration 6+3) vorliegt (siehe Abbildung 6.15 d)), wird die Frequenz der TM_{011} -Mode um mehr als 140 MHz von der TM_{010} -Mode verdrängt.

Das beste Ergebnis liefert eine Stützenanordnung mit fünf Stützenpaaren nach unten und vier nach oben orientiert (V-Stützen-Konfiguration 5+4) (siehe Abbildung 6.16). Hier liegt die nächst höhere Mode in den Messungen um mehr als 160 MHz von der Grundfrequenz entfernt (siehe Tabelle 6.3).

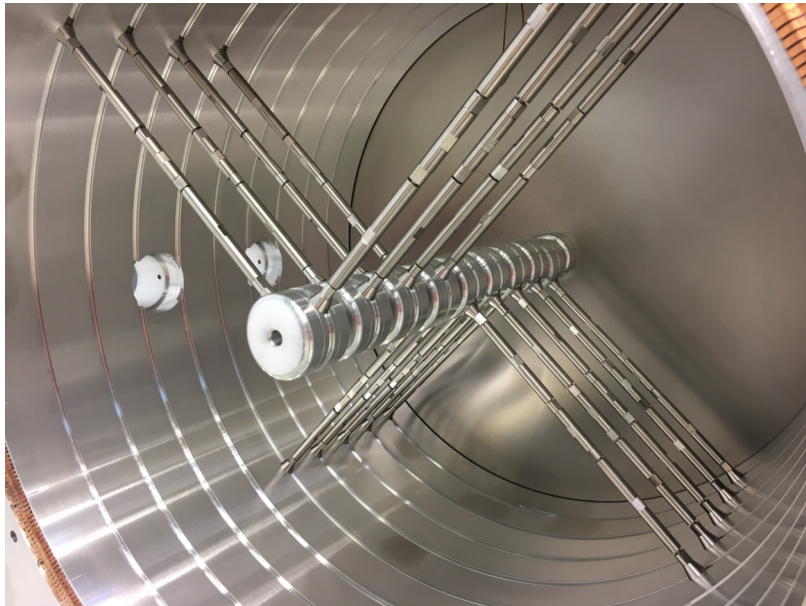


Abbildung 6.16: V-Stützen-Konfiguration 5+4.

	Simulation f [MHz]	Messung f [MHz]
TM_{010}	324,422	326,665
TM_{011}	490,793	494,348
TM_{012}	586,160	592,778

Tabelle 6.3: Modenspektrum für die V-Stützen-Konfiguration 5+4 (siehe Abbildung 6.14).

6.6 Field-Tilt-Sensitivity-Messungen

Die Tilt-Sensitivity-Messungen benötigen eine Störstelle im Tank. Dazu wird die erste Driftröhre bzw. die Endkappe des ersten Driftröhres im Tank in Richtung Tankdeckel um jeweils 1, 2 und 3 mm aufgedreht und damit der Abstand zur nächsten Driftröhre einseitig verringert (siehe Abbildung 6.17). Zum Vergleich werden die Störungs-Messungen sowohl an der derzeit im realen Alvarez Beschleuniger eingesetzten V-Stützen-Konfiguration durchgeführt, als auch an einer optimierten Stützenkonfiguration aus dem vorherigen Abschnitt 6.4 (V-Stützen-Konfiguration 5+4). Zunächst wird jeweils die Resonanzfrequenz f_0 der TM_{010} - Mode ohne Störstelle gemessen sowie eine Feldverteilung des elektrischen Feldes in Strahlrichtung mittels eines Netzwerkanalysators aufgenommen. Im Anschluss erfolgt der Einbau der Störstelle in den Tank und eine erneute Frequenzmessung f_1 . Um die Feldverteilungen des elektrischen Feldes auf der Strahlachse für die jeweiligen Stützenkonfiguration mit und ohne Störstellen vergleichen zu können, muss die Frequenz für den Fall mit Störstelle angeglichen werden an den Fall ohne Störstelle. Über Tauchkolben wird die Frequenz auf die ungestörte Resonanzfrequenz f_0 gesetzt. Anschließend erfolgt die Störkörpermessung.

Für die graphische Darstellung der Tilt-Sensitivity werden die mittleren Felder verwendet. Dazu wird das Integral jeder einzelnen Spaltspannungskurve durch die jeweilige Zellenlänge dividiert:

$$\bar{E} = \frac{1}{l_{Zelle}} \cdot \int_0^{l_{Zelle}} E(z) \cdot dz.$$

Das Integral dividiert durch die Zellenlänge wird als Fall A ohne Störung und als Fall B mit Störung bezeichnet. Die Tilt-Sensitivity berechnet sich dann durch:

$$\frac{B - A}{A} \cdot \frac{1}{\Delta f}.$$

Wird dies gegen die Spaltnummer aufgetragen (siehe Abbildung 6.18), ergibt sich zunächst kein homogenerer Feldverlauf mit geänderter Stützenanordnung. Die maximale Streuung um Null wurde als Referenz markiert, jeweils außer Acht gelassen wurde dabei der Wert des ersten Spalts, der aufgrund der Störstelle eine größere Abweichung hervorruft. Messung und Simulation stimmen sehr gut überein.

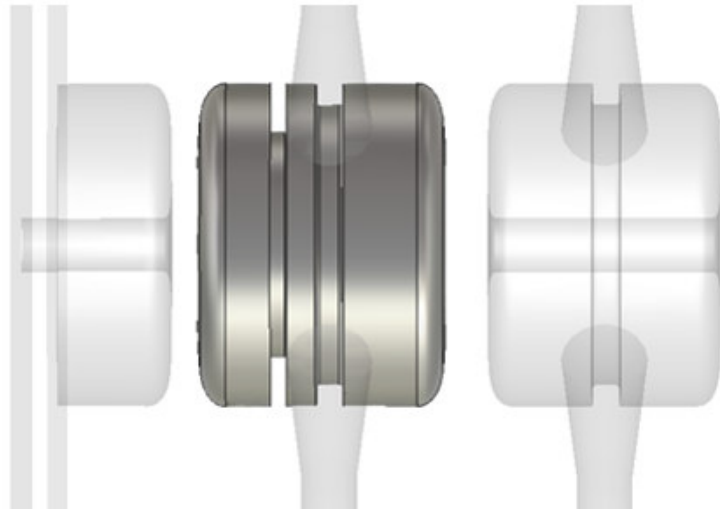


Abbildung 6.17: Anschauliche Darstellung der Aufdrehung der ersten Endkappe am Driftrohr für die Messungen der Tilt-Sensitivity.

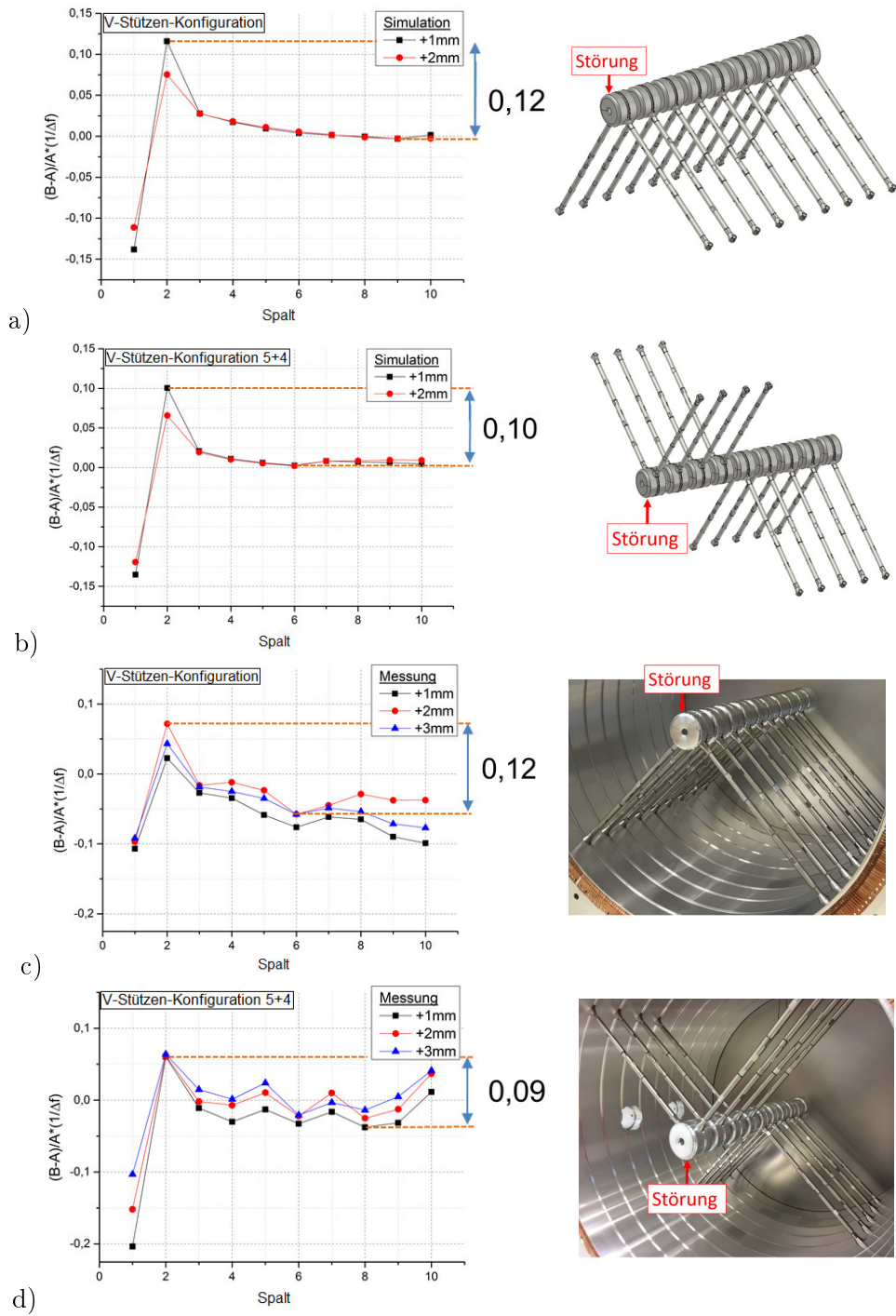


Abbildung 6.18: Verkippung der mittleren Feldverläufe mit eingebauten Störstellen als Funktion der Spalte.

- a) Simulation mit originaler V-Stützen-Konfiguration.
- b) Simulation mit V-Stützen-Konfiguration 5+4.
- c) Messung mit originaler V-Stützen-Konfiguration.
- d) Messung mit V-Stützen-Konfiguration 5+4.

Um zu überprüfen, ob eine zu geringe Zellenzahl Ursache dafür ist, dass kein signifikanter Effekt für die Feldverteilung mit geänderter Stützengeometrie mit einer Störung im Tank vorliegt, werden zunächst Störungs-Simulationen an der gesamten Tanklänge (1:1-Modell, Länge: $12,2\text{ m}$, 61 Driftröhren) durchgeführt. Nach und nach wird die Tanklänge reduziert, um die Anzahl der Zellen zu ermitteln, die noch eine vernünftige Aussage zulässt. Eine mögliche Erweiterung besteht für 11 zusätzliche Driftröhren. Somit ergibt sich ein zweiter Tankabschnitt (1:3-Modell) mit einer Länge von $627,95\text{ mm}$. Simulationen der Tilt-Sensitivity (siehe Abbildung 6.19) an diesem Erweiterungsmodell lassen eine deutlich homogenere Feldverteilung mit geringerer Verkippung für 20 Driftröhren bei geänderter Stützenanordnung im Vergleich zur Originalen zu. Frequenzanpassung erfolgt über Tauchkolben, die jeweils um den gleichen Betrag in den Tank gefahren werden, um möglichst eine gleichmäßige Änderung zu bewirken und keine Feldverkippung durch die Tuner selbst zu erzeugen.

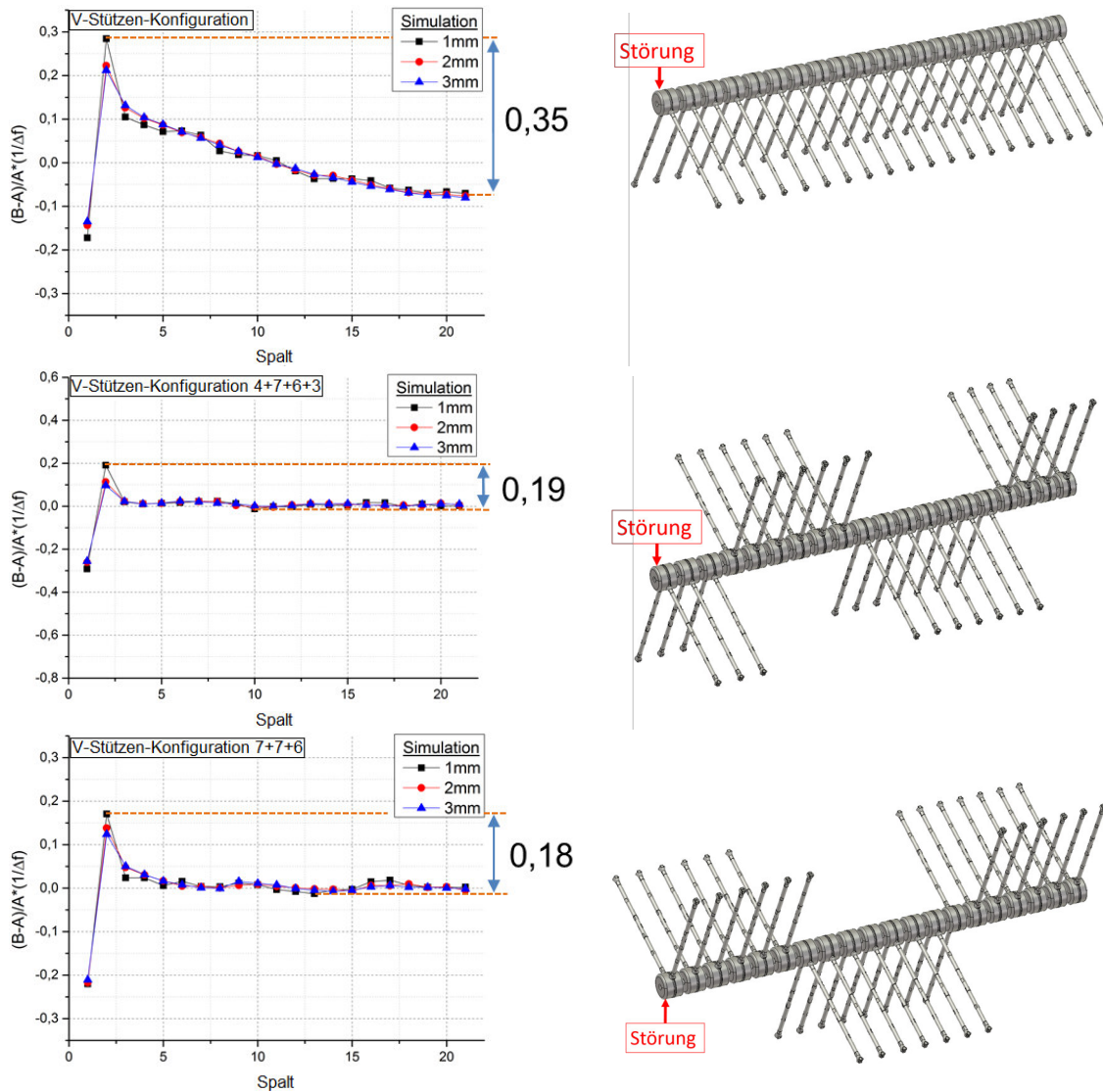


Abbildung 6.19: Schematische Darstellung der Tilt-Sensitivity-Simulationen für das verlängerte 1:3-Modell mit 21 Spalten. Im Vergleich steht die originale Stützenanordnung zu zwei geänderten, bei denen mit einem eingebauten Störfaktor die Streuung des elektrischen Feldes auf der Strahlachse um Null deutlich geringer ausfällt.

7 Erweiterung des 1:3-Modells

Anhand der Ergebnisse des vorherigen Kapitels wird eine Erweiterung des Modells auf 20 Driftröhren mit einer Gesamtlänge von $1153,51\text{ mm}$ realisiert (siehe Abbildung 7.1). Dazu wird ein zweiter Tankabschnitt mit einer Länge von $627,95\text{ mm}$ benötigt. Der Tankdurchmesser ($634,5\text{ mm}$) bleibt wie zuvor. Im Inneren dieses neuen Tanks sollen 11 weitere Driftröhren Platz finden. Um die Schnittstelle zwischen Tank 1 und Tank 2 zu überbrücken, wird die erste Stütze über einen Adapter (siehe Abbildung 7.2) gehalten, der genau in der Mitte zwischen beiden Tanksektionen positioniert ist. Die Nut kann dadurch weiter in den zweiten Tank verlagert werden, die Stütze bzw. das Driftröhr bleibt auf der richtigen Position. Dies nimmt keinen Einfluss auf die HF-Parameter oder die Feldverteilung mit eingebauter V-Stützen-Konfiguration (siehe Abbildung 7.3). Die Anforderung an die Feldverteilung fordert eine Homogenität die nicht schlechter als $\pm 1\%$ ist. Dies wird in den Simulationen (aufgrund des ausreichend hohen Maschengitters) weiterhin erfüllt, da die Homogenität der mittleren elektrischen Felder bei $\pm 5\%$ liegt. Weiterhin werden drei Tauchkolbenöffnungen entsprechend den Positionen im ersten Tankabschnitt untergebracht sowie eine Öffnung für die Ein-/ Auskopplung des HF-Signals. Am ersten Tank ist der Deckel mit Scharnieren versehen, sodass der Deckel leicht abmontiert und an den neuen zweiten Tank anmontiert werden kann. Über Passstifte ist eine exakte Zentrierung möglich, sodass nach der Montage zum einen ein reibungsloses Öffnen und Schließen des Deckels möglich ist und zum anderen die Deckeldriftröhre genau auf Strahlachse sitzt. Beide Tankabschnitte wurden auf das ITEM-Schienensystem gesetzt, zueinander ausgerichtet und verbunden (siehe Abbildung 7.4). Dabei sind die Frontseiten des Tanks zur besseren HF-Kontaktierung zum Tankdeckel hin mit Kontaktfedern ausgestattet.

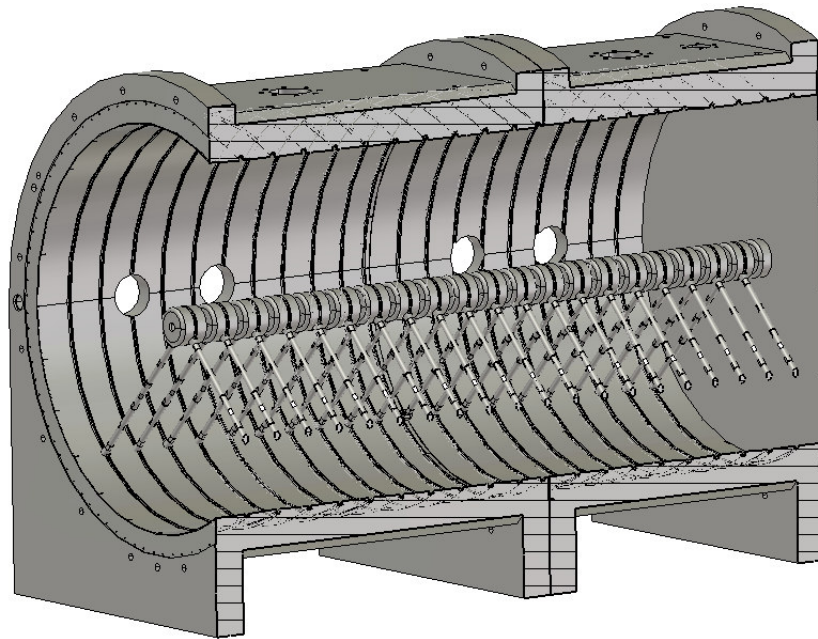


Abbildung 7.1: Erweiterungsmodell mit einem zweiten Tankabschnitt auf insgesamt 20 Driftröhren mit einer Länge von 1153,51 mm.

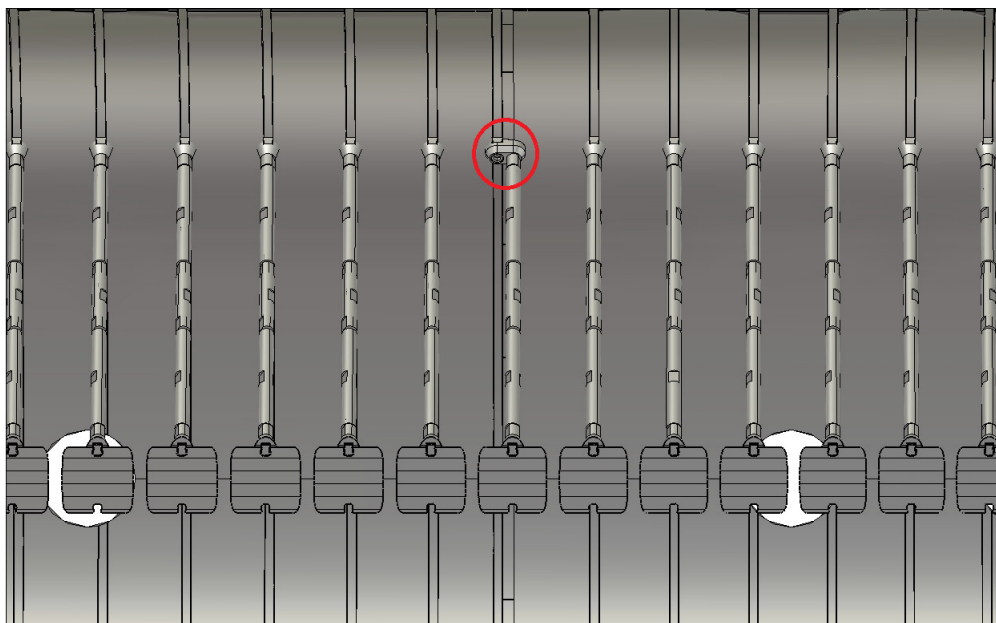


Abbildung 7.2: Adapterstück für die erste Stütze im zweiten Tankabschnitt, um die Nut weiter nach innen in den neuen Tank zu legen und gleichzeitig die richtige Position für die erste Driftröhre zu gewährleisten.

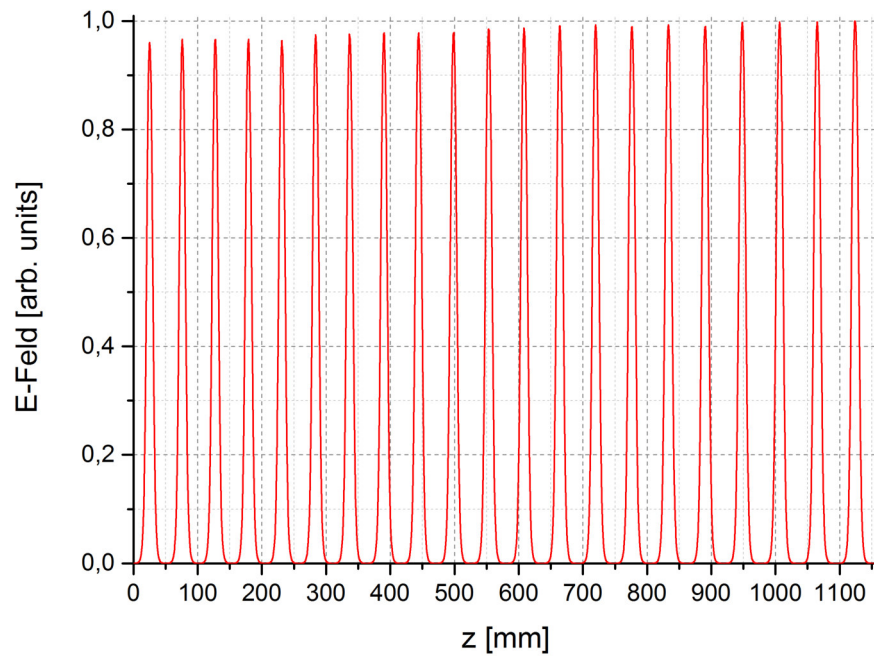


Abbildung 7.3: Simulierte elektrische Feldverteilung für das erweiterte Modell mit 21 Spalten.



Abbildung 7.4: Zusammengesetztes Modell aus dem ursprünglichen Tank und einer Erweiterung mit insgesamt 20 Driftröhren.

7.1 HF-Messungen

Zunächst erfolgt der Einbau der Stützen und Driftröhren in den Tank. Für die erste Messung wird die originale V-Stützen-Konfiguration gewählt (siehe Abbildung 7.5).



Abbildung 7.5: Originale V-Stützen-Konfiguration im erweiterten Modell mit 20 Driftröhren.

Hier ergeben sich folgende Frequenzen für die Messung und die Simulation:

	Simulation f [MHz]	Messung f [MHz]
TM_{010}	324,150	325,973
TM_{011}	342,035	343,207
TM_{012}	399,681	399,405

Tabelle 7.1: Frequenzspektrum für die originale V-Stützen-Konfiguration mit erweitertem Modul.

Es lässt sich eine gute Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Werten feststellen. In der Grundmode besteht weiterhin eine größere Differenz von Simulation zu Messung von $1,8\text{ MHz}$. Bei den höheren Moden liegen die Werte von Simulation zu Messung im Bereich von $1 - 3\%$ (siehe Kapitel 6.2).

Für die elektrische Feldverteilung der Grundmode (siehe Abbildung 7.6) stellt sich für die Homogenität der mittleren elektrischen Felder der Messungen $\pm 5 - 8\%$ ein. Hier können die Anforderungen von $\pm 1\%$ nicht erfüllt werden. Im realen Betrieb müssten hier Tuner zum Einsatz kommen, um den gewünschten Feldverlauf einzustellen. Die größte Abweichung simulierter zu gemessener elektrischer Feldhomogenität der Grundmode liegt bei $\sim 7\%$ (siehe Abbildung 7.7). Die nächst höheren Moden sind der Abbildung 7.8) zu entnehmen.

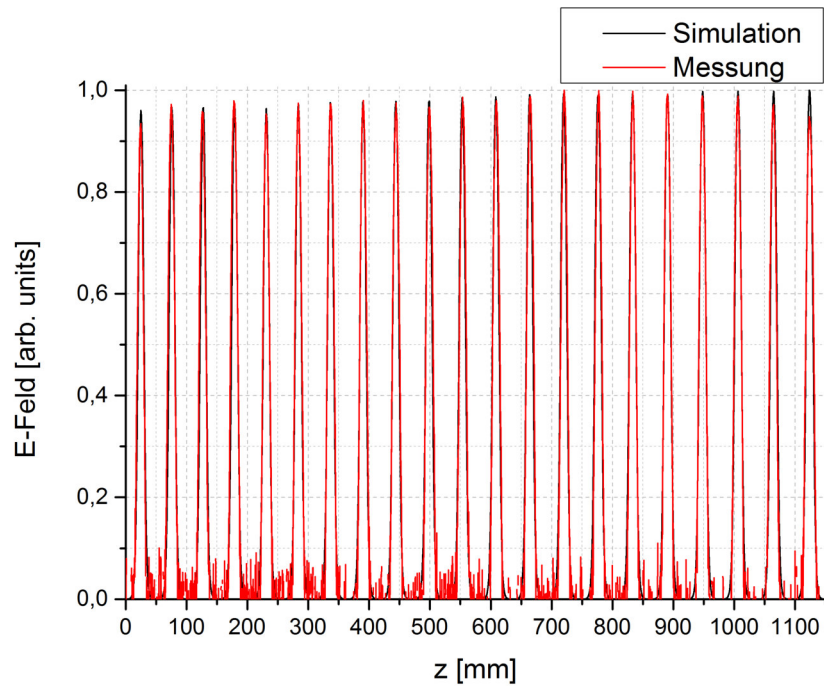


Abbildung 7.6: Elektrische Feldverteilung der TM_{010} -Mode für die V-Stützen-Konfiguration mit 20 Driftröhren.

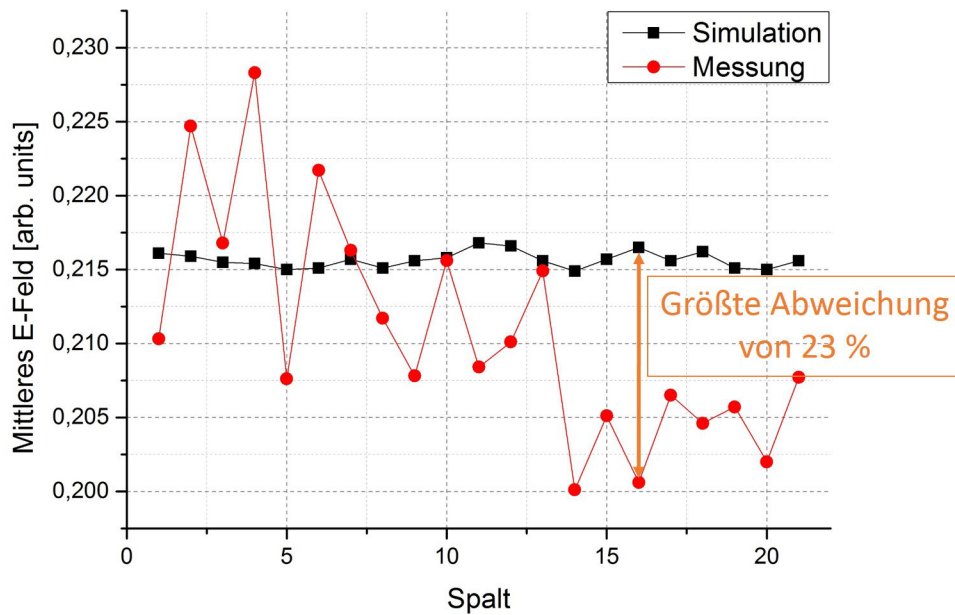


Abbildung 7.7: Feldhomogenität im Vergleich von Messung und Simulation für das 21 Spalt Modell.

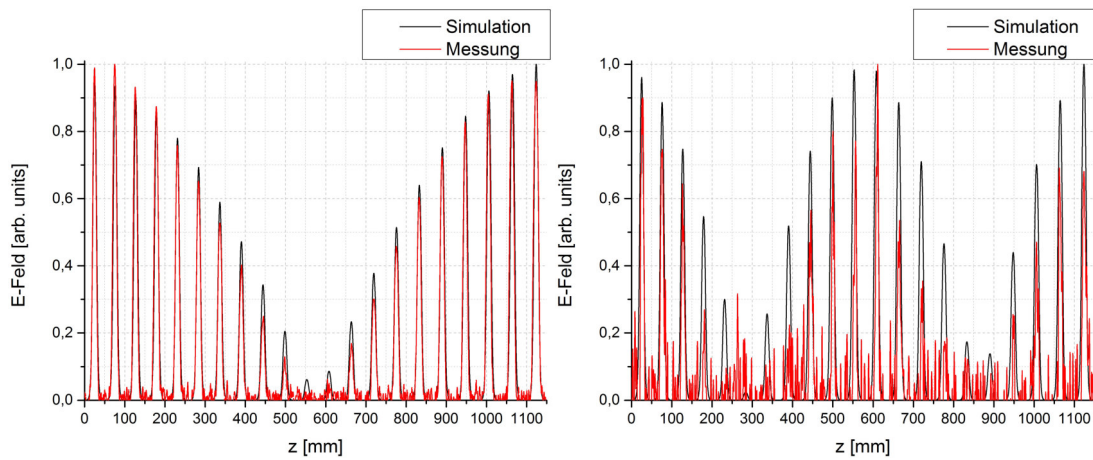


Abbildung 7.8: Elektrische Feldverteilung der TM_{011} -Mode (links) und der TM_{012} -Mode (rechts) für die V-Stützen-Konfiguration mit 20 Driftröhren. Ein- und Auskoppler befinden sich für die TM_{012} -Mode im Bereich der Knotenpunkte des elektrischen Feldes, sodass diese Mode in den Messungen nur schlecht aufgelöst werden kann (schwache Resonanzfrequenzankopplung).

Der $\frac{R}{Q}$ -Werte für das Erweiterungsmodell (analoge Rechnung zu Abschnitt 6.2) in der Simulation ergibt sich zu: $\frac{R_s}{Q_0} = \frac{U^2}{2 \cdot \omega \cdot W} = \frac{(1,8 MV)^2}{2 \cdot 2 \cdot \pi \cdot 324,150 MHz \cdot 1 J} \approx 795,4 \Omega$. Aus den Messdaten folgt: $\frac{R_s}{Q_0} \approx 741,2 \Omega$. Der Messwert fällt rund 7% geringer aus als der Simulationswert, es liegt also eine gute Übereinstimmung vor. Der Shuntimpedanzwert der Messung ergibt sich aus dem $\frac{R}{Q}$ -Wert multipliziert mit dem Gütewert ($Q_0 \approx 5100$), sodass $R_s = 741,2 \Omega \cdot 5100 \approx 3,8 M\Omega$. Die normierte Shuntimpedanz liegt bei $R'_s = \frac{R_s}{l_{Tank}} = \frac{3,8 M\Omega}{1,15351 m} \approx 3,3 M \frac{\Omega}{m}$. Als nächstes werden die im vorherigen Abschnitt vorgestellten Stützenkonfigurationen in den erweiterten Tank eingebaut. Zuerst wird das Modell mit der V-Stützen-Konfiguration 4+7+3 betrachtet (siehe Abbildung 7.9). Zu erwähnen ist, dass die Frequenz der TM_{010} -Mode nicht von der Stützen-Konfiguration abhängt.



Abbildung 7.9: V-Stützen-Konfiguration 4+7+6+3 im erweiterten Modell mit 20 Driftröhren.

Für diesen Fall stellt sich bereits eine größere Modenseparation von rund 50 MHz zwischen Resonanzfrequenz und nächst höherer Mode ein (siehe Tabelle 7.2).

	Simulation f [MHz]	Messung f [MHz]
TM_{010}	324,135	325,921
TM_{011}	375,620	375,771
TM_{012}	400,011	398,678

Tabelle 7.2: Frequenzspektrum für die V-Stützen-Konfiguration 4+7+6+3 mit erweitertem Modul.

Ähnlich sollte dieser Effekt für die V-Stützen-Konfiguration 7+7+6 ausfallen (siehe Abbildung 7.10). Diese Stützenanordnung wird betrachtet, um im nachfolgenden Abschnitt eine weitere Konfiguration für die Tilt-Sensitivity-Optimierungen zu erhalten.



Abbildung 7.10: V-Stützen-Konfiguration 7+7+6 im erweiterten Modell mit 20 Driftröhren.

	Simulation f [MHz]	Messung f [MHz]
TM_{010}	324,166	325,965
TM_{011}	373,917	373,719
TM_{012}	426,303	417,332

Tabelle 7.3: Frequenzspektrum für die V-Stützen-Konfiguration 7+7+6 mit erweitertem Modul.

Auch hier liegt die nächst höhere Mode rund 50 MHz von der Betriebsmode entfernt. Damit gibt es mindestens zwei Stützenkonfigurationen die für einen neuen Alvarez in Frage kommen könnten. Diese werden im nächsten Abschnitt auf ihre Eigenschaften untersucht.

7.2 Field-Tilt-Sensitivity-Messungen

Analog zu Abschnitt 6.5 wird auch im erweiterten Modell jeweils die erste Driftröhre um 1, 2 und 3 mm aufgedreht und entsprechende Feldverteilungen aufgenommen. Betrachtet werden drei Fälle (siehe dazu HF-Messungen in Abschnitt 7.1):

1. Die originale V-Stützen-Konfiguration
2. Die V-Stützen-Konfiguration 4+7+6+3
3. Die V-Stützen-Konfiguration 7+7+6

Anhand der mittleren elektrischen Feldverläufe pro Frequenzdifferenz aufgetragen gegen die Spaltnummer ergibt sich:

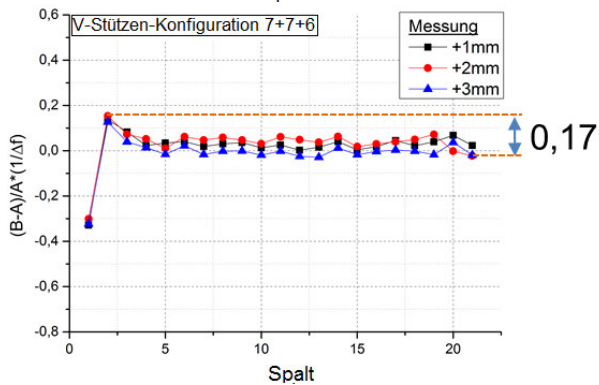
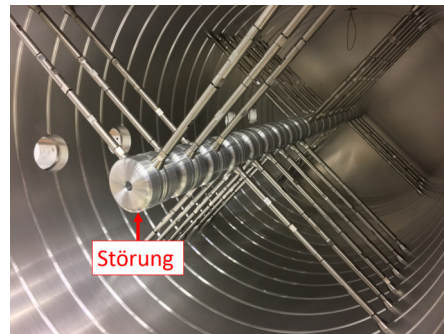
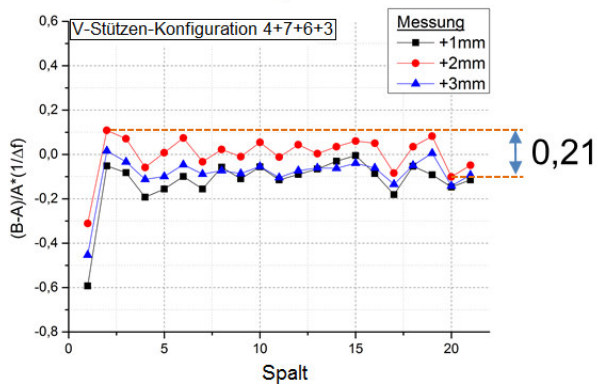
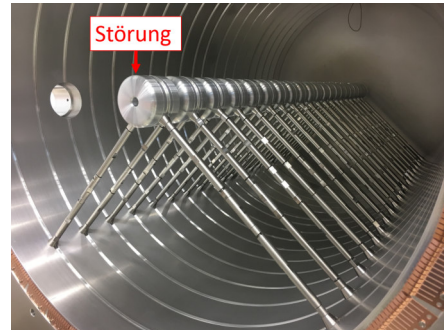
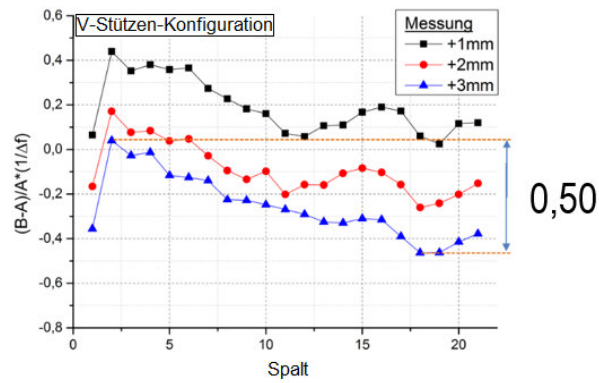


Abbildung 7.11: Verkippung der mittleren Feldverläufe mit eingebauten Störstellen als Funktion der Spalte für drei unterschiedliche Stützenanordnungen.

Mit einer geänderten Stützenkonfiguration kann das gewünschte Ziel einer verbesserten Feldstabilität erreicht werden, das Feld verkippt nicht und bleibt trotz Störstelle homogen. Im Fall der originalen Stützenkonfiguration erzeugt eine Störung im Resonator eine Abweichung der Feldhomogenität von $\pm 28\%$, bei geänderter Stützenkonfiguration nur von $\pm 9\%$. Lediglich im ersten Spalt ist ein starker Feldabfall zu erwarten, dies kann aber aufgrund der eingebauten Störung nicht verhindert werden. Letztlich geht es um die Stabilität der Spaltspannungsverteilung im gesamten Resonator und diese ist aufgrund einer neuen Stützenanordnung wesentlich besser gewährleistet, als es derzeit in Alvarez-Kavitäten ohne post-coupler der Fall ist. Um den Anforderungen an die Feldhomogenität (besser als $\pm 1\%$) gerecht zu werden, müssten im realen Tank zusätzlich Tauchkolben zum Einsatz kommen, um die Feldhomogenität weiter zu verbessern.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neue Ansätze zur Optimierung eines Alvarez Beschleunigers für Schwerionen untersucht. Dabei dient die Alvarez-Sektion des GSI UNILAC als Untersuchungsfeld, da für den Injektionsbetrieb für FAIR eine Erneuerung dieser Sektion erforderlich ist. Dies wird durch einen neuen und optimierten Alvarez-Beschleuniger gewährleistet, wobei Effizienz und Feldstabilität sowie hohe Verfügbarkeit eine wichtige Rolle spielen. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit wichtige Simulationsrechnungen durchgeführt, ein Messaufbau zum experimentellen Test eines neuartigen Konzepts zur Feld-Stabilisierung ausgelegt, in Betrieb genommen und anhand von Messungen an einem speziell dafür entwickelten Resonatormodell verifiziert.

Ziel dieser Arbeit war es die experimentelle Demonstration des neuen Konzepts zur Feldstabilisierung eines Resonators. Es sollte geprüft werden, ob die zuvor durchgeführten Simulationen die realen Felder hinreichend zuverlässig vorhersagen. Diese experimentelle Prüfung ist angesichts der sehr hohen Baukosten eines realen Resonators von mehreren Millionen Euro unerlässlich. Vor Beginn dieser Arbeit war ein geeigneter Messaufbau, d.h. im Wesentlichen ein dediziertes Resonator-Modell, nicht verfügbar. Es galt ein Modell zu entwickeln, dessen Geometrie sehr gut durch Simulationen modelliert werden kann, dessen Aufbau es aber trotzdem gestattet, eben diese Geometrie lokal zu variieren, um den angestrebten Effekt der Feld-Stabilisierung zu erreichen.

Aufgrund von Fertigungs- sowie Justage-Toleranzen gibt es Störungen der Feldhomogenität auf der Strahl- bzw. Resonatorachse. Die Feldhomogenität quantifiziert die Fluktuationen der tatsächlichen Feldstärke bezüglich des Idealwertes. Ein perfekt homogenes Feld weist keine Abweichungen auf. Bei einer lokalen Störung ist die Feldveränderung am Ort der Störung maximal und verringert sich mit dem Abstand von dieser. Es entsteht eine Verkippung des Feldes. Die Feldverkippung ist definiert als die durch die Störung verursachte Feldabweichung normiert auf die ungestörte Feldverteilung sowie auf die damit verbundene Änderung der Modenfrequenz. Letztere wird mit Tauchkolben kompensiert; die Feldhomogenität allerdings kann nicht wieder hergestellt werden. Die Feldhomogenität muss durch eine andere Maßnahme sichergestellt werden. Bei Alvarez-Kavitäten mit einem Tankradius $R \lesssim 0,4 m$ werden "post-coupler" eingesetzt. Post-coupler sind dünne zylinderförmige Kupferstangen die seitlich an die Driftröhren herangefahren werden und an die Resonanzmode des Beschleunigers koppeln. Gleichzeitig wird die Sensibilität auf Störungen im Tank verringert, sodass die homogene Feldverteilung auch bei Störungen gut erhalten bleibt. Bei Beschleunigerstrukturen mit größeren Tankradien werden die post-coupler zu lang [27] und erfordern einen zu großen Aufwand in der Konstruktion. In dieser Arbeit wurde eine alternative Methode für die Stabilisierung der Feldverteilung untersucht, welche die Winkelposition der Driftröhrenstützen nutzt.

Der in dieser Arbeit realisierte Resonator erlaubt die freie Einstellung der Winkel der

Stützen sowie die exakte Justage der Driftröhren auf der Strahlachse. Es wurde ein Aluminium-Modell im Maßstab 1:3 zum realen Alvarez-Resonator gebaut. Dieser hatte zunächst eine Länge von $\sim 525\text{ mm}$ und neun Driftröhren. Das Modell ist mit einem Profil der Geschwindigkeit der zu beschleunigenden Ionen ausgestattet, sodass die Driftröhren sowie die Spaltabstände entlang des Resonators länger werden. Mittels Simulationen wurden diverse Stützenkonfigurationen ausgewählt, die in den Messungen getestet wurden. Mit dem Modell konnte gezeigt werden, dass bei bestimmten Stützenanordnungen die nächst höheren Moden weiter von der Betriebsmode entfernt werden können. Die besten Ergebnisse lieferte die Stützenkonfiguration mit fünf nach unten und vier nach oben orientierten Stützenpaaren (V-Stützen-Konfiguration 5+4). Hier liegt die nächst höhere Mode in den Messungen um mehr als 160 MHz von der Grundfrequenz ($326,7\text{ MHz}$) entfernt (Vergleich originale V-Stützen-Konfiguration: nächste Mode liegt 88 MHz von der Grundmode entfernt). Wichtig ist die Eigenschaft der Modenseparation vor allem für den realen Einsatz der Kavität, da hier die Moden nur um wenige MHz voneinander entfernt liegen und dies zu Störungen im Betrieb des Resonators bei hoher HF-Leistung führen kann. Bei ungenügender Modenseparation wird die eingekoppelte HF-Leistung vom Resonator reflektiert. Mitunter können die erforderlichen Felder der Betriebsmode nicht erzeugt werden.

Im Falle einer Feldverkipfung stimmt die reale Ionengeschwindigkeit entlang des Tanks nicht mehr mit der bei der Auslegung angenommenen überein. Das führt zu einer Verringerung der longitudinalen Strahlqualität bezüglich der erreichbaren Energieschärfe.

Zur systematischen Prüfung der Methode zur Feldstabilisierung wurden definierte Störungen in den Tank eingebaut. Die erste Driftröhre wurde jeweils um 1, 2 und 3 mm verlängert. Da die Zahl der Zellen zu gering war für die statistisch signifikante Feldverkipfungs-Messung, musste das Modell auf 21 Spalte erweitert werden. Die besten Ergebnisse bzgl. Feld-Stabilisierung lieferte die V-Stützen-Konfiguration 7+7+6. Hier bleibt das Feld trotz Störstelle homogen. Die Feldverkipfung kann auf weniger als die Hälfte derjenigen der originalen V-Stützen-Konfiguration reduziert werden. Für den Fall der originalen Stützenkonfiguration erzeugt die oben beschriebene Störung eine Abweichung der Feldhomogenität von $\pm 28\%$. Mit der in dieser Arbeit optimierten Stützenkonfiguration verändert sich die Feldhomogenität nur um $\pm 9\%$.

Die Methode zur Feldstabilisierung mit einer optimierten Stützenanordnung ohne den Einsatz von post-couplern konnte am Modell gezeigt werden. Weiterhin wurde eine bessere Effizienz mit Zunahme der Tanklänge verifiziert. Im realen Alvarez-Tank wird die Anzahl der Spalte um einen Faktor 3 größer sein. Damit ergeben sich durch die erhöhte Anzahl zur Verfügung stehenden Stützen zusätzliche Konfigurationen, um eine Feldhomogenität von besser als $\pm 1\%$ zu gewährleisten.

Auf der Basis dieser Untersuchungen ist bei GSI der Bau einer zunächst ca. 2 m langen Sektion des neuen Alvarez-DTL mit 11 Driftröhren vorgesehen. Dabei werden Flansche für verschiedene Stützenkonfigurationen integriert. Ziel ist es hierbei die Konstruktion, die Produktion, die Feldabstimmung sowie den Betrieb bei nominalen FAIR-Parametern zu testen. Sind die Tests erfolgreich, kommt diese Sektion bei der ersten Serie für den neuen Beschleuniger zum Einsatz.

A Dynamische Parameter existierender Alvarez-I Tank der GSI

Zellen- nummer	Spalllänge [cm]	Driftröhren- länge [cm]	Beta	Laufzeit- faktor	Energie [MeV/u]	Spalt- spannung [kV]
0	3,793	5,663	0,0546		1,3931	328,1
1	3,828	11,43	0,0552	0,799	1,4198	331,1
2	3,863	11,535	0,0556	0,8	1,4562	334,1
3	3,898	11,641	0,0562	0,802	1,4724	337,2
4	3,933	11,746	0,0567	0,803	1,4994	340,2
5	3,968	11,852	0,0572	0,805	1,5256	343,2
6	4,004	11,958	0,0577	0,806	1,554	346,3
7	4,039	12,064	0,0582	0,807	1,5816	349,4
8	4,074	12,17	0,0587	0,809	1,6101	352,4
9	4,11	12,276	0,0592	0,81	1,6383	355,5
10	4,165	12,383	0,0597	0,811	1,6667	359
11	4,181	12,49	0,0603	0,813	1,6959	361,6
12	4,217	12,596	0,0608	0,814	1,7248	364,7
13	4,252	12,703	0,0613	0,815	1,7545	367,8
14	4,288	12,811	0,0618	0,816	1,7845	370,9
15	4,324	12,918	0,0623	0,817	1,842	374
16	4,36	13,025	0,0628	0,819	1,8447	377,1
17	4,395	13,133	0,0634	0,82	1,8754	380,2
18	4,432	13,241	0,0639	0,821	1,9064	383,3
19	4,467	13,348	0,0644	0,822	0,9377	386,4
20	4,503	13,456	0,0649	0,823	0,9692	389,5
21	4,54	13,564	0,0654	0,824	2,001	392,7
22	4,576	13,673	0,066	0,825	2,0336	395,8
23	4,612	13,781	0,0665	0,826	2,0659	398,9
24	4,648	13,889	0,067	0,827	2,0984	402
25	4,684	13,998	0,0675	0,828	2,1294	405,2
26	4,72	14,107	0,0681	0,829	2,165	408,3
27	4,757	14,215	0,0686	0,83	2,1983	411,4
28	4,793	14,324	0,0692	0,831	2,2364	414,6
29	4,829	14,433	0,0696	0,832	2,267	417,7
30	4,866	14,542	0,0702	0,832	2,3011	420,9

31	4,902	14,652	0,0707	0,833	2,3361	424
32	4,939	14,763	0,0712	0,834	2,3714	427,2
33	4,975	14,87	0,0717	0,835	2,4063	430,3
34	5,011	14,98	0,0723	0,836	2,4422	433,5
35	5,048	15,089	0,0728	0,836	2,4783	436,6
36	5,085	15,199	0,0733	0,837	2,5146	439,8
37	5,121	15,309	0,0739	0,838	2,5513	443
38	5,158	15,418	0,0744	0,839	2,5882	446,1
39	5,194	15,528	0,0749	0,839	2,6253	449,3
40	5,231	15,638	0,0755	0,84	2,6628	452,5
41	5,268	15,748	0,076	0,841	2,7005	455,7
42	5,305	15,859	0,0765	0,842	2,7528	458,8
43	5,341	15,969	0,077	0,842	2,7767	462
44	5,378	16,079	0,0776	0,843	2,8159	465,1
45	5,415	16,18	0,0781	0,844	2,8547	468,3
46	5,452	16,3	0,0786	0,844	2,8937	471,6
47	5,489	16,41	0,0792	0,845	2,9331	474,7
48	5,525	16,521	0,0797	0,845	2,9727	477,9
49	5,562	16,631	0,0802	0,846	3,0103	481,1
50	5,599	16,742	0,0808	0,847	3,0542	484,3
51	5,636	16,853	0,0813	0,847	3,1099	487,5
52	5,673	16,964	0,0818	0,848	3,1345	490,7
53	5,71	17,075	0,0824	0,848	3,177	493,9
54	5,747	17,185	0,0829	0,849	3,2182	497,1
55	5,784	17,296	0,0834	0,849	3,2605	500,3
56	5,821	17,408	0,084	0,85	3,303	503,5
57	5,858	17,519	0,0845	0,851	3,3451	506,7
58	5,895	17,63	0,0851	0,851	3,3882	509,9
59	5,932	17,741	0,0856	0,852	3,4308	513,1
60	5,969	17,852	0,0861	0,852	3,4745	516,3
61	6,006	17,963	0,08	0,853	3,5102	519,5
62	6,044	18,075	0,0872	0,853	3,5626	522,7
63	0	9,093	0,0877	0,854	3,6063	0

Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich recht herzlich bei allen, die mich in der Zeit meines Promotionsstudiums begleitet, betreut und tatkräftig unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt zunächst Prof. Dr. Oliver Kester für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe sowie die Durchführung und Mitwirkung am Erneuerungsprogramm des GSI UNILAC und damit der Kooperation mit der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt. Zudem möchte ich ihm für die Unterstützung durch sein großes Fachwissen danken sowie für die zahlreichen wissenschaftlichen Anregungen und Verbesserungen meiner Doktorarbeit.

Meinem Zweitgutachter Prof. Dr. Schempp danke ich für sein großes Interesse und seinen Fürspruch meiner Arbeit.

Für die durchweg kompetente Betreuung in der LOLI-Abteilung der GSI bedanke ich mich recht herzlich bei Dr. Lars Groening. Darüber hinaus danke ich ihm für die weiterbringenden Fragestellungen, die vielen hilfreichen Erklärungen sowie die Korrekturen meiner Doktorarbeit.

Ein weiterer Dank geht an Dr. Sascha Mickat sowie allen Mitgliedern der LOLI-Abteilung der GSI für die tatkräftige Hilfe und Anteilnahme an meiner Arbeit. Vielen Dank für die Unterstützung bei den Firmengesprächen, der Beschaffung einzelner Komponenten und der Unterbringung für meinen Teststand.

Weiterhin bedanke ich mich bei Michael Kaiser für die zahlreichen Frühstückscroissants und die vielen Tafeln Schokolade, die wir innerhalb der letzten Jahre in der Mittagspause bei einer Folge “The big bang Theory” verspeist haben.

Ein großer Dank geht an die mechanische Werkstatt der GSI und dabei insbesondere an Herrn Romig, der viele Arbeiten schnellstmöglich umgesetzt und dabei maßgeblich zum reibungslosen Ablauf der Doktorarbeit im Zeitrahmen beigetragen hat.

Weiterhin möchte ich Joachim Maurer danken für den schnellen Bau und die Programmierung eines PC angesteuerten Motors für die Störkörpermessung.

Ebenfalls bedanke ich mich bei Wilfried Sturm für die technische Mitwirkung bei den Firmengenbesuchen und die anregenden kompetenten Fachgespräche.

Auch möchte ich mich bei der Fertigungsfirma des 1:3-Aluminiummodells des Alvarez-Beschleunigers, der Firma PINK GmbH, für die tolle Zusammenarbeit und den reibungslosen schnellen Bau bedanken. Repräsentativ gilt mein Dank Herrn Egly für die unkomplizierte und immer sehr nette Kooperation sowie die gemeinsame Umsetzung und Verwirklichung des Modells.

Allen Kollegen des IAP der Uni Frankfurt danke ich recht herzlich für die vielen schönen Jahre, die unvergesslichen Winterseminare in Riezlern und die Weihnachtsmarktbesuche.

Zuletzt möchte ich mich noch ganz besonders bei meinen Eltern, meiner Schwester Ina und ihrem Mann Björn sowie meinen Freunden bedanken, ohne deren Unterstützung und Motivation vieles nicht möglich gewesen wäre und ich mein Studium mit Sicherheit nicht in diesem Rahmen hätte durchführen können.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Erster Tank der Alvarez-Sektion des Linac 4 am CERN [13].	3
1.2	Schematischer Aufbau der ESS-Forschungsanlage in Schweden mit einem Alvarez-DTL als Vorbeschleuniger [15].	4
1.3	Facility for Anti proton and Ion Research (FAIR) mit dem UNILAC und SIS 18 als Injektor [17].	6
1.4	Der UNI versal L inear A ccelerator (UNILAC) der GSI [16].	7
2.1	Parallelersatzschaltkreis für einen Resonator mit den Kenngrößen R, C und L und einer Stromquelle.	10
2.2	Parallelersatzschaltkreis eines elektrischen Schwingkreises, der aufgelöst und zum Zylinder gedreht einen Resonator darstellt.	11
2.3	Parallelersatzschaltkreis dargestellt für eine Zelle eines Alvarez-Resonators, mit der oberen Tankwand (u), dem Bereich der Stützen (s) und Driftröhren (t) und dem unteren Tankwandabschnitt (l) [27].	13
2.4	Schematische Darstellung zur Messung der intrinsischen Güte Q_0 mittels der Breite der Resonanzkurve Δf , bei der die Spannungsamplitude $A(f)$ im Resonanzfall auf den $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -ten Teil abgefallen ist [29].	14
2.5	Feldverteilung in einem leeren Resonatortank (oben links) und für den Alvarez-Resonator (unten links) mit der angeregten Grundmode. In rot dargestellt ist das elektrische Feld, in Blau das magnetische. Rechts die Alvarez 1 Kavität des GSI UNILAC [35, 36].	18
2.6	Links die Feldverteilung für IH- und CH-Resonatoren (rot: elektrische Feldlinien, blau: magnetische Feldlinien), rechts der Heidelberger IH-Beschleuniger zur Tumorbehandlung mit drei internen Quadrupollinsen zur transversalen Fokussierung sowie eine CH-Struktur, die bei 175 MHz am IAP der Uni Frankfurt für den FRANZ-Beschleuniger eingesetzt wird [37, 35, 38].	20
2.7	Kilpatrick-Kriterium in Abhängigkeit zur Resonanzfrequenz [26]. In grün dargestellt ist das untere Limit für das Kilpatrick-Kriterium, wohingegen die rote Kurve das Design-Limit eines Resonators widerspiegelt. Die blauen Punkte sind Beispiele erreichter Kilpatrick-Limits realer Kavitäten.	21
2.8	Darstellung der Phasenfokussierung. Das Sollteilchen befindet sich genau in Phase mit dem Beschleuniger, wohingegen Teilchen mit verschobener Phasenlage Bewegungen entlang von Ellipsen um das Sollteilchen auf stabilen Bahnen im Phasenraum ausführen [24, 33].	23

2.9	Schematische Darstellung einer Störstelle im Tank. Dies führt dazu das aus einer flachen Feldverteilung (blaue Kurve) eine gekippte Kurve (rote Kurve) resultiert.	24
2.10	Linac4 am CERN mit Post-coupler zur Modenseparierung und Feldstabilisierung.	25
2.11	Feldstabilität (oben) und Modenseparation (Mitte und unten) bei geänderter Stützenanordnung [27].	26
3.1	Longitudinaler Schnitt durch eine Alvarez-Driftröhre mit den zugehörigen Längeneinheiten.	29
3.2	Transversaler Schnitt durch den Alvarez-I Beschleunigertank mit der ersten Driftröhre und den im 90° Winkel zueinander stehenden Stützen.	30
3.3	1. Spalt der Alvarez Struktur (links), mit Vakuumzylinder (Mitte) sowie Maschengitter (rechts). Bei dem Messgitter handelt es sich um ein tetraedrisches Gitter mit höherer Zelldichte im Bereich der Strahlachse.	31
3.4	Elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse.	32
3.5	Feldverlauf entlang eines Pfades 40 mm von der Strahlachse entfernt.	33
3.6	Verlauf des Feldes 80 mm zur Strahlachse verschoben.	33
3.7	Simulierte Feldverteilung des elektrischen Feldes entlang der Tankoberfläche. Im Bereich der Driftröhren erreicht das Feld ein Maximum zur Beschleunigung der Teilchen.	34
3.8	Absolute Verteilung der elektrischen Oberflächenfelder der Simulationen am Tankdeckeldriftröhr.	35
3.9	Simulierte Oberflächenströme für die ersten drei Spalte der Alvarez-I Struktur (für die Beschleunigung von $^{238}\text{U}^{28+}$).	37
3.10	Detailansicht der Wasserführungen durch die Stützen- und Driftröhregeometrie. In den Stützen wird ein Kühlkanal von 1 mm (1 mm Wandstärke), in die Driftröhren von 2 mm (2 mm Wandstärke) Breite gelegt.	38
3.11	Definition einer Zellenlänge l_{Cell} . Diese ergibt sich von Driftröhrenmitte bis zur nächsten Driftröhrenmitte.	39
3.12	Simulierte Temperaturverteilung für die ersten drei Spalte der Alvarez-I Struktur unter realen Wasserkühlungsbedingungen. Der maximale Temperaturanstieg ergibt sich am Tankmantel und liegt bei rund 66 °C. (Umgebungstemperatur sowie Wassertemperatur liegen konstant bei 20 °C; Tastverhältnis: 25 %)	40
4.1	Links: Alte Driftröhrenform mit definierten Radien und gerader Frontseite; rechts: Neue Driftröhrenform mit gekrümmter Frontseite.	44
4.2	Oberflächenfeldverteilung der alten Driftröhre (schwarz) und der neuen (rot), welche ein homogeneres Feld aufweist. Dazu wird ein Pfad entlang der Oberfläche der Driftröhre gelegt (rechts dargestellt).	45
4.3	Simulierte Oberflächenströme pro Meter für die ersten 10 Spalte des neuen Tanks (1:1-Modell).	46

4.4	Simulierte Temperaturverteilung für die ersten zehn Spalte der neuen Alvarez-I Struktur unter realen Wasserkühlungsbedingungen (des Tankmantels). Der maximale Temperaturanstieg ergibt sich an den ungekühlten Driftröhren und Stützen und liegt bei rund 1741 °C (Tastverhältnis: 2%).	47
4.5	Wärmeverteilung mit Kühlkanälen im Bereich der Stützen und Driftröhren. Es ergibt sich ein maximaler Temperaturanstieg im Vergleich zur Raumtemperatur von knapp 495 °C (Tastverhältnis: 2%).	48
4.6	Wärmeverteilung mit Kühlkanälen am Tankmantel und im Driftröhren- und Stützenbereich. Der maximale Temperaturanstieg im Vergleich zur Raumtemperatur liegt bei 4 °C im Bereich des Tankmantels (Tastverhältnis: 2%).	49
4.7	Wärmeverteilung mit Kühlkanälen im Bereich des Tankmantels, der Enddeckel sowie der Driftröhren und Stützen. Der maximale Temperaturanstieg liegt bei rund 27 °C (Tastverhältnis: 2%).	50
4.8	Wärmeverteilung mit Kühlkanälen im Bereich des Tankmantels, der Driftröhren und der Stützen für ein Tastverhältnis von 25 % mit maximalem Temperaturanstieg von 67 °C.	51
4.9	Erstes CST-Modell des 1:3-Modells mit V-Stützen Konfiguration.	53
4.10	Die simulierte elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse des neuen 10 Spalt Modells einer Alvarez Struktur normiert auf 1.	54
4.11	Gemittelte elektrische Feldverteilung pro Spalt. Die Homogenität des Feldverlaufs liegt bei 2 – 4 ‰.	55
4.12	CST-Modell mit eingearbeiteten Schwalbenschwanznuten für die Verstellung der Stützen sowie Öffnungen für Tuner und Ein- und Auskopplung.	56
5.1	Schematischer Messaufbau für die Störkörpermessung. Ein Nylonfaden mit daran befindlicher Teflonkugel als Störkörper wird über Umlenkrollen durch den Resonator entlang der Strahlachse gezogen. Eine elektromagnetische Welle wird vom Netzwerkanalysator (NWA) erzeugt. Über die Ein- und Auskoppelschleife wird die Welle in den Resonator geschickt und versetzt diesen in Schwingung. Die Feldstörung der Teflonkugel im Resonator wird vom NWA aufgezeichnet.	58
5.2	Messaufbau für die Störkörpermessung am 1:3-Modell eines 10-Spalt-Resonators.	59
6.1	Zehn-Spalt Aluminium Tank mit verstellbaren Stützenpositionen und austauschbaren Endkappen der Driftröhren.	61
6.2	Ein- und Auskoppelschleife, um ein Signal in den Resonator zu senden und diesen in Schwingung zu versetzen.	62
6.3	Driftröhre bestehend aus drei Teilen, wobei der Mittelkörper für alle Driftröhren identisch ist, lediglich die Länge der Endkappen unterscheiden sich aufgrund des β -Profils. Im Mittelkörper befindet sich die Schwalbenschwanznut zur Führung der Stützen. In der Mitte ist eine vergrößerte Öffnung, um die Nutensteine einzufädeln.	63

6.4	Stütze mit rechts-links-Gewinde zur Positionsveränderung der Driftröhren, Stabilität liefern jeweils zwei Kontermuttern.	63
6.5	Leerer Tank für erste Messungen.	64
6.6	Elektrische Feldverteilung in Strahlrichtung für die Simulation und Messung für die TM_{010} -Mode.	65
6.7	Originale V-Stützen-Konfiguration mit allen Stützen im 90° Winkel zueinander.	67
6.8	Elektrische Feldverteilung der TM_{010} -Mode für die V-Stützen-Konfiguration.	69
6.9	Elektrische Feldverteilung der TM_{011} -Mode (links) und der TM_{012} -Mode (rechts) für die V-Stützen-Konfiguration. Ein- und Auskoppler befinden sich für die TM_{012} -Mode im Bereich der Knotenpunkte des elektrischen Feldes, sodass diese Mode in den Messungen nur schlecht aufgelöst werden kann (schwache Resonanzfrequenzankopplung).	69
6.10	Feldhomogenität im Vergleich von Messung und Simulation für das neun Spalt Modell.	70
6.11	Schematischer Zusammenhang von ein- und auslaufender Welle sowie den S-Parametern in einem Resonator [51].	71
6.12	Schematische Darstellung der Resonanzkurve am Netzwerkanalysator. Der S-Parameter stellt dabei den tiefsten Punkt dar, wohingegen der Referenzpunkt den geraden Verlauf markiert. Da dieser nicht bei Null liegt muss er mit berücksichtigt werden, um den richtigen Wert für den Koppelfaktor zu erhalten.	72
6.13	Frequenzhub eines Tuners von $0 - 240\text{ mm}$ Einschubtiefe für Simulation und Messung. Ab 140 mm Tunertiefe wirkt dieser nicht mehr induktiv, sondern kapazitiv und verringert dadurch die Frequenz wieder.	74
6.14	Frequenzverlauf für Simulation und Messung der jeweiligen einzelnen Tuner sowie aller drei Tauchkolben gleichzeitig. Der Verlauf stimmt sehr gut für Simulation und Messung überein.	75
6.15	Modenverteilung für Simulation und Messung unterschiedlicher Stützen-Konfigurationen.	76
6.16	V-Stützen-Konfiguration 5+4.	77
6.17	Anschauliche Darstellung der Aufdrehung der ersten Endkappe am Driftrohr für die Messungen der Tilt-Sensitivity.	79
6.18	Verkipfung der mittleren Feldverläufe mit eingebauten Störstellen als Funktion der Spalte. a) Simulation mit originaler V-Stützen-Konfiguration. b) Simulation mit V-Stützen-Konfiguration 5+4. c) Messung mit originaler V-Stützen-Konfiguration. d) Messung mit V-Stützen-Konfiguration 5+4.	80
6.19	Schematische Darstellung der Tilt-Sensitivity-Simulationen für das verlängerte 1:3-Modell mit 21 Spalten. Im Vergleich steht die originale Stützenanordnung zu zwei geänderten, bei denen mit einem eingebauten Störfaktor die Streuung des elektrischen Feldes auf der Strahlachse um Null deutlich geringer ausfällt.	82

7.1	Erweiterungsmodell mit einem zweiten Tankabschnitt auf insgesamt 20 Driftröhren mit einer Länge von 1153,51 mm.	84
7.2	Adapterstück für die erste Stütze im zweiten Tankabschnitt, um die Nut weiter nach innen in den neuen Tank zu legen und gleichzeitig die richtige Position für die erste Driftröhre zu gewährleisten.	84
7.3	Simulierte elektrische Feldverteilung für das erweiterte Modell mit 21 Spalten.	85
7.4	Zusammengesetztes Modell aus dem ursprünglichen Tank und einer Erweiterung mit insgesamt 20 Driftröhren.	86
7.5	Originale V-Stützen-Konfiguration im erweiterten Modell mit 20 Driftröhren.	87
7.6	Elektrische Feldverteilung der TM_{010} -Mode für die V-Stützen-Konfiguration mit 20 Driftröhren.	88
7.7	Feldhomogenität im Vergleich von Messung und Simulation für das 21 Spalt Modell.	89
7.8	Elektrische Feldverteilung der TM_{011} -Mode (links) und der TM_{012} -Mode (rechts) für die V-Stützen-Konfiguration mit 20 Driftröhren. Ein- und Auskoppler befinden sich für die TM_{012} -Mode im Bereich der Knotenpunkte des elektrischen Feldes, sodass diese Mode in den Messungen nur schlecht aufgelöst werden kann (schwache Resonanzfrequenzankopplung).	89
7.9	V-Stützen-Konfiguration 4+7+6+3 im erweiterten Modell mit 20 Driftröhren.	90
7.10	V-Stützen-Konfiguration 7+7+6 im erweiterten Modell mit 20 Driftröhren.	92
7.11	Verkipfung der mittleren Feldverläufe mit eingebauten Störstellen als Funktion der Spalte für drei unterschiedliche Stützenanordnungen.	94

Tabellenverzeichnis

1.1	Parameter-Tabelle der Alvarez-Sektion (Linac 4) am CERN [10].	3
1.2	Parameter-Tabelle der Alvarez-Struktur am ESS [15].	4
1.3	Parameter-Tabelle des Strahls nach der Alvarez-Sektion am GSI UNILAC-Beschleuniger [16].	7
3.1	Für die ersten drei Spalte ist der absolute Oberflächenstrom aus den Simulationen aufgelistet. Dieser wird in die Stromdichte umgewandelt. Mit einer Skin-Tiefe δ von $6,11 \mu m$ liegt die Stromdichte unterhalb der Schmelzstromdichte von Kupfer.	36
3.2	Für die ersten drei betrachteten Spaltabschnitte sind die mittleren maximalen Spannungen sowie die mittleren elektrischen Felder und der Power Scaling Factor aufgetragen.	39
3.3	Auflistung aller HF-Parameter für die betrachteten drei Spaltabschnitte.	42
5.1	Gemessene Werte am 1:3-Modell des Alvarez Resonators für die Resonanzfrequenz, die Leistung und die gespeicherte Energie.	58
6.1	Simulierte und gemessene Frequenzen der leeren Kavität.	65
6.2	Simulierte und gemessene Frequenzen der V-Stützen-Konfiguration (siehe Abbildung 6.7).	67
6.3	Modenspektrum für die V-Stützen-Konfiguration 5+4 (siehe Abbildung 6.14).	77
7.1	Frequenzspektrum für die originale V-Stützen-Konfiguration mit erweitertem Modul.	87
7.2	Frequenzspektrum für die V-Stützen-Konfiguration 4+7+6+3 mit erweitertem Modul.	91
7.3	Frequenzspektrum für die V-Stützen-Konfiguration 7+7+6 mit erweitertem Modul.	92

Literaturverzeichnis

- [1] C. H. F. Müller, Röntgenröhre - Von der ersten Röntgenröhre zur neuzeitlichen Röntgen- Großanlage, Selbstverlag 1938.
- [2] U. Ratzinger, Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen, Habilitationsschrift, vorgelegt beim Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, 1998.
- [3] R. Kollath, Teilchenbeschleuniger, 2. neubearbeitete Auflage, Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1962.
- [4] K. Wille, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlung, 2. Auflage, B. G. Teubner Stuttgart, 1996.
- [5] A. E. Knapp, D. A. Swenson, J. M. Potter, Method and device for stabilization of the field distribution in drift tube linac, US Patent 3,501,734 , 1970.
- [6] European Organization for Nuclear Research CERN faq LHC the guide, www.cern.ch.
- [7] LHC Design Report, Volume I, CERN-2004-003, 2004.
- [8] ATLAS Technical Proposal, CERN/ LHCC/ 94-43, LHCC/ P2, 1994.
- [9] CMS Technical Proposal, CERN-LHCC-94-38, LHCC-P-1, 1994.
- [10] LINAC4 Project Description, European Organization for Nuclear Research, <http://linac4-project.web.cern.ch/linac4-project/description.htm>.
- [11] D. Warner, N. Angert, M. Bourgarel, E. Brouzet, R. Cappi, D. Dekkers, J. Evans, G. Gelato, H. Haseroth, C. Hill, G. Hutter, J. Knott, H. Kugler, A. Lombardi, H. Lustig, E. Malwitz, F. Nitsch, G. Parisi, A. Pisent, U. Raich, U. R. R. Riccati, A. S. S. Schindl, H. Schoenauer, P. Tetu, H. Umstaetter, M. van Rooij, M. Weiss, CERN Heavy-Ion Facility design report, CERN 93-01, 28. April 1993.
- [12] R. H. Stokes, T. P. Wangler, Radiofrequency Quadrupole Accelerators And Their Applications, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1988. 38: 97-118.
- [13] M. Vretenar, A. Akroh, L. Arnaudon, P. Baudrenghien, G. Bellodi, J. Broere, O. Brunner, J. Comblin, J. Coupard, V. Dimov, J. Fuchs, A. Funken, F. Gerigk, E. G. Souza, K. Hanke, J. Hansen, M. Y. Satri, I. Kozsar, J. Lallement, F. Lenardon, J. Lettry, A. Lombardi, C. Maglioni, O. Midtun, B. Mikulec, D. Nisbet, M. Paoluzzi,

- U. Raich, S. Ramberger, F. Roncarolo, C. Rossi, J. S. Alvarez, R. Scrivens, J. Tan, C. Valerio-Lizarraga, J. Vollaie, R. Wegner, S. Weisz, F. Zocca, Status and plans for LINAC4 installation and commissioning, Proceedings of IPAC2014, Dresden, Germany, THPME048.
- [14] ESS, European Spallation Source, <https://europeanspallationsource.se>.
- [15] S. Peggs, ESS Technical Design Report, ESS-doc-274, April 23, 2013, <http://eval.ess.lu.se/cgi-bin/public/DocDB/ShowDocument?docid=274>.
- [16] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, www.gsi.de.
- [17] www.fair-center.eu.
- [18] O. Kester, P. Spiller, F. Becker, O. Dolinsky, L. Groening, K. Knie, H. Reich-Sprenger, W. Vinzenz, M. Winkler, D. Prasuhn (Eds.), The accelerator facility of the facility for antiproton and ion research, Proceedings of IPAC2015, Richmond, VA, USA, TUBB2, pages 1343-1345.
- [19] H. H. Gutbord, I. Augustin, H. Eickhoff, K.-D. Groß, W. F. Henning, D. Krämer, G. Walter, FAIR Baseline Technical Report, Executive Summary, September 2006.
- [20] L. Groening, S. Mickat, R. Brodhage, A. Adonin, X. Du, R. Hollinger, O. Kester, A. Orzhekhovskaya, B. Schlitt, G. Schreiber, H. Vormann, C. Xiao, H. Hähnel, U. Ratzinger, A. Seibel, R. Tiede, Upgrade of the UNILAC for FAIR, Proceedings of IPAC2015, Richmond, VA, USA, TUXB2, pages 1281-1285.
- [21] S. Mickat, M. Droba, X. Du, L. Groening, A. Orzhekhovskaya, U. Ratzinger, A. Seibel, R. Tiede, H. V. Xiao, Status of the HE-Linac project at GSI, Intern annual Report, GSI, Darmstadt, Germany, 2014.
- [22] M. Bevcic, N. Bönsch, T. Dettinger, V. Fuhr, S. Jagsch, S. M. M. Schäfer, W. Strum, H. Vormann, Die UNILAC Post-Stripper Sektion - Zustandsaufnahme und Betriebsrisiko, Interner Bericht, GSI, Darmstadt, Deutschland, 2013.
- [23] H. Podlech, Entwicklung von normal- und supraleitenden CH-Strukturen zur effizienten Beschleunigung von Protonen und Ionen, Habilitationsschrift, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, 2008.
- [24] T. P. Wangler, RF Linear Accelerators, John Wiley & Sons, New York, 1998.
- [25] H. Padamsee, J. Knobloch, T. Hays, RF Superconductivity for Accelerators, Wiley-VHC Verlag, 1998.
- [26] L. Groening, Introduction to Accelerator Physics, Vorlesungsskript zur Vorlesung "Ringbeschleuniger und Speicherringe" WS 2012/13.
- [27] X. Du, L. Groening, S. Mickat, A. Seibel, Field Stabilization of Alvarez-Type Cavities, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, 2016.

- [28] F. Grespan, Equivalent circuit for postcoupler stabilization in a drift tube linac, PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICA - ACCELERATORS AND BEAMS 15, 010101 (2012).
- [29] H. Podlech, Anwendung der Supraleitung in Beschleuniger- und Fusionstechnologie, Skript zur Vorlesung, Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt am Main, 2009.
- [30] J. D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, 4. Auflage, Gruyter Verlag, 2006.
- [31] Z. Brunswig, Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Springer-Verlag, zweite Auflage 1973.
- [32] L. Alvarez, The Design of a Proton Accelerator, Phys. Rev. 799, 1946, page 70.
- [33] H. Krieger, Strahlungsquellen für Technik und Medizin, B. G. Teubner Verlag/ GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden 2005.
- [34] F. Hinterberger, Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2008.
- [35] R. Tiede, Simulationswerkzeuge für die Berechnung hochintensiver Ionenbeschleuniger, Dissertation, vorgelegt beim Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, 2009.
- [36] G. Otto, Linearbeschleuniger UNILAC - Innenansicht der Alvarez-Struktur, www.gsi.de.
- [37] A. Seibel, Entwicklung und Test des 175 MHz CH-Rebunchers für das FRANZ-Projekt, Masterarbeit, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2013.
- [38] Y. Lu, S. Minaev, U. R. R. Schlitt, R. Tiede, The compact 20 MV IH-DTL for the Heidelberg therapy facility, Proceedings of LINAC 2004, Lübeck, Germany, MOP11, p. 57-59.
- [39] W. Kilpatrick, Criterion for Vacuum Sparking DeDesign to Include Both rf and dc, The Review of Scientific Instruments, Volume 28, Number 10, page 824-826, October 1957.
- [40] T. J. Boyd, Kilpatrick's Criterion, Los Alamos Group AT-1 report AT-1:82-28, February 12, 1982.
- [41] R. B. Palmer, Prospects for high energy e+ e- linear colliders, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40, 568 (1990).
- [42] D. A. Swenson, E. A. Meyer, J. M. Potter, E. J. Schneider, Stabilization of the drift tube LINAC by operation in the pi/2 cavity mode, in Proceedings of 6th International Conference on High-Energy Accelerators, Cambridge, Massachusetts, USA. pp. 167-173, 1967.

- [43] M. R. Khalvati, S. Ramberger, Straightforward and accurate technique for post-coupler stabilization in drift tube linac structures, *PHYSICAL REVIEW ACCELERATORS AND BEAMS*, 19, 042001 (2016).
- [44] J. H. Billen, G. Spalke, A. H. Shaprino, Field stabilisation in two-stem drift-tube LINACS, Proceedings of the 1988 Linear Accelerator Conference, Williamsburg, Virginia, USA, 1988.
- [45] S. Giordano, J. P. Hannwacker, Measurement on a multistem drift tube structure, Proceedings of the 1966 Linear Accelerator Conference, Los Alamos, New Mexico, USA.
- [46] J. C. Slater, *Microwave Electronics, Review of Modern Physics*, Volume 18, Number 4, October 1946.
- [47] E. Vinaricky, *Elektrische Kontakte, Werkstoffe und Anwendungen*, Springer Berlin Heidelberg, 2002.
- [48] W. Willems, *Lehrbuch der Bauphysik*, 7. Auflage, Springer Verlag, 2013.
- [49] E. Müller, *Untersuchungen zur Feldmessung und Hochfrequenzankopplung bei Spiralresonatoren*, Diplomarbeit, vorgelegt beim Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main, 1977.
- [50] DESY-MHFe, Data Sheet 500MHz 5-Cell Cavity, Version: 2.1, <http://www.geckodrive.com/support/step-motor-basics/accuracy-and-resolution.html>.
- [51] H. Podlech, *Netzwerkanalysator - Messung von S- Paramtern -*, Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt am Main.
- [52] H. Wang, *Bead-pulling Measurement Principle and Technique Used for the SRF Cavities at JLab*, Thomas Jefferson Lab, Newport News, VA 23606, January 21, 2015.