

---

# Ein breitbandiger Wandstrommonitor für ELSA

---

Diplomarbeit in Physik  
von  
Oliver Boldt

angefertigt am  
Physikalischen Institut der Universität Bonn

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

November 2008

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: PD Dr. W. Hillert  
Koreferent: Prof. Dr. R. Maier

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen elektromagnetischer Wellen</b>	<b>5</b>
2.1	Eigenschaften von Hohlleiterwellen . . . . .	5
2.2	Randbedingungen für Hybridwellen . . . . .	6
2.3	Eigenschaften von Transmissionsleitungen . . . . .	6
2.4	Wakefelder . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Das Wandstromphänomen</b>	<b>13</b>
<b>4</b>	<b>Das longitudinale Strahlprofil an ELSA</b>	<b>17</b>
4.1	Ladungsverteilung und Dynamik eines einzelnen Elektronenpaketes . . . . .	17
4.2	Effekte unter Berücksichtigung vieler Elektronenpakete . . . . .	19
4.3	Eigenschaften der Strahllagemonitore an ELSA . . . . .	23
4.4	Messung der Füllstruktur an ELSA . . . . .	25
4.5	Abschätzung der longitudinalen Ausdehnung eines Elektronenpakets . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Strahlstrommonitore</b>	<b>32</b>
5.1	Der Strahlstromtransformator . . . . .	32
5.2	Der klassische Wandstrommonitor . . . . .	33
5.3	Konzepte zu Messungen im Subnanosekundenbereich . . . . .	35
<b>6</b>	<b>Simulation der Wandstrommonitorstruktur</b>	<b>40</b>
6.1	Die verwendeten Lösungsroutinen unter CST DESIGN ENVIRONMENT™ . . . . .	40
6.2	Unterteilung der Wandstrommonitorstruktur . . . . .	43
6.3	Feldanalyse des doppelkoaxialen Bereichs . . . . .	46
6.3.1	Die rein doppelkoaxiale Struktur . . . . .	46
6.3.2	Berücksichtigung der Durchführungen . . . . .	48
6.4	Wakefeldanalyse des Bereichs der konischen Anpassung . . . . .	51
6.5	Zusammenfassung der Feldanalyse . . . . .	54
<b>7</b>	<b>Test der Substrukturen des Monitors</b>	<b>56</b>
7.1	Test der Durchführungen . . . . .	56
7.2	Eigenschaften des Absorbermaterials . . . . .	59
7.3	Testaufbau für einen klassischen Wandstrommonitor . . . . .	61
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>66</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>68</b>
<b>A</b>	<b>Absorption elektromagnetischer Wellen*</b>	<b>69</b>
A.1	Wechselwirkung elektromagnetischer Wellen mit Materie . . . . .	69
A.2	Absorption einer freien Welle . . . . .	70
A.3	Absorption im Dielektrikum eines Koaxialleiters . . . . .	72
A.4	Imaginärteil einer Wurzel . . . . .	73
	<b>Danksagung</b>	<b>75</b>



# 1 Einleitung

Weltweit geht die Entwicklung bei Teilchenbeschleunigern hin zu höheren kinetischen Energien der Teilchen und zu größeren Strahlströmen bei möglichst geringen Strahlquerschnitten. Um die Parameter eines Beschleunigers auf diese Anforderungen zu optimieren, ist eine detaillierte Kenntnis der Strahleigenschaften notwendig. Zu deren Messung werden Strahldiagnoseelemente benutzt.

Mit den wachsenden Anforderungen an die Strahleigenschaften geht der Wunsch nach höheren Auflösungen und besseren Sensitivitäten der Strahldiagnosesysteme einher.

Das physikalische Institut der Universität Bonn betreibt eine eigene Teilchenbeschleunigeranlage, die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA (siehe Abbildung 1.1), die insbesondere Teil des Sonderforschungsbereichs (SFB)/Transregio 16 ist.

Im Linearbeschleuniger 2 können wahlweise spinpolarisierte oder thermisch erzeugte, unpolarisierte Elektronen beschleunigt werden. Daneben wird in Zukunft am Linearbeschleuniger 1 ein Betriebsmodus zur Speicherung eines einzelnen Elektronenpakets für ELSA zur Verfügung stehen. In der zweiten Beschleunigungsstufe werden die Elektronen in das sogenannte Booster Synchrotron injiziert und bei einer Hochfrequenz von 500 MHz auf eine Energie von typischerweise 1,2 GeV vorbeschleunigt. Die vorbeschleunigten Elektronen werden in den Speicherring injiziert und können dort auf eine Energie von bis zu 3,5 GeV nachbeschleunigt werden. Der Elektronenstrahl wird in der Extraktion für sogenannte Fixed-Target-Experimente im Mittelenergiebereich genutzt. Bei diesen Experimenten werden Substrukturen von Hadronen untersucht. Für eine solche Untersuchung ist im Bereich der Experimente ein möglichst gleichmäßiger Strahlstrom sowie eine zeitlich konstante Strahlmenge erwünscht.

Im Ringbeschleuniger ELSA sind die Elektronen in mehreren, sogenannten Elektronenpaketen zusammengeschlossen. Diese Elektronenpakete durchlaufen den Beschleuniger in Abständen der Wellenlänge der Hochfrequenz der Beschleunigungsspannung. Die Ladungsverteilung innerhalb der Elektronenpakete sowie die Abstände deren Ladungsschwerpunkte sind ein Maß für die Qualität des Elektronenstrahls. Die Kenntnis dieser Größen würde eine detailliertere Beschreibung des Strahlprofils ermöglichen und ließe an ELSA die Untersuchung bisher nicht analysierter Phänomene im Substrukturbereich der Elektronenpakete zu. Das Ziel dieser Arbeit ist es, ein Strahldiagnoseinstrument zu konzipieren, mit dem die Ladungsdichteverteilung der Elektronenpakete aufgelöst werden kann. Die Arbeit wurde hierbei wie folgt gegliedert:

Die Elektronen im Ringbeschleuniger ELSA wechselwirken elektromagnetisch mit der umgebenen Strahlkammerwand. Die dabei auftretenden relevanten Phänomene werden im zweiten Kapitel behandelt.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen Monitore, die den Wandstrom detektieren, der durch die freien Strahlelektronen in der Strahlkammerwand induziert wird. Im dritten Kapitel wird dementsprechend ein Modell des longitudinalen Wandstroms im mikroskopischen Bereich erläutert.

Im vierten Kapitel wird das longitudinale Strahlprofil mit Hilfe eines bereits vorhandenen Monitors an ELSA gemessen, um die notwendige Bandbreite des neuen Diagnoseelements zu bestimmen. Im Rahmen dieses Kapitels werden mögliche Strahlprofile erst theoretisch untersucht und anschließend mit Hilfe eines Strahllagemonitors gemessen. Aus dem Vergleich zwischen dem theoretisch erwarteten und dem gemessenen Signal kann auf die Bandbreite des verwendeten Strahllagemonitors geschlossen werden.

Im fünften Kapitel wird eine Entwicklung hin zu Wandstrommonitoren mit einer Bandbreite bis 20 GHz aufgezeigt. Auf dieser Entwicklung basiert das Konzept des breitbandigen Wandstrom-

monitors für ELSA.

Um dessen Transferverhalten breitbandig untersuchen zu können, sind Simulationen der elektromagnetischen Felder auf der Grundlage der Maxwellgleichungen notwendig. Diese Simulationen werden in Kapitel 6 beschrieben.

Schließlich werden im siebten Kapitel Testmöglichkeiten und Messungen einiger Substrukturen sowie eines bereits vorhandenen, für den Einsatz am Linearbeschleuniger 1 vorgesehenen Wandstrommonitors dargestellt.

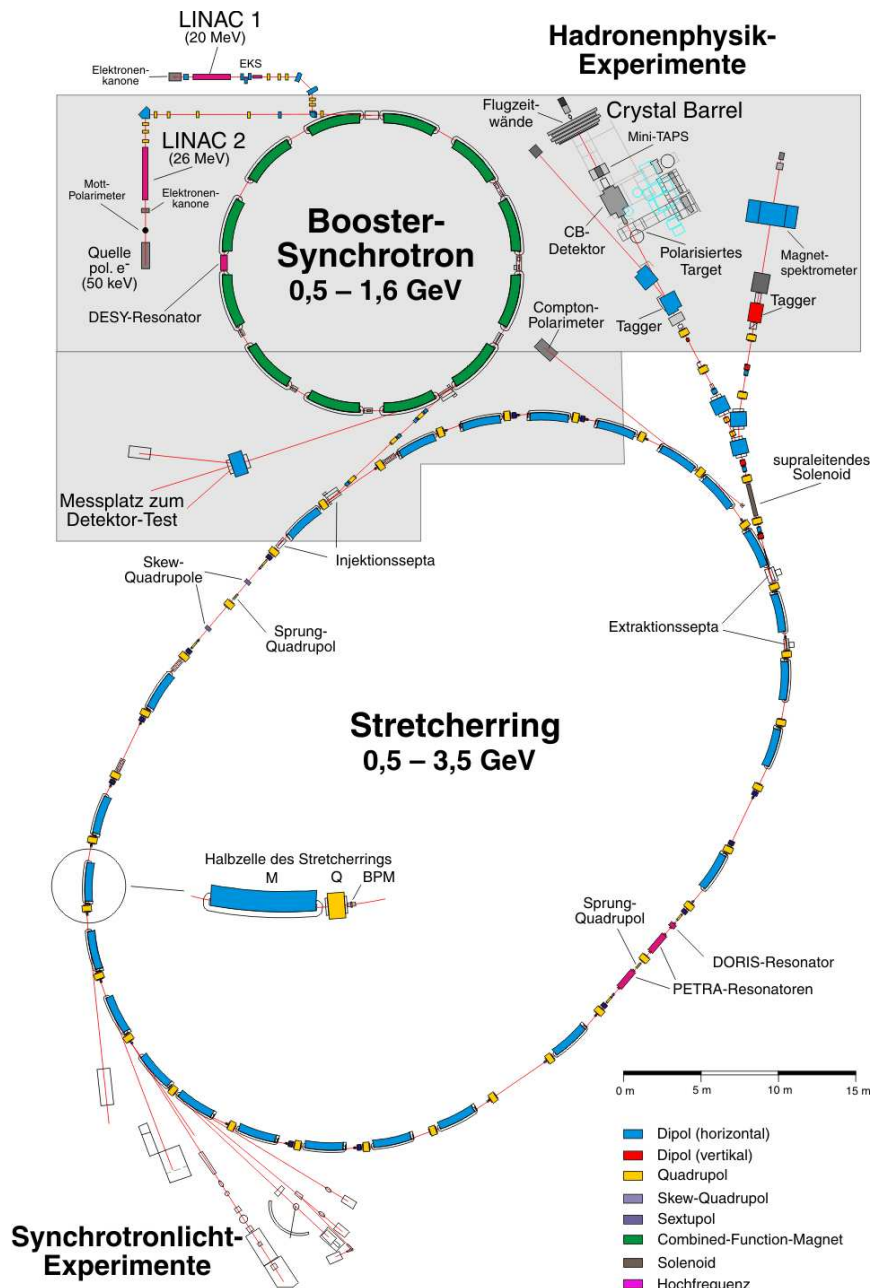


Abbildung 1.1: Lageplan von ELSA (Stand Januar 2008)

## 2 Grundlagen elektromagnetischer Wellen

Für die Vermessung des longitudinalen Strahlprofils kommt wegen ihrer kurzen Reichweite weder die starke oder schwache Wechselwirkung noch, wegen ihrer geringen Stärke, die gravitative Wechselwirkung in Frage. Daher bildet die elektromagnetische Wechselwirkung die Grundlage der Strahldiagnose in jedem Beschleuniger.

Periodisch eintreffende Ladungen erzeugen ein sich periodisch änderndes Feld. Dieses Feld ist Ursprung einer elektromagnetischen Welle, die sich je nach Anschlussbedingung ausbreiten kann oder abgedämpft wird. Durch die Quantelung der Ladung in eine ganze Anzahl von Elementarladungen, welche räumlich voneinander getrennt sein müssen, beinhaltet selbst ein kontinuierlicher Strahl aus geladenen Teilchen ein breites Frequenzspektrum.

Auch Elektronenpakete enthalten demzufolge nicht nur Frequenzanteile, welche dem zeitlichen Abstand entsprechen, sondern bestehen aus einem breiten Band im Frequenzraum. Aus der Ladungsverteilung im Frequenzraum kann die Information des zeitlichen Strahlprofils gewonnen werden. Die Ladungsverteilungen der Elektronenpakete ist mit der im Strahlrohr entstehenden Feldkonfiguration verknüpft. Die Änderung der Geometrie des Strahlrohrs führt zu einer Änderung dieser Feldkonfiguration. Auf dem Elektronenpaket folgende Probeladung kann dieses Feld beschleunigend oder abbremsend wirken. Ungewollte Feldkonfigurationen, z.B. bei einer Durchmesseränderung an einem Flansch, können sich negativ in Form von Strahlverlusten auswirken [Aqw07]. Die Theorie der Wakefelder beschreibt den Einfluss solcher Feldkonfigurationen auf die folgenden Probeladungen. Bevor diese Feldquelle beschrieben wird, werden in diesem Kapitel zunächst die elektromagnetischen Wellen erläutert, die durch die Wakefelder angeregt werden können.

Die beschriebenen Effekte können, falls nicht anders erwähnt, detaillierter in [Lee] nachgelesen.

### 2.1 Eigenschaften von Hohlleiterwellen

Die elektromagnetische Wechselwirkung basiert auf den Maxwellgleichungen. Für ein konstantes Volumen in einem linearen Medium<sup>1</sup> ohne Ladungen können die differentiellen Maxwellgleichungen in die Helmholtzgleichung, eine homogene Differentialgleichung zweiter Ordnung, umgeformt werden. Unter der Annahme eines periodischen Signals kann diese Differentialgleichung mittels Separationsansatzes gelöst werden. Hierbei sind sowohl Zeit- und Raumanteile unkorreliert, als auch die drei Raumanteile untereinander. Die Lösung der Helmholtzgleichung ist eine Kugelwelle. Die Ausbreitung dieser Kugelwelle wird durch die Dispersionsrelation beschrieben, welche in dem vorliegenden Fall von zweiter Ordnung ist. Hieraus ergibt sich eine Fallunterscheidung der Kreiswellenzahl. Im Fall einer reellen Kreiswellenzahl kann sich die Welle frei ausbreiten, eine komplexe Kreiswellenzahl führt dagegen zu einer Dämpfung. Für eine ausgezeichnete Raumrichtung kann eine Grenzfrequenz  $f_c$  ermittelt werden, oberhalb derer sich Wellen in diese Raumrichtung frei ausbreiten können.

Durch leitende Oberflächen werden zusätzliche Bedingungen an das zu lösende System gestellt. Es ist hierbei zu beachten, dass die tangentialen Komponenten des elektrischen Feldes und die normalen Komponenten des magnetischen Feldes auf der Oberfläche des Leiters verschwinden müssen [Jac67].

Während die Amplitude bei Kugelwellen mit der zweiten Potenz des Abstands abnimmt, bleibt der Betrag der Amplitude bei Hohlleiterwellen oberhalb der Grenzfrequenz erhalten. Von großer Bedeutung ist neben dem Rechteckhohlleiter der zylindrische Hohlleiter. Im Folgenden beschränkt sich die Darstellung auf diese Art der Hohlleiter.

<sup>1</sup>Ein Medium ist genau dann linear, falls Polarisierung und Magnetisierung jeweils proportional zum elektrischen bzw. zum magnetischen Feld sind.

Wird ein leitender hohler Zylinder mit einem Durchmesser  $D$  in eine Raumrichtung  $z$  angenommen, so ergeben sich für die Feldkonfiguration zusätzliche Randbedingungen. Der Symmetrie entsprechend wird die Helmholtzgleichung in Zylinderkoordinaten umgeschrieben und kann durch die Besselfunktionen gelöst werden. Damit ist die Grenzfrequenz  $f_c$  unmittelbar mit der  $i$ -ten Nullstelle der Besselfunktion  $x_i$  über

$$f_c = \frac{x_i c}{\pi D} \quad (2.1)$$

verknüpft.

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen Wellen, deren Magnetfeld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht, den sogenannten TM- (Transversal Magnetisch) Moden und Wellen, deren elektrisches Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht, den TE- (Transversal Elektrisch) Moden. Üblicherweise wird diese Kurzform mit Indizes versehen. Diese Indizes werden mit ganzen Zahlen angegeben, wobei diese Zahlen der Anzahl der Nullstellen der Besselfunktion in radialer, azimuthaler und longitudinaler Richtung gleichen.

Befinden sich zwei Leiterflächen im Hohlleiter, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehen, so können sich stehende Wellen zwischen diesen ausbilden. Diese Geometrie wird als Hohlraumresonator bezeichnet, wobei die stehenden Wellen über einen Koppelschlitz oder eine wohldimensionierte Koppelschleife in den Resonator eingeführt werden kann. Diese stehenden Wellen werden zur Beschleunigung von geladenen Teilchen benutzt, können aber auch ungewollt zwischen zwei Querschnittsänderungen des Rohrs entstehen.

## 2.2 Randbedingungen für Hybridwellen

Wird in einen zylindrischen Hohlleiter ein leitender Zylinder konzentrisch eingesetzt, so können sich neben den im folgenden Kapitel beschriebenen Koaxialleiterwellen auch Hohlleiterwellen ausbreiten. Hierzu müssen die Anschlussbedingungen sowohl für den äußeren hohlen Zylinder mit einem Durchmesser  $D_{\text{außen}}$  als auch für den massiven inneren Zylinder mit einem Durchmesser  $D_{\text{innen}}$  erfüllt sein. Das Verhältnis der  $i$ -ten Nullstelle und einer der nächsten Nullstellen  $x_{i+n}$  der Besselfunktion muss nach (2.1) dem Verhältnis der beiden Durchmesser

$$\frac{D_{\text{außen}}}{D_{\text{innen}}} = \frac{x_{i+n}}{x_i} \quad (2.2)$$

entsprechen. Der additive Index  $n$  ist dabei eine ganze positive Zahl. Über ein Wertepaar  $(D_{\text{innen}}, x_i)$  kann die Wellenlänge, respektive die Frequenz, der zugehörigen Mode berechnet werden. Auch Hohlleiterwellen sind demnach in Koaxialleitungen ausbreitungsfähig und werden in diesem Zusammenhang als Hybridwellen bezeichnet.

Das Beispiel der im Folgenden zur Kalibration des Netzwerkanalysators benutzten Luftleitung verdeutlicht die Größenordnung der ausbreitungsfähigen Frequenzen für den Koaxialstandard SMA. Das Verhältnis von Außendurchmesser  $D_{\text{außen}} = 3,5$  mm zu Innendurchmesser des Leitungskerns von  $D_{\text{innen}} = 1,51$  mm entspricht dem der Nullstellen  $j_{02}$  zu  $j_{01}$  in guter Näherung (siehe (2.11)). Mit diesen Werten ergibt sich nach (2.1) eine Grenzfrequenz für die Luftleitung von  $f_c = 153$  GHz. Diese Grenzfrequenz liegt weit oberhalb der Spezifikation der Luftleitung. Daher beeinflussen Hybridwellen die Signalausbreitung in Koaxialkabeln nicht. Dennoch muss bei größeren Abmessungen diese Art der Welle berücksichtigt werden, da sich für größere Durchmesser eine niedrigere Grenzfrequenz ergibt.

## 2.3 Eigenschaften von Transmissionsleitungen

Eine Transmissionsleitung besteht aus zwei Leitern, die voneinander isoliert sind und zwischen denen sich ein elektromagnetisches Signal ausbreiten kann. Im Ersatzschaltbild werden die bei-



den Leiter durch einen Widerstand  $R'/2$  und eine Induktivität  $L'/2$  ersetzt. Zwischen den beiden Leitern entsteht eine Kapazität  $C'$ , während der Widerstand des Dielektrikums<sup>2</sup> durch den Leitwert  $G'$  berücksichtigt wird. Dabei sind die gestrichelten Größen pro Längeneinheit angegeben. Abbildung 2.1 zeigt einen infinitesimal kleinen Ausschnitt der Länge  $dx$  der Transmissionsleitung.

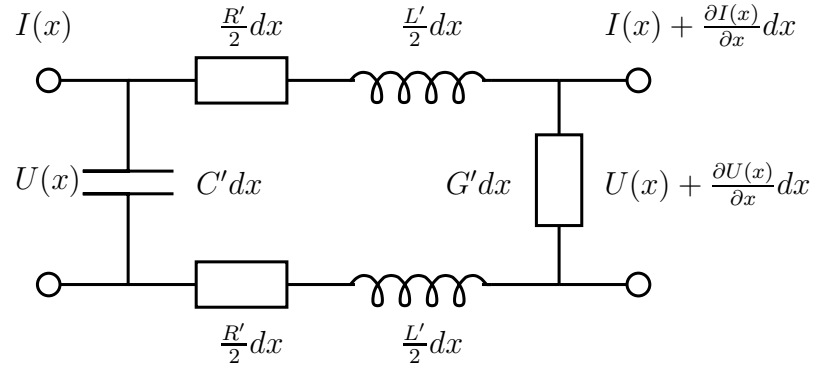


Abbildung 2.1: Ersatzschaltbild einer Transmissionsleitung der Länge  $dx$ .

Diese Darstellung führt mit der Kirchhoffschen Maschenregel und dem Faradayschen Induktionsgesetz zu

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = L' C' \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + (C' R' + L' G') \frac{\partial U}{\partial t} + G' R' U \quad (2.3)$$

und zur Lösung

$$\begin{aligned} U(x, t) &= U_0 \cdot e^{i\omega t - \gamma x} \\ &= U_0 \cdot e^{-\gamma x} \cdot e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (2.4)$$

$U_0 = U(t = 0)$  ist die Spannungsamplitude zu einem beliebig gewählten Zeitpunkt  $t = 0$ .

Der Faktor  $e^{-\gamma x}$  ist entscheidend für die Ausbreitungseigenschaften der Transmissionsleitung. Der Realteil der Ausbreitungskonstante  $\gamma$  sorgt für einen exponentiellen Abfall der Amplitude, während der Imaginärteil zu einer Phasenmodulation führt. Dementsprechend wird die Ausbreitungskonstante in ihren Real- und Imaginärteil aufgespalten:

$$\begin{aligned} \gamma &= \pm \sqrt{(R' + i\omega L')(G' + i\omega C')} \\ &= \alpha + i\kappa \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die Größe  $\alpha$  wird als Dämpfungsmaß bezeichnet und die Größe  $\kappa$  als Phasenmaß:

$$\alpha = \pm \sqrt{0,5(G'R' - \omega^2 L'C') + 0,5\sqrt{(R'^2 + \omega^2 L'^2)(G'^2 + \omega^2 C'^2)}} \quad (2.6)$$

$$\kappa = \pm \sqrt{0,5(\omega^2 L'C' - G'R') + 0,5\sqrt{(R'^2 + \omega^2 L'^2)(G'^2 + \omega^2 C'^2)}} \quad (2.7)$$

Die Lösung besteht aus einer Superposition von vorwärts und rückwärts laufenden Welle:

$$U(x, t) = U_+ e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - \kappa x)} + U_- e^{\alpha x} e^{i(\omega t + \kappa x)} \quad (2.8)$$

<sup>2</sup>Der Allgemeinheit der Betrachtung wegen wird hier von der bisherigen Annahme von Vakuum in der Leitung abgewichen.

Neben der alternierenden Spannung kann äquivalent auch der Strom in Abhängigkeit der Frequenz angegeben werden. Der Zusammenhang der beiden zueinander reziproken Größen ist über die charakteristische Impedanz  $Z_0$  gegeben

$$Z_0 = \frac{U_+}{I_+} = \sqrt{\frac{R' + i\omega L'}{G' + i\omega C'}} \quad . \quad (2.9)$$

Sind Leitwert und Widerstände entlang der Leitung vernachlässigbar klein, so ist die Impedanz frequenzunabhängig (siehe (2.9)) und die Dispersionsrelation bleibt über den gesamten Frequenzbereich linear. Für niedrige Frequenzen und gute Leiterbahnen ist diese Näherung zulässig, bei hohen Frequenzen wird der Widerstand allerdings aufgrund des Skin效ekts größer (vergleiche [Jac67]) und Verluste müssen berücksichtigt werden. Die Dispersion kann nicht mehr als linear angenommen werden, die Ausbreitung der Welle ist also verlustbehaftet.

Eine besondere Stellung unter den Transmissionsleitungen nehmen die Koaxialleiter ein. Bei diesen Leitern befindet sich ein Kernzylinder konzentrisch in einem Hohlzylinder. Zwischen den beiden Oberflächen der Zylinder kann sich eine Feldkonfiguration frei ausbreiten. Aus den Anschlussbedingungen ergibt sich die einfachste, nichttriviale Feldkonfiguration aus radialen elektrischen Feldlinien und azimuthalen magnetischen Feldlinien. Dies führt zusammen mit der Ausbreitungsrichtung entlang des Zylinders zu der Bezeichnung der sogenannten TEM- (Transversal Elektro- Magnetischen) Moden.

Bei guten Leitern ist der Widerstand vernachlässigbar klein. Wird zudem angenommen, dass elektrische Ladungen nicht zwischen den Leitern ausgetauscht werden können, vereinfacht sich die Impedanz zu  $Z_0 = \sqrt{L'/C'}$ , ist also frequenzunabhängig. Für die koaxiale Geometrie kann die Impedanz in hinreichender Genauigkeit nach [Jac67] analytisch bestimmt werden:

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} \ln \left( \frac{D_a}{D_i} \right) \quad . \quad (2.10)$$

Dem konventionell meist genutzten Wellenwiderstand von  $Z_0 = 50 \Omega$  entspricht nach (2.10) für Vakuum ein Verhältnis der Durchmesser von

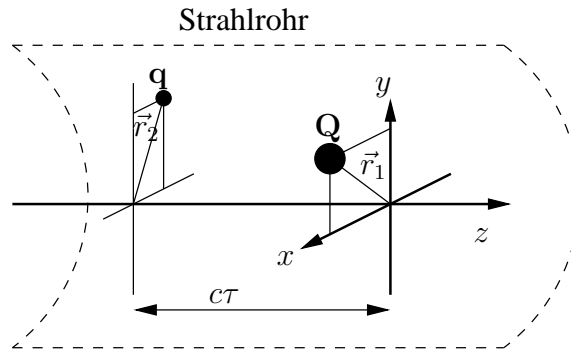
$$\frac{D_a}{D_i} = 2.3 \quad . \quad (2.11)$$

## 2.4 Wakefelder

Geladene Teilchen treten in einem Teilchenbeschleuniger in Wechselwirkung mit der umgebenden Wand des Strahlrohrs, falls sich in dieser Ladungsträger befinden. Das Strahlrohr kann kontinuierlich oder diskontinuierlich sein, die Ladungsträger können annähernd frei beweglich sein oder nur eingeschränkte Beweglichkeit aufweisen. Diese Fälle unterscheiden sich in der resultierenden elektromagnetischen Feldkonfiguration, welche mit dem entstehenden Strom in der Strahlrohrwand in Verbindung gebracht werden soll.

Für Elektronen in einem Ringbeschleuniger kann in der Regel der relativistische Grenzfall  $|\vec{v}| = c$  angenommen werden. Aus diesem Grund soll im Weiteren ausschließlich dieser Grenzfall betrachtet werden.

Die Stärke des elektrischen Feldes, projiziert auf die Bewegungsrichtung der Teilchen, ist für diesen Fall aufgrund der Lorentztransformation antiproportional zum Lorentzfaktor  $(1 - (\vec{v}/c)^2)^{-1/2}$ . Ein Elektron kann daher nicht instantan mit dem selbst erzeugten Feld in Wechselwirkung treten. Bei periodischen Durchläufen derselben Struktur, wie es für Ringbeschleuniger der Fall ist, ist dies jedoch retardiert möglich. Somit resultiert eine indirekte Wirkung von einem geladenen Teilchen  $\mathbf{Q}$ , welches das Feld erzeugt, auf ein im Abstand  $s = c\tau$  folgendes, geladenes Teilchen  $\mathbf{q}$ . Eine schematische Darstellung dieser Situation wird in Abbildung 2.2 gezeigt.



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung zweier sich relativistisch bewegender Ladungen  $\mathbf{Q}$  und  $\mathbf{q}$  im Strahlrohr.

Anschaulich befindet sich die sogenannte Probeladung  $\mathbf{q}$  im elektromagnetischen „Kielwasser“ des ersten Teilchens. Diesem anschaulichen Analogon entstammen die Begriffe der Wakefelder, der Wakefunktion, des Wakepotentials und der Wakeimpedanz, die im Anschluss definiert und erläutert werden sollen<sup>3</sup>:

**Wakefelder** sind diejenigen Felder, welche durch die vorangehende Ladung  $\mathbf{Q}$  erzeugt werden. Durch diese Felder entsteht eine Lorentzkraft, die auf die nachfolgende Probeladung  $\mathbf{q}$  wirkt und abhängig von der Ablage  $\vec{r}_1$  und  $\vec{r}_2$  der beiden Teilchen ist:

$$\vec{F}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s, t) = q_1 \left( \vec{E}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s, t) + \left[ \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s, t) \right] \right) \quad (2.12)$$

Die **Wakefunktion** gibt die Übertragungsfunktion  $g(z, t)$  von einer punktförmigen, normierten Ladungsverteilung  $\rho(\vec{r}_1, z) = \delta(r - r_1)\delta(\Theta - \Theta_1)\delta(z - ct)$ , zu der entstandenen

<sup>3</sup>Der Begriff „wake“ ist aus dem Englischen für „Kielwasser“. Auch wenn versucht wird Anglizismen weitestgehend zu vermeiden, soll an dieser Stelle der Tatsache Rechnung getragen werden, dass sich Begriffe mit voranstehenden Wake in diesem Kontext als feststehende Begriffe etabliert haben.

Feldkonfiguration im Strahlrohr an. Die Übertragungsfunktion ist die Lösung der aus den Maxwellgleichungen abgeleiteten Gleichung

$$\Delta^2 g(z, t) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} g(z, t) = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\delta(r - r_1)}{r_1} \delta(\Theta - \Theta_1) \delta(z - ct) \quad . \quad (2.13)$$

Hierbei wirkt der Laplaceoperator  $\Delta$  auf die transversalen Zylinderkoordinaten  $r$  und  $\Theta$ . Die sogenannte Greensche Funktion  $g(z, t)$  ist die Lösung einer inhomogenen linearen Differentialgleichung wie z.B. Gleichung (2.13) mit einer Deltadistribution oder einem Deltamaß als propagierte Inhomogenität. Die Bestimmung dieser Lösung für die Übertragungsfunktion ist aber nur in Spezialfällen rein analytisch möglich [Kha02].

Das **Wakepotential** ergibt sich aus der zeitlichen Integration der Gleichung (2.12). Die Probeladung  $q$  charakterisiert also bei einer Variation des Abstands durch Änderung der Zeitvariablen  $t$  die entstandene Feldkonfiguration. Das dreidimensionale Wakepotential

$$\vec{W}(\vec{r}_1, s) = \frac{1}{q} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \vec{E}(\vec{r}_1, z, t) + [\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}_1, z, t)] \right) dt \Bigg|_{t=(s+z)/c} \quad (2.14)$$

kann in einen longitudinalen Anteil  $W_{\parallel}$  und die transversale Projektion  $\vec{W}_{\perp}$  aufgespalten werden [WW90]. Das longitudinale Wakepotential beschreibt die Änderung der kinetischen Energie des Probeladung beim Durchlaufen des Wakefeldes. Die transversalen Multipolmomente können durch die transversale Wakefunktion angegeben werden. Für kleine Auslenkungen haben dabei die Multipolterme höherer Ordnung kaum einen Effekt.

Die **Wakeimpedanz** ist die Fouriertransformierte des Wakepotentials

$$\mathcal{F}\{W_{\parallel}(t)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W_{\parallel}(t) e^{-i\omega t} dt = Z_{\parallel}(\omega) \quad (2.15)$$

$$\mathcal{F}\{W_{\perp}(t)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W_{\perp}(t) e^{-i\omega t} dt = Z_{\perp}(\omega) \quad . \quad (2.16)$$

Wie auch bei Koaxial- oder Hohlleitern gibt die Impedanz einen Zusammenhang zwischen einer Wechselspannung und einem Wechselstrom an. Im Unterschied dazu sind bei freien Ladungen die induzierte Spannung  $V_{\text{wake}}(\omega)$  und der Strahlstrom  $I_{\text{Strahl}}(\omega)$  schwerer festzustellen. So ist die induzierte Spannung nur in einfachen Fällen analytisch bestimmbar. Dennoch kann auch mit den angegebenen Größen allgemein das Ohmsche Gesetz

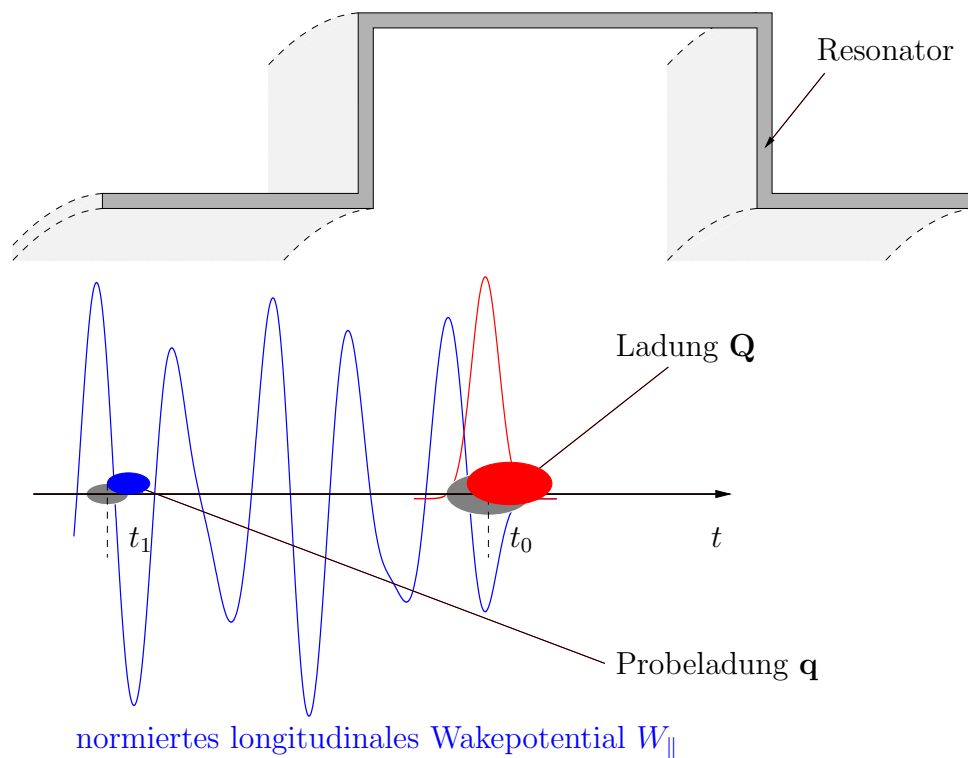
$$V_{\text{wake}}(\omega) = Z(\omega) I_{\text{Strahl}}(\omega) \quad (2.17)$$

aufgezeigt werden (vergleiche [Kha02]).

Es werden weiterhin ausschließlich longitudinale Effekte in einem runden Strahlrohr betrachtet. Am Beispiel eines zylindrischen Hohlraumresonators können die Phänomene der Wakefelder veranschaulicht werden. Dazu wird die Herleitung des Wakepotentials für einen Hohlraumresonator aus [WW90] skizziert und das Ergebnis interpretiert.

Das elektromagnetische Feld der Ladung  $\mathbf{Q}$  (vergleiche Abbildung 2.2) kann durch die Superposition von Hohlleiterwellen beschrieben werden. In Abhängigkeit der Ladungsdichte von  $\mathbf{Q}$  kann die elektromagnetische Feldkonfiguration  $(\vec{E}, \vec{B})$  nach TE- und TM-Wellen verschiedener Frequenzen entwickelt werden.

Diese TE- und TM-Wellen können bei Querschnittsänderung des Strahlrohrs zu Resonanzen führen. Die Feldkonfiguration der entstehenden Moden, welche für den Resonator charakteristisch sind, kann in Gleichung (2.14) eingesetzt und damit das Wakepotential bestimmt werden. Je mehr Moden hierbei eingesetzt werden, desto besser ist die Approximation des Feldes. In [WW90] wurde mit 40 Moden für einen einfachen Hohlraumresonator eine gute numerische Näherung für das Wakepotential erzielt. In Abbildung 2.3 ist im Hintergrund ein einfacher Resonator mit dem zugehörigen Wakepotential dargestellt.



**Abbildung 2.3:** Longitudinales Wakepotential mit einer schematischen Skizze eines zylindrischen Resonators.

Die dargestellte blaue Kurve zeigt das typische Verhalten des Wakepotentials eines Hohlraumresonators. Der Abstand zwischen der Ladung  $\mathbf{Q}$  und der Probeladung  $\mathbf{q}$  ergibt sich aus  $s = c \cdot (t_1 - t_0)$ . Entspricht der Abstand der Probeladung einem positiven Wakepotential, so wirkt eine beschleunigende Kraft auf die Probeladung. Für einen idealen Resonator mit unendlich hoher Güte nimmt die Amplitude der Oszillation des Wakepotentials nicht ab.

Für andere vereinfachte zweidimensionale Fälle<sup>4</sup> können ebenfalls solche semi-analytischen Er-

<sup>4</sup>Für die Erweiterung auf die dritte Dimension sind im Allgemeinen Programme nötig. Ein solches Programm wird zur Analyse des Wakepotentials in Abschnitt 6.4 benutzt.

gebnisse gefunden werden. Bei diesen Methoden werden numerische Algorithmen verwendet, um analytische Ausdrücke zu lösen. Beispiele für solche vereinfachten Fälle sind eine perfekt leitende Strahlrohrwand mit einer Wölbung oder eine resistive Strahlrohrwand. Diese Beispiele werden in [PVZ03] ausführlich beschrieben. Das Ergebnis dieser Studien ist, dass Änderungen der Strahlrohrwand, seien es Geometrieänderungen oder die Änderung des Leitwerts, zu einer Änderung des Wakepotentials führen. Die Feldlinien, die für ein perfekt leitendes Rohr rein radial sind, weisen für diese Fälle einen Feldanteil in Richtung der negativen  $z$ -Achse auf. Anschaulich werden die Feldlinien nach hinten gebogen.

Die Feldkonfiguration, die durch das Wakepotential beschrieben wird, kann zum Zeitpunkt  $t_1$  nicht alleine durch das Feld der vorauseilenden Ladung  $\mathbf{Q}$  erklärt werden. Vielmehr sorgen die begleitenden Hohlleiterwellen dafür, dass sich in der Strahlrohrwand eine Ladungsinhomogenität bildet. Diese ist zum Zeitpunkt  $t_1$  noch nicht verschwunden und wechselwirkt mit der Probeladung  $\mathbf{q}$ . In Abschnitt 3 werden diese Ladungsinhomogenitäten anhand des Wandstromphänomens erläutert.

### 3 Das Wandstromphänomen

Ein Elektronenstrahl induziert in einem leitenden Strahlrohr einen Wandstrom. Die Messung dieses induzierten Stroms lässt Rückschlüsse auf den Strahlstrom zu. Das Ziel dieses Kapitels ist es, den Wandstrom phänomenologisch zu beschreiben. Dabei wird zwischen langem und lokalem Wandstrom unterschieden.

Die maßgebliche Gesetzmäßigkeit zur Beschreibung des Wandstromphänomens ist das Faradaysche Induktionsgesetz in integraler Form für eine durchflossene Fläche  $\mathcal{A}$  :

$$U_{\text{ind}} = -\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{A}} \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (3.1)$$

oder in vereinfachter, differentieller Form:

$$U_{\text{ind}} = -L \frac{dI}{dt} \quad (3.2)$$

Der Induktionskoeffizient  $L$  kann hierbei nur in speziellen Fällen als frequenzunabhängig angesehen werden. Wesentliche Schlüsse lassen sich aus Gleichung (3.2) dennoch ziehen.

In jedem Teilchenbeschleuniger durchlaufen geladene Teilchen ein leitendes Strahlrohr. Dieses muss im Wesentlichen vakuumdicht sein, so dass es dem Druckunterschied zwischen dem notwendigen Ultra-Hoch-Vakuum innerhalb und dem Normaldruck außerhalb des Rohres standhalten kann. Durch seine leitenden Eigenschaften schirmt das Rohr zusätzlich äußere Störfelder ab sowie Felder, deren Ursprung innerhalb der Strahlrohres liegen. So werden auch die Wechselfelder, welche durch den diskontinuierlichen Elektronenstrahl hervorgerufen werden, nach außen hin abgeschirmt. Eine verbreitete und für einen breiten Frequenzbereich richtige Anschauung ist die, dass das induzierte magnetische Feld von einem entgegenfließenden Strom kompensiert wird, so dass außerhalb des Rohrs das Feld verschwindet. Dabei werden jedoch die Gleichstromanteile nicht in eine Induktionsspannung umgewandelt, da ihre Zeitableitung verschwindet. Durch das negative Vorzeichen in Gleichung (3.2) kann die entgegengesetzte Stromrichtung erklärt werden. An dieser Stelle soll jedoch ein detaillierteres Bild des Wandstromes gezeichnet werden.

Entscheidend ist hierbei der Skineffekt [Jac67]. Die Skintiefe ist abhängig von der Frequenz  $\omega$  des anliegenden Wechselfeldes, von der Leitfähigkeit  $\sigma$  und von der Permeabilität  $\mu_0 \cdot \mu_r$

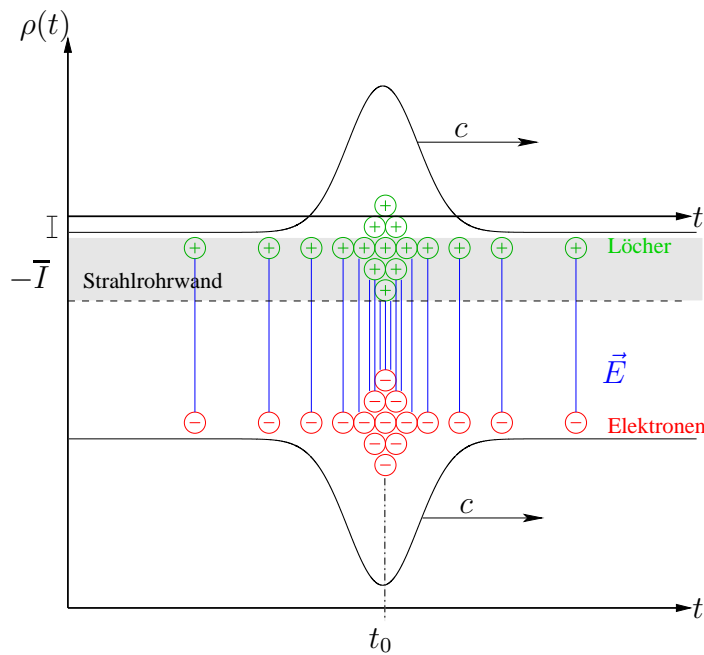
$$\delta_{\text{skin}} = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \mu_r \omega \sigma}} \quad (3.3)$$

Ab einer bestimmten Frequenzen fließt der Wandstrom also ausschließlich über die innere Oberfläche des Strahlrohrs. Die Stromänderung, welche durch den longitudinalen Abstand der Elektronenpakete und durch die Ladungsverteilung innerhalb des Paketes erfolgt, wird also durch einen Oberflächenstrom kompensiert. Dieser Strom wird als lokaler Wandstrom bezeichnet. Bei niedrigeren Frequenzen durchdringt ein Teil der elektromagnetischen Felder das Strahlrohr. Der Strom, der durch Wechselfelder im niedrigeren Frequenzbereich induziert wird, wird langer Wandstrom genannt und kann durch geeignete Instrumentierung (siehe Kapitel 5.1) gemessen werden. Der Bereich zwischen dem lokalen und dem langen Wandstrom ist fließend. Die Definitionen sind mit der Dicke und Leitfähigkeit der Strahlrohrwand und mit dem longitudinalen Abstand der Elektronenpakete verknüpft.

Der lokale Wandstrom beinhaltet, abgesehen von der Umlauffrequenz der Teilchen im Beschleuniger und der Änderung des durchschnittlichen Strahlstroms, alle Informationen des longitudinalen Strahlspektrums.

Die Ladungsverteilung des Elektronenstrahls wird demnach als Ladungsinhomogenität auf der

Kammerwand influenziert. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 3.1 für eine gaußförmige, longitudinale Verteilung der Elektronen im Strahlrohr dargestellt.

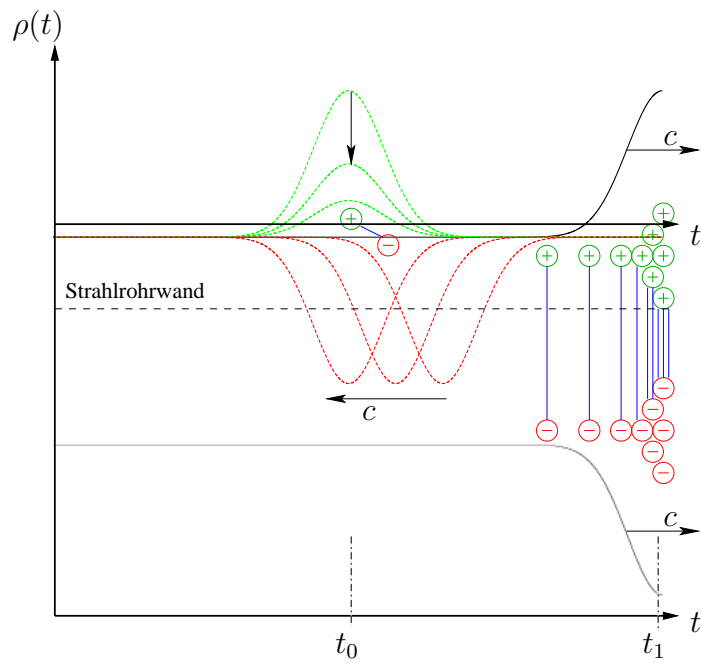


**Abbildung 3.1:** Gaußförmiges, mit Lichtgeschwindigkeit propagierendes Elektronenpaket mit zugehöriger Bildladung zum Zeitpunkt  $t_0$ .

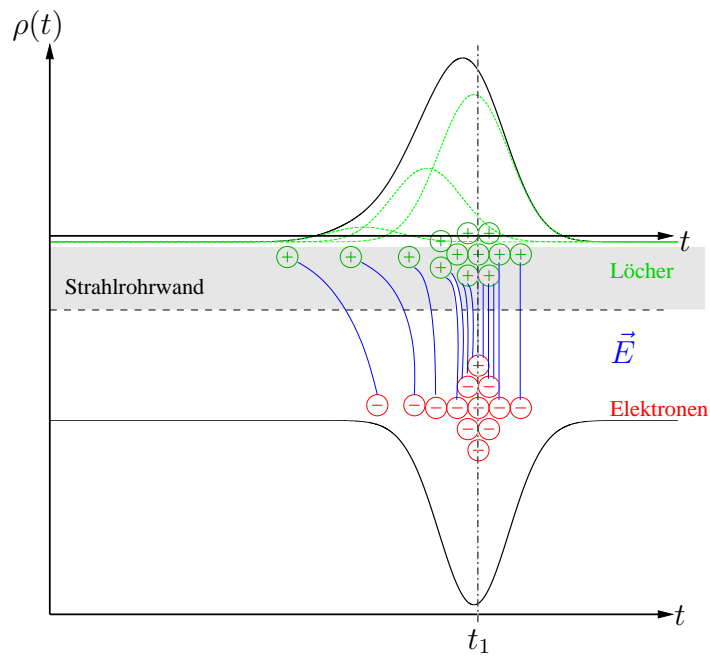
Die Ladungsverteilung in der Strahlkammerwand entspricht der des Elektronenpakets mit entgegengesetztem Vorzeichen, aber gleicher Anzahl an Ladungsträgern. In Leitern kann die Stromleitung mit der Bewegung der Elektronen auf dem Leitungsband oder in äquivalenter Weise über die Bewegung der Löcher im Valenzband beschrieben werden. Da ein Teilchenbeschleuniger als ideale Stromquelle angesehen werden kann, begleitet im Bild der Lochleitung auch eine Bildladung in Form von Löchern das Elektronenpaket mit derselben Geschwindigkeit, also der Lichtgeschwindigkeit, und derselben Bewegungsrichtung.

Abbildung 3.2 stellt die Situation zu einem späteren Zeitpunkt  $t_1$  dar.





**Abbildung 3.2:** Zerfall der Ladungsverteilung der Bildladung zum Zeitpunkt  $t_1$  für einen idealen Leiter.



**Abbildung 3.3:** Bildladungen bei einem nicht ideal leitenden Strahlrohr.

Die grüne gestrichelte Linie soll hierbei die Abnahme der Ladungsinhomogenität am Ort  $s_0 = ct_0$  veranschaulichen. Ist die Strahlkammerwand perfekt leitend, so zerfließt die Ladungsverteilung im Rohr unverzüglich. Dieses Zerfließen kann modellhaft durch einen Elektronenstrom erklärt werden (hier als rot gestrichelte Linie dargestellt), der die Inhomogenität neutralisiert. Dieser Strom bewegt sich ebenfalls mit Lichtgeschwindigkeit, allerdings in die entgegengesetzte Richtung zu der des Strahlstroms. Somit kann auch beim lokalen Wandstrom die Entgegenläufigkeit des Strahlstroms und des Wandstroms aufgezeigt werden.

Die Dynamik der Ladungsträger innerhalb des Strahlrohres ist in Abbildung 3.3 für eine endliche Beweglichkeit, also für einen resistiven Leiter visualisiert. Der induzierte Wandstrom kann durch den Widerstand des Strahlrohres nicht mehr zeitgleich die Ladungsinhomogenität ausgleichen, so dass ein Rest der Löcher erst nach einer zur Beweglichkeit proportionalen Zeit neutralisiert werden kann. Hierdurch wird die Geschwindigkeit der Löcher im Strahlrohr geringer als die der freien Elektronen im Beschleuniger. Die Löcher können den zugehörigen freien Elektronen also nicht mehr folgen, was wiederum zu einer Verschmierung der gaußschen Ladungsverteilung im Strahlrohr führt. Die im Fall unendlicher Leitfähigkeit orthogonalen elektrischen Feldlinien zwischen den freien Elektronen und den zurückbleibenden Löchern werden somit nach hinten gebogen. An diesem Punkt kann die Analogie zwischen dem Bild des Wandstroms und dem der Wakefelder in einer resistiven Röhre aufgezeigt werden.

Auch durch Geometrieänderung entstehende Wakefelder können mit diesem Modell erklärt werden. Ändert sich der Strahlrohrdurchmesser, so müssen die Ladungsträger in einer ideal leitenden Strahlrohrwand einen längeren Weg zurücklegen, als die freien Elektronen innerhalb des Strahlrohres. Dadurch kommt wie bei einer resistiven Vakuumwand eine Feldkonfiguration zustande, die vom ursprünglich orthogonalen, elektrischen Feld abweicht.

Während die Verschmierung des Wandstromes durch eine geringere Leitfähigkeit in den üblicherweise verwendeten Vakuumkammern vernachlässigt werden kann [Dôm], ist auf die Formgebung wesentlich zu achten. Bei der Konstruktion eines Monitors, welcher den Strahlstrom wiedergeben soll, sollte die Differenz zwischen dem Weg, den die freien Elektronen und demjenigen, den die Ladungsträger im Strahlrohr zurücklegen müssen, möglichst gering sein. Ein kontinuierliches Strahlrohr im Bereich eines Monitors, welcher den Wandstrom misst, ist daher wünschenswert, da nur so eine korrekte Transformation zwischen Strahlstrom und Wandstrom garantiert werden kann.

## 4 Das longitudinale Strahlprofil an ELSA

Bei der Injektion in den Ringbeschleuniger ELSA haben die Elektronen Teilchenpakete gebildet. In diesem Kapitel sollen Phänomene beschrieben werden, die in der Größenordnung einer Umlaufperiode und in der Größenordnung eines einzelnen Elektronenpaketes auftreten. Im Begriff des Strahlprofils wird die Ladungsverteilungen in beiden dieser Größenordnungen zusammengefaßt.

Aufgrund der Energieunschärfe durchlaufen die Elektronen unterschiedliche Bahnen im Ringbeschleuniger, was dazu führt, dass auf die Elektronen unterschiedliche Beschleunigungsspannungen wirken. Die Folge ist eine inkohärente longitudinale Schwingung der Teilchen, die sogenannte Synchrotronoschwingung. In diesem Kapitel wird zunächst die Verteilung der Ladung innerhalb eines Paketes aufgrund dieser Schwingung beschrieben. Danach wird ein Überblick über das Strahlspektrum für unterschiedliche Füllungen des Beschleunigers mit Elektronenpaketen gegeben. Aufgrund des Umfangs des Beschleunigers ELSA und der zur Beschleunigung genutzten Hochfrequenz  $f_{\text{HF}} \approx 500$  MHz können 274 dieser Elektronenpakete im Ringbeschleuniger gespeichert werden. Die Ladungsverteilungen, die durch eine unterschiedliche Ladung der Pakete oder durch kohärente Schwingungen der Elektronen entstehen, werden in Abschnitt 4.2 im Zeit- und im Frequenzraum theoretisch untersucht und schließlich in Abschnitt 4.4 mit einer Messung mittels eines Strahllagemonitors an ELSA verglichen. Aus dieser Messung können dann Schlüsse für die Anforderung an die Bandbreite eines präziseren Monitors, einem breitbandigen Wandstrommonitor, gezogen werden. Mit diesem Monitor sollen Substrukturen einzelner Elektronenpakete aufgelöst werden.

### 4.1 Ladungsverteilung und Dynamik eines einzelnen Elektronenpaketes

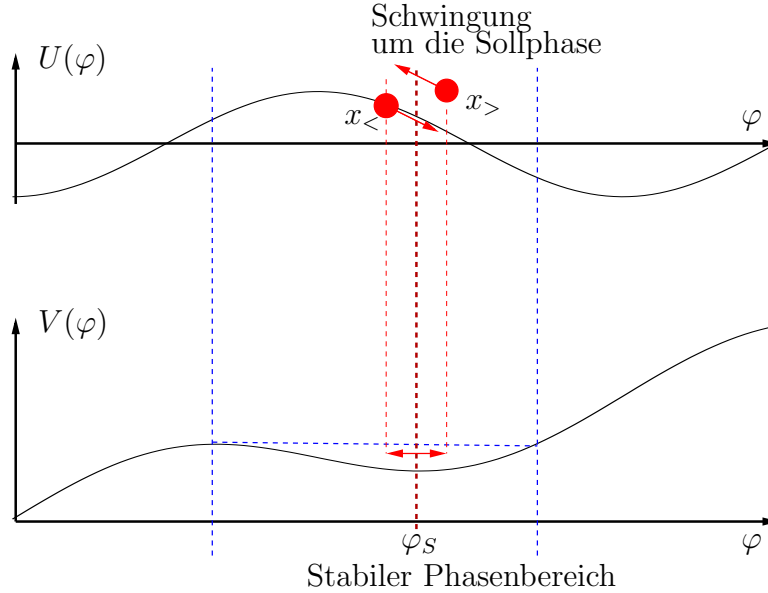
Um eine übersichtliche Darstellung zu erhalten wird in diesem Unterkapitel der Speichermodus von ELSA angenommen. Im Speichermodus werden die Elektronen in ELSA injiziert, auf die gewünschte Energie nachbeschleunigt und gespeichert. Danach nimmt der Strahlstrom beispielsweise durch Stöße zwischen den freien Elektronen und Restgasatomen kontinuierlich ab.

In den Hohlraumresonatoren wirkt die Beschleunigungsspannung  $U(\varphi)$  auf die Elektronen. Diese Spannung mit der Hochfrequenz  $f_{\text{HF}}$  entsteht durch die Einkopplung der Fundamentalmode der Resonatoren in die Beschleunigungsstruktur von ELSA. Passiert ein Elektron diese Hohlraumresonatoren zu einem Zeitpunkt, in dem das elektrische Feld in die Bewegungsrichtung des Elektronen zeigt, so wird dem elektrischen Feld Energie entzogen und in kinetische Energie des Elektrons umgewandelt.

Beim Umlauf im Ringbeschleuniger werden die Elektronen abgelenkt und verlieren dadurch Energie in Form von Synchrotronstrahlung. Um eine konstante Bahnkurve mit demselben Radius zu gewährleisten muss diese verlorene kinetische Energie in der Beschleunigungsstruktur kompensiert werden. Das Referenzteilchen ist dementsprechend als das Teilchen definiert, bei dem sich die verloren gehende Energie pro Umlauf und die zugewonnene Energie beim Durchlaufen der Resonatoren ausgleichen. Ohne weitere Effekte zu berücksichtigen, würde dieses Teilchen stets dieselbe Bahn durchlaufen und immer zur selben Phase, der sogenannten Sollphase  $\varphi_S$  der Beschleunigungsfrequenz in den Wechselwirkungsbereich der Resonatoren eintreten.

Durch die Energieunschärfe besitzen die Elektronen jedoch unterschiedliche Anfangsenergien. Im relativistischen Grenzfall unterscheiden sich die Elektronen mit höherer Energie  $x_>$  von denen mit geringerer Energie  $x_<$  durch die Länge der Bahnkurve im Beschleuniger. Die Elektronen  $x_>$  werden nicht so stark in den Dipolmagnetfeldern des Ringbeschleunigers abgelenkt. Daraus resultiert eine längere Bahnkurve der Elektronen  $x_>$ . Bei annähernd gleicher Geschwindigkeit durchlaufen die Elektronen  $x_>$  einen längeren Weg pro Umlauf und benötigen daher für den

folgenden Umlauf mehr Zeit. In diesem Umlauf treffen die Elektronen mit höherer Energie relativ zur mittleren Umlaufperiode zu einem späteren Zeitpunkt in der Resonatorstruktur ein und erfahren auf der abfallenden Flanke eine geringere Beschleunigung. Umgekehrt gilt dies auch für die Elektronen mit niedrigerer Energie. In Abbildung 4.1 sind die Elektronen höherer Energie durch den Punkt  $x_>$  und Elektronen niedrigerer Energie durch den Punkt  $x_<$  repräsentiert.



**Abbildung 4.1:** Longitudinale Dynamik der Elektronen innerhalb des Beschleunigungspotentials  $V(\varphi)$ .

Wird die Sollphase wie im beschriebenen Fall auf die abfallende Flanke der Beschleunigungsspannung gelegt, so werden die Teilchen automatisch auf einen Phasenbereich fokussiert. Dieser Effekt wird Phasenfokussierung genannt.

Die Eintreffzeitpunkte der Elektronen in die Resonatorstruktur entsprechen einer bestimmten Phase der Hochfrequenz. Das aus dieser alternierenden Beschleunigungsspannung folgende Potential  $V(\varphi)$  im Phasenraum ist in der unteren Hälfte der Abbildung 4.1 dargestellt. Bei geringen Phasenabständen von der Sollphase wirkt auf die Teilchen  $x_>$  und  $x_<$  innerhalb des stabilen Phasenbereiches eine lineare Rückstellkraft hin zur Sollphase. Die Elektronen schwingen also im Schwerpunktsystem des Referenzteilchens longitudinal um die Sollphase. Diese Schwingung im Phasenraum wird nach [Lee] durch die folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$\frac{d^2}{dt^2}\Delta\varphi + 2\alpha_S \cdot \frac{d}{dt}\Delta\varphi + \Omega_S^2\Delta\varphi = 0 \quad . \quad (4.1)$$

Hierbei kennzeichnet  $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_S$  den Abstand der Phase des Teilchens zur Sollphase. Der Faktor  $\alpha_S$  ist ein Maß für die Schwingungsdämpfung, die durch die Synchrotronlichtabstrahlung entsteht.  $\Omega_S$  ist die Frequenz der Synchrotronoschwingung.

Für kleine Auslenkungen um die Sollphase kann der Dämpfungsterm vernachlässigt werden. Die Halbwertsbreite  $\sigma_S$  des Elektronenpaketes im Zeitbereich ergibt sich dann nach [Lac] aus der zweifachen maximalen Auslenkung um die Sollphase

$$\sigma_S = 2 \frac{\alpha_c}{\Omega_S E_0} \sigma_\epsilon \quad . \quad (4.2)$$

Der Faktor  $\alpha_c$  wird Momentum-Compaction-Faktor genannt und beschreibt die relative Bahnlängenänderung der Teilchen im Verhältnis zu ihrer relativen Impulsabweichung. Diese Gleichung geht von einer gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilung der Energie aus. Für diese Verteilung schwingen die Elektronen inkohärent um die Sollphase. Die Normalverteilung folgt aus der Superposition der Energieabweichung der zu einem früheren Zeitpunkt von den Elektronen emittierten, zufällig verteilten Lichtquanten [Lac]. Hierbei ist  $\sigma_\epsilon$  die Energieabweichung der Elektronen. Dadurch ergibt sich auch im Zeitbereich eine gaußförmige Ladungsdichteverteilung mit der Gesamtladung eines Elektronpaketes  $q$  zu

$$\lambda(t) = \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_S} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_S^2}\right) \quad (4.3)$$

Durch die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegend Ladungsverteilung entsteht ein Strom. Dieser kann über  $i_G(t) = \lambda(t)c$  (vergleiche Abbildung 4.3) mit den Ladungsdichten der Elektronenpakete verknüpft.

## 4.2 Effekte unter Berücksichtigung vieler Elektronenpakete

Eine umfassende Beschreibung der spektralen Analyse eines relativistischen, diskontinuierlichen Strahls wird in [Sie97] und in [Kei94] gegeben. An dieser Stelle sollen die für diese Arbeit relevanten Ergebnisse wiedergegeben werden.

In einer Periode der Hochfrequenz ist die Injektion nur eines stabilen Elektronpaketes möglich. Der Begriff des Füllens wird im Anschluss gleichbedeutend mit der Injektion von Elektronenpaketen in den Ringbeschleuniger verwendet. Dementsprechend ist unter der Füllstruktur der Strom im Zeitbereich gemeint, der den Strom aller Elektronenpakete innerhalb einer Umlaufperiode beinhaltet.

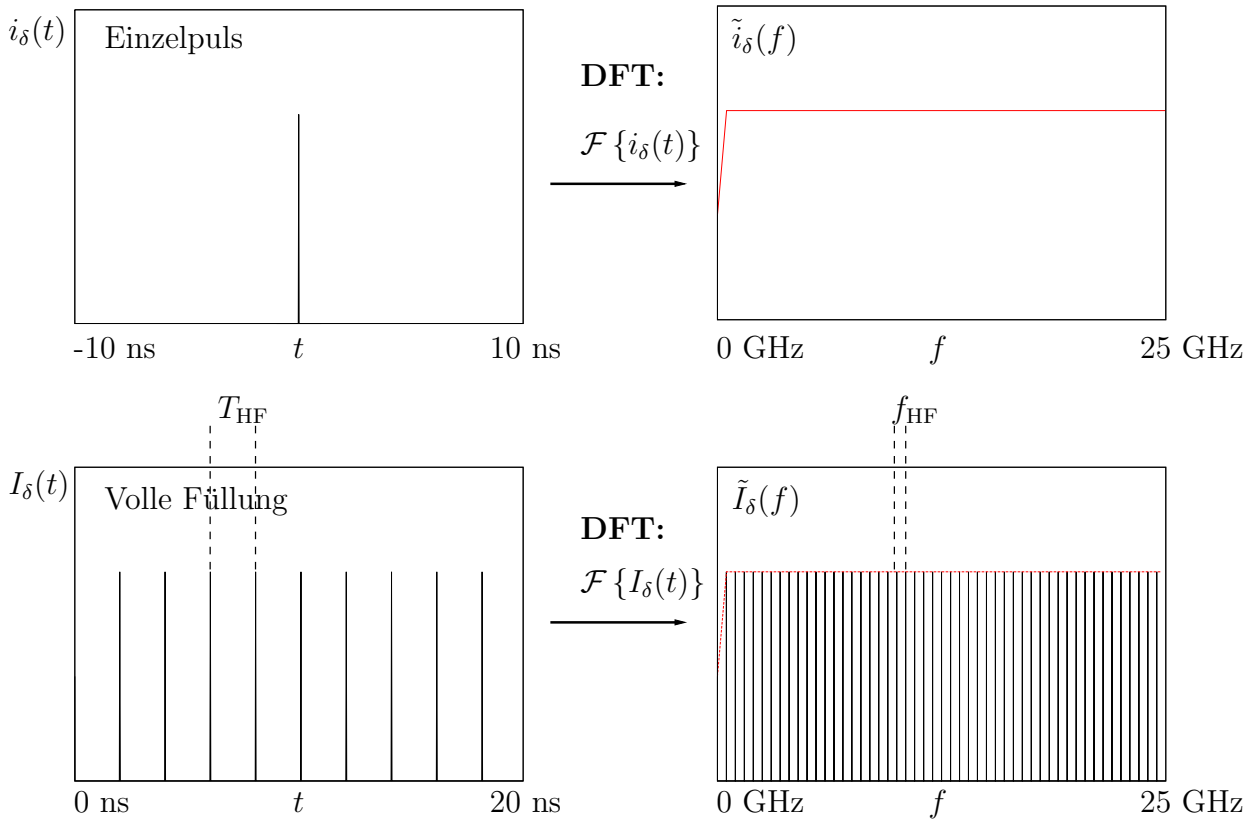
In erster Näherung können die Pakete als Deltadistribution im Zeitbereich angenommen werden. In Abbildung 4.2 sind Beispiele für diese genäherte Ladungsverteilung als Funktion der Zeit und als Funktion der Frequenz aufgetragen.

Auf der linken Seite sind die normierten Stromsignale im Zeitbereich abgebildet. Die rechte Seite zeigt jeweils die normierten Stromsignale im Frequenzbereich. Beide Bereiche sind über die Fouriertransformation miteinander verknüpft. Diese Fouriertransformation wurde durch den approximativen diskreten Fouriertransformations-Algorithmus<sup>5</sup> (**DFT**) realisiert.

Die obere Hälfte zeigt den Strahlstrom, verursacht durch ein punktförmiges Elektronenpaket. Der Strom als Funktion der Zeit entspricht dann einer Deltadistribution  $i_\delta(t) \sim \delta(t)$ , der sogenannten Ladungslinie. Die Fouriertransformierte dieses Signals  $\mathcal{F}\{i_\delta\}(f) = \tilde{i}_\delta(f)$  ist eine Konstante im Frequenzbereich.

In der unteren Hälfte sind der Strom einer periodisch mit  $T_{\text{HF}}$  eintreffenden punktförmigen Ladung im Zeitbereich  $I_\delta(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT_{\text{HF}})$  und dessen Fouriertransformierte  $\tilde{I}_\delta(\omega)$  dargestellt. Im Frequenzspektrum kann die Hochfrequenz  $f_{\text{HF}}$  als Abstand zweier Ladungslinien abgelesen werden. Die Einhüllende der Ladungslinien (hier rot gestrichelt) entspricht dem Frequenzspektrum einer einzelnen punktförmigen Ladungsverteilung im Zeitbereich.

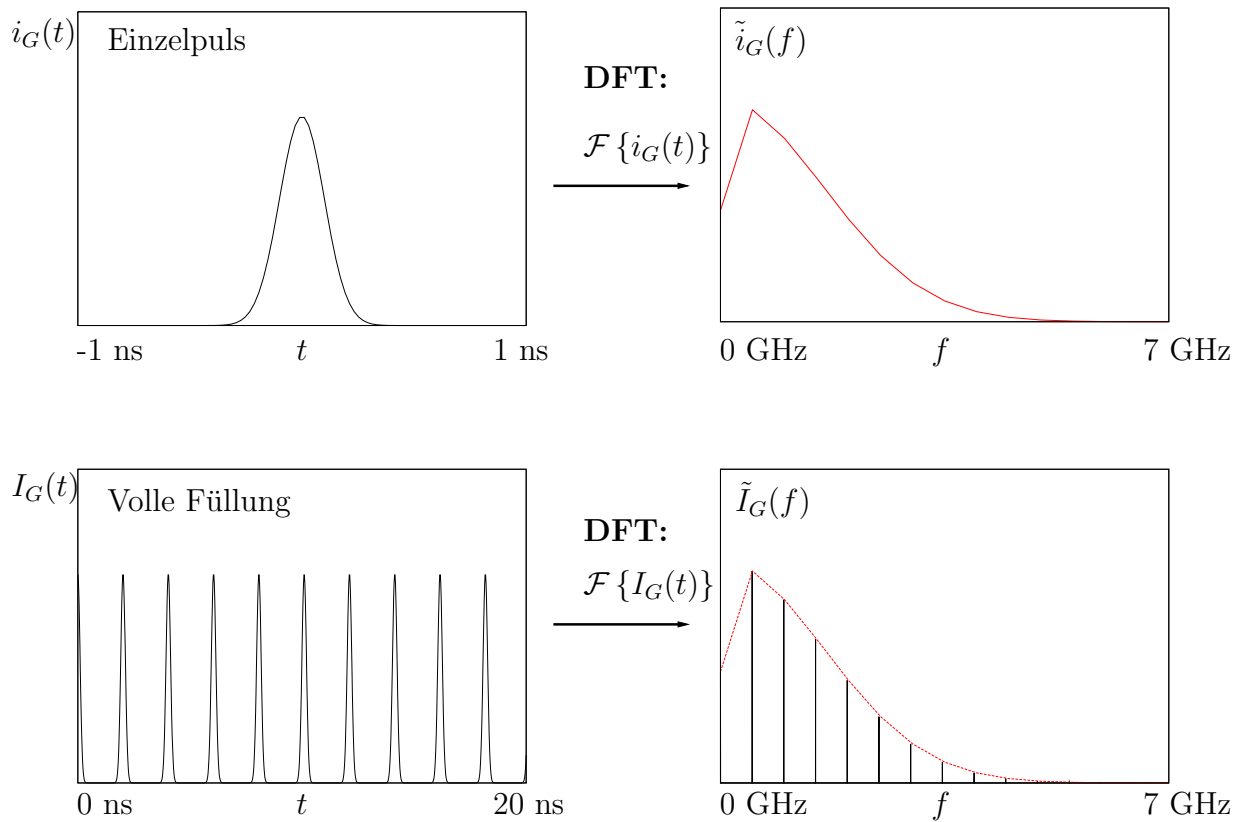
<sup>5</sup>Dieser Algorithmus basiert auf einer Diskretisierung der Fouriertransformation. Im Rahmen der Erklärung der approximativen Methode in Abschnitt 4.5 wird auf diese Diskretisierung genauer eingegangen. Daher wird zunächst auf eine genauere Beschreibung dieser Methode verzichtet und nahegelegt, die DFT als Berechnungsroutine der Fouriertransformation anzusehen. Insbesondere sollen die Einbrüche im Frequenzbereich nahe der Nullstelle lediglich als Merkmal des DFT-Algorithmus angesehen werden.



**Abbildung 4.2:** Strom einer punktförmigen Ladungsverteilung und einer periodisch eintreffenden punktförmigen Ladungsverteilung im Zeit- und im Frequenzbereich. Dabei entsteht der Einbruch für Frequenzen gegen den Nullpunkt durch den Algorithmus der diskreten Fouriertransformation.

Im realen Beschleunigerbetrieb kann nicht von punktförmigen Elektronenpaketen ausgegangen werden. Dieser Tatsache wird in Abbildung 4.3 Rechnung getragen. Es ist in der oberen Hälfte eine gaußförmige Ladungsverteilung im Zeit- und im Frequenzbereich entsprechend der Beschreibung in Kapitel 4.1 visualisiert. Einer Halbwertsbreite  $\sigma_S = 0,1$  ns im Zeitbereich entspricht einer Halbwertsbreite von  $1/2\pi\sigma_S = 1,26$  GHz im Frequenzraum. Diese beiden Größen werden durch die vertikalen gestrichelten Linien angedeutet.

Eine periodische Füllung des Beschleunigers mit Elektronen, deren Ladungsverteilung  $i_G(t)$  gaußförmig ist, kann durch eine Faltung der Gaußfunktion und der Summe der Deltafunktionen  $I_\delta(t)$  berücksichtigt werden. Analog zum punktförmigen Fall führt dies zu einer Diskretisierung des Signals  $\tilde{I}_G(t)$  im Frequenzraum. Die Einhüllende (in Abbildung 4.3 rot gekennzeichnet) dieses Frequenzspektrums ist hierbei gleich der Fouriertransformierten  $\tilde{i}_G(f)$  des Einzelpulses.



**Abbildung 4.3:** Eigenschaften des Füllspektrums bei einer gaußförmig verteilten Ladungsdichte eines Elektronenpakets.

In Abbildung 4.4 wird eine sinusförmige Amplitudenvariation des Stroms  $I_{\text{sin}}(t) = I_G(t) - \hat{I} \sin(\hat{\omega}t)$  in Betracht gezogen. Die einzelnen Elektronenpakete sollen dabei dieselbe Halbwertsbreite  $\sigma_S$  haben, die bereits in der Abbildung 4.3 angenommen wurde. Die Amplitudenvariation mit der Periode  $\hat{T}$  kann im Frequenzspektrum abgelesen werden. Auf der rechten Seite der Abbildung 4.4 ist dieser Sachverhalt abgebildet. Die Frequenz  $\hat{f}$  der einhüllenden Sinusfunktion, welche die Amplitudenvariation beschreibt, tritt symmetrisch als Frequenzabstand zwischen dem Maximum der Harmonischen der Hochfrequenz und dem Nebenmaximum auf. Solche Nebenmaxima werden als Seitenbänder bezeichnet.

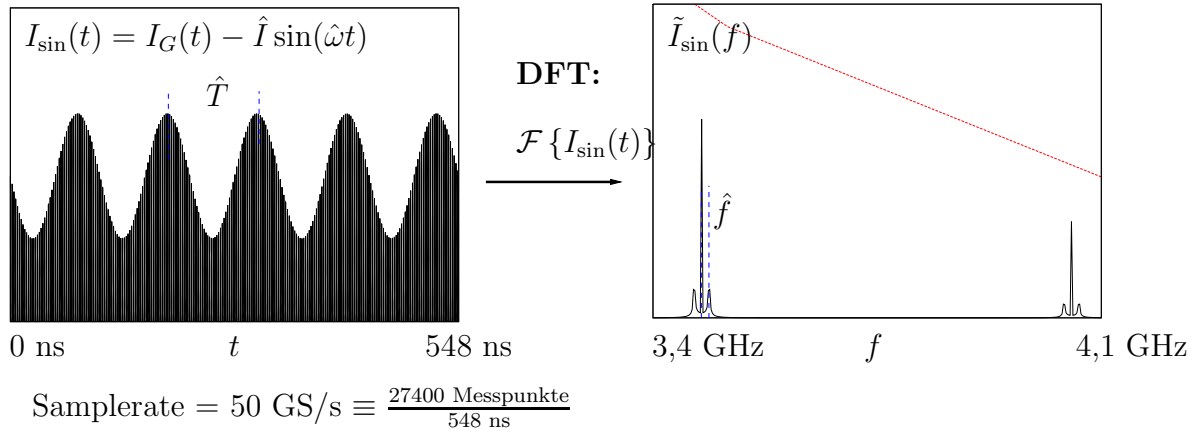


Abbildung 4.4: Sinusmodulierte Ladung der Elektronenpakete.

Bei der Injektion in den Ringbeschleuniger kann es innerhalb der Füllstruktur zu Verlusten von einzelnen Ladungspaketen kommen. Die Einhüllende der Füllstruktur ist in diesem Fall eine Rechteckfunktion. Ein Beispiel für eine solche Einhüllende in Form einer Rechteckfunktion ist auf der linken Seite in Abbildung 4.5 im Zeitbereich gegeben. Aufgrund der Linearität der Fouriertransformation tritt auch in diesem Beispiel das Fourierspektrum der Rechteckfunktion symmetrisch um die Maxima der Harmonischen der Hochfrequenz auf. Eine ideale Füllung des Ringbeschleunigers ELSA würde keine Nebenmaxima im Frequenzspektrum aufweisen. Die Güte der Füllung kann also anhand der Amplitude der Nebenmaxima charakterisiert werden, falls keine kohärente longitudinale Schwingung der Elektronen auftritt.

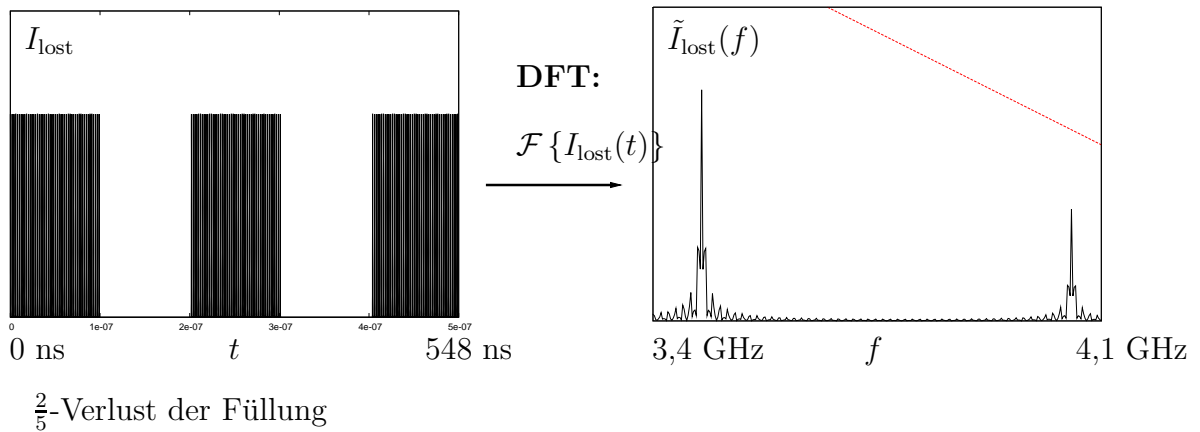


Abbildung 4.5: Füllstruktur bei Verlust mehrerer Elektronenpakete.

Schwingen die Elektronen innerhalb eines Paketes kohärent um die Sollphase, so treffen die Ladungsschwerpunkte der Pakete nicht im Abstand der Hochfrequenzperiode in den Wechselwirkungsbereich der Resonatoren ein. Entsprechend der longitudinalen Schwingung des Schwerpunkts weicht der Zeitpunkt des Eintreffens der Pakete von dieser Periode ab. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.6 schematisch für den Strom  $I_{\text{Syn}}(f)$  dargestellt. Hierbei definieren die blauen, gestrichelten Linien im Diagramm auf der linken Seite die Eintreffzeitpunkte der Ladungsschwerpunkte ohne longitudinale Schwingung mit der Periode  $T_{\text{HF}}$ , was wiederum dem Fall entspricht, der in Abbildung 4.2 skizziert ist. Der Frequenzbereich ist auf der rechten Seite in zwei Aus-



schnitten dargestellt. In der oberen Hälfte der Abbildung ist ein breiter Bereich der Funktion  $I_{\text{Syn}}(f)$  bis 20 GHz gezeigt, welcher im rechten unteren Diagramm nochmals vergrößert bis 3 GHz abgebildet ist (hier grün gestrichelt eingerahmt).

Für kleine Auslenkungen der longitudinalen Schwingung sind die linearen Terme der Taylorentwickelten Fouriertransformierten des Stroms  $\mathcal{F}\{I_{\text{Syn}}(t)\}$  dominierend. In der unteren Hälfte der rechten Seite nehmen die Amplituden der Synchrotronseitenbänder annähernd linear zu [Kha02]. Diese Linearität wird in der Abbildung durch die beiden gestrichelten roten Linien veranschaulicht. Bei größeren Amplituden ist diese Näherung nicht mehr zulässig. Für eine genauere Betrachtung wird das Frequenzspektrum nicht nach Polynomen, sondern nach Besselfunktionen entwickelt. Diese Besselfunktionen sind als Einhüllende sowohl der Hochfrequenzharmonischen als auch der Nebenmaxima in der oberen Hälfte des Frequenzbereiches in Abbildung 4.6 zu finden. Die Frequenz der Synchrotron schwingung kann wiederum als Abstand zweier benachbarter Nebenmaxima dem Frequenzspektrum entnommen werden.

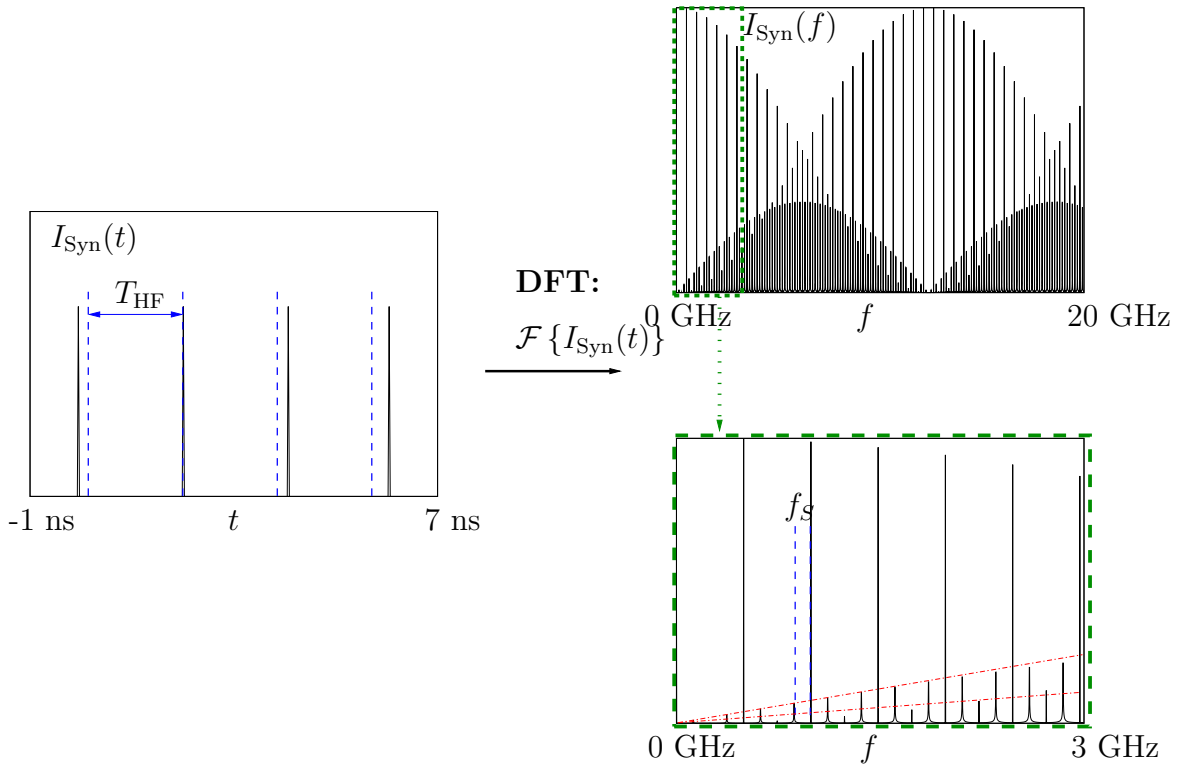


Abbildung 4.6: Füllstruktur mit kohärent schwingenden Elektronen innerhalb eines Paketes.

### 4.3 Eigenschaften der Strahlage monitore an ELSA

Zur Diagnose der Strahleigenschaften bei Teilchenbeschleunigern werden Monitore eingesetzt. Bei diesen Monitoren kann in erster Linie zwischen destruktiven und nicht-destruktiven Monitoren unterschieden werden. In einem Ringbeschleuniger haben die nicht destruktiven Monitore den Vorteil, dass sie permanent während des Strahlbetriebs zur Analyse der Strahleigenschaften eingesetzt werden können. Auch nicht destruktive Monitore können die Bahnkurve der Elektronen aktiv beeinflussen<sup>6</sup>. Der Strahlage monitor kann im Unterschied dazu den passiven, nicht

<sup>6</sup>Ein Beispiel für aktive, nicht destruktive Monitore ist ein sogenannter Stripline-Monitor. Dieser kann sowohl aktiv zur Anregung einer Schwingung der Strahlelektronen (in diesem Fall als Stripline-Kicker) als auch passiv

destruktiven Monitoren zugeordnet werden und wirkt demnach nicht auf die Bahnkurve. Die folgenden Erläuterungen der für das Strahlgediagnosesystem benutzten Strahlagemonitore ( $BPM_{\text{alt}}$ <sup>7</sup>) basieren auf der Diplomarbeit [Kei94]. Die Fortsetzung dieser Arbeit wurde in Form der Dissertation [Kei00] behandelt. Eine Erneuerung dieses Diagnosesystems und mündete darin, dass anstatt der originär installierten Strahlagemonitore neue Monitore ( $BPM_{\text{neu}}$ ) konstruiert und eingebaut wurden. Die neuen Monitore  $BPM_{\text{neu}}$  zeichnen sich im Wesentlichen durch die verwendeten Anschlüsse des SMA-Standards und durch die dadurch ermöglichte, kompaktere Bauweise aus. Ein für die Optimierung der Strahlqualität des Beschleunigers notwendiges Analyseprogramm, die sogenannte Closed-Orbit-Korrektur, basiert auf den Daten, die mittels der Monitore  $BPM_{\text{neu}}$  aufgenommen werden.

Bei den Strahlagemonitoren, die in ELSA verwendet werden, kann die transversale Lage des Elektronenstrahls über Knopfelektroden ausgelesen werden. Die Elektronen, die den Strahlagemonitor durchlaufen, erzeugen ein Spannungssignal  $U_i(t)$  an den Knopfelektroden, dessen Amplitude vom Abstand des Ladungsschwerpunkts des Strahls zur Elektrode und von der Gesamtladung der einzelnen Elektronenpakete abhängt. In der Abbildung 4.7 ist ein Monitor  $BPM_{\text{alt}}$  dargestellt.

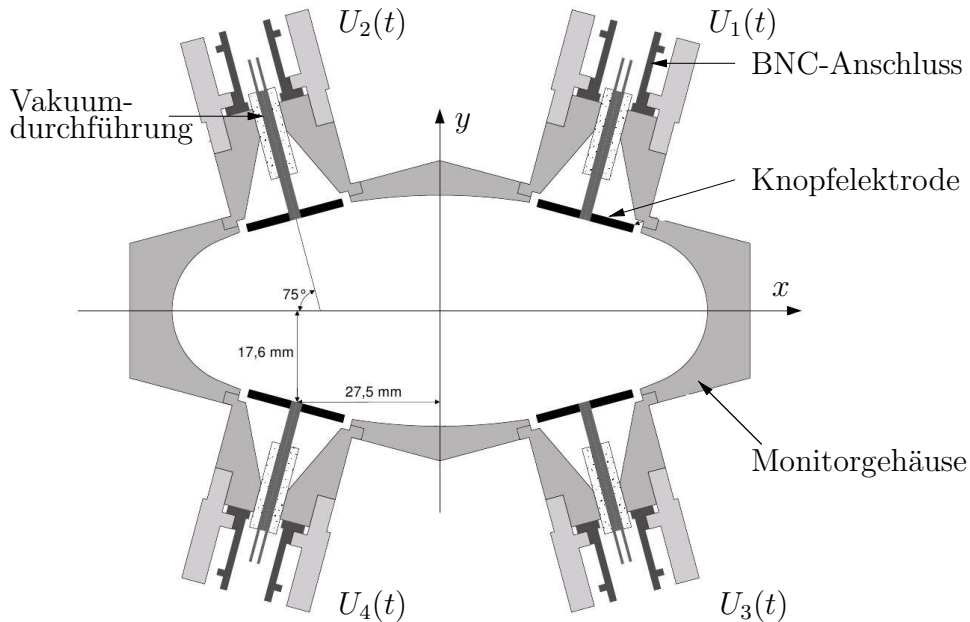


Abbildung 4.7: Querschnitt durch einen ELSA-Knopfmonitor  $BPM_{\text{alt}}$  nach [Kei00].

Im Ringbeschleuniger ELSA sind 23 der Monitore des Typs  $BPM_{\text{alt}}$  wiederzufinden. Sie können anhand der Anschlüsse des BNC-Standards identifiziert werden, welche zusammen mit den Elektroden ursprünglich für das Deutsche Elektronen Synchrotron DESY entwickelt wurden. Die Knopfelektroden sind isoliert von der Strahlkammerwand in dieselbe eingepasst. Die Ladungsverteilung  $q(t)$ , die auf diesen Knopfelektroden von den Strahlelektronen influenziert wird, ist proportional zum Strahlstrom  $I_{\text{Strahl}}(t)$ . Die Änderung der Ladung ergibt den Strom  $I_{\text{Knopf}}$  nach

$$I_{\text{Knopf}} = \frac{dq(t)}{dt} \sim \frac{d}{dt} I_{\text{Strahl}}(t) \quad . \quad (4.4)$$

zur Analyse der Strahlage (in diesem Fall als Stripline-Monitor) verwendet werden.

<sup>7</sup>BPM ist die meist gebrauchte Abkürzung für einen Strahlagemonitor. Die Abkürzung BPM steht für Beam Position Monitor (englisch für Strahlagemonitor).

Da das Spannungssignal  $U_i(t)$  an der Knopfelektrode auch im Zeitbereich linear vom Strom  $I_{\text{Knopf}}$  abhängt, ist es bei angenommener konstanter Transferimpedanz im Frequenzbereich proportional zur zeitlichen Ableitung des Strahlstroms:

$$U_i(t) \sim \frac{d}{dt} I_{\text{Strahl}}(t) \quad . \quad (4.5)$$

Eine genauere Beschreibung dieses Zusammenhangs erfolgt im Rahmen des Unterkapitels 4.5 auch für eine frequenzabhängige Transferimpedanz. Dennoch kann aus Gleichung (4.5) bereits geschlossen werden, dass durch die zeitliche Differentiation des Strahlstroms die ursprünglich gaußförmige Ladungsverteilung des Elektronenpaketes zu einem bipolaren Spannungspuls am Ausgang des  $BPM_{\text{alt}}$  führt.

#### 4.4 Messung der Füllstruktur an ELSA

Im Unterkapitel 4.3 wurden die Eigenschaften der älteren Strahllagemonitore  $BPM_{\text{alt}}$  aufgezeigt. Da diese Monitore zur Zeit nicht ins Strahllagediagnosesystem eingebunden sind, können sie zur Analyse der Strahleigenschaften benutzt werden, ohne den Betrieb des Beschleunigers negativ zu beeinflussen.

Ein Beispiel dieser Analyse ist die Aufnahme der Füllstruktur. Die Füllstruktur ist ein Maß für die Strahlqualität. Eine hohe Strahlqualität ist dann gegeben, falls die Eigenschaften des Strahls zeitlich möglichst konstant bleiben. Zu diesen Eigenschaften gehören auch die Gesamtladungsunterschiede der einzelnen Elektronenpakete untereinander. Bei einer perfekten Füllstruktur wäre demnach die Gesamtladung des umlaufenden Strahls homogen auf die einzelnen Pakete verteilt. Beispielhafte Füllstrukturen an ELSA wurden an einem Monitor des Typs  $BPM_{\text{alt}}$  gemessen, der sich durch eine besonders geringe Kabeldämpfung auszeichnet. Durch das Addieren der Ausgangssignale des Monitors kann eine transversale Strahllageunabhängigkeit der Signalamplitude gewährleistet werden. Diese Unabhängigkeit ist entscheidend, da die aufeinanderfolgenden Elektronenpakete unterschiedliche Strahlablagen haben können und somit eine Messung des longitudinalen Strahlprofils nicht ohne die Kenntnis der transversalen Strahlposition möglich ist. Mit drei Addierern können die Signale zu

$$U_{\Sigma}(t) = U_1(t) + U_2(t) + U_3(t) + U_4(t) \quad (4.6)$$

aufsummiert werden. Dabei wurden resistive Leistungsteiler benutzt. Resistive Leistungsteiler sind passive Schaltelemente, die je nach Ausbreitungsrichtung des Signals ein Signal in zwei gleichwertige Signale aufteilt oder die Summe aus zwei verschiedenen Signalen bildet<sup>8</sup>.

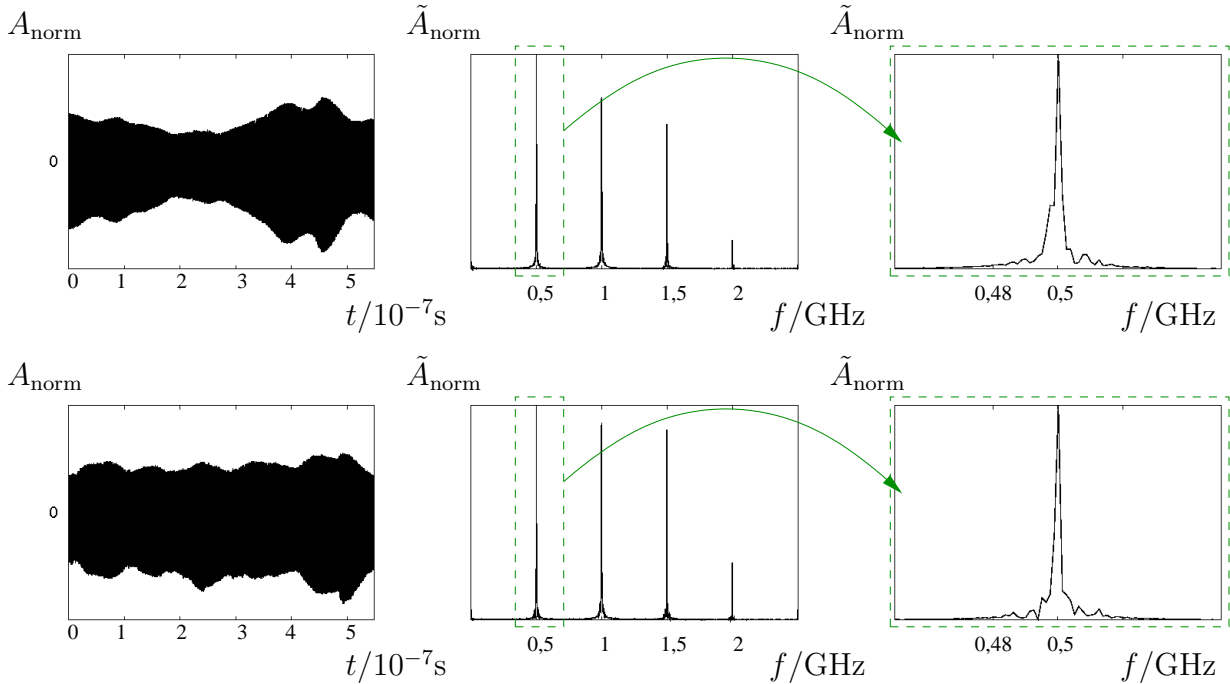
Das Summensignal des Monitors kann dann mit einem Echtzeitoszilloskop mit einer Bandbreite von 12 GHz aufgenommen werden. Die maximale Anzahl  $n_{\text{max}}$  der gemessenen Stützstellen beträgt  $n_{\text{max}} = 40 \cdot 10^9$  Aufnahmen pro Sekunde.

Abbildung 4.8 zeigt einen Vergleich zweier Füllstrukturen im Zeitbereich (auf der linken Seite) und im Frequenzbereich (auf der rechten Seite).

<sup>8</sup>Dementsprechend ist die Bezeichnung des Leistungskombinierers gleichberechtigt verwendbar zu der des Leistungsteilers, und gibt lediglich die Ausbreitungsrichtung des Signals bei dem gleichen Schaltelement wieder.

## Füllstruktur im Zeitbereich

## Füllstruktur im Frequenzbereich



**Abbildung 4.8:** Zwei Füllstrukturmessungen an ELSA für eine Elektronenenergie von 3,2 GeV bei einem durchschnittlichen Strahlstrom von 7 mA.

Die Stärke des Signals wird in dieser Abbildung in einer auf das Maximum normierten Amplitude  $A_{\text{norm}}$  im Zeitbereich bzw. im Frequenzbereich mit  $\tilde{A}_{\text{norm}}$  aufgetragen. Neben der mit einer diskreten Fouriertransformation berechneten Füllstruktur im vollen ermittelten Frequenzbereich ist auch eine vergrößerte Füllstruktur im Frequenzbereich von 0,45 bis 0,55 GHz dargestellt. Der Unterschied zwischen den beiden Füllstrukturen ist die maximale Amplitudendifferenz aller bipolaren Pulse, die in der Füllstruktur enthalten sind. So weist die obere abgebildete Füllstruktur eine größere Amplitudenvariation und daher eine schlechtere Extraktionsstatistik auf als die untere Füllstruktur.

Bei beiden Füllstrukturen können jedoch keine Seitenbänder im Frequenzbereich beobachtet werden. Für die Messung der Periode einer Synchrotronoschwingung ist die Frequenzauflösung zu gering. Eine höhere Frequenzauflösung ginge bei einer konstanten Anzahl an Stützpunkten pro Sekunde jedoch einher mit einer geringeren Bandbreite. Die Messung von Synchrotronoschwingungen wurde an ELSA im Rahmen der Arbeit [Laz08] durchgeführt.

#### 4.5 Abschätzung der longitudinalen Ausdehnung eines Elektronenpakets

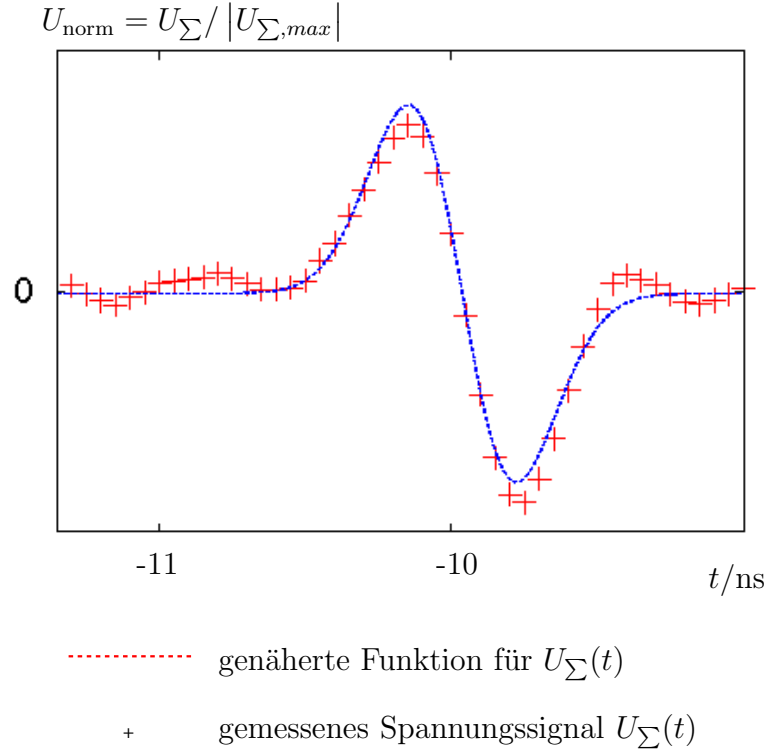
In diesem Abschnitt soll die maximale Ausdehnung eines Elektronenpakets in ELSA bei einer Energie der Elektronen von 3,2 GeV abgeschätzt werden. Dazu wird der in den vorigen Abschnitten beschriebene modifizierte Strahlageremonitor verwendet. Für eine analoge Messung der Bunchlänge ist die Größe der Bandbreite nicht ausreichend. Allerdings kann die theoretisch zu erwartende Signalform als Fitfunktion für den gemessenen bipolaren Puls dienen. Aus der maximalen aufgenommen Schwingungsfrequenz kann zusätzlich auf die obere Grenzfrequenz geschlossen werden.

Nach den Gleichungen (4.3), (4.6) und (4.5) ist das Spannungssignal, welches als Summe an

den Knopfelektroden abgegriffen werden kann, proportional zur zeitlichen Differentiation des gaußförmigen Stromsignals eines Elektronenpakets:

$$U_{\Sigma}(t) = A \cdot \frac{1}{\sigma_S^3} (t - t_0) \exp\left(-\frac{(t - t_0)^2}{2\sigma_S^2}\right) + C \quad . \quad (4.7)$$

Diese Funktion wird mit der Methode des kleinsten Fehlerquadrats an das aufgenommene Spannungssignal  $U_{\Sigma}(t)$  angenähert. Das Ergebnis dieser Näherung ist in Abbildung 4.9 dargestellt.



**Abbildung 4.9:** Zwei Füllstrukturmessungen an ELSA für eine Elektronenenergie von  $E_0 = 3,2$  GeV bei einem durchschnittlichen Strahlstrom von  $I_{\text{Strahl}} = 7$  mA.

Durch diese Approximation ergaben sich die folgenden Werte:

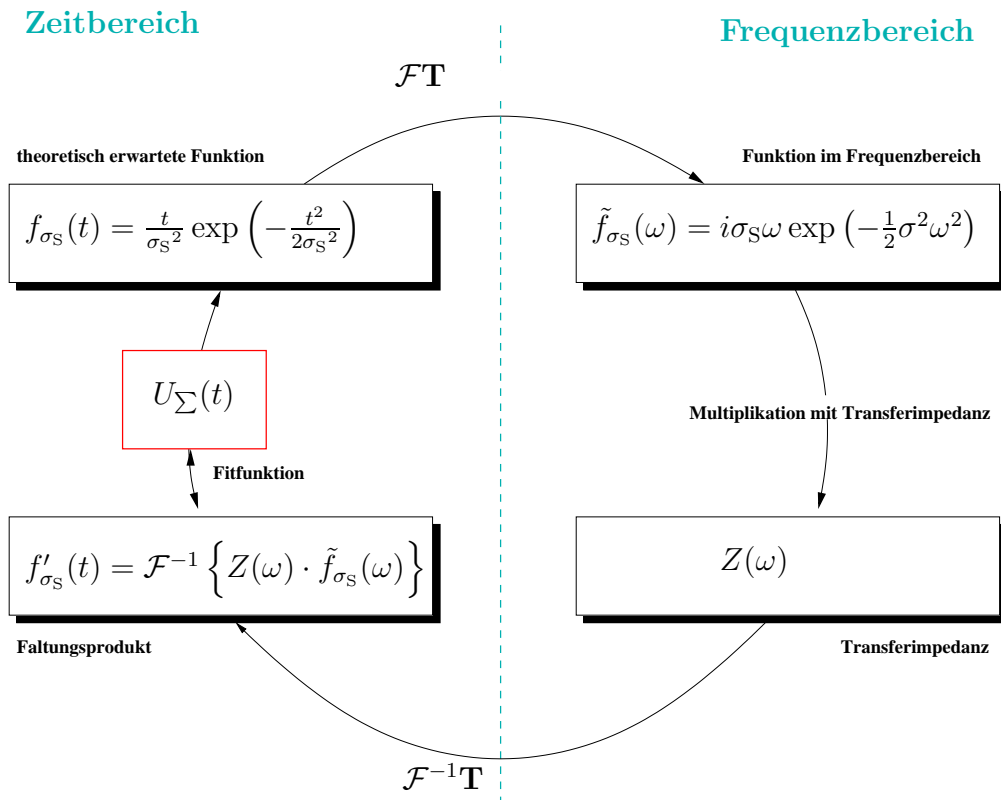
Amplitude:	$A = (-8,871 \cdot 10^{-21} \pm 3,363 \cdot 10^{-22}) \text{ Vs}^2$
Halbwertsbreite:	$\sigma_S = (0,185 \pm 3,627 \cdot 10^{-3}) \text{ ns}$
zeitlicher Schwerpunkt:	$t_0 = (9,963 \pm 3,623 \cdot 10^{-3}) \text{ ns}$
Regelabweichung:	$C = (-0,00163 \pm 0,00162) \text{ V} \quad .$

Die Amplitude  $A$  korreliert hierbei stark mit der Größe  $\sigma_S$ . Die Größenordnung der Amplitude ist linear von der Gesamtladung des Elektronenpakets abhängig. Der zeitliche Schwerpunkt  $t_0$  kann durch diese graphische Näherung in einer ähnlichen Genauigkeit wie die der Halbwertsbreite bestimmt werden. Die Regelabweichung ist innerhalb ihrer Fehlertoleranz gleich Null und wird daher in der folgenden Betrachtung vernachlässigt.

Der ermittelte Wert für die Halbwertsbreite des Elektronenpakets stimmt in guter Näherung mit dem Wert  $\sigma_{S,\Sigma_S} = 0,193$  ns überein, der auf [ER] auf Basis der Gleichung (4.2) (vergleiche [San70]) an ELSA im Rahmen von Synchrotronschwingungsmessungen bestimmt wurde.

Bei dieser Bestimmung der Elektronenpaketlänge wurde von einem frequenzunabhängigen Transferverhalten des Monitors ausgegangen. Diese Annahme trifft im Allgemeinen nicht zu. Wie auch der benutzte Strahlagemonitor besitzt jeder Monitor eine endliche Frequenzbandbreite, innerhalb derer das Transferverhalten annähernd linear ist.

Für einen Monitor mit endlicher Bandbreite und nicht linearem Transferverhalten stimmt das abgegriffene Signal nicht mit dem theoretisch erwarteten Signal überein. Im Folgenden soll zuerst eine Methode erläutert werden, mit der das Transferverhalten analysiert werden kann. Mit dieser Methode wird danach die Bandbreite des modifizierten Strahlagemonitors abgeschätzt. Die Abbildung 4.10 veranschaulicht die analytische Vorgehensweise der verwendeten Methode, die auch auf andere Funktionen anwendbar ist.



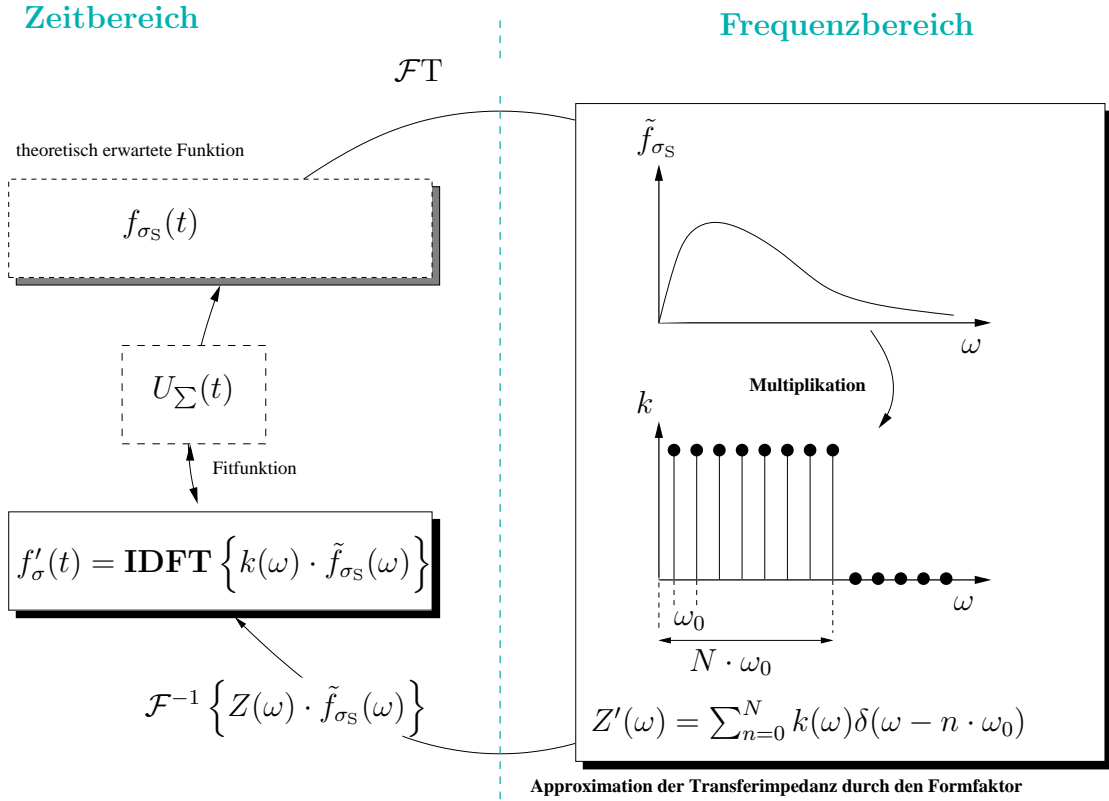
**Abbildung 4.10:** Schema der analytischen Methode zur Bestimmung der Fitfunktion für das gemessene Signal  $U_{\Sigma}(t)$ .

Die charakteristische Funktion  $f_{\sigma_S}(t)$  ersetzt die theoretisch nach Gleichung (4.7) erwartete Funktion. Deren Fouriertransformierte  $\tilde{f}_{\sigma_S}(\omega)$  wird im Frequenzbereich mit der Transferimpedanz  $Z(\omega)$  multipliziert. Die Multiplikation dieser beiden Größen im Frequenzbereich entspricht demzufolge der Faltung im Zeitbereich. Damit ergibt sich die für das Transferverhalten korrigierte Funktion im Zeitbereich zu:

$$f'_{\sigma_S}(t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \tilde{f}_{\sigma_S}(\omega) \cdot Z(\omega) \right\} = f_{\sigma_S}(t) * \mathcal{F}^{-1} \{ Z(\omega) \} \quad . \quad (4.8)$$

Ist diese Funktion analytisch lösbar, kann sie an die gemessenen Punkte im  $U_{\Sigma}$ - $t$ -Diagramm angefitet werden. Dadurch kann die Ausdehnung  $\sigma_S$  der Elektronenpakete mit einer höheren Genauigkeit bestimmt werden, als unter der Annahme einer frequenzunabhängigen Transferimpedanz.

Nicht immer ist der Ausdruck (4.8) analytisch berechenbar. In den Fällen, in denen die korrigierte Funktion nicht analytisch bestimmt werden kann, kann eine Vereinfachung ausgenutzt werden, die auf der diskreten Fouriertransformation beruht. Die Abbildung 4.11 stellt diese approximative Methode im Vergleich zur Abbildung 4.10 dar.



**Abbildung 4.11:** Schema einer approximativen Methode zur Bestimmung der Fitfunktion für das gemessene Signal  $U_{\Sigma}(t)$ .

Die Transferimpedanz kann genähert durch eine Summe von Deltadistributionen, multipliziert mit dem sogenannte Formfaktor  $k(\omega)$ , umgeschrieben werden:

$$Z(\omega) \approx Z'(\omega) = \sum_{n=0}^N k(\omega) \delta(\omega - n \cdot \omega_0) \quad . \quad (4.9)$$

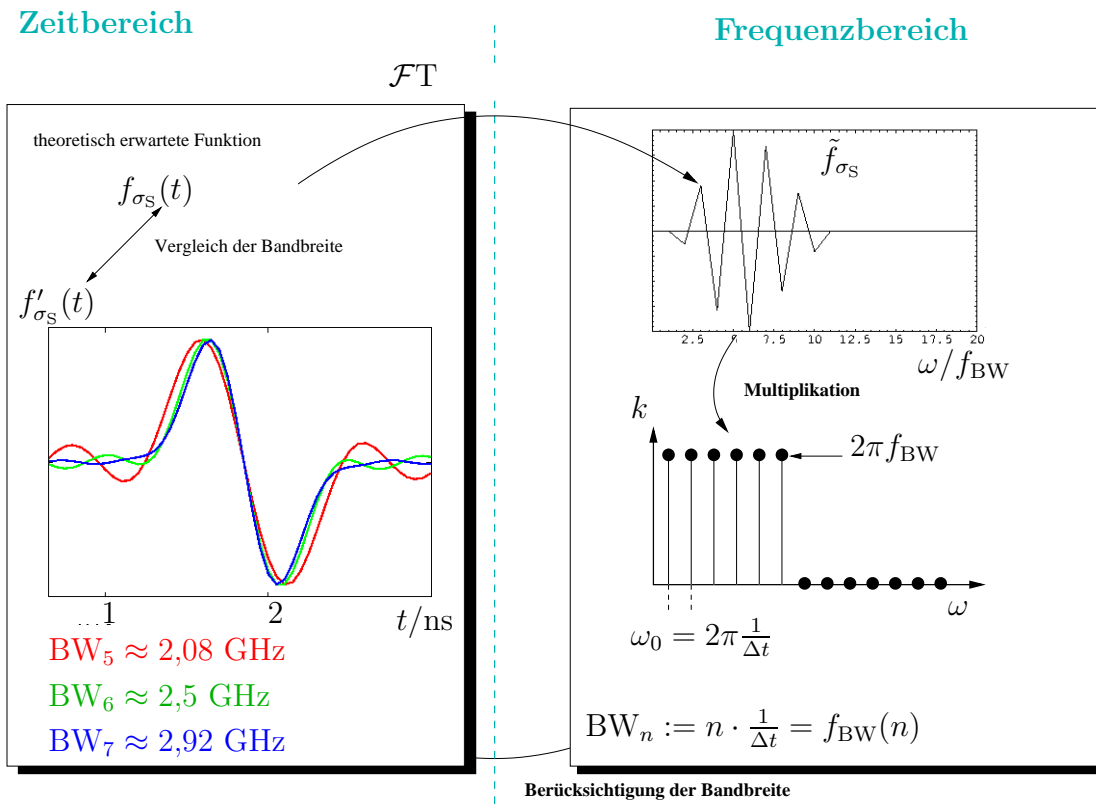
Im beispielhaft, abgebildeten Fall entspricht die ursprüngliche Transferimpedanz einer Heaviside-Stufenfunktion mit einer Stufe bei  $f_O = N \cdot \omega_0$ . Dabei beschreibt die Frequenz  $\omega_0$  den Frequenzabstand zweier benachbarter Deltadistributionen. Durch diese Reihe von Deltadistributionen kann die inverse Fouriertransformation auf einfache Weise gelöst werden. Die daraus folgende Gleichung ist die Grundlage für die sogenannte diskrete Fouriertransformation, welche weiter oben bereits implizit im DFT-Lösungsalgorithmus benutzt wurde (vergleiche [Man])

$$f'_{\sigma_S}(t) = \sum_{n=0}^N e^{in\omega_0 t} \tilde{f}_{\sigma_S}(n\omega_0) k(n\omega_0) \quad . \quad (4.10)$$

Der Realteil dieser korrigierten Funktion entspricht im Rahmen der vollzogenen Approximation dem gemessenen Wert.

Neben der Bandbreite, die der Transferimpedanz<sup>9</sup> entnommen werden kann, ist also auch die verwendete Anzahl an Stützstellen  $N$ , die mit dem Frequenzabstand  $\omega_0$  korreliert sind, maßgeblich für die Qualität des gemessenen Signals. Bei der durchgeführten Messung wurden 48 Messpunkte mit einem Abstand von  $\Delta t = 0,05$  ns aufgenommen.

Um zunächst ein Vorstellung von den zu erwartenden Effekten durch eine begrenzte Bandbreite zu erhalten, wird der Einfluss der Bandbreite auf das Signals  $f_{\sigma_S}(t)$  untersucht. Dabei wurden ebenfalls 48 Punkte des theoretischen Signals mittels der diskreten Fouriertransformation in den Frequenzbereich transformiert. Die Begrenzung der Bandbreite BW fand statt, indem die ermittelten Werte ab einer Frequenz  $f_{BW}(n) = n/\Delta t$  gleich Null gesetzt wurden. Die inverse diskrete Fouriertransformation ergibt die theoretische Funktion korrigiert auf eine endliche Bandbreite. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.12 für drei verschiedene Bandbreiten dargestellt.



**Abbildung 4.12:** Schema zur Abschätzung der Bandbreite des modifizierten Strahlagemonitors.

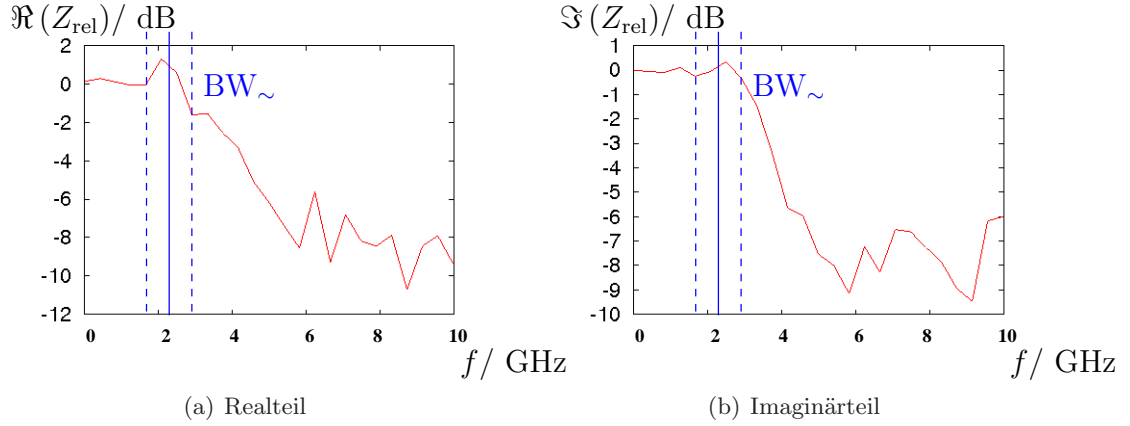
Im Diagramm, in dem die Funktionen  $f'_{\sigma_S}(t)$  für verschiedene Bandbreiten aufgetragen sind, ist zu sehen, dass eine endliche Bandbreite zu Oberschwingungen im Signal führt. Im Vergleich zum gemessenen Signal in Abbildung 4.9 kann grob abgeschätzt werden, dass die Bandbreite des modifizierten Monitors im Bereich zwischen  $BW_5$  und  $BW_6$  liegen muss:

$$BW_{\sim} = (2,3 \pm 0,5) \text{ GHz} \quad . \quad (4.11)$$

<sup>9</sup>Die sogenannte Z-Matrix stellt in einem elektrischen Netzwerk eine Beziehung zwischen den vorkommenden Spannungsabfällen und den entstehenden Strömen her. Den Einträgen der Z-Matrix entsprechen dann die jeweiligen Transferimpedanzen (siehe [Cas91]).



Diese Abschätzung erhärtet sich im Rahmen der Bestimmung der Transferimpedanz des modifizierten Monitors. Der Real- und Imaginärteil dieser Transferimpedanz sind in Abbildung 4.13 gegen die Frequenz aufgetragen.



**Abbildung 4.13:** Gemessene relative Transferimpedanz  $Z_{\text{rel}}$  als Funktion der Frequenz.

Hierbei kann nur der relative Betrag der Transferimpedanz bestimmt werden. Dieser Betrag ergibt sich in der Einheit Dezibel aus der Gleichung

$$(Z_{\text{rel}})(f) \sim \log\left(\frac{\tilde{f}'_{\sigma_S}}{\tilde{f}_{\sigma_S}}\right) \quad (4.12)$$

Um den absoluten Betrag der Transferimpedanz zu messen, müsste entweder die Gesamtladung eines Elektronenpakets bekannt sein oder eine Kalibration des Monitors in einem kleineren Frequenzbereich bereits stattgefunden haben. Die nachträgliche Kalibration des modifizierten Strahlagemonitors anhand der Transferimpedanz ist dementsprechend nicht möglich. Trotzdem konnte aus dem Frequenzgang der relativen Transferimpedanz die Größenordnung der Bandbreite bestimmt werden. Wie im Rahmen der Beschreibung der Abbildung 4.12 erläutert, ist eine solche Bandbreite  $BW_{\sim}$  für die Messung von Phänomenen innerhalb des Zeitintervalls eines Elektronenpakets nicht ausreichend. Zwar konnte mit einer Fitfunktion die zeitliche Halbwertsbreite nachträglich herausgefunden werden, eine analoge Messung durch die Integration des Summensignals  $U_{\Sigma}(t)$  weicht dennoch vom theoretisch erwarteten gaußförmigen Signal ab. Diese Abweichung ist die Folge der Oberwellen, die durch die endliche Bandbreite zustande kommen. Um die longitudinale Struktur innerhalb eines Elektronenpakets zu messen muss ein Monitor verwendet werden, der eine größere Bandbreite aufweist. Ein breitbandiger Wandstrommonitor scheint hierzu zweckmäßig. Im Folgenden wird deswegen das Transferverhalten solcher Monitore in einem Bereich von 0 – 10 GHz untersucht.

## 5 Strahlstrommonitore

Um das Strahlprofil zu messen, können Monitore verwendet werden, die den Wandstrom detektieren. Soll das Strahlprofil in der Größenordnung eines einzelnen Elektronenpaketes analog gemessen werden, so muss die Bandbreite des Monitors antiproportional zur zeitlichen Halbwertsbreite  $\sigma_S$  sein. Die in ELSA vorhandenen Strahlstrommonitore wie Strahllagemonitore, Resonatormonitor und Strahlstromtransformator sind aufgrund ihrer geringen Bandbreite zur Messung der Ladungsverteilung einzelner Elektronenpakete ungeeignet [Pus05].

Für dieses Kapitel ist die Beschreibung eines breitbandigen Monitors beabsichtigt. Dazu wird zunächst die Funktionsweise eines Strahlstromtransformators in Abschnitt 4 und die eines Wandstrommonitors in Abschnitt 5.2 erläutert. Diese Abschnitte basieren auf einer umfangreicheren Darstellung in [Web89]. Dabei wird der Fokus auf die maximal mögliche Bandbreite dieser beiden Monitorvarianten gelegt.

Eine neuere Entwicklung zur Bestimmung der Ladungsverteilung innerhalb eines Elektronenpaketes findet derzeit an der Forschungseinrichtung CERN<sup>10</sup> im Rahmen des Aufbaus der CLIC<sup>11</sup>-Testeinrichtung statt. Das aus dieser Entwicklung folgende Konzept ist die Grundlage für einen breitbandigen Wandstrommonitor an ELSA. Daher endet dieses Kapitel mit einer einführenden Schilderung des neuen Konzeptes der CLIC-Testeinrichtung.

### 5.1 Der Strahlstromtransformator

Ein Strahlstromtransformator nimmt den in Abschnitt 3 beschriebenen langen Wandstrom auf. Dazu kann ein magnetischer Toroid konzentrisch um das Strahlrohr montiert werden. Der magnetische Toroid ist die Sekundärwindung des Strahlstromtransformators. An diese Sekundärwindung koppelt der Elektronenstrahl als Primärwindung. Über einen parallel zum Toroid geschalteten Widerstand wird hierbei eine zum Strahlstrom proportionale Spannung abgegriffen. In Abbildung 5.1 ist neben dem Foto des in ELSA verwendeten Strahlstromtransformators der Firma Bergoz und des im Kontrollmenü gezeigten Stroms eine schematische Skizze eines Strahlstrommonitors dargestellt.

Die rechte Seite derselben Abbildung zeigt eine für den sogenannten Nachbeschleunigungsmodus typische Strahlstromkurve. Beim Nachbeschleunigungsmodus werden die Elektronen nach der Injektion in ELSA auf die gewünschte Energie nachbeschleunigt und ein Bruchteil des Strahlstroms in den Experimentbereich extrahiert.

Elektromagnetische Wellen durchdringen die Strahlkammerwand beinahe vollständig, für Frequenzen, die nach Gleichung (3.3) einer Skintiefe von  $\delta_{\text{skin}} > 1$  cm entsprechen. Für diese Frequenzen wird ein äquivalentes Schaltbild für den Strahlstromtransformator angenommen. Das Ersatzschaltbild aus parallelgeschaltetem Widerstand  $R$  und Induktivität  $L$  zeigt für einen periodischen Strahlstrom die Charakteristik eines Hochpasses:

$$Z_{\text{Hochpass}} = \frac{1}{1 + i \frac{R}{\omega L}} \quad (5.1)$$

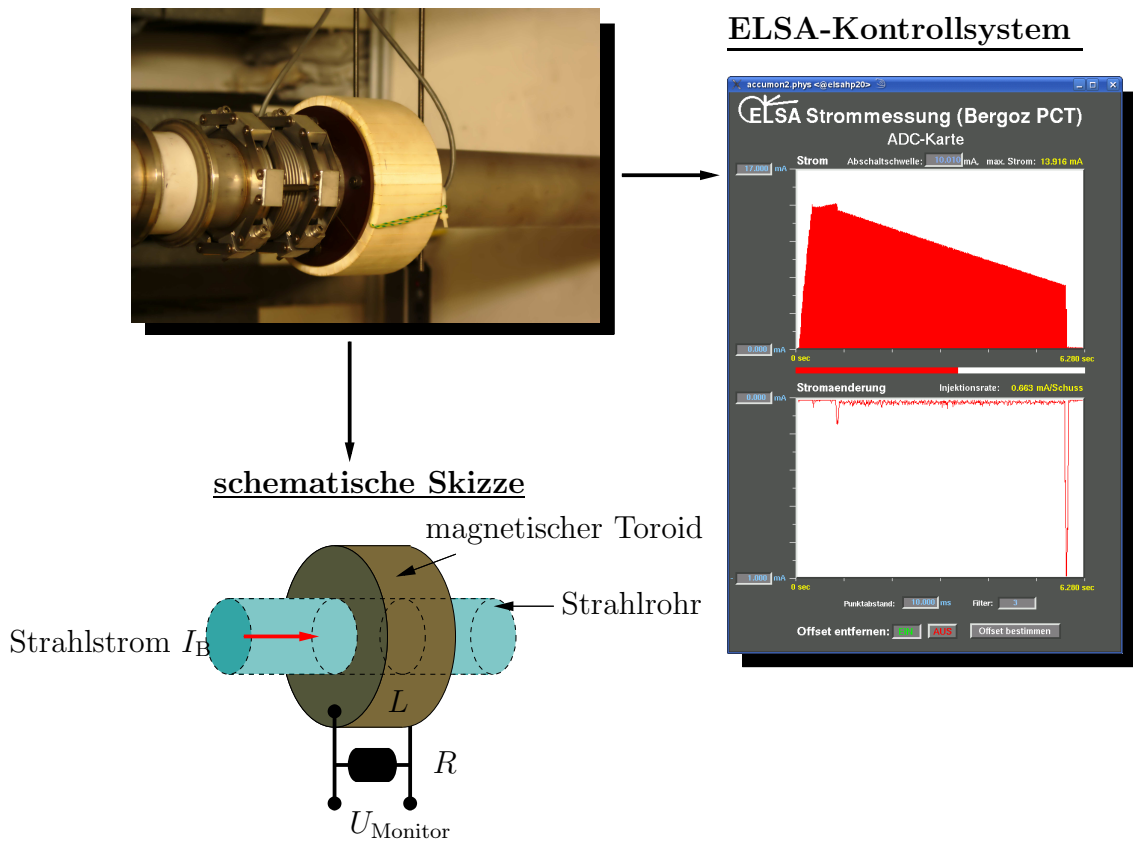
mit der unteren Grenzfrequenz

$$\omega_U = \frac{R}{L} \quad . \quad (5.2)$$

Bei dieser Frequenz ist die Amplitude des transferierten Signals auf den  $1/\sqrt{2}$ -Teil der Anfangsamplitude abgefallen.

<sup>10</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

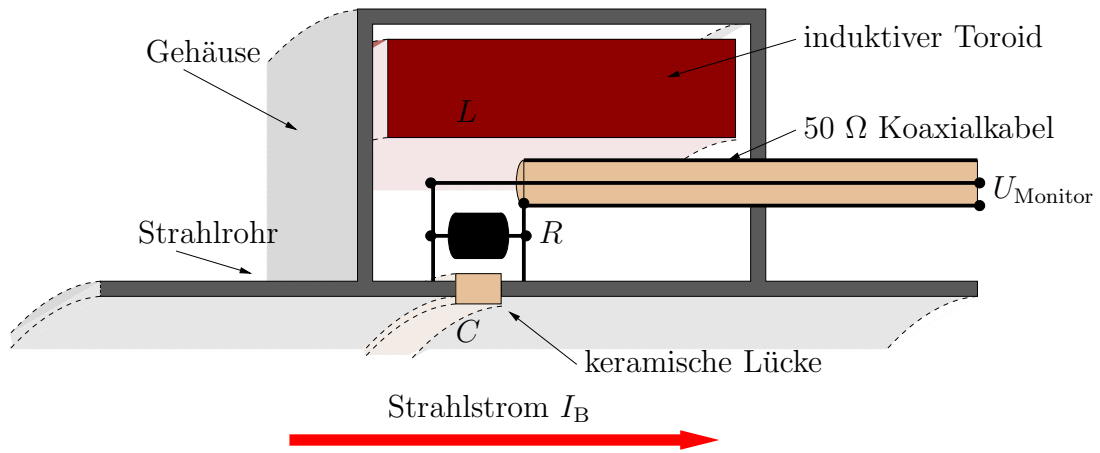
<sup>11</sup>Compact Linear Collider



**Abbildung 5.1:** Bergoz-Monitor und die schematische Darstellung eines Strahlstromtransformators sowie das zugehörige Kontrollsystemmenü.

## 5.2 Der klassische Wandstrommonitor

Wie im vorherigen Kapitel festgestellt, beschränkt der Skineneffekt innerhalb der Strahlkammerwand die Bandbreite eines Strahlstromtransformators. Der Gedanke liegt nahe eine Unterbrechung in das Strahlrohr einzufügen, damit die elektromagnetischen Wellen ungehindert aus dem Strahlrohr propagieren können. Diese Idee wird in Form eines Wandstrommonitors realisiert. Um trotz der Unterbrechung des Strahlrohrs ein hohes Vakuum innerhalb des Rohrrs gewährleisten zu können, wird bei diesem Monitor anstatt einer Unterbrechung eine Keramik in das Strahlrohr eingefügt. Die benutzten Keramiken haben für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen ähnliche Eigenschaften wie das Vakuum selbst. Die entstehende Lücke wirkt wie eine Transmissionsleitung für die elektromagnetischen Wellen, die durch den Elektronenstrahl erzeugt werden. Parallel zur keramischen Lücke wird ein breitbandiger Widerstand  $R$  geschaltet. Über diesen kann die Monitorspannung  $U_{\text{Monitor}}$  mit Hilfe eines Koaxialkabels abgegriffen werden. Bei einer auf eine große Bandbreite hin modifizierten Version eines Wandstrommonitors wird zusätzlich ein vom Strahlstromtransformator bekannter magnetischer Toroid um die keramische Lücke angebracht. Dadurch wird die untere Grenzfrequenz  $\omega_U$  hin zu kleineren Frequenzen verschoben. Außerdem kann der Monitor durch ein zusätzliches leitendes Gehäuse um den Aufbau von äußeren Wechselfeldern abgeschirmt werden. Abbildung 5.2 zeigt einen auf eine große Bandbreite hin modifizierten klassischen Wandstrommonitor.



**Abbildung 5.2:** Schematische Skizze des Querschnitts eines klassischen Wandstrommonitors.

Der magnetische Toroid ist zumeist ein Ferrit mit einer möglichst großen Permeabilität bei einer Permittivität, die annähernd die des Vakuums ist. Im Ersatzschaltbild entspricht dem magnetischen Toroid die Induktivität  $L$ . Die keramische Lücke im Strahlrohr wirkt kapazitiv mit einer Kapazität  $C$ . Zusammen mit dem zu dieser Kapazität parallel geschalteten Widerstand  $R$  und der Induktivität  $L$  ergibt sich im Ersatzschaltbild ein Schwingkreis, der sogenannte  $LRC$ -Schwingkreis.

Der als ideal angenommene Schwingkreis beschränkt das Transferverhalten des Monitors hin zu höheren und hin zu niedrigeren Frequenzen. Die untere Grenzfrequenz wird, wie schon beim Strahlstromtransformator, durch die Induktivität bestimmt und ergibt sich somit aus Gleichung (5.2). Die obere Grenzfrequenz wird durch die Kapazität festgelegt. Die Kapazität in einer Parallelschaltung mit dem Widerstand ergibt ein Tiefpassverhalten des Monitors mit:

$$Z_{\text{Tiefpass}} = \frac{1}{1 - i\omega RC} \quad . \quad (5.3)$$

Die obere Grenzfrequenz ist daher

$$\omega_0 = \frac{1}{RC} \quad . \quad (5.4)$$

Da der Widerstand proportional zur unteren Grenzfrequenz und antiproportional zur oberen Grenzfrequenz ist, kann durch Variation dieses Widerstandes die Bandbreite des Monitors nicht beeinflusst werden. In Abbildung 5.3 ist die logarithmische Transferimpedanz für die Hochpass- und Tiefpasscharakteristik (siehe Gleichungen (5.1) und (5.3)) gegen die logarithmische Frequenz aufgetragen.

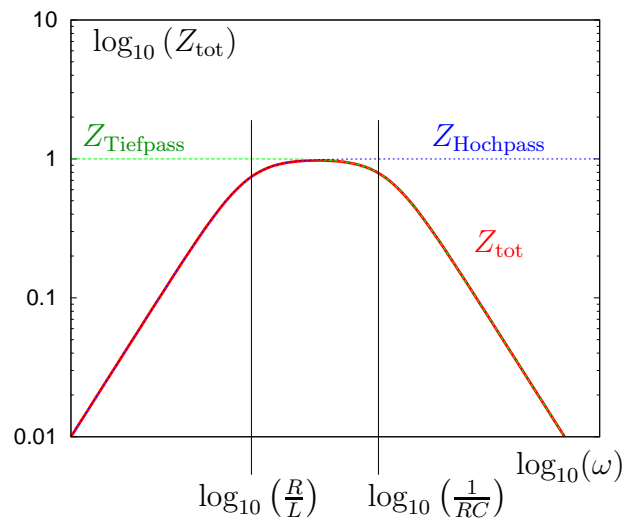


Abbildung 5.3: Theoretische Transferimpedanz eines klassischen Wandstrommonitors.

Die totale Transferimpedanz  $Z_{\text{tot}}$  ergibt sich durch die Multiplikation der beiden zuvor genannten Transferimpedanzen.

Das reale Verhalten des Monitors weicht von diesem idealisierten Ersatzschaltbild ab. Dadurch dass die elektromagnetischen Wellen abhängig von der Skintiefe sowohl in den Widerstand als auch in den magnetischen Toroiden nur teilweise eindringen können, ändern sich auch die beiden Größen  $L = L(\omega)$  und  $R = R(\omega)$  mit der Frequenz. Auch die Kapazität ist frequenzabhängig. Ist die Breite der keramischen Lücke größer oder gleich einem Zehntel der Wellenlänge<sup>12</sup> der elektromagnetischen Welle, so wirkt sich die Geometrie der Strahlrohrunterbrechung auf das Transferverhalten der Welle aus. Eine detaillierte Beschreibung dieses Phänomens wird im folgenden Kapitel gegeben.

Um den Strom strahlageunabhängig messen zu können, werden mehrere Widerstände symmetrisch in gleichen Winkelabständen um das Rohr installiert. Der Einfluss der Strahlage auf die Spannung  $U_{\text{Monitor}}$  wird minimiert, indem über alle Widerstände summiert wird. Je mehr parallel geschaltete Widerstände benutzt werden, desto geringer ist die Korrelation zwischen dem Messsignal und der Strahlage. Es ist außerdem zu beachten, dass die zu den einzelnen Widerständen gehörenden Schwingkreise über die Strahlkammerwand miteinander gekoppelt sind und dementsprechend miteinander wechselwirken. Eine SPICE-Simulation des Netzwerkes zeigt, dass eine Erhöhung der Anzahl der Widerstände zu einer Verbesserung des Transferverhaltens des Monitors führt [DTW95]. Bei der Konstruktion eines Wandstrommonitors mit einer Bandbreite von 6 GHz (siehe [Web89]) wurden aufgrund dieser Tatsache 80 Widerstände eingebaut. Diese Anzahl der Widerstände und die notwendige Addition der Spannungssignale erhöhen den Aufwand beim Aufbau eines Wandstrommonitors und beschränken außerdem die Bandbreite des Monitors neben den beschränkenden Eigenschaften des  $LRC$ -Schwingkreises.

### 5.3 Konzepte zu Messungen im Subnanosekundenbereich

Bei der Bestimmung der oberen und unteren Grenzfrequenz des Ersatzschaltbilds des klassischen Wandstrommonitors wird vom quasistatischen Fall ausgegangen. Die Bedingung für den quasistatischen Fall ist, dass der Abstand einzelner Elemente klein gegenüber der Wellenlänge

<sup>12</sup>In dieser Größenordnung trifft die Annahme des eingeschwungenen Falls zu und somit kann auch ein Ersatzschaltbild angewendet werden.

ist. Ist der Abstand der keramischen Lücke größer als ein Zehntel der Wellenlänge, so ist der quasistatische Fall nicht gegeben. Für Wellenlängen in dieser Größenordnung gilt dementsprechend auch das Ersatzschaltbild des  $LRC$ -Schwingkreises nicht. Die Abmessungen der einzelnen Elemente müssen berücksichtigt werden, um auch bei Frequenzen oberhalb der oberen Grenzfrequenz Aussagen über das Transferverhalten des Monitors treffen zu können.

Im Allgemeinen ist die Struktur solch eines Monitors mit den zugehörigen Substrukturen zu komplex, um das Verhalten in einem breitbandigen Bereich analytisch zu lösen. Aus diesem Grund müssen numerische Verfahren benutzt werden, um die Maxwellgleichungen für eine Ladung zu lösen, die ultrarelativistisch den Monitor durchläuft.

Diese Überlegung führte am CERN im Rahmen des Forschungsprogramms EUROTeV zu einer Entwicklung eines breitbandigen Wandstrommonitors, die auf der Analyse der Feldkonfiguration beruht. Die für die Entwicklung des breitbandigen Wandstrommonitors für ELSA notwendigen Ergebnisse werden nachfolgend zusammenfassend vorgestellt und basieren auf den Arbeiten [DTW95, Kro06, SAK<sup>+</sup>, DFS08].

Beim Produktionsprozess von Ferriten mit herkömmlichen Methoden können Einschlüsse von Fremdatomen entstehen, die mit der Zeit ausgasen können. Die beim klassischen Wandstrommonitor benutzte Keramik zur Unterbrechung des Strahlrohrs ist notwendig, um die benutzten Ferrite vom Vakuum separieren. Mit neueren Methoden können auch Ferrite hergestellt werden, die im Ultrahochvakuum verwendet werden können [DTW95]. Dadurch kann auf die Verwendung der Keramik im Strahlrohr verzichtet werden.

Desweiteren ist die Einlötlung eines Widerstandes mit schlechten Vakuumeigenschaften verbunden. Meistens werden die Widerstände deswegen außerhalb des Ultrahochvakuumtauglichen Bereichs eingebaut. Bei den aktuellen Konzepten eines breitbandigen Wandstrommonitors wird auf Widerstände vollständig verzichtet. Die induzierte Potentialdifferenz an der Strahlrohrücke, kann direkt mit Hilfe von Vakuumdurchführungen abgegriffen werden. In Abbildung 5.4 ist eine Skizze eines Monitors mit einer Bandbreite bis zu 8 GHz dargestellt. Diese Skizze ist einer schematischen Darstellung aus [SAK<sup>+</sup>] nachempfunden.

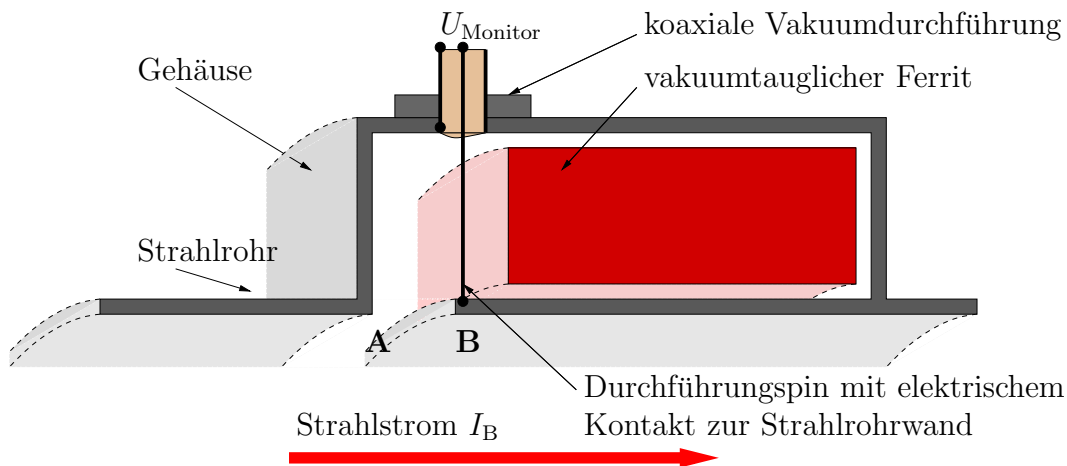


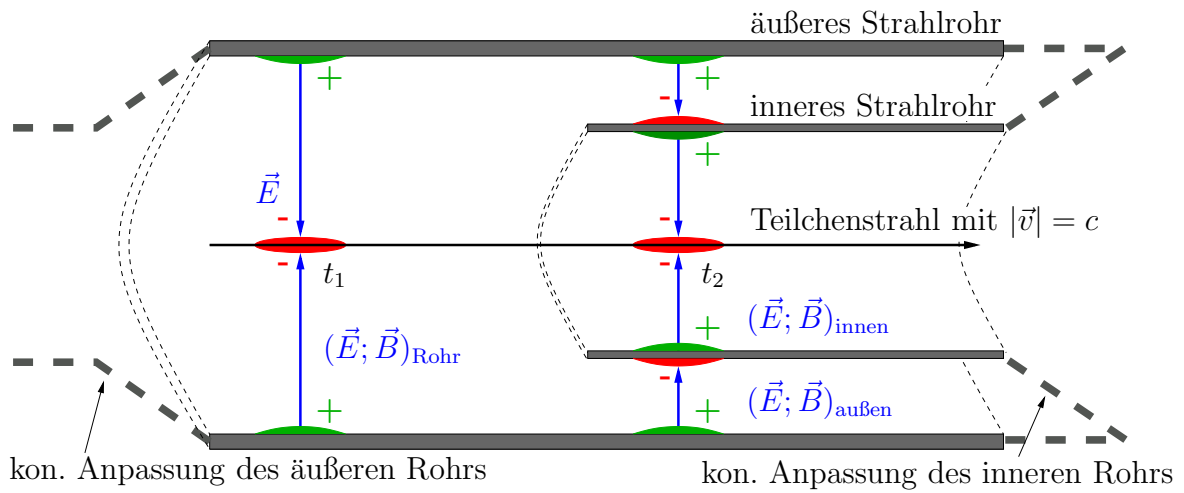
Abbildung 5.4: Wandstrommonitor in der ersten Variante vom CERN.

Von besonderem Interesse ist das Transferverhalten des Monitors, welches die Übertragung der Spannung  $U_{AB}$  zu  $U_{\text{Monitor}}$  beschreibt. Bei der ersten breitbandigen Version des Monitors bis 8

GHz, dem  $\text{WBCM}_\alpha$ <sup>13</sup>, wurden hauptsächlich experimentelle Ergebnisse zur Konzeption herangezogen. Dagegen wird bei den neueren Studien für einen noch breitbandigeren Wandstrommonitor  $\text{WBCM}_\beta$  auf numerische Methoden in Form von Computersimulationen zurückgegriffen. Dazu wurde zunächst das Transferverhalten des vorhandenen Monitors  $\text{WBCM}_\alpha$  in einem Testaufbau gemessen und dann mit Simulationsergebnissen ähnlicher Strukturen verglichen. Dadurch konnten die notwendigen Parameter der Simulationsprogramme eingestellt werden und vereinfachende Annahmen getroffen werden, so dass auch für abweichende Strukturen realistische Analysen möglich sind. Die Arten der Analyse sind vielfältig und vom verwendeten Programm abhängig. Eine genauere Beschreibung der Programme sowie der Analysemöglichkeiten folgt in Kapitel 6.

Durch diese Analyse wurde festgestellt, dass der Spalt **AB** die Bandbreite des Monitors hin zu oberen Frequenzen limitiert [DTW95].

Zunächst wird nur der Teil des Monitors betrachtet, der aus zwei koaxial liegenden Rohren besteht. Abbildung 5.5 zeigt die vereinfachte Feldkonfiguration im Querschnitt zweier koaxialer Rohre.



**Abbildung 5.5:** Vereinfacht dargestellte Feldkonfiguration einer doppelt koaxialen Strahlrohrgeometrie.

Die Annahme des relativistischen Grenzfalles zusammen mit der eines perfekt leitenden Strahlrohrs wurde schon in Kapitel 3 getroffen und soll auch für die Abbildung 5.5 gelten. Das in diesem Fall rein transversale elektrische Feld  $\vec{E}$  gleicht dem Feld eines Koaxialleiters. Für ein inneres Rohr unendlich dünner Wandstärke teilt sich die ursprüngliche Feldkonfiguration  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{Rohr}}$  zum Zeitpunkt  $t_1$  (entspricht dem Feld der Ladungsverteilung weiter links in der Abbildung 5.5) in eine Feldkonfiguration zwischen den Strahlelektronen und dem inneren Strahlrohr  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{innen}}$  und in eine Feldkonfiguration zwischen dem inneren und äußeren Rohr  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{außen}}$  auf. Im Idealfall ist die Feldkonfiguration zwischen den beiden Rohren exakt die eines Koaxialleiters. Der aus dem inneren und äußerem Rohrstück bestehende Koaxialleiter wird nachfolgend aufgrund seiner Dimensionen als großer Koaxialleiter bezeichnet.

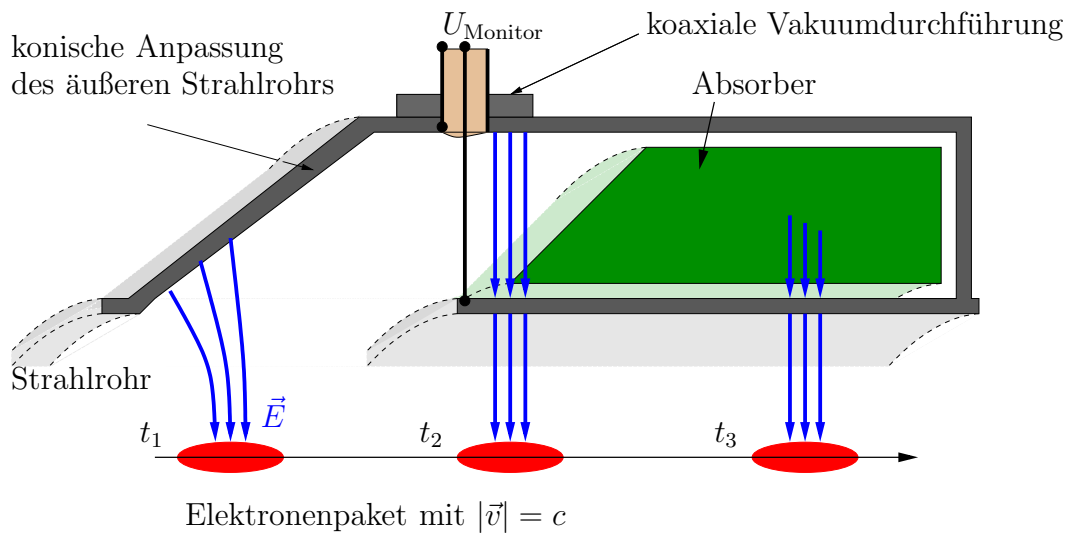
Der Durchmesser des Strahlrohrs sollte bei Ringbeschleunigern über den vollen Umfang möglichst konstant bleiben [Aqw07]. Um einen möglichst konstanten Durchmesser sicherzustellen muss entweder der Durchmesser des inneren Rohrs an den des äußeren Rohrs angepasst werden oder

<sup>13</sup>Die Abkürzung WBCM steht für Wide Band beam Current Monitor (Englisch für Breitband-Strahlstrom-Monitor). Diese Abkürzung entstammt [SAK<sup>+</sup>] und wird im Folgenden stets für breitbandige Wandstrommonitore benutzt, die am CERN entwickelt wurden bzw. sich in der Entwicklungsphase befinden.



umgekehrt. Eine geeignete Anpassung der Strahlrohre ist eine konische Anpassung, da sich die Wakefelder hierbei nicht stark von denen eines kontinuierlichen Strahlrohres unterscheiden<sup>14</sup>. In Abbildung 5.5 repräsentieren die dickeren gestrichelten grauen Linien diese möglichen konischen Anpassungen. Im Fall der konischen Anpassung des inneren Rohres entspricht der Durchmesser des äußeren Rohres dem durchschnittlichen Durchmesser des gesamten Strahlrohres des Ringbeschleunigers. Für den anderen Fall ist der Durchmesser des inneren Rohres gleich dem durchschnittlichen Durchmesser.

In beiden Fällen müssen die beiden Rohre miteinander kurzgeschlossen werden, um einen ungehinderten Fluss des Wandstroms zu ermöglichen. Sind die beiden Rohre mit einander kurzgeschlossen, so wird die Welle am Ende des großen Koaxialleiters reflektiert. Solche Reflexionen stören die Messungen des Wandstroms und sind daher zu vermeiden. Daher wird in Zukunft beim  $WBCM_\beta$  Absorbermaterial verwendet, welches diese Reflexionen vermindern soll. Dieses Material wird anstatt eines Ferrites in den Raum zwischen dem äußeren und dem inneren Rohr eingebracht, da die Eigenschaften dieser Ferrite aufgrund des Skin-Effekts stark von der Frequenz abhängig sind. Der Absorber läuft zusätzlich konisch auseinander, um eine möglichst gute Anpassung des Wellenwiderstands des großen Koaxialleiters ohne Absorber an den Wellenwiderstand des großen Koaxialleiters mit Absorber zu erreichen. In Abbildung 5.6 ist eine schematische Skizze des  $WBCM_\beta$  nach [SAK<sup>+</sup>] dargestellt.



**Abbildung 5.6:** Schematische Skizze eines breitbandigen Wandstrommonitors inklusive transversaler Feldkonfiguration.

Wie in Abbildung 5.5, veranschaulichen blaue Pfeile die projizierten elektrischen Feldlinien zu unterschiedlichen Zeitpunkten  $t_1$ ,  $t_2$  und  $t_3$ . Diese Feldkonfiguration wird durch ein Elektronenpaket verursacht, welches sich mit Lichtgeschwindigkeit entlang der gezeigten Achse bewegt. Die Stärke der Wakefelder, die durch die konische Anpassung zum Zeitpunkt  $t_1$  entstehen, sind vom eingeschlossenen Winkel zwischen Strahlrohr und Konus abhängig. Je kleiner dieser Winkel ist, desto besser ist die Anpassung der Strahlrohre, das heißt desto geringer ist der Einfluss der Wakefelder. Bei der Version  $WBCM_\beta$  wurde eine konische Anpassung des äußeren Rohres

<sup>14</sup>Eine genauere Betrachtung der resultierenden Phänomene bei solchen Geometrien folgt in Abschnitt 6.4



gewählt. Diese Anpassung hat den Vorteil, dass der Querschnitt des Strahlrohres im Monitor nicht verringert wird. Die maximale Strahlablage<sup>15</sup>, die durch das Strahlrohr begrenzt wird, wird durch diese Anpassung also nicht verringert.

Zum Zeitpunkt  $t_2$  begleitet das Elektronenpaket die Feldkonfiguration  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{innen}}$ , die auch im Strahlrohr vor dem Monitor durch das Elektronenpaket erzeugt wird. Zwischen dem äußeren und dem inneren Rohr entsteht durch das ausgekoppelte Feld  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{außen}}$  eine Potentialdifferenz. Diese wird mit Hilfe der koaxialen Durchführung abgegriffen und kann jenseits des vakuumtauglichen Bereichs ausgewertet werden. Das ausgekoppelte Feld  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{außen}}$  breitet sich als Signal entlang des großen Koaxialleiters aus. Durch den Absorber wird die Amplitude des Signals abgeschwächt. Diese Abschwächung veranschaulichen kürzere Pfeile in Abbildung 5.6. Durch den Kurzschluss des äußeren und inneren Rohrs kommt es zu einer Reflexion des Signals, das sich im großen Koaxialleiter ausbreitet. Das reflektierte Signal wird zusätzlich durch den Absorber abgeschwächt, so dass aus dieser Richtung nahezu keine Reflexionen den Durchführungspin erreichen.

Die beabsichtigte Bandbreite dieses Monitors von 20 GHz führt zu einem Auflösungsvermögen im Subnanosekundenbereich. Die notwendigen Analysen der Feldkonfigurationen, die am CERN stattgefunden haben, werden im nächsten Kapitel mit den Parametern des Ringbeschleunigers ELSA nachvollzogen mit den Anforderungen abgestimmt. Aus den Feldsimulationen können dann die Dimensionen des vorgesehenen Monitors ermittelt werden.

---

<sup>15</sup>Hiermit ist nicht die maximale Strahlablage gemeint, die durch die Optik des Beschleunigers gegeben wird. Es ist diejenige gemeint, die durch Stöße der Elektronen mit der Strahlkammerwand entsteht.

## 6 Simulation der Wandstrommonitorstruktur

Im Allgemeinen können die Feldkonfigurationen bei komplexeren Strukturen für endliche Volumina nur approximativ mit numerischen Methoden vorhergesagt werden. Mittlerweile kann auf eine Vielzahl von Computerprogrammen mit graphischen Oberflächen zurückgegriffen werden, denen Algorithmen zur Lösung der Maxwellgleichungen zugrunde liegen. Im Rahmen der Feldanalyse des breitbandigen Wandstrommonitors  $WBCM_\beta$  (siehe Abschnitt 5.3) wurden die Programme HFSS<sup>TM</sup>, GdfidL<sup>TM</sup> und CST DESIGN ENVIRONMENT<sup>TM</sup> benutzt [SAK<sup>+</sup>]. Diese Programme besitzen unterschiedliche Vor- und Nachteile:

Während HFSS<sup>TM</sup> mehr Freiheiten beim Festlegen der Anschlussbedingungen ermöglicht, kann mit GdfidL<sup>TM</sup> die Wechselwirkung sich bewegender Ladungen simuliert werden. Zur Untersuchung elektromagnetischer Feldkonfigurationen steht der Arbeitsgruppe ELSA das Programmpaket CST DESIGN ENVIRONMENT<sup>TM</sup> zur Verfügung. Mit diesem Programmpaket wurde die Feldanalyse für den breitbandigen Wandstrommonitor für ELSA durchgeführt. Dabei ist insbesondere das Transferverhalten vom Signal, das durch den Elektronenstrahl entsteht, in den Bereich der koaxialen Vakuumdurchführungen von Interesse.

Zunächst werden in diesem Kapitel die verschiedenen Lösungsroutinen vorgestellt und nach Anwendungsgebieten unterschieden. Im anschließenden Abschnitt werden Möglichkeiten aufgezeigt, die Simulationsdauer zu verkürzen. Die daraus folgenden Teilbereiche werden in den Abschnitten 6.3.1 bis 6.4 beschrieben. Schließlich werden die Resultate der Feldanalyse zusammengefasst.

### 6.1 Die verwendeten Lösungsroutinen unter CST DESIGN ENVIRONMENT<sup>TM</sup>

Für die Feldkonfigurationsanalysen stehen bei CST DESIGN ENVIRONMENT<sup>TM</sup> mehrere Lösungsroutinen zur Verfügung, aus denen der sogenannte Transient Solver, der Frequency Domain Solver und der Wakefield Solver<sup>16</sup> ausgewählt wurden. Die Motivation dieser Auswahl soll in diesem Abschnitt dargelegt werden. Dazu ist zunächst eine kurze Einordnung der aufgezählten Solver notwendig. Auf diese folgt eine detailliertere Beschreibung der einzelnen Solver.

Die Interpretation der Ergebnisse greift hierbei auf das Konzept der Streumatrizen zurück (vergleiche [Cas91]). Die Einträge der Streumatrix geben die Signalabschwächung eines transmittierten, oder reflektierten Signals in Dezibel an. Dabei werden an den sogenannte Ports<sup>17</sup> normierte Signale angenommen, die in die zu untersuchende Struktur einlaufen oder aus derselben in Richtung des Ports propagieren. Dementsprechend wirken die nummerierten Ports sowohl als Eingang, als auch als Ausgang der Struktur. Die Indizes der Matrixeinträge geben die Ausbreitungsrichtung des untersuchten Signals an. Der erste Index kennzeichnet den Port, an dem das Signal bestimmt wird. Der zweite Index gibt den Herkunftsport des untersuchten Signals an.

Sowohl beim Transient Solver, als auch beim Frequency Domain Solver können die Ausbreitungseigenschaften elektromagnetischer Signale innerhalb einer vorzugebenden Struktur untersucht werden. Dazu ist es notwendig mindestens einen Port zu definieren, der gleichzeitig als Eingang und als Ausgang fungiert. Im Unterschied dazu können mit dem Wakefield Solver diejenigen Felder untersucht werden, die durch die Wechselwirkung sich bewegender, geladener Teilchen und der vorzugebenden Struktur zustande kommen.

Alle drei verwendeten Solver benutzen ein Simulationsgitter. Die vollständige, zu untersuchende Struktur wird durch Gitterzellen approximiert. Innerhalb des Volumens einer einzelnen Gitterzelle werden die Maxwellgleichungen gelöst. Die Lösung einer einzelnen Zelle gibt die Anschlussbedingungen für die benachbarten Zellen vor. Sind diese Anschlussbedingungen für alle

<sup>16</sup>Solver ist die englische Entsprechung von Lösungsroutine und wurde nicht übersetzt, da die genannten Lösungsroutinen als Eigennamen interpretiert wurden.

<sup>17</sup>englische Entsprechung für Tor.

Gitterzellen erfüllt, ist die Simulation erfolgreich.

Es folgt eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Solver:

Der **Transient Solver** basiert auf einer zeitlichen Integrationsmethode. Die vorgegebene, gewünschte Bandbreite wird bei dieser Methode zunächst in ein zeitartiges Signal umgewandelt. Beginnt das Frequenzband annähernd bei 0 Hz, so ist dieses zeitartige Signal gaußförmig. Dabei ist die Halbwertsbreite im Zeitbereich antiproportional zu der im Frequenzbereich. Das via **FFT**<sup>18</sup> berechnete zeitartige Signal dient als Eingangssignal an jedem Port. Auf Grundlage der Maxwellgleichungen im Zeitbereich wird durch das Programm die Übertragung dieses Signals von Gitterzelle zu Gitterzelle überprüft. Die Anzahl der Gitterzellen ist abhängig von der dem Programm vorgegebenen Bandbreite. Dabei bestimmt die Länge der Einheitsvektoren des Simulationsgitters die maximale Frequenzauflösung der Simulation. Abbildung 6.1 veranschaulicht die Methode des Transient Solvers zur Bestimmung der Streumatrix, hier am Beispiel der  $S_{21}$ -Matrix.

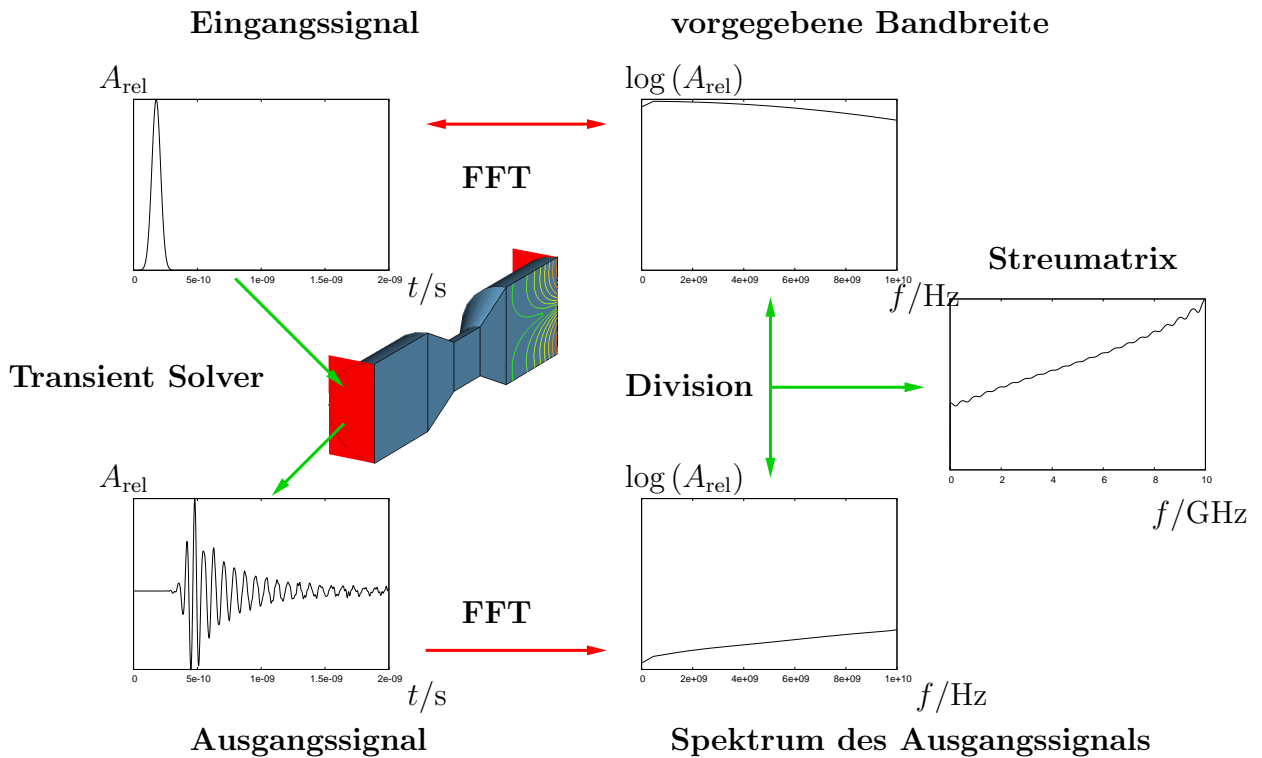


Abbildung 6.1: Schema der dem Transient Solver zugrunde liegenden Lösungsmethode.

Neben den Streumatrizen können die gestreuten Signale in den Zeitbereich exportiert und bearbeitet werden. Außerdem ist auch die Darstellung elektrischer und magnetischer Feldlinien in Form von Vektorpfeilen möglich.

Der Transient Solver eignet sich insbesondere für den Fall nicht eingeschwungener Wechselfelder. Die analoge, reale Messmethode ist die Zeitbereichs-Reflektometrie. Bei dieser Methode wird über einen koaxialen Adapter ein gaußförmiger Spannungspuls auf die zu untersuchende Struktur gegeben. Die Reflexionen, die in der Struktur entstehen, führen

<sup>18</sup>Die Fast Fourier Transformation ist eine Variante der bereits erwähnten **DFT**, die durch eine Optimierung des Algorithmus weniger Rechenaufwand benötigt.

durch den Vergleich mit dem ursprünglich gaußförmigen Puls zu der Streumatrix  $S_{11}$ .

Dem **Frequency Domain Solver** liegt die Annahme einer harmonischen Zeitabhängigkeit der Felder zugrunde. Im Gegensatz zum Transient Solver wird hierbei die Feldanalyse auf die Lösung der Maxwellgleichungen im Frequenzbereich zurückgeführt. Ist das Feld periodisch, so gilt

$$\vec{E}(t) = \Re \left( \vec{\tilde{E}}(\omega) \cdot e^{i\omega t} \right) \quad . \quad (6.1)$$

Die Annahme periodischer Signale entspricht dem eingeschwungenen Fall.

Die vorgegebene Bandbreite wird bei dieser Methode diskretisiert. Für jede sich daraus ergebende Frequenz wird ein periodisches Signal generiert und dessen Verhalten in der Struktur simuliert. Die Abschwächung beim Durchgang oder bei der Reflexion dieser Signale kann dann einer Streumatrix entnommen werden. Zusätzlich zur hexagonalen Gitterstruktur bietet der Frequency Domain Solver die Möglichkeit die Struktur mit einer Gitterstruktur zu approximieren, die aus tetraedrischen Zellen besteht. Dadurch können insbesondere runde Strukturen besser genähert werden, als mit dem sonst verwendeten hexagonalen Gitter.

Die Messmethode, die dieser Simulationsmethode entspricht, ist die vektorielle Netzwerkanalyse. Wie bei der Simulation werden elektromagnetische Wellen mit unterschiedlichen Frequenzen erzeugt und einzeln auf einen Eingang der Struktur gegeben. An den Ausgängen kann die Abschwächung gemessen und ausgewertet werden. Daraus ergibt sich der Eintrag in der realen Streumatrix, der dem verwendeten Ein- und Ausgang entspricht.

Der **Wakefield Solver** basiert auf der Lösungsroutine des Time Domain Solvers. Für eine vorzugebende endliche Zeitdauer werden hierbei die Änderung der Feldkonfiguration berechnet, die sich beim Übergang von einer zur nächsten Simulationszelle ergibt. Die Eigenschaften des Teilchenstrahls ist definierbar. Dabei können die Richtung und Geschwindigkeit der Teilchen, sowie die Halbwertsbreite der Ladungsverteilung und die Gesamtladung des Teilchenpakets editiert werden. Die Lösung für die zu untersuchende Struktur wird in Form des Wakepotentials angegeben (vergleiche Abschnitt 2.4). Der Wakefield Solver besitzt nicht die Option, Ports für alle vorkommenden Moden zu verwenden. Daher wird in den folgenden Simulationen mit Hilfe der definierbaren Randbedingungen ein sogenannter offener Anfang für  $z = z_{\max}$  und ein offenes Ende  $z = z_{\min}$  gewählt [Sup].

Der Wakefield Solver ist nur scheinbar geeignet um die Feldanalyse einer potentiellen Struktur zur Messung des Wandstroms durchzuführen. Dadurch, dass keine Möglichkeiten bestehen, Ports in die Simulation zu integrieren, beschränkt sich die Auswertung auf die Analyse des Wakepotentials.

Auch der Transient Solver und der Frequency Domain Solver sind nur begrenzt verwendbar. So ist der Transient Solver im Gegensatz zum Frequency Domain Solver eher ungeeignet um Resonanzphänomene zu untersuchen<sup>19</sup>. Im realen Beschleunigerbetrieb sind sowohl der eingeschwungene, als auch der nicht eingeschwungene Fall von Bedeutung. Innerhalb der Zeitstruktur eines einzelnen Elektronenpaketes kann es zu keinen Resonanzen im relevanten Frequenzbereich kommen. Dagegen können durch die periodisch eintreffenden Elektronenpakete elektromagnetische Schwingungen angeregt werden, die resonant auf die Teilbereiche des Strahlrohrs wirken.

<sup>19</sup>Das zu untersuchende Zeitintervall müßte in diesem mindestens der Einschwingzeit entsprechen. Dadurch würde sich die Simulationsdauer, die notwendig wäre um Resonanzphänomene zu untersuchen, wesentlich erhöhen.

Aus diesen Gründen müssen unterschiedliche Lösungsroutinen benutzt werden, um das reale Verhalten der Struktur möglichst exakt vorherzusagen zu können.

## 6.2 Unterteilung der Wandstrommonitorstruktur

Die Dauer der Simulation soll so kurz wie möglich sein, um den zeitlichen Aufwand zu minimieren. Da bei CST DESIGN ENVIRONMENT™ Zwischenergebnisse während der Simulation in den temporären Speicher geladen werden, ist die maximal mögliche Simulationsdauer außerdem durch die temporäre Speicherkapazität (RAM) des Computers begrenzt. Die maximale Simulationsdauer wird also nicht nur durch den Algorithmus auf Softwarebasis, sondern durch die Größe des Arbeitsspeichers bestimmt.

In diesem Abschnitt werden zunächst einige Eigenschaften im Zusammenhang mit der Simulationsdauer erläutert. Danach werden spezielle Möglichkeiten aufgezeigt, mit denen die Simulationsdauer der vorgeschlagenen Struktur zur Wandstrommessung minimiert werden kann.

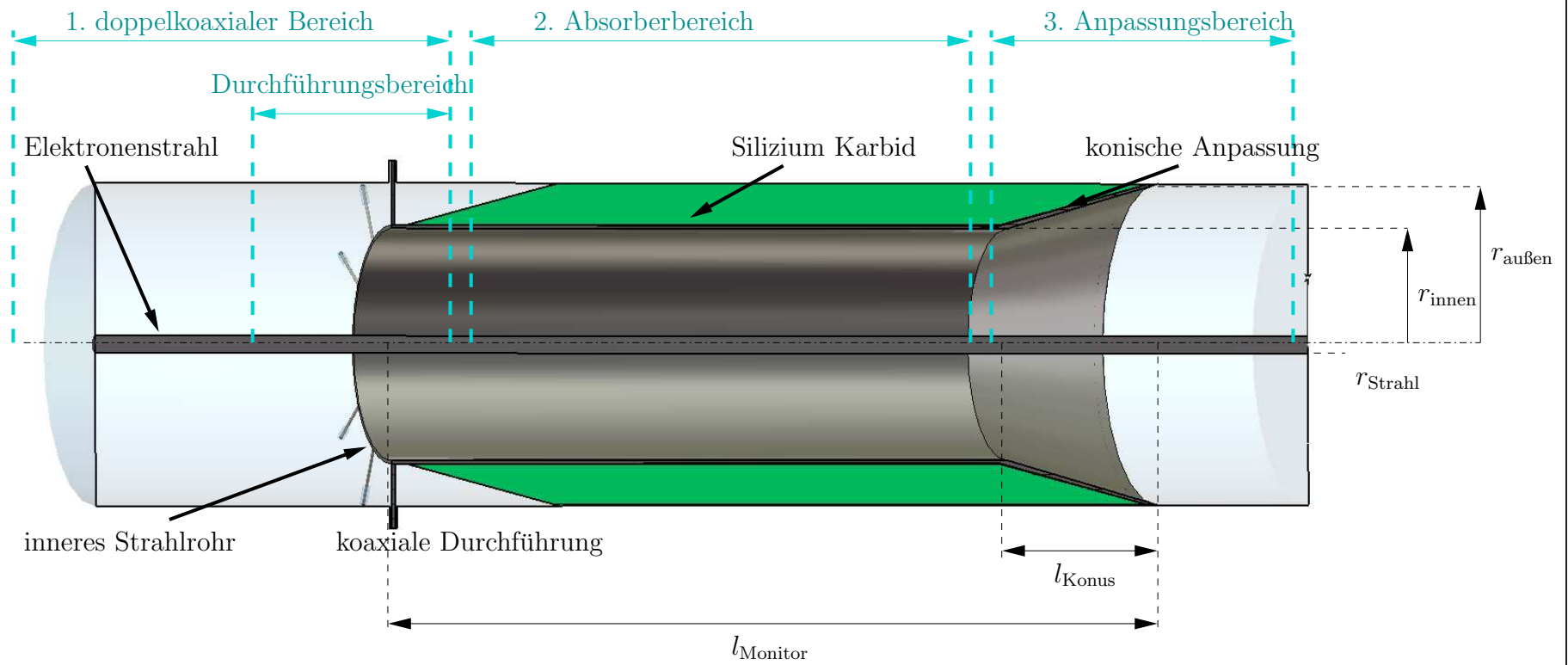
Verschiedene Parameter beeinflussen die Simulationsdauer:

Sie ist von der vorgegebenen Bandbreite, von Form und Größe der Struktur und von der Anzahl der verwendeten Ports abhängig. Je geringer die Bandbreite und je kleiner das Volumen der zu untersuchenden Struktur ist, desto kürzer ist die Simulationsdauer. Darüber hinaus erhöhen auch komplexere Substrukturen, das heißt Strukturen mit einer geringen Anzahl an Symmetrien, und eine große Anzahl an Ports die Dauer der Simulation.

Die vorhandenen Symmetrien einer Struktur können bei CST DESIGN ENVIRONMENT™ durch die Vorgabe von Anschlussbedingungen für die elektrischen oder magnetischen Felder ausgenutzt werden. Diese Option wird im nächsten Abschnitt genauer erklärt und kann im Optimalfall die Simulationsdauer um das achtfache verkürzen.

In Abbildung 6.2 ist eine Struktur dargestellt, die mit CST DESIGN ENVIRONMENT™ erstellt wurde. Diese Struktur zeigt die grundlegenden Charakteristiken, die zur Messung des Wandstroms notwendig sind. Bemerkenswert ist hierbei, dass die konische Anpassung nicht wie bei der Variante, die am CERN entwickelt wurde, durch die Anpassung des äußeren Rohrs, sondern durch Anpassung des inneren Rohrs bevorzugt wurde (vergleiche Abbildung 5.5 und 5.6). Eine Abschätzung der Vor- und Nachteile dieser Lösung in Hinblick auf die Anforderungen von ELSA folgt in Abschnitt 6.4.

Mit den Lösungsroutinen des Transient Solvers und des Frequency Domain Solvers können keine bewegten Ladungen simuliert werden. Die Feldkonfiguration von Elektronen, die sich annähernd mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, entspricht der TEM-Feldkonfiguration eines Koaxialleiters. Für die Feldanalyse mit Hilfe des Transient Solvers und des Frequency Domain Solvers kann daher ein perfekt leitender Zylinder mit dem Radius  $r_{\text{Strahl}}$  anstatt des Elektronenstrahls angenommen werden.



**Abbildung 6.2:** Unterteilung der Schnittansicht (mit CST MWS erstellt) der für ELSA vorgeschlagenen Struktur zur Messung des Wandstroms.

Die Schnittansicht in Abbildung 6.2 ist in verschiedene Bereiche unterteilt. Diese Bereiche wurden unabhängig voneinander simuliert, um die Simulationsdauer zu verringern. Dabei wurden Nahfeldeffekte zwischen diesen Bereichen vernachlässigt. Die Bereiche sind nach den erwarteten Phänomenen und den dafür geeigneten Lösungsroutinen aufgeteilt. Eine kurze Beschreibung dieser Bereiche, der auftretenden Phänomene und der verwendeten Lösungsroutinen wird im Folgenden aufgelistet:

1. Der **doppelkoaxialen Bereich** ist durch den Elektronenstrahl, das innere und durch das äußere Rohr gekennzeichnet. Somit weist dieser Bereich sowohl eine koaxiale Struktur zwischen Elektronenstrahl und innerem Rohr, als auch zwischen dem inneren und äußerem Rohr auf und wird daher als doppelkoaxialer Bereich bezeichnet.

Von besonderem Interesse ist das Transferverhalten der Feldkonfiguration  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{Rohr}}$  zu der Feldkonfiguration  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{innen, außen}}$  (vergleiche Abschnitt 5.3). Dieses Verhalten kann mit Hilfe des Streumatrixformalismus beschrieben werden. Der Transient Solver und der Frequency Domain Solver sind daher dem Wakefield Solver in diesem Bereich vorzuziehen. Dabei werden Wellenleiter Ports aus den folgenden Gründen benutzt. Erstens sind diese Ports notwendig, um die Referenzebenen zu definieren, auf der sich die Streumatrixenträge beziehen. Zweitens wirken die Ports in der Simulation perfekt absorbierend, so dass keine zusätzlichen Reflexionen an den Referenzebenen entstehen.

Neben dem Verhalten der Zylinder, welche zueinander konzentrisch liegen, müssen die radial liegenden Durchführungen samt Pin berücksichtigt werden. In diesem Bereich wird daher zusätzlich der **Durchführungsbereich** separat untersucht. Hierbei sind stehende Wellen zwischen den Durchführungspins zu erwarten. Diese Resonanzen wirken sich negativ auf das Transferverhalten aus und werden mit dem Frequency Domain Solver analysiert. Außerdem müssen die koaxialen Durchführungen jeweils mit Wellenleiter Ports reflexionsfrei abgeschlossen werden. Durch diese zusätzlichen Ports würde sich die Simulationsdauer des doppelkoaxialen Bereich weiter verlängern.

2. Beim **Absorberbereich** steht die Unterdrückung der Reflexionen im Vordergrund. Erswert wird die Simulation durch das nicht perfekt leitende Absorbermaterial, dessen Eigenschaften frequenzabhängig sind. Es sind zwar frequenzabhängige Eigenschaften, wie Permeabilität, Permittivität oder Dissipationsfaktor veränderbar, dabei erhöht sich aber die Simulationsdauer erheblich.

Mithilfe dieser Simulation sollen die dämpfenden Eigenschaften des Materials in Hinblick auf die Formgebung (konische Änderung im Anfangs- und im Endbereich) des Absorbers untersucht werden. Der Transient Solver eignet sich daher für diese Analyse.

3. Im **Anpassungsbereich** werden durch den Elektronenstrahl Wakefelder erzeugt, die negative Auswirkungen auf die Strahlqualitäten haben können. Die Stärke der Wakefelder kann mit dem Wakefield Solver analysiert werden. Zusätzlich können Resonanzen auftreten, die in [SAK<sup>+</sup>] als Gap Resonanzen bezeichnet werden. Der Ursprung dieser Resonanzen sind TM- oder TE-Wellen, deren Grenzfrequenz bei der Konfiguration  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{außen}}$  niedriger ist, als die der Konfiguration  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{Rohr}}$ . Solche Wellen können sich im Strahlrohr ausbreiten, während sie im inneren Rohr abgedämpft werden. Die TM- oder TE-Wellen werden zum Beispiel durch Elektronen angeregt, die das Strahlrohr nicht zentral durchlaufen. Für die Analyse dieser Resonanzen eignet sich der Frequency Solver.

Eine detailliertere Beschreibung und die Feldanalyse der einzelnen Bereiche folgt in den nächsten Abschnitten.



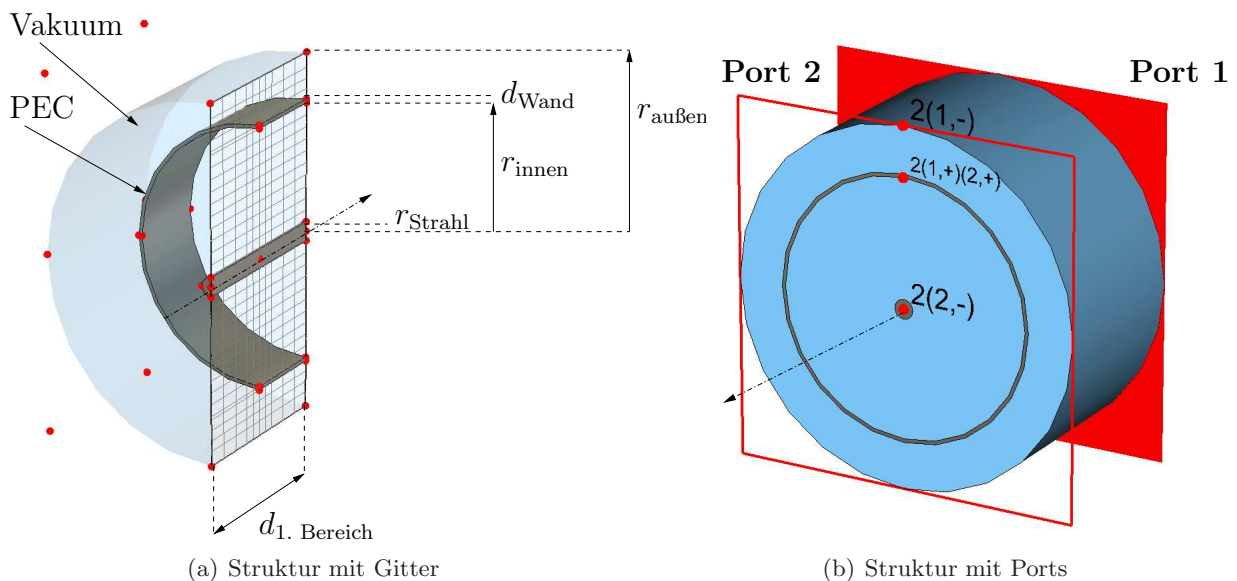
### 6.3 Feldanalyse des doppelkoaxialen Bereichs

Bei der Feldanalyse des doppelkoaxialen Bereichs soll die Stärke und die Ausrichtung des ausgekoppelten Feldes  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{innen}}$  im Vergleich zu der des Feldes  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{Rohr}}$  bestimmt werden (vergleiche Abschnitt 5.3). Daneben wird die Struktur mit Hilfe der Simulationen auf Resonanzen untersucht. Zwischen zwei Substrukturen (zum Beispiel zwei Durchführungspins) können je nach Abstand und Geometrie stehende elektromagnetische Wellen angeregt werden. Eine solche resonante Anregung ist nicht erwünscht, da der Teil des Wechselfeldes, welcher die stehende Welle anregt, nicht mehr zur Signalübertragung beiträgt. Die Resonanzquellen der vorgesehenen Strukturen sollen daher identifiziert werden und Möglichkeiten aufgezeigt werden sie im angestrebten Frequenzbereich zu vermeiden.

#### 6.3.1 Die rein doppelkoaxiale Struktur

In CST DESIGN ENVIRONMENT™ gibt es die Möglichkeit, das Hintergrundmaterial festzulegen. Die voreingestellte Konfiguration ist die, dass das Hintergrundmaterial aus einem perfekten Leiter besteht. Dieses idealisierte, perfekt leitende Hintergrundmaterial wurde auch für die folgenden Simulationsstudien benutzt. Aus diesem Material können verschiedene Formen anderen Materials ausgeschnitten werden, deren elektrische wie thermische Eigenschaften veränderbar sind. Zur Feldanalyse der reinen doppelkoaxialen Struktur werden ausschließlich perfekt leitendes Material (PEC) und elektromagnetisch neutrales Material (Vakuum) verwendet.

Abbildung 6.3 zeigt die Struktur, die der Feldanalyse mit CST DESIGN ENVIRONMENT™ zugrunde liegt.



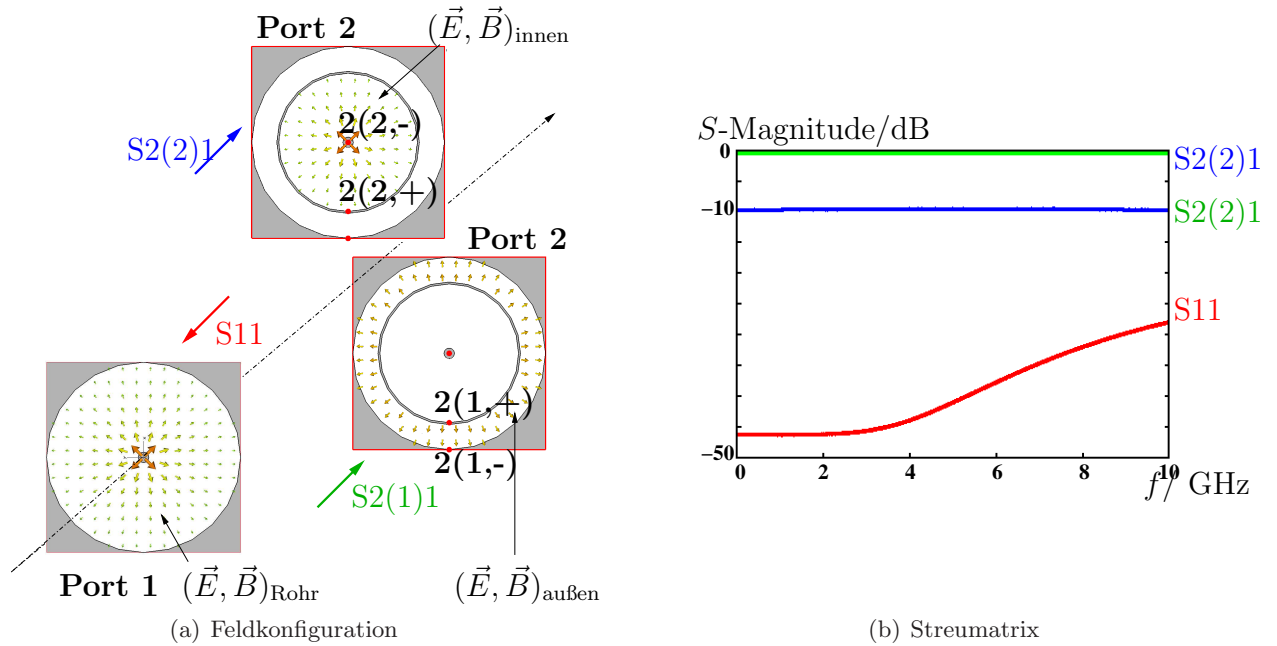
**Abbildung 6.3:** In CST MWS erstellte, reine doppelkoaxiale Struktur.

Auf der linken Seite der Abbildung 6.3 ist eine Schnittansicht der doppelkoaxialen Struktur zu sehen. Zusätzlich ist die Projektion des Simulationsgitters auf die Schnittebene dargestellt. Die roten Punkte zeigen die Begrenzung des zu simulierenden Volumens. Gleichzeitig stellen diese Punkte eine Verdichtung der Simulationzellen dar. Diese Verdichtung ist dann notwendig, falls Grenzflächen (in diesem Fall zwischen PEC und Vakuum) auftreten. In diese Darstellung sind die Geometrieparameter  $r_{\text{Strahl}}$ ,  $r_{\text{innen}}$ ,  $r_{\text{außen}}$  und  $d_{\text{Wand}}$  eingetragen.



Die rechte Seite zeigt die beiden verwendeten Ports. Der Port 2 im Vordergrund ist hierbei in zwei sogenannte Moden unterteilt. Mittels dieser Moden können Feldkonfigurationen zwischen zwei leitenden Materialien (in diesem Fall PEC) untersucht werden. Die Potentiale dieser Leiter müssen hierzu dem Simulationsprogramm vorgegeben werden. Im Programm CST MWS werden die Konfigurationen der Moden nummeriert und durch Vorzeichen dem jeweiligen Potential zugeordnet. Diese Notation wird im Folgenden übernommen (siehe Notation der Moden zwischen 2(1,-) und 2(1,+) und zwischen 2(2,-) und 2(2,+) in Abbildung 6.3 (b)).

In Abbildung 6.4 ist das Ergebnis der Feldanalyse des reinen doppelkoaxialen Bereichs dargestellt.



**Abbildung 6.4:** Typische Feldkonfiguration der jeweiligen Ports mit den Magnituden der zugehörigen Streumatrixeinträge.

Bei dieser Simulation wurden mit den folgenden Parametern Ergebnisse erzielt, die für die zukünftige Wandstrommonitorstruktur geeignet erscheinen:

Radius des Strahls:	$r_{\text{Strahl}} = 2,7 \text{ mm}$
Radius des inneren Rohrs:	$r_{\text{innen}} = 36 \text{ mm}$
Radius des äußeren Rohrs:	$r_{\text{außen}} = 50 \text{ mm}$
Wandstärke des inneren Rohrs:	$d_{\text{Wand}} = 1 \text{ mm}$ .

Durch eine iterative Variation der aufgelisteten Parameter wurden die Ergebnisse auf ihre Abhängigkeit von den Parametern hin überprüft. Die gewählten, optimalen Parameter kommen wie folgt zustande:

- Der Parameter  $r_{\text{Strahl}}$  wurde so gewählt, dass er mit der Halbwertsbreite  $\sigma = \max(\sigma_x, \sigma_y)$  des Strahls an der für den Monitor vorgesehenen Stelle im Ringbeschleuniger ELSA übereinstimmt. Diese Halbwertsbreite wurde mit Hilfe des Simulationspakets MAD-X über die zeit- und ortsabhängigen Parameter bei einer Energie von  $E_{\text{Strahl}} = 4,5 \text{ GeV}$  bestimmt [Pre]. Bei den Simulationen zeigte sich, dass die Feldkonfiguration vernachlässigbar vom Parameter  $r_{\text{Strahl}}$  abhängt. Dabei wurde  $r_{\text{Strahl}}$  im Bereich von 1 mm bis 5 mm variiert.
- Der minimale Wert des Parameters  $r_{\text{innen}}$  ist von der Halbwertsbreite abhängig. So wird die Lebensdauer des Elektronenstrahls nennenswert eingeschränkt, falls der Parameter  $r_{\text{innen}}$

unter  $6,5 \cdot \sigma$  liegt.

Die Simulation ergab, dass die Variation dieses Parameters die Magnitude des Streumatrixeintrags S2(1)1 beeinflusst. Die Amplitude des ausgekoppelten Feldanteils nimmt für größere  $r_{\text{innen}}$  zu, wenn der Parameter  $d_{\text{Wand}}$  konstant gehalten wird.

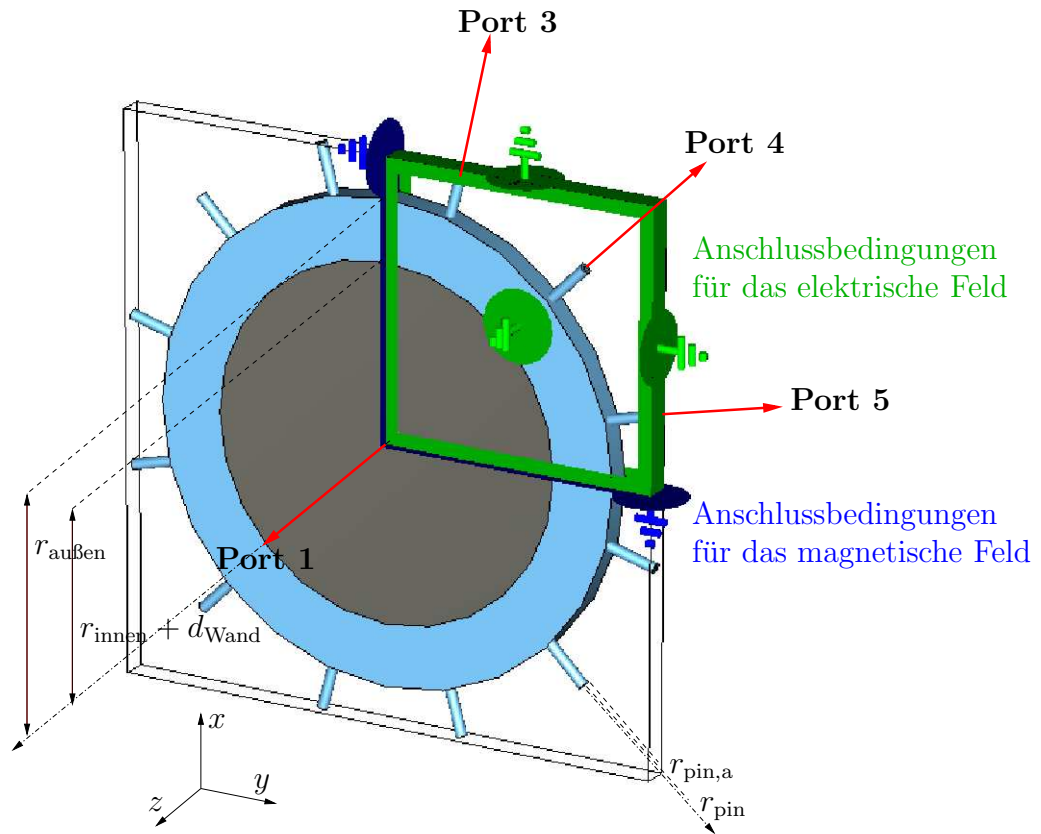
- Der Parameter  $r_{\text{außen}} = r_{\text{Rohr}} = 50$  mm ist bei einer konischen Anpassung des inneren Rohrs durch das in ELSA vorhandene Rohr gegeben.
- Der Parameter  $d_{\text{Wand}}$ , der die Wandstärke des inneren Rohrs beschreibt, beeinflusst die Reflexion, die durch S11 bestimmt werden kann. Diese Reflexionen sind minimal für eine Wandstärke, die gegen  $d_{\text{Wand}} \rightarrow 0$  mm geht. Diese Reflexionen entstehen an der Schnittebene zwischen dem Bereich des äußeren Rohrs und des äußeren Rohrs inklusive innerem Rohr. Der verwendete Wert  $d_{\text{Wand}} = 1$  mm bildet ein Kompromiss zwischen der Vermeidung von Reflexionen und der Möglichkeiten im Rahmen einer mechanischen Fertigung.

Insgesamt zeigt der koaxiale Bereich für die oben genannten Parameter ein annähernd konstantes Transferverhalten des ausgekoppelten Feldes S2(1)1 für Frequenzen bis 10 GHz. Außerdem werden die elektromagnetischen Wellen, die durch den Streumatrixeintrag S2(2)1 beschrieben werden, kaum abgeschwächt. Daraus kann gefolgert werden, dass die Feldkonfiguration, die durch die Elektronenpakete erzeugt wird, die nachfolgenden Elektronenpakete in diesem Bereich kaum beeinflusst.

### 6.3.2 Berücksichtigung der Durchführungen

Die azimuthal symmetrisch angeordneten Durchführungspins führen zu zusätzlichen Anschlussbedingungen für die Felder des Signal, das sich im großen Koaxialleiter ausbreitet. In diesem Abschnitt sollen Resonanzphänomene, die aufgrund der zusätzlichen Anschlussbedingungen auftreten, per Simulation der Feldkonfiguration analysiert werden. Für diese Analyse eignet sich der Frequency Domain Solver.

In Abbildung 6.5 ist die Struktur des großen Koaxialleiters inklusive der Durchführungspins dargestellt. In diesem Beispiel wurden 12 symmetrisch angeordnete Durchführungspins angenommen. Die jeweiligen Pins gehen in einen koaxial auf  $50 \Omega$  angepassten Bereich über, welcher der koaxialen Durchführungen entspricht. Mit dem Radius des Durchführungspins  $r_{\text{pin}} = 0,5$  mm, der durch die vorhandenen koaxialen Durchführungen (siehe Abschnitt 7.1) festgelegt wird, ergibt sich nach Gleichung (2.11)  $r_{\text{pin,a}} = 1,15$  mm.



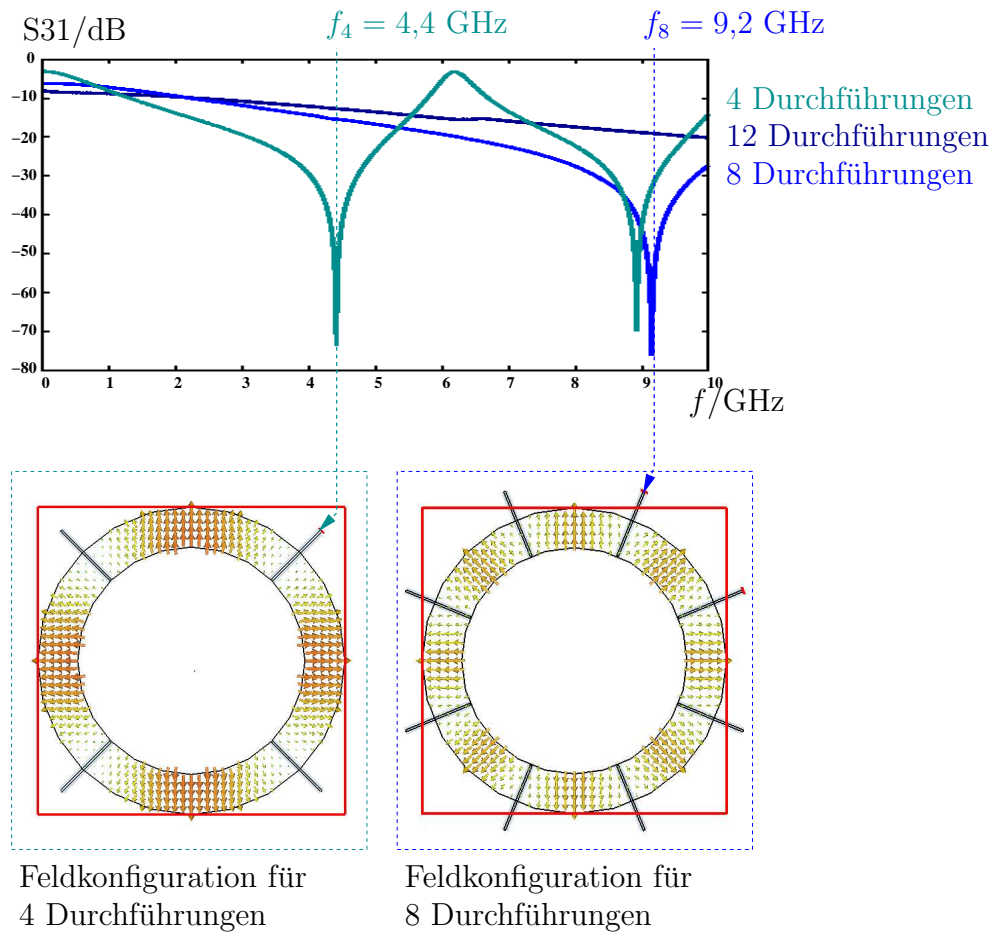
**Abbildung 6.5:** Schema der dem Transient Solver zugrunde liegenden numerischen Lösungsmethode.

Durch die zusätzlichen Ports, die notwendig sind um die azimuthal koaxialen Bereiche reflexionsfrei abzuschließen, erhöht sich die Simulationsdauer. Diese azimuthal liegenden Ports sind nur für ein Gitter aus tetraedisch geformten Zellen möglich<sup>20</sup>. Desweiteren approximieren die tetraedischen Zellen die vorliegende Struktur besser als die kubischen Zellen. Mit dem tetraedischen Gitter kann eine geeignete Genauigkeit<sup>21</sup> erreicht werden, die Verwendung desselben führt aber zu einer weiteren Verlängerung der Simulationsdauer.

Es werden zwei Methoden angewendet, um die Simulationsdauer zu verkürzen. Erstens wird auf die Analyse der Feldkonfiguration  $(\vec{E}; \vec{B})_{\text{innen}}$  verzichtet, indem das innere Rohr durch einen passiven PEC-Zylinder ersetzt wird. Zweitens kann die Symmetrie der Struktur ausgenutzt werden. Dies geschieht durch die Vorgabe von Randbedingungen an das magnetische Feld. Die Struktur ist spiegelsymmetrisch zur  $xz$ - und zur  $yz$ -Ebene. Die vorgegebene Randbedingung an den Symmetrieebene ist in diesem Fall die, dass die tangentialen Magnetfeldkomponenten verschwinden. So ist es möglich, das Simulationsvolumen bei dieser zylindrischen Struktur auf ein Viertel des vollständigen Volumens zu reduzieren und dadurch die Simulationsdauer weiter zu verkürzen. In Abbildung 6.6 ist das Transferverhalten mit der Streumatrix S31 unter Variation der Anzahl der Durchführungspins dargestellt. Die Ports sind dabei entsprechend der Abbildung 6.5 definiert.

<sup>20</sup>Bei der Simulation auf der Basis von kubisch geformten Zellen (hexagonales Gitter) müssen die Ports parallel zu einer Ebene der Zellen liegen.

<sup>21</sup>Eine geeignete Genauigkeit ist in diesem Zusammenhang dann gegeben, falls eine weitere Erhöhung oder eine Verbesserung der Approximation nicht zur Veränderung der Streumatrix führt.



**Abbildung 6.6:** Ergebnisse der Feldanalyse des koaxialen Bereichs unter Berücksichtigung der Durchführungspins.

Um die auftretenden, lokalen Minima im Diagramm der Streumatrix zu erklären, ist im unteren Teil der Abbildung die Projektion des transversalen elektrischen Feldes für die Frequenzen der Minima  $f_4$  und  $f_8$  gezeigt. Diese Projektion wird anhand der Beispiele mit 4 und mit 8 Durchführungen dargestellt.

Für diese Minima ist die Amplitude des am Port 3 ausgekoppelten Signals vernachlässigbar gegenüber denjenigen Amplituden, die bei anderen Frequenzen ausgekoppelt werden. Solche Minima sind daher zu vermeiden.

Die Ursache für die Minima ist das Auftreten einer azimuthalen Resonanz. Diese Resonanz wird nachfolgend als Durchführungsresonanz bezeichnet und erklärt sich wie folgt:

Durch die Durchführungspins wird die zusätzliche Randbedingung gestellt, dass die radialen elektrischen Feldkomponenten an der Stelle der Durchführungspins verschwindet. Die azimuthale  $2\pi$ -Symmetrie eines reinen Koaxialleiters wird also durch Durchführungspins gebrochen. Die entstehende Winkelabhängigkeit der Feldkonfiguration spiegelt sich im Transferverhalten von Port 1 nach Port 3 wieder. So breiten sich die TEM-Moden im Bereich der Durchführung bevorzugt mit einer Winkelabhängigkeit aus, bei der die radialen elektrischen Felder an der Stelle der Durchführungspins verschwinden. Dies ist genau dann möglich, falls die Wellenlänge  $\lambda$  der Bogenlänge zwischen zwei Pins entspricht. In diesem Fall bildet sich ein transversales Interfe-

renzmuster aus, so dass die Minima mit den Durchführungspins zusammenfallen. Dieser Effekt ist besonders groß, falls die Bedingung

$$n \cdot \lambda = 2\pi \frac{(r_{\text{innen}} + r_{\text{außen}})}{2} = 2\pi\bar{r} \quad (6.2)$$

erfüllt ist [SAK<sup>+</sup>]. Hierbei ist  $n$  eine ganze Zahl und  $\bar{r}$  wird als mittlerer Radius bezeichnet. Durch die Zahl  $n$  kann die Anzahl der Symmetrieebenen  $N_{\text{symm.}} = n/2$  ermittelt werden. Damit entspricht die Zahl  $n$  der Anzahl der Durchführungen. Die Resonanzfrequenz ergibt sich zu:

$$f_n = \frac{c}{2\pi \frac{\bar{r}}{n}} \quad . \quad (6.3)$$

Für Frequenzen, die nicht dieser Resonanzfrequenz entsprechen, verschwinden die radialen Feldkomponenten an der Stelle der Durchführungen ebenso. Allerdings wird dieser Feldanteil über die coaxialen Durchführungen ausgekoppelt.

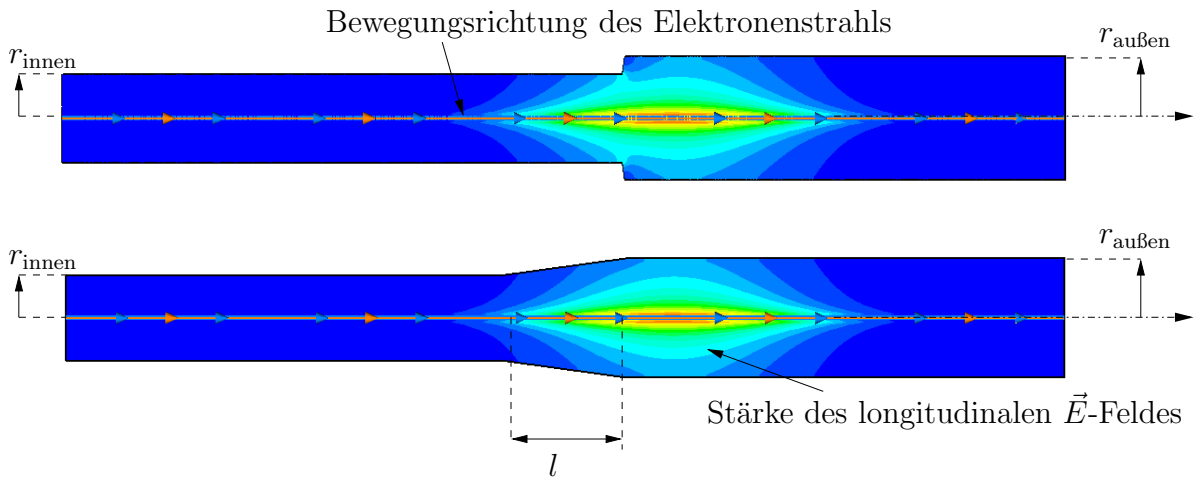
Das Transferverhalten, das durch den Streumatrixeintrag S31 beschrieben wird, wurde für 4, 8 und 12 Durchführungen simuliert. Die Abschwächung bei der Resonanzfrequenz kann hier in guter Übereinstimmung mit Gleichung (6.3) als Minimum der jeweiligen Kurven abgelesen werden. Durch die Vergrößerung der Anzahl der Durchführungspins können die Resonanzfrequenzen zu einem Wert vergrößert werden, der außerhalb des 10 GHz-Bereichs liegt. Für den breitbandigen Wandstrommonitor für ELSA sind daher 12 Vakuumdurchführungen vorgesehen, um Resonanzfrequenzen zu erhalten, die erst oberhalb von 10 GHz auftreten.

#### 6.4 Wakefeldanalyse des Bereichs der konischen Anpassung

Das Ziel dieses Abschnitts ist es, den Einfluss der Wakefelder zu untersuchen, die im Bereich der konischen Anpassung entstehen. Dazu steht der CST Wakefield Solver zur Verfügung. Im Unterschied zur am CERN entwickelten Variante des Wandstrommonitors WBCM<sub>β</sub>, ist bei dem breitbandigen Wandstrommonitor für ELSA eine konische Anpassung des inneren Rohres vorgesehen (siehe Abschnitt 5.3).

Der Vorteil dieser Anpassung gegenüber der konischen Anpassung des äußeren Rohrs ist, dass keine sogenannten Gap-Resonanzen auftreten, die negative Auswirkung auf das Transferverhalten des Monitors haben [SAK<sup>+</sup>]. Der Ursprung dieser Resonanzen sind elektromagnetische Moden, die im äußeren Rohr ausbreitungsfähig sind, während sie im Bereich des großen Koaxialleiters exponentiell abgedämpft werden. Dadurch werden die Moden an der coaxialen Struktur reflektiert. Diese Reflexion wird durch die Querschnittsänderung wieder reflektiert und eine stehende Welle kann entstehen, die Gap-Resonanz. Diese stehende Welle zwischen der konischen Anpassung und dem coaxialen Bereich führt zu einem schlechteren Transferverhalten.

Durch die konische Anpassung des inneren Rohrs entstehen Wakefelder die zu Verlusten im Elektronenstrahl führen. Diese Verluste sollten möglichst gering sein und daher ist es von Interesse, die charakteristischen Eigenschaften, das longitudinale Wakepotential und der dadurch implizit gegebenen longitudinale Wakeimpedanz in diesem Bereich zu analysieren. In Abbildung 6.7 sind zwei untersuchte Strukturen dargestellt, wobei die Symmetrien der Struktur ebenso ausgenutzt wurden wie bei den vorigen Analysen.

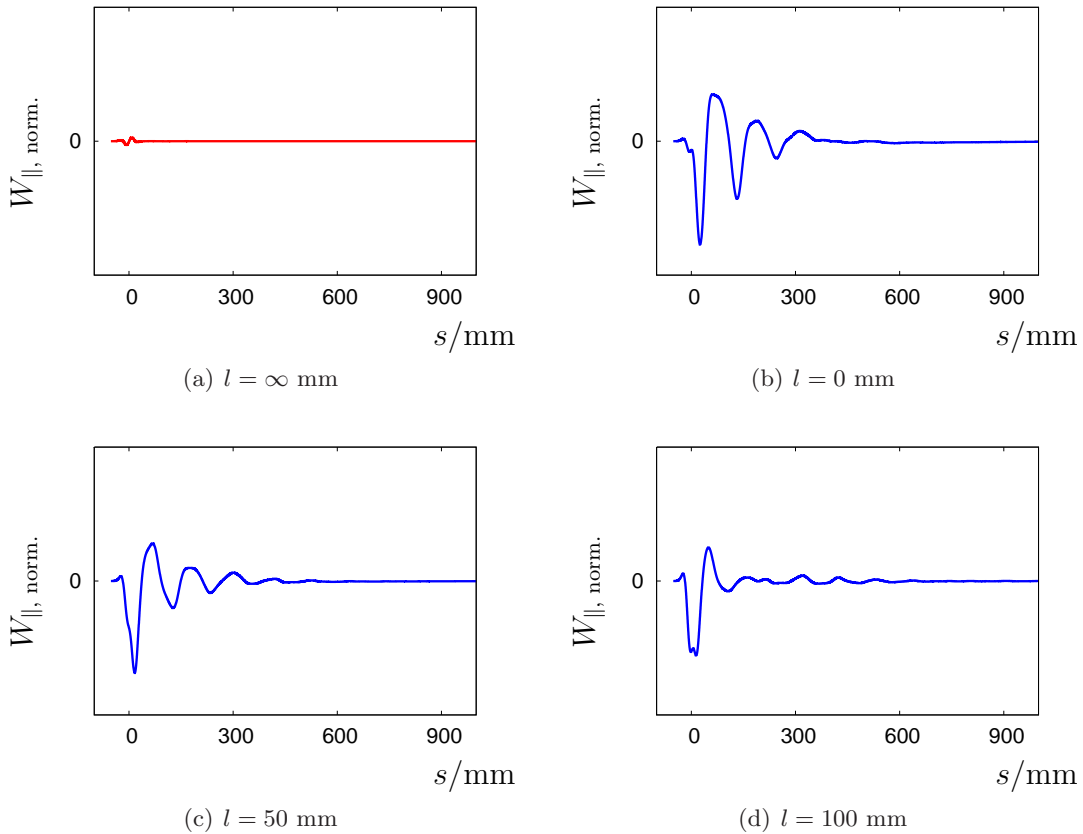


**Abbildung 6.7:** CST Wakefeldanalyse des longitudinalen elektrischen Feldes, erzeugt durch eine ultrarelativistische Ladungsverteilung.

Bei der Wakefeldanalyse des konisch angepaßten Bereichs wurde die Länge der Anpassung und dadurch der Winkel des Konus variiert. In Abbildung 6.7 ist die Verteilung der longitudinalen elektrischen Feldstärke für die Parameter  $l = 0$  mm und  $l = 100$  mm dargestellt. Hierbei entsprechen rote Bereiche der höchsten vorkommenden Feldstärke und blaue Bereiche der geringsten. Die verwendeten Simulationsparameter sind:

Länge des Elektronenpakets:	$\sigma_z = 10$ mm
Geschwindigkeit der Elektronen:	$ \vec{v}  = c$
Ladung des Elektronenpakets:	$Q = 1$ nC
variierte Länge des Konus:	$l = 0$ mm, 50 mm, 100 mm und $\infty$ mm.

Beim Vergleich der elektrischen Felder der beiden gezeigten Strukturen fällt auf, dass die Felder an der Kante des Übergangs für  $l = 0$  mm besonders groß sind. Am Übergang entstehen dementsprechend Spannungsspitzen, die sich auf die nachfolgenden Elektronenpakete auswirken können. Dieses Verhalten spiegelt sich in den Wakepotentialen für die verschiedenen Anpassungen  $l = 0, \dots, \infty$  mm wieder.



**Abbildung 6.8:** Wakepotential für unterschiedliche Konuslängen  $l$ .

Die vier abgebildeten Diagramme in Abbildung 6.8 zeigen das auf das Maximum normierte Wakepotential aufgetragen gegen den Abstand  $s$  des folgenden Teilchens. Dabei ist im Abbildungsteil (a) das Potential einer idealen Anpassung dargestellt.

Der Betrag der lokalen Minima des Wakepotentials fällt exponentiell mit dem Abstand  $s$  ab. Bei Hohlraumresonatoren ist eine hohe Güte erwünscht, die mit einem flachen exponentiellen Abfall verbunden ist<sup>22</sup>. Da die vorliegende Struktur aber möglichst kein resonantes Verhalten aufweisen soll, sollte auch der exponentielle Abfall möglichst steil sein. Im Vergleich der Graphen für  $l = 0$  mm,  $l = 50$  mm und  $l = 100$  mm fällt auf, dass ein flacherer Konuswinkel zu einem stärkeren exponentiellen Abfall führt. Eine Konuslänge ab  $l = 100$  mm ist daher für den Anpassungsbereich des breitbandigen Wandstrommonitors geeignet, da die entstehenden Wakefelder denen der idealen Anpassung  $l = \infty$  ähneln. Insbesondere ist das Wakepotential für den Abstand von  $s = 600$  mm interessant. Dieser Abstand entspricht dem Abstand der Elektronenpakete in ELSA. Ist das Wakepotential für diesen Abstand positiv, so werden die Elektronen im folgenden Paket beschleunigt, ist es negativ so werden die Elektronen abgebremst. Über dieses Wakepotential können die Elektronenpakete wechselwirken und es kann zu Strahlinstabilitäten kommen [Hof95]. Für die untersuchte konische Anpassung ist das normierte Wakepotential für  $l = 0$  mm im Abstand von 600 mm annähernd gleich Null.

<sup>22</sup>Im Bereich von Hohlraumresonatoren oszilliert das Wakepotential. Für Resonatoren hoher Güte hält diese Schwingung lange an. Die Zeit kann in eine Strecke mit  $s = c \cdot t$  umgerechnet werden. Treffen Teilchen mit einem Abstand  $s_{\text{resonant}}$  ein, der dem Zeitpunkt des maximalen Feldes der Schwingung entspricht, so werden die Teilchen maximal beschleunigt. Daher ist es für Hohlraumresonatoren ein möglichst flacher exponentieller Abfall erwünscht. Auf alle Teilchen, die periodisch im Abstand  $s_{\text{resonant}}$  eintreffen, wirkt in diesem Fall dasselbe Wakepotential.

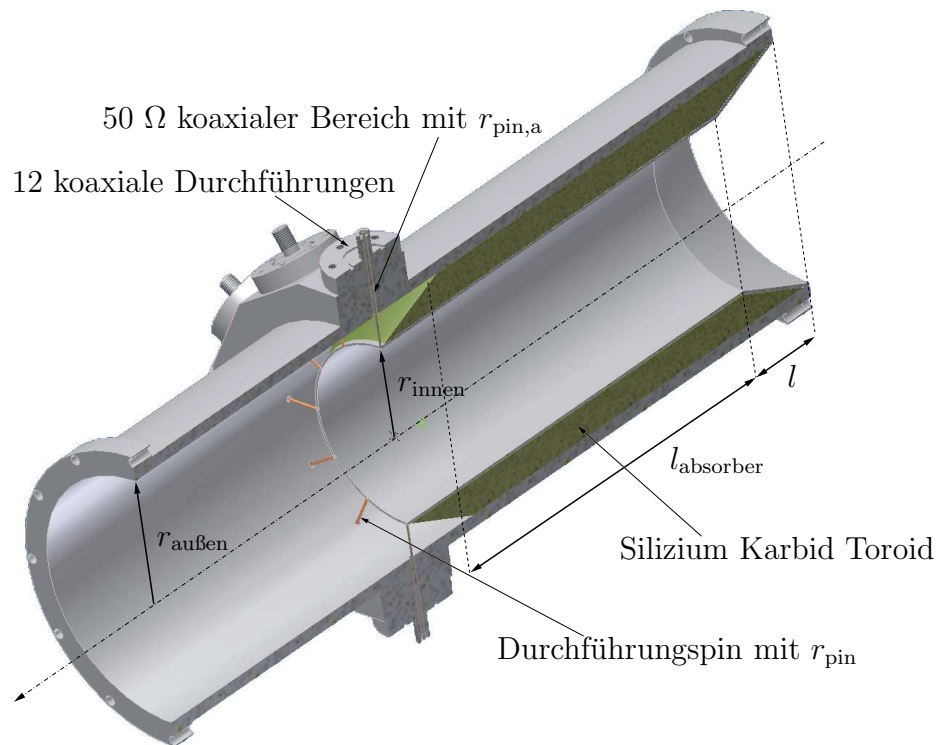


## 6.5 Zusammenfassung der Feldanalyse

Aufgrund der Feldanalysen, welche in den vorigen Kapiteln beschrieben wurden, und in Abstimmung mit den mechanisch realisierbaren Parametern scheinen die folgenden Größen für einen breitbandigen Wandstrommonitor für ELSA geeignet:

Radius des inneren Rohrs:	$r_{\text{innen}} = 36 \text{ mm}$
Radius des äußeren Rohrs:	$r_{\text{außen}} = 50 \text{ mm}$
Wandstärke des inneren Rohrs:	$d_{\text{Wand}} = 1 \text{ mm}$
Länge des konischen Anpassung:	$l = 100 \text{ mm}$
Anzahl der koaxialen Durchführungen:	$n = 12$
Radius des Durchführungspins:	$r_{\text{pin}} = 0,5 \text{ mm}$
Äußerer Radius des Durchführungsbereichs:	$r_{\text{pin,a}} = 1,15 \text{ mm}$

In Abbildung 6.9 ist eine dreidimensionale Schnittansicht des vorgesehenen breitbandigen Wandstrommonitors inklusiver der oben aufgeführten Größen dargestellt.



**Abbildung 6.9:** Schnittansicht des Konzeptes für einen breitbandigen Wandstrommonitor in ELSA.

Die Implementierung des Absorbers in die Simulation ist mit Schwierigkeiten verbunden. Es können zwar Materialeigenschaften frequenzabhängig editiert werden, die Dichte des Simulationsgitters nimmt dabei aber deutlich zu. So erhöht die Verwendung von nicht idealisierten Materialien<sup>23</sup> die Simulationsdauer soweit, dass die Größe des Arbeitsspeichers diejenige eines herkömmlichen Computers übersteigt. Die Dämpfungseigenschaften des Absorbermaterials

<sup>23</sup>Mit idealisierten Materialien sind diejenigen gemeint, die Eigenschaften haben, die in der Realität nur genähert vorkommen wie z.B. PEC und Vakuum.



werden in Abschnitt 7.2 behandelt. Aus diesen Eigenschaften wird die notwendige Länge des Absorbers  $l_{\text{absorber}}$  abgeschätzt.

Auch die Nahfeldeffekte konnten nicht analysiert werden und wurden daher bisher vernachlässigt. Um sowohl den Absorber zu implementieren, als auch Nahfeldeffekte zwischen den einzelnen Bereichen untersuchen zu können, ist ein leistungsfähigeres System notwendig. Ein solches System ist zum Beispiel ein Netzwerk aus mehreren Computern, so dass der Rechenaufwand auf mehrere Computer verteilt werden kann. Eine Unterstützung auf Softwarebasis dieser sogenannte Parallelisierung ist für die kommende Version von CST DESIGN ENVIRONMENT™ vorgesehen und sollte zur Untersuchung der vollen Struktur zukünftig in Betracht gezogen werden.

## 7 Test der Substrukturen des Monitors

Neben den theoretischen Vorhersagen der Monitoreigenschaften müssen die verwendeten Komponenten, wie z.B. Durchführung oder Absorber, geeignete Hochfrequenzeigenschaften besitzen. Diese Hochfrequenzeigenschaften werden in den folgenden Abschnitten für die vorgesehenen Durchführungen bestimmt. Außerdem wird der Testaufbau für einen klassischen Wandstrommonitors beschrieben, aus dem Folgerungen zur Optimierung eines breitbandigen Testaufbaus für den Wandstrommonitor an ELSA gezogen werden.

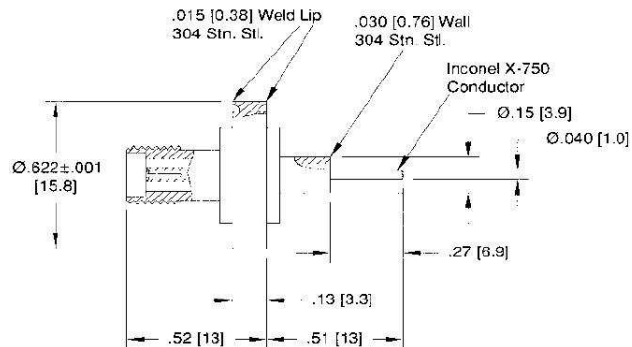
### 7.1 Test der Durchführungen

In dem vorherigen Kapitel wurden die Eigenschaften und die Stärke des ausgekoppelten Wandstromsignals behandelt. Dieses ausgekoppelte Signal muss aus dem Vakuumbereich durch das Strahlrohr durchgeführt werden. Zu diesem Zweck sollen koaxiale Vakuumdurchführungen eingesetzt werden. Dieser Abschnitt beginnt mit der Beschreibung der vorgesehenen Vakuumdurchführungen und der eines Testaufbaus, der zur Untersuchung des Transmissionsverhaltens in Abhängigkeit der Frequenz entwickelt wurde. Anschließend wird experimentell die Abhängigkeit des Transmissionsverhaltens von der Lage des Innenleiters bestimmt.

Für breitbandige Anwendungen bis 18 GHz mit elektrischen Leistungen bis 500 Watt hat sich der 50  $\Omega$ -SMA-Standard bewährt. Durch Schraubverbindungen können Kabel, Stecker oder Adapter langlebig mit einer vergleichsweise guten Schirmdämpfung miteinander verbunden werden. Daher sind beim Aufbau des breitbandigen Wandstrommonitors koaxiale Vakuumdurchführungen des SMA-Standards vorgesehen. Um das Risiko möglicherweise auftretenden Vakuumlecks zu minimieren, sollen solche Vakuumdurchführungen zum Einsatz kommen, deren Leckrate möglichst gering ist. Aus diesem Grund ist die Verwendung kommerziell erwerbbarer Vakuumdurchführungen beabsichtigt, die bereits in einen Vakuumflansch mit der Kurzbezeichnung CF eingelötet sind. Dieses Vakuumflanschsystem weist Leckraten unter  $10^{-11}$  mbar l/s auf. In Abbildung 7.1 sind ein Bild sowie eine technische Zeichnung der getesteten koaxialen Vakuumdurchführung abgebildet.



(a) Bild der koaxialen Vakuumdurchführung.

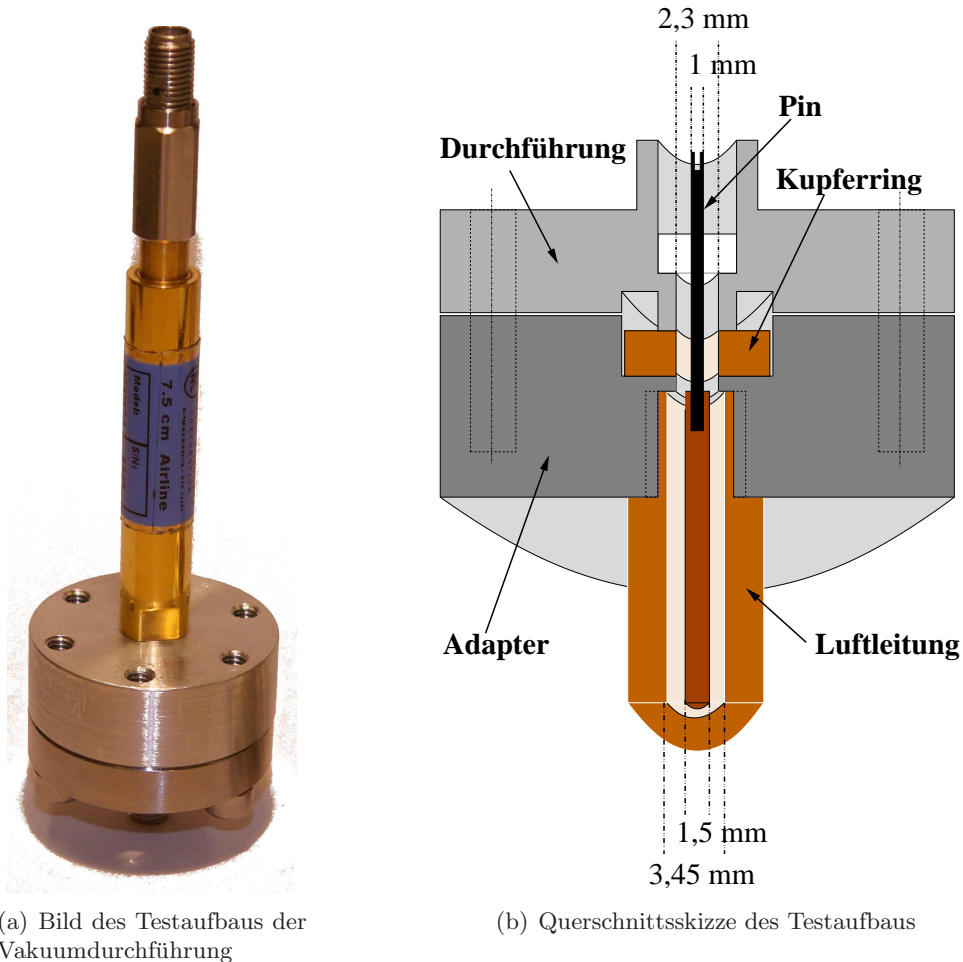


(b) Technische Zeichnung; Größen in den eckigen Klammern in mm Quelle Vacom.

**Abbildung 7.1:** Koaxiale Vakuumdurchführung.

Die verwendete Durchführung besitzt einen koaxialen SMA-Adapter auf der Atmosphärenseite. Der innere Leiter dieses koaxialen Bereichs ragt als Verlängerung ("Pin") in den Vakuumbereich des Wandstrommonitors (vergleiche Abbildung 6.9). Um das Transferverhalten der

Durchführungen bis in den Vakuumbereich messen zu können, muss dieser Bereich möglichst gut an den Wellenwiderstand von  $50 \Omega$  des SMA-Standards angepasst werden. Auch bei dem konzipierten Testaufbau ist dies der Fall. Durch die Anpassung auf  $50 \Omega$  können Reflexionen vermieden werden, die den Tests beeinflussen würden und zu einem verfälschten Messergebnis führen könnten. Für den Messauf der Vakuumdurchführung wurde eine Luftleitung verwendet, die konventionell genutzt wird, um Netzwerkanalysatoren zu kalibrieren.



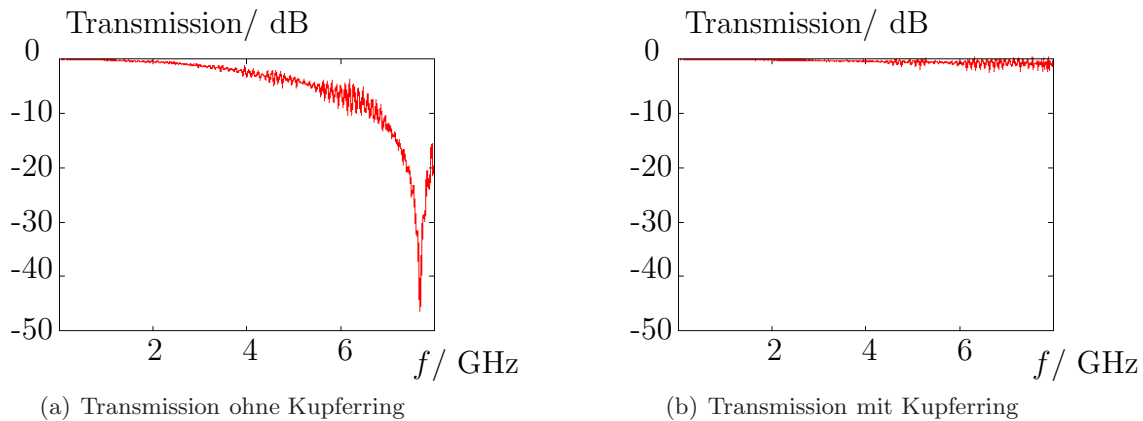
(a) Bild des Testaufbaus der Vakuumdurchführung

(b) Querschnittsskizze des Testaufbaus

**Abbildung 7.2:** Testadapter für den Transmissionstest der Vakuumdurchführung.

Abbildung 7.2 zeigt ein Foto und eine schematische Querschnittsskizze des Testaufbaus. Für das Medium Luft entspricht der Widerstand von  $50 \Omega$  in geeigneter Näherung demjenigen Verhältnis von dem Durchmesser des Innenleiter zu dem des Außenleiters, welches für das Medium Vakuum aus Gleichung (2.11) bekannt ist. Dieses Verhältnis wurde im Testaufbau über die vollständige Signalstrecke beibehalten.

Zur Messung des Transmissionsverhaltens stand ein vektorieller Netzwerkanalysator mit einer Bandbreite von 8 GHz zur Verfügung. Das Ergebnis dieser Messung ist exemplarisch für eine Durchführung in Abbildung 7.3 dargestellt. Die dargestellten Messergebnisse entsprechen reproduzierbar denen der übrigen elf Durchführungen.



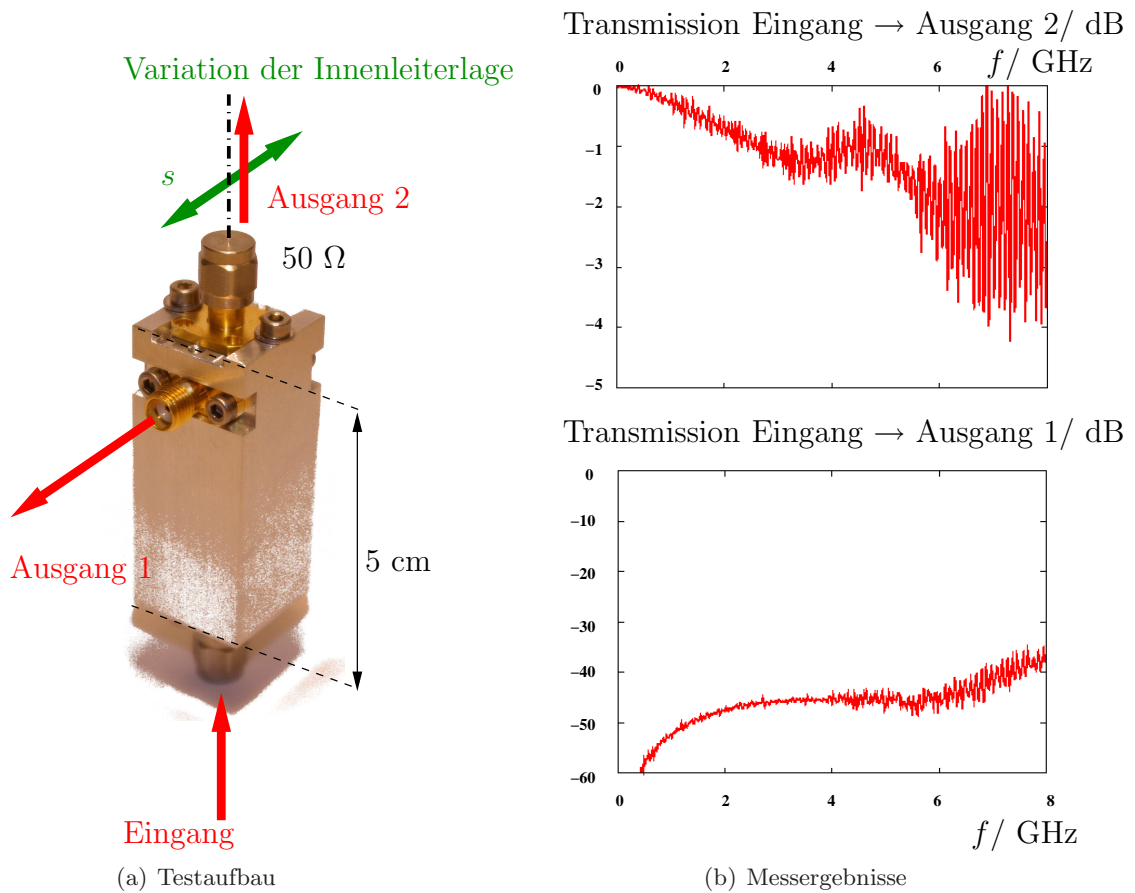
**Abbildung 7.3:** Messergebnis der Transmissionsmessung der koaxialen Vakuumdurchführungen mittels Netzwerkanalysators.

Der Kupferring, der zwischen dem Adapter und der Vakuumdurchführung eingeklemmt wird, beeinflusst die Transmissionsmessung wesentlich. Wie die Messergebnisse zeigen, regen elektromagnetische Wellen im Frequenzbereich um 7,5 GHz den Testaufbau resonant an, falls der Kupferring nicht eingesetzt wird (siehe Abbildung 7.3 (a)). In diesem Fall bildet der Raum, der von der Durchführung und dem Adapter eingeschlossen wird, einen Resonator mit eben jener Resonanzfrequenz. Da Kupfer weicher ist als die übrigen verwendeten Materialien, kann der Kupferring eingeklemmt werden, ohne die übrigen Bauteile zu beschädigen. Für den Testaufbau mit eingesetztem Kupferring ist der Wellenwiderstand auch in diesem Zwischenbereich auf  $50 \Omega$  angepasst. Dementsprechend zeigt die Transmissionsmessung mit eingesetztem Kupferring im Frequenzbereich bis 8 GHz kein resonantes Verhalten. So wird das Signal, das durch die Teststruktur propagiert, ab einer Frequenz von 6 GHz um gemittelt 1 Dezibel abgeschwächt. Die beschriebene Messung mit Kupferring wurde für die 12 vorhandenen Durchführungen abgeschlossen. Die Durchführung wurden für geeignet befunden, da die Dämpfung unterhalb derjenigen Dämpfungen bleibt, die im Rahmen der Feldanalysen bestimmt wurden.

Beim Aufbau des Wandstrommonitors müssen die Durchführungspins mit einem leitenden Vollzylinder verlängert und mit dem inneren Rohr des Monitors leitend verbunden werden. Auch bei diesem Aufbau sind die weiter oben beschriebenen Resonanzen zu vermeiden. Daher ist beim Einbau der Vakuumdurchführung in den Monitor ein Kupferring vorgesehen, der ähnlich demjenigen ist, der bereits im Testaufbau verwendet wurde.

Daneben ist der Wellenwiderstand auch von der Lage des Pins im Außenleiter abhängig. Liegt der Innenleiter nicht konzentrisch im Außenleiter weicht der Wellenwiderstand von  $50 \Omega$  ab. Daher ist das Transferverhalten des Monitors sensitiv auf die Lage der Pins, die nach Möglichkeit konzentrisch in der azimuthalen Bohrung durch die Kammerwand liegen sollten. Diese Konzentrität kann durch eine elektrische Bestimmung der Lage des Pins weit genauer festgestellt werden als diejenige durch das Ablesen des Abstandes auf einer Messskala eines mechanischen Messinstruments.

Die Funktionsweise der beabsichtigten elektrischen Bestimmung ähnelt der eines Strahllagemonitors. Mit möglichst einfachen Mitteln wurden ein vorläufiger Testaufbau konstruiert, der die Möglichkeit bietet die Ablage des Innenleiters mit den elektrischen Transmissionseigenschaften der Koaxialleitung zu verbinden. In Abbildung 7.4 ist neben diesem Testaufbau das positionsabhängige Transmissionsverhalten von Eingang zu Ausgang 1 und zu Ausgang 2 für die maximale Auslenkung dargestellt. Dabei wurden die jeweils nicht benutzten Ausgänge mit einem  $50 \Omega$ -Widerstand abgeschlossen.



**Abbildung 7.4:** Foto des Messaufbaus zur Bestimmung der Pinlage und Messergebnis der Transmissionsmessungen.

Die maximale Ablage des Pins an der oberen SMA-Einbaubuchse beträgt hierbei  $s = 1$  mm von der zentrischen Position. Die obere, dem Ausgang 2 entsprechende und untere, dem Eingang entsprechende Einbaubuchse ist hierbei mit einem Kupferzylinder elektrisch verbunden. Die Einbaubuchsen, die dem ersten Ausgang entsprechen, wirken wie die Elektroden des beschriebenen Strahlageremonitors. Auch das Transferverhalten zu Ausgang 2 kann in Analogie zum Hochpassverhalten der Strahlageremonitore nachvollzogen werden (siehe unteren Teil der Abbildung 7.4 (b)) [Kei94]. Der obere Teil der Abbildung 7.4 (b) zeigt die Abschwächung des transmittierten Signals bei einer maximalen Fehlanpassung des Koaxialleiters durch eine Ablage des Innenleiters. Das Winkelauflösungsvermögen liegt bei  $\Theta \approx 0,114^\circ$ . Dabei ist  $\Theta$  der eingeschlossene Winkel zwischen der Längsachse des inneren und der des äußeren Zylinders. Solch eine Bestimmung der Pinlage scheint daher für den Einbau geeigneter als die mechanische Bestimmung der Konzentricität. Der Testaufbau für die Anwendung beim Wandstrommonitor steht aus, der Nachweis grundsätzlicher Prinzipien konnte aber auch mit diesem Testaufbau gewonnen werden.

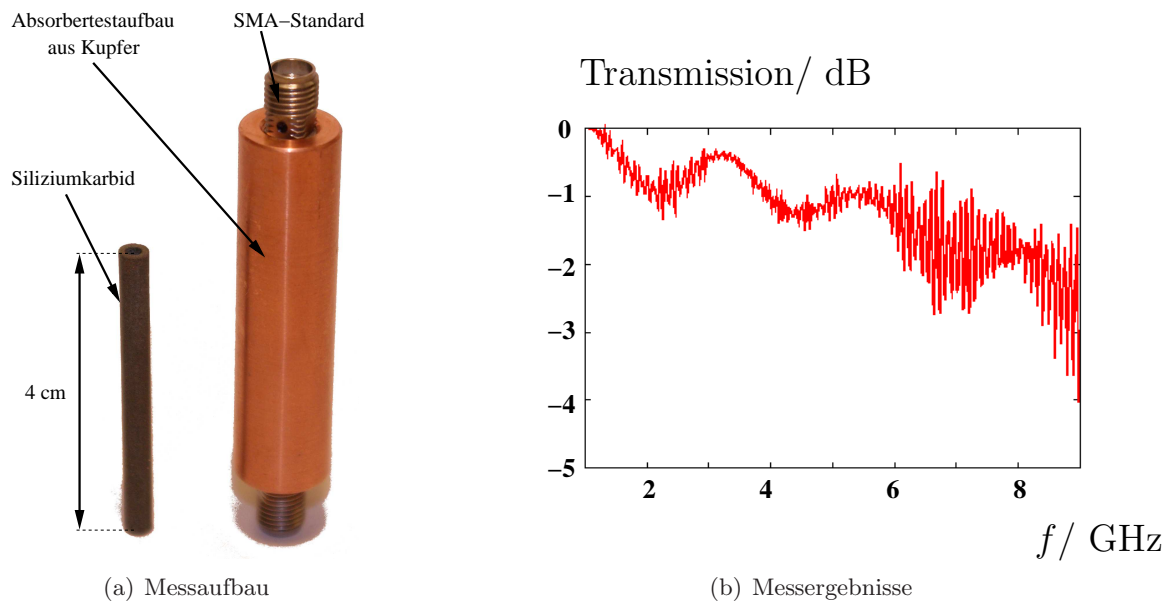
## 7.2 Eigenschaften des Absorbermaterials

Als Absorbermaterial kommt Siliziumkarbid für den  $WBCM_\beta$  am CERN infrage [DFS08]. Dieses Material weist eine gute Dämpfungseigenschaften in einem breiten Frequenzbereich auf und wurde daher bereits in einigen Beschleunigern innerhalb des Vakuumbereichs verwendet (siehe z.B. [DHJ<sup>+</sup>98]). Auch für den breitbandigen Wandstrommonitor sollte die Verwendung dieses

Materials zur Reduzierung der Reflexionen innerhalb des großen Koaxialleiters in Erwägung gezogen werden. Mit detaillierten Kenntnissen der elektromagnetischen Wechselwirkungseigenschaften des Materials könnte der Absorber in die vorangegangenen Feldstudien implementiert werden.

In diesem Abschnitt wird eine vorläufige Messung des Materials mithilfe einer eigens zu diesem Zweck konstruierten Messaufvorrichtung dargestellt. Dabei soll eine Abschätzung der Absorptionsfähigkeit des Materials gewonnen werden.

Die Absorptionsfähigkeit der vorhandenen Siliziumkarbidröhre kann mit einem Netzwerkanalysator bestimmt werden. Dazu wurde zunächst ein koaxialer, auf  $50\ \Omega$  angepasster Testaufbau konstruiert, der neben dem Transmissionsverhalten des Testaufbaus inklusive der Absorberröhre in Abbildung 7.5 dargestellt ist.



**Abbildung 7.5:** Foto des Messaufbaus zur Bestimmung von Absorptionseigenschaften und Messergebnis einer Transmissionsmessung.

Hierbei wurde der Netzwerkanalysator auf die Transmission des koaxialen Messaufbaus ohne Absorbermaterial kalibriert. Die Absorption des transmittierten Signals in Abhängigkeit von der Frequenz kann dem Diagramm in Abbildung 7.5 (b) entnommen werden.

Das Siliziumkarbidröhrchen konnte nicht mit den gewünschten Toleranzen geliefert werden. Wegen der daraus folgenden Formabweichungen konnte die hochpräzise Luftleitung, die bereits zur Messung der Durchführungen zum Einsatz kam, nicht für den Absorptionstest benutzt werden und es musste ein eigener Messaufbau konstruiert werden, der jedoch in der Funktionsweise mit der Luftleitung identisch ist. Trotzdem kommt es aufgrund der Formabweichung<sup>24</sup> zu starken Überlagerungen des Messergebnis.

Im Mittel über alle Messpunkte kann eine Abschwächung von 1,5 Dezibel abgeschätzt werden. Die Stärke des elektrischen Feldes  $E(z)$  nimmt bei der Absorption exponentiell mit der Signallänge  $z$  ab:

$$E(z) = E_0 \cdot e^{-\alpha z} \quad . \quad (7.1)$$

Die Größe  $\alpha$  ist hierbei das Dämpfungsmaß, welches in Gleichung (2.6) definiert wird. Vergleicht man die Leistung des transmittierten Signals mit Absorber  $P_{\text{mit}}$  mit derjenigen ohne

<sup>24</sup>Das Absorberröhrchen ist leicht konisch und weist zudem einen ungeeigneten Rundlauf auf.

Absorber  $P_{\text{ohne}}$  an der Stelle  $z = l$ , so ergibt sich in der Einheit Dezibel:

$$10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{\text{mit}}}{P_{\text{ohne}}} \right) = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{|E(z=l)|^2}{|E(z=0)|^2} \right) \quad (7.2)$$

$$= 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{|E_0 \cdot e^{-\alpha l}|^2}{|E_0|^2} \right) \quad (7.3)$$

$$= -8,69\alpha l \quad . \quad (7.4)$$

Dabei wurde die Näherung angenommen, dass die elektrische Feldstärke des transmittierten Signals ohne Absorber der Feldstärke des Aufbaus mit Absorber an der Stelle  $z=0$  entspricht.

Für die gemessene mittlere Abschwächung mit der Absorberlänge  $l=4$  cm ergibt sich hieraus ein Dämpfungsmaß von  $\alpha = 4,315 \frac{1}{\text{m}}$ . Diese Abschwächung entspricht nicht den Erwartungen. Für eine Abschwächung von 50 Dezibel wäre eine Absorberstrecke von ungefähr 1,33 Metern notwendig.

Es sollte jedoch eine detailliertere Bestimmung der Hochfrequenzeigenschaften wie z.B. dem Dissipationsfaktor durchgeführt werden. Der Dissipationsfaktor  $\tan(\delta)$ , oder auch Verlusttangens, beschreibt das Verhältnis vom imaginären Anteil zum Realteil der komplexen Permittivität  $\varepsilon_r$

$$\tan(\delta) = \frac{\Im(\varepsilon_r)}{\Re(\varepsilon_r)} \quad . \quad (7.5)$$

Es ist vorgesehen, diese frequenzabhängige Größe in die Simulation des Absorberbereichs zu integrieren. Dazu ist die Messung des Dissipationsfaktors in Abhängigkeit der Frequenz durchzuführen. Die hierzu zu verwendende Methode ist in [Sch] dargestellt und kann mit dem vorhandenen Messaufbau und dem Netzwerkanalysator durchgeführt werden.

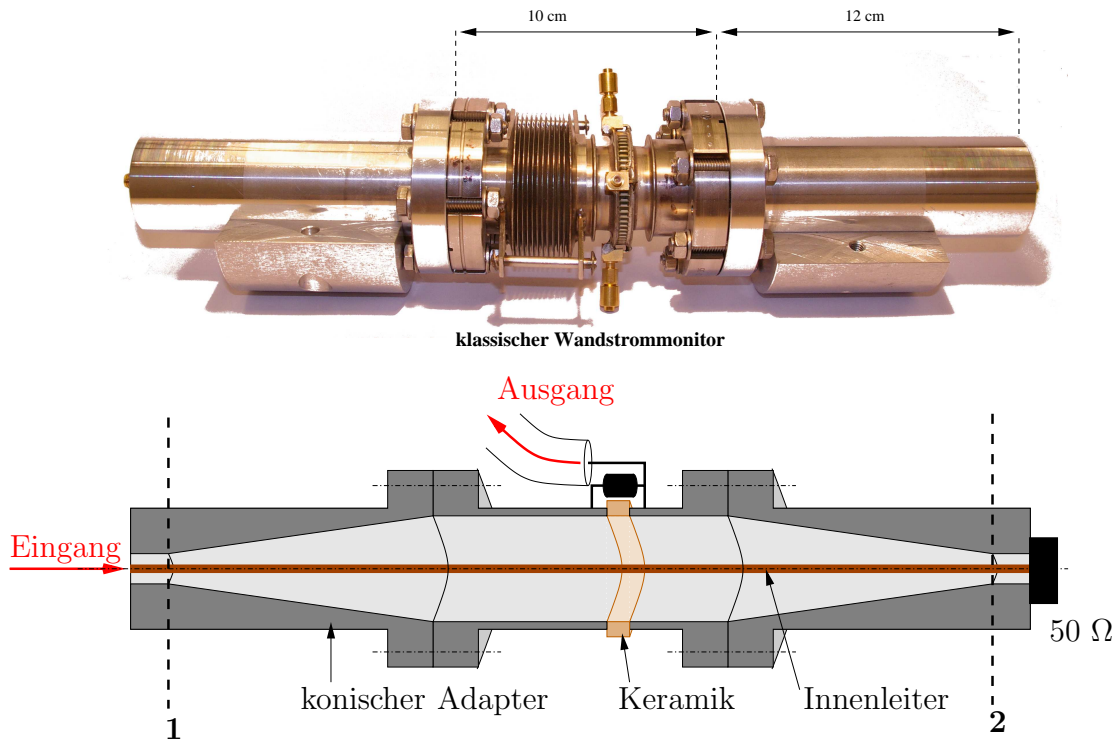
### 7.3 Testaufbau für einen klassischen Wandstrommonitor

Im Linearbeschleuniger 1 soll in Zukunft mit einem bereits vorhandenen klassischen Wandstrommonitor das Strahlprofil gemessen werden. Dieser Wandstrommonitor wurde neben anderen Linearbeschleunigerkomponenten bereits im Rahmen der S-Band Test Facility an der Forschungseinrichtung DESY benutzt und wurde der Beschleunigeranlage ELSA zur Verfügung gestellt [Kla06].

Um im zukünftigen Einsatz absolute Werte für die Ladung der Elektronenpakete zu erhalten, muss der klassische Wandstrom auf seine Transmissionseigenschaften kalibriert werden. In diesem Abschnitt wird ein eigens für diesen Monitor konzipierter Testaufbau beschrieben. Mit diesem Testaufbau wird anschließend das Transferverhalten im Hinblick auf die Bandbreite des Monitors analysiert. Aus den Ergebnissen dieser Messung können schließlich Schlüsse für die Konstruktion des zukünftigen Testaufbaus für den breitbandigen Wandstrommonitor gezogen werden.

Der Testaufbau für den Wandstrommonitor wurde mit dem bereits beschriebenen Netzwerkanalysator untersucht. Dazu ist es notwendig, eine Struktur zu entwerfen, die der eines Koaxialleiters ähnelt. Der Elektronenstrahl kann hierbei ebenso durch einen leitenden Zylinder ersetzt werden, wie es bereits bei den Feldanalysen erfolgreich umgesetzt wurde. Abbildung 7.6 zeigt das Foto des Testaufbaus und eine schematische Skizze, ohne den verwendeten Netzwerkanalysators.

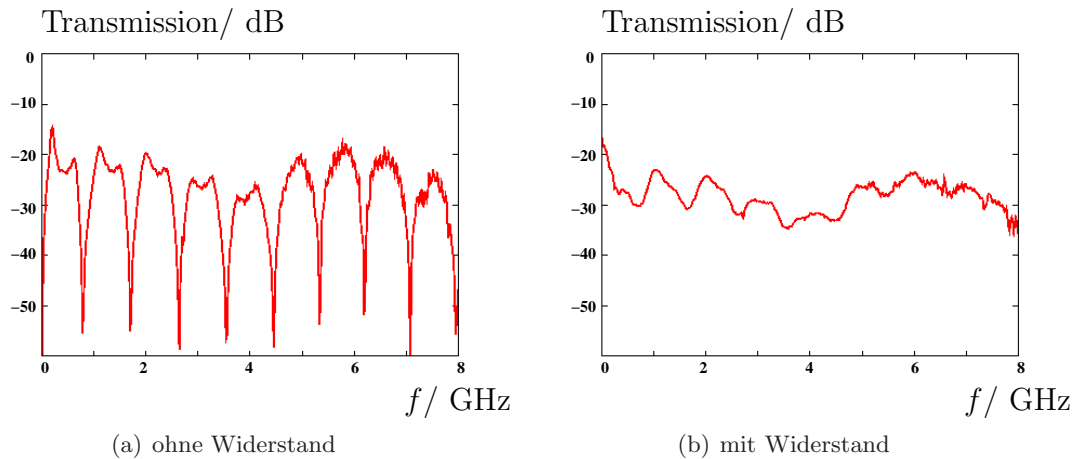




**Abbildung 7.6:** Foto sowie schematische Querschnittsskizze des Testaufbaus zur Bestimmung des Transmissionsverhalten eines klassischen Wandstrommonitors.

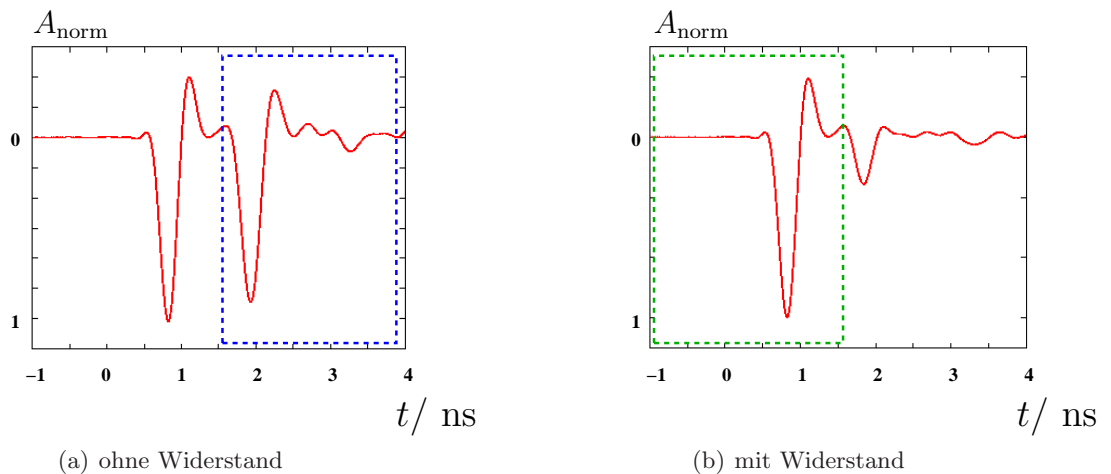
Hierbei wurde vorläufig darauf verzichtet den Wellenwiderstand zwischen den beiden Referenzebenen **1** und **2** (dargestellt durch die gestrichelten Linien) auf  $50 \Omega$  anzupassen. Dennoch reduzieren die konischen Adapter auftretende Resonanzphänomene zwischen den beiden Referenzebenen. Wäre der Wellenwiderstand im Bereich zwischen den beiden Referenzebenen ideal angepasst, so könnte das Transferverhalten mit Hilfe des Netzwerkanalysators direkt durch die Abschwächung des Ausgangssignals im Vergleich mit dem Eingangssignals gemessen werden. Dabei spielt der Abschluss der Wellenwiderstände mit Hilfe eines Widerstands eine wesentliche Rolle. In Abbildung 7.7 ist das Transferverhalten im Frequenzbereich sowohl mit, als auch ohne Abschluss dargestellt.





**Abbildung 7.7:** Transmissionsmessung eines klassischen Wandstrommonitors im Frequenzbereich.

Die lokalen Minima, die Resonanzen entsprechen, können durch die Verwendung eines Abschlusswiderstands deutlich reduziert, jedoch nicht ganz vermieden werden. Die Quelle dieser Resonanzen ist das Eingangssignal, das innerhalb der Messstruktur an Ebene **2** reflektiert wird und dadurch am Ausgang des Monitors mehrfach mit einer Zeitverzögerung gemessen wird. Der verwendete Netzwerkanalysator besitzt neben den Messroutinen im Frequenzbereich die Möglichkeit einer synthetischen Zeitbereichs-Reflektrometrie. Bei dieser werden Signale diskreter Frequenzen auf den Eingang der zu untersuchenden Struktur gegeben und am Ausgang der Phasengang sowie die Amplitude des transmittierten Signals gemessen. Wird dieser Vorgang für mehrere Frequenzen wiederholt, so kann die Transmission eines synthetisch erzeugten Signals im Zeitbereich berechnet werden. Mithilfe dieser Methode können auch unerwünschte Reflexionen wie im vorliegenden Fall separiert werden. In Abbildung 7.8 ist die Messung des am Ausgang detektierten Signals im Zeitbereich mit sowie ohne Abschlusswiderstand dargestellt.



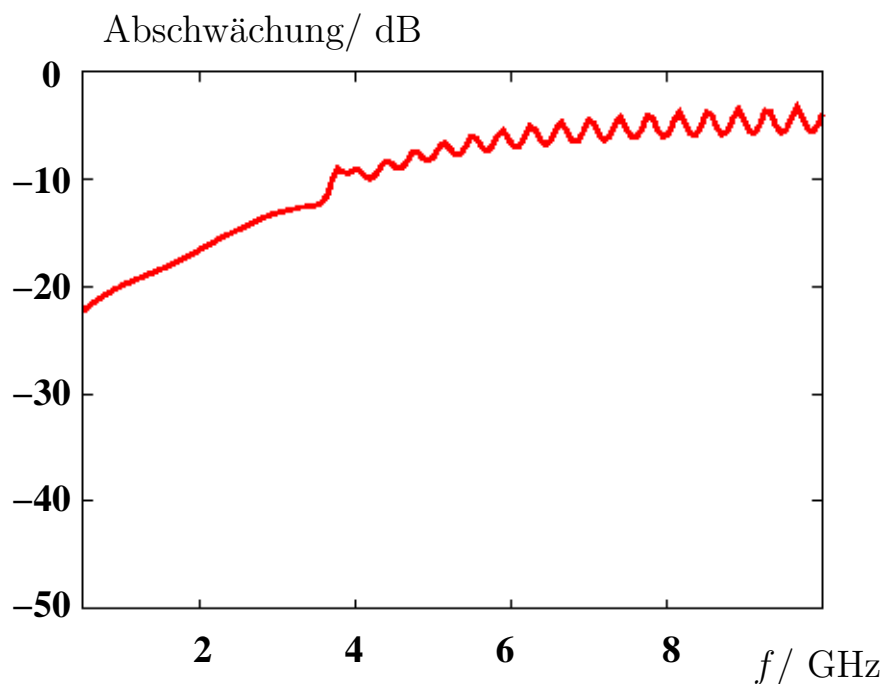
**Abbildung 7.8:** Transmissionsmessung eines klassischen Wandstrommonitors im Zeitbereich.

Dabei ist die auf das Maximum normierte Amplitude  $A_{\text{norm}}$  gegen die Zeit aufgetragen. Durch die Messung im Zeitbereich wird nochmals verdeutlicht, dass auf das erste transmittierte Signal im Bereich des grün gestrichelten Kästchen die Reflexion des Signals an der Referenzebene **2**

(gekennzeichnet durch das blau gestrichelten Kästchen) folgt<sup>25</sup>. Im Frequenzbereich führt diese Reflexion zu den Transmissionseinbrüchen, die in Abbildung 7.7 (a) zu sehen sind. Um das gemessene Transferverhalten unabhängig von diesen Reflexion zu bestimmen, muss das ursprüngliche Signal im grünen Bereich von demjenigen im blauen Bereich separiert betrachtet werden [Cas]. Im Zeitbereich kann dementsprechend durch die Wahl des Zeitintervalls das Transmissionsverhalten des gewünschten Signals vom Einfluss zusätzlich auftretender Signalformen befreit werden. Aus den Fouriertransformierten des transmittierten Signals und des Eingangssignals folgt entsprechend der Abbildung 6.1 das Transmissionsverhalten in Abhängigkeit der Frequenz. Für den vorliegenden Fall ist diese Methode allerdings aus verschiedenen Gründen nur bedingt anwendbar:

Das Eingangssignal kann nicht vollständig vom reflektierten Signal getrennt werden, da es noch innerhalb der Abklingzeit vom reflektierte Signal überlagert wird. Daneben ist die Auflösung des Netzwerkanalysators im synthetischen Zeitbereich zu gering. Diese Auflösung geht mit einer geringen Frequenzauflösung einher. Desweiteren entspricht das synthetische Anregungssignal am Eingang des Testaufbaus nur in schlechter Näherung einer Anregung in Form einer Deltadistribution. So beschränkt die Halbwertsbreite des Anregungssignals von  $\sigma = 0,2$  ns die maximal aufzulösende Frequenz.

In Abbildung 7.9 ist die Abschwächung des transmittierten Signals gegen die Frequenz dargestellt<sup>26</sup>. Dabei sind jedoch die Einschränkungen zu beachten, die durch die beschriebenen Effekte zustande kommen.



**Abbildung 7.9:** Abschwächung des transmittierten Signals aufgetragen gegen die Frequenz.

Das dargestellte Transferverhalten ist als Eichkurve ungeeignet. Vielmehr sollten durch Verbesserung des Testaufbaus die auftretenden Reflexionen nach Möglichkeit verhindert und die

<sup>25</sup>Diese Reflexion kann insbesondere durch den Vergleich des Verhaltens mit und ohne Abschlusswiderstand identifiziert werden.

<sup>26</sup>Hierbei wurde eine Interpolation verwendet. Bei dieser Interpolation werden die Anzahl der Aufnahmepunkte manuell durch das Hinzufügen von Nullen erhöht. Diese Interpolation beruht auf der Annahme, dass das Signal nicht periodisch ist.

Frequenzauflösung maximiert werden.

Die folgenden Verbesserungen sind hierbei in Betracht zu ziehen:

Reflexionen innerhalb des Testaufbaus können durch eine vollständige Anpassung des Wellenwiderstands weitestgehend reduziert werden. Dazu müsste der Innenleiter an die konische Formänderung der Adapter nach Gleichung 2.11 angepasst werden.

Auch ohne diese Anpassung ist eine Verbesserung des Aufbaus möglich. Durch eine Verlängerung zwischen den beiden Referenzebenen könnte die Laufzeit des reflektierten Signals so erhöht werden, dass eine bessere Separation des transmittierten Signals möglich wäre.

Daneben würde die Verwendung eines Anregungssignals mit geringerer Halbwertsbreite zu einer größeren Messbandbreite führen.

Durch die Entwicklung und die Durchführung der dargestellten Messmethoden zur Bestimmung der Transfereigenschaften konnten wesentliche Erkenntnisse gewonnen werden, die auch bei einem Testaufbau für den vorgesehenen breitbandigen Monitor zu beachten sind.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Zur Bestimmung der longitudinalen Ladungsverteilung einzelner Elektronenpakete an ELSA wurde in dieser Arbeit ein breitbandiger Wandstrommonitor konzipiert.

Die vorhandenen Strahldiagnoseelemente sind zu diesem Zweck nicht geeignet. Dies zeigt die Messung mithilfe eines modifizierten Strahllagemonitors, der gleichzeitig das Diagnoseelement ist, welches bisher im Ringbeschleuniger ELSA die größte Bandbreite aufweist.

Für große Bandbreiten sind numerische Analysen der elektromagnetischen Feldkonfiguration unerlässlich. Simulationen dieser Feldkonfigurationen für die vorgesehene Struktur des Strahldiagnoseelement belegen, dass ein annähernd lineares Transferverhalten innerhalb eines Frequenzbereichs von 10 GHz möglich ist. Die vorgesehene Struktur basiert hierbei auf einer Entwicklung eines breitbandigen Wandstrommonitors am CERN. Für die durchgeführten Simulationen mussten sowohl die Parameter der Simulation, als auch Formgebung und Dimensionen der vorgesehenen Struktur an die Anforderungen von ELSA angepasst werden. Im Unterschied zu der am CERN entwickelten Variante sollte hierbei eine konische Anpassung der doppelkoaxialen Struktur hinter den Durchführungspins gewählt werden. Der Vorteil dieser Variante ist die Unterdrückung der auftretenden Resonanzen auf Höhe der Durchführungen.

Neben den Simulationen wurden Substrukturen auf ihre Hochfrequenzeigenschaften hin überprüft. Die im Rahmen des Projektes bestellten, koaxialen Vakuumdurchführungen erweisen sich hierbei als geeignet. Darüber hinaus ist die Verwendung des Absorbermaterials Siliziumkarbid beabsichtigt. Detaillierte Messungen der Hochfrequenzeigenschaften dieses Materials stehen hierbei noch aus.

Anhand des Testaufbaus für einen Wandstrommonitor mit unbekanntem Transferverhalten können verschiedene Methoden zur Optimierung eines zukünftigen breitbandigen Testaufbaus gefolgert werden.

Die bislang vernachlässigten Phänomene im Nahfeldbereich zwischen den simulierten Teilbereichen ist nur mit größerem Aufwand möglich. Die Option der bereits erwähnten Parallelisierung mehrerer Computer im Rahmen der verwendeten Lösungsroutinen scheint hierzu zweckmäßig. Auch für simulative Tests der Absorbereigenschaften im Zusammenhang mit der Struktur ist diese Option sinnvoll. Bisher konnte das elektromagnetische Verhalten des Absorbers neben der fehlenden, detaillierten Kenntnis der Hochfrequenzeigenschaften wegen des hohen Simulationsaufwands nicht durchgeführt werden.

Zur Signalverarbeitung zeigen die zweifachen Leistungsaddierer, die beim modifizierten Strahllagemonitor verwendet wurden, adäquate Eigenschaften. Im Rahmen der Simulationen erweist sich die Verwendung von zwölf Durchführungen als sinnvoll. Für eine Addition mit zweifachen Leistungsaddieren sollte die Anzahl der Durchführungen einer Potenz von Zwei entsprechen, damit alle Signale eine äquidistante Weglänge durchlaufen. Nach oben wird die Anzahl der Durchführungen jedoch durch den Durchmesser der Vakuumflansche und dem damit verbundenen Durchmesser des Monitors beschränkt. Diese Überlegungen führen zu der offenen Fragestellung, ob acht oder zwölf Durchführungen zweckmäßig sind.

## Literatur

- [Aqw07] AQWARI, A.: *Wakefelder, Impedanzen und Strahlinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2007
- [Cas] CASPERS, F.: *persönliche Mitteilung*
- [Cas91] CASPERS, F.: Basic Concepts II. In: *Proc. CERN Accelerator School: RF Engineering for Particle Accelerators, Exeter College, Oxford, UK* (1991), S. 125
- [DFS08] D'ELIA, A. ; FANDOS, R. ; SØBY, L.: High Bandwidth Wall Current Monitor for CTF3. In: *Imprint 5* (2008), S. 4
- [DHJ<sup>+</sup>98] DOHLUS, M. ; HOLTkamp, N. ; JOSTINGMEIER, A. ; HARTWIG, H. ; TRINES, D.: Design of a HOM broadband absorber for TESLA. In: *Meeting note: 31 Linear collider project meeting at DESY*, 1998
- [Dôm] DÔME, G.: Basic RF Theory, Waveguides and Cavities. In: *RF Engineering for Particle Accelerators 1*, S. 1–96
- [DTW95] DURAND, J. ; TARDY, T. ; WURGEL, M.: A 10 GHz Wall Current Monitor. In: *CERN PS/LP/Note* (1995), S. 95–09
- [ER] EBERHARDT, M. ; ROTH, A.: *persönliche Mitteilung*
- [Hof95] HOFMANN, A.: Beam instabilities. In: *CERN EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH-REPORTS-CERN* (1995), S. 307–330
- [Jac67] JACKSON, J. D. (Hrsg.): *Classical Electrodynamics*. 6. Auflage. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1967
- [Kei94] KEIL, J.: *Aufbau eines breitbandigen Intensitätsmonitors zur Messung, Überwachung und Optimierung der ELSA-Füllstruktur*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1994
- [Kei00] KEIL, J.: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Universität Bonn, Diss., 2000
- [Kha02] KHAN, S.: *Kollektive Phänomene in Synchrotronstrahlungsquellen der dritten Generation*, Diss., 2002
- [Kla06] KLARNER, F.: *Ein neues Injektorsystem zur Erzeugung von Einzelpulsen für den Elektronenbeschleuniger ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2006
- [Kro06] KROYER, T.: *A Structure for a Wide Band Wall Current Monitor*. 2006
- [Lac] LACLARE, JL: *Bunched beam coherent instabilities, CAS CERN Accelerator School, Advanced Accelerator Physics, 1985*, ed. S. Turner. CERN 87-03, Diss.
- [Laz08] LAZAAR, A.: *Ein System zur Messung der Arbeitspunkte an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2008
- [Lee] LEE, SY: *Accelerator physics*. Ebrary
- [Man] MANUAL, S.: *Signal Processing with SCILAB [EB/OL]*
- [Pre] PREISNER, O.: *persönliche Mitteilung*

- [Pus05] PUSCH, T.: *Lagemessung des extrahierten Strahls am Elektronenbeschleuniger ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2005
- [PVZ03] PALUMBO, L. ; VACCARO, VG ; ZOBOV, M.: Wake Fields and Impedance. In: *Arxiv preprint physics/0309023* (2003)
- [SAK<sup>+</sup>] SOBY, L. ; ALISEDA, I.P. ; KROYER, T. ; FANDOS, R. ; SYRATCHEV, I. ; CASPERS, F. ; JENSEN, E.: Status of the design of a Wide Band beam Current Monitor (WBCM) for EUROTeV.
- [San70] SANDS, M.: *THE PHYSICS OF ELECTRON STORAGE RINGS AN INTRODUCTION*. SLAC-121, Stanford Linear Accelerator Center, Calif., 1970
- [Sch] SCHWARZ, Rohde : *Measurement of dielectric material properties*. – Application Note
- [Sie97] SIEMANN, RH: Spectral Analysis of Relativistic Bunched Beams. In: *AIP CONFERENCE PROCEEDINGS* IOP INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING LTD, 1997, S. 3–22
- [Sup] SUPPORT, CST: *persönliche Mitteilung*
- [Web89] WEBBER, R.C.: Longitudinal Emittance: An Introduction to the Concept and Survey of Measurement Techniques Including Design of a Wall Current Monitor. In: *AIP Conf. Proc* Bd. 212, 1989
- [WW90] WEILAND, T. ; WANZENBERG, R.: Wake Fields and Impedances. In: *Proceedings US-CERN School, Hilton Head* Springer, 1990

## A Absorption elektromagnetischer Wellen\*

Um Reflexionen zu vermeiden, die Messergebnisse negativ beeinflussen, können elektromagnetischen Wellen entweder durch geeignete Formen umgelenkt oder durch dispersive Materialien absorbiert werden. Während bei geeigneter Form die elektromagnetische Welle z.B. in einem Resonator<sup>27</sup> gespeichert werden kann, kann bei dispersiven Materialien die elektromagnetische Energie der Welle mittels mikroskopischer Effekte gespeichert oder auch in andere Energieformen umgewandelt werden.

Im Ultrahochvakuum<sup>28</sup> der Strahlröhre sind sowohl flüssige als auch gasförmige Phasen nicht verwendbar. Daher beschränkt sich die folgende Darstellung auf Absorption bei Festkörpern.

### A.1 Wechselwirkung elektromagnetischer Wellen mit Materie

Beim Übergang elektromagnetischer Wellen von einem Medium in ein anderes kann zwischen Reflexion an der Grenzfläche, Transmission und Absorption unterschieden werden. Der Zusammenhang zwischen elektrischer Flussdichte  $\vec{D}$  und elektrischem Feld  $\vec{E}$

$$\vec{D}(\omega) = \varepsilon(\omega)\vec{E}(\omega) \quad , \quad (\text{A.1})$$

auch als elektrische Elastizität bekannt, beschreibt die Absorption einer Welle. Auf die Absorption soll im Folgenden näher eingegangen werden. Die materialspezifische Größe  $\varepsilon(\omega)$  wird als Permittivität bezeichnet. Sie ist im allgemeinen komplex und nur in Sonderfällen frequenzunabhängig. Der Realteil der Permittivität  $\varepsilon'(\omega)$  ist ein Maß für die Fähigkeit des Materials das äußere elektrische Feld zu speichern, der Imaginärteil  $\varepsilon''(\omega)$  steht für die Verluste im Material

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega) \quad . \quad (\text{A.2})$$

Die Abhängigkeit der Permittivität von der Frequenz kann durch das mechanische Äquivalent eines gedämpften harmonischen Oszillators, dem sogenannten Lorentz-Oszillator, wiedergegeben werden [KOP].

Wird ein Elektron in einem Festkörper einem Wechselfeld ausgesetzt, so schwingt es innerhalb des Bindungspotentials des Festkörpers. Es entzieht also dem äußeren Feld die zur Schwingung benötigte Energie. Somit ist die gesamte im Material gespeicherte Energie beim Durchgang der Welle gleich der Summe der einzelnen potentiellen Energien der zum Schwingen angeregten Elektronen. Dieser Vorgang wird im reellen Teil der Permittivität berücksichtigt.

Durch die Wechselwirkung zwischen den Elektronen und dem Gitter des Festkörpers kann diese Schwingung nicht reibungsfrei stattfinden. Das Elektron gibt einen Teil seiner Energie an das Gitter in Form von Gitterschwingungen ab, welche beispielsweise zu einer Erhöhung der Temperatur des Körpers führen können. Diese Verluste werden materialspezifisch durch den imaginären Teil der Permittivität beschrieben.

Wie auch das mechanische Analogon besitzt das System des Elektrons in der Bindung des Festkörpers eine Resonanzfrequenz. Bei dieser Resonanzfrequenz kann die Absorption der elektromagnetischen Welle zu einer Auslösung des Elektrons aus dem Gitterverbund führen. Das Elektron wird dann von dem, aus der Halbleiterphysik bekannten Valenzband in das Leitungsband gehoben.

<sup>27</sup>Es kann eine gewisse Ähnlichkeit zwischen einem Resonator, welcher Reflexionen vermeiden soll und einer Realisierung eines schwarzen Körpers aufgezeigt werden. Bei diesem wird durch eine möglichst große Anzahl an Reflexionen innerhalb eines hohlen Körpers mit einem Loch dafür gesorgt, dass eine Welle am Loch nicht reflektiert wird. Auch beim Resonator kann die Form so vorgegeben werden, dass die einlaufende Welle einer bestimmten Wellenlänge im Resonator gefangen wird.

<sup>28</sup>Der Begriff Ultrahochvakuum entspricht einem abgeschlossenem Volumen mit einem Druck von  $10^{-7}$  bis  $10^{-12}$

Analog zu dieser Darstellung verhalten sich auch die Ionenbindungen und die permanenten Dipole in einem äußeren Wechselfeld.

Bei niedrigen Frequenzen bis in den Mikrowellenbereich<sup>29</sup> dominiert zunächst die Absorption verursacht durch das Ausrichten der molekularen Dipole. Im infraroten Bereich<sup>30</sup> wechselwirkt die elektromagnetische Strahlung mit den Ionenbindungen. Erst im ultravioletten Bereich<sup>31</sup> sind sowohl die permanenten Dipole als auch die ionischen Bindungen zu träge und die Absorption wird hauptsächlich durch Anregung der Elektronen hervorgerufen.

Wird  $\varepsilon(\omega)$  als komplexer Vektor in die reelle-imaginäre Ebene eingezeichnet, so liegt der Winkel  $\delta$  zwischen der reellen Achse und dem komplexen Vektor. Der sogenannte Verlust Tangens, oder auch Dissipationsfaktor

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'(\omega)} \quad (\text{A.3})$$

entsteht aus dem Quotienten aus verloren gehender Energie und gespeicherter Energie und enthält folglich alle Informationen der Absorption.

## A.2 Absorption einer freien Welle

In einem nichtlinearen Medium kann ein nicht proportionaler Zusammenhang sowohl zwischen dem Magnetfeld und dem magnetischen Fluss, als auch zwischen elektrischem Feld und elektrischem Fluss zur Absorption oder Effekten höherer Ordnung führen<sup>32</sup>. Im Folgenden sollen die vereinfachenden Annahmen getroffen werden, dass sich im zu lösenden Volumen keine Ladungen befinden, dass keine Anfangspolarisation vorhanden ist und dass eine Magnetisierung des Mediums vernachlässigbar ist. In der folgende Herleitung ist eine Relation zwischen der absorbierten Leistung und dem Dissipationsfaktor angestrebt.

Die differentiellen Maxwellgleichung führen im Zeitbereich zu

$$\Delta \vec{E}(t, \vec{x}) - \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{D}(t, \vec{x}) = 0 \quad . \quad (\text{A.4})$$

Um die Informationen vom Zeitbereich in den Frequenzraum zu transformieren wird eine periodische Zeitabhängigkeit  $\vec{D}(t, \vec{x}) = \epsilon(\omega) \vec{E}(\omega, \vec{x}) e^{-i\omega t}$  angenommen. Damit ergibt sich

$$\Delta \vec{E}(\omega, \vec{x}) + \underbrace{\mu_0 \omega^2 \varepsilon(\omega)}_{:= \vec{k}^2} \vec{E}(\omega, \vec{x}) = 0 \quad . \quad (\text{A.5})$$

Die Dispersionsrelation  $k = \pm \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon(\omega)}$  beschreibt (siehe Abschnitt (2.1)) die Ausbreitung der Welle. Dabei wird die Welle abgedämpft, falls  $k$  imaginär ist

$$\begin{aligned} k &= \omega \sqrt{\mu_0 (\varepsilon'(\omega) + i \varepsilon''(\omega))} \\ &= \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon'(\omega) (1 + i \tan \delta)} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

$$\text{mit} \quad \begin{aligned} \text{Im}(k) &:= \alpha \\ \text{Re}(k) &:= \kappa \end{aligned} \quad .$$

Demnach wird der Imaginärteil von  $k$  analog zu den Koaxialleiterwellen (siehe Abschnitt (2.3)) als Dämpfungsmaß  $\alpha$  bezeichnet. Der genauere Zusammenhang zwischen der Absorption der

<sup>29</sup>Der Mikrowellenbereich entspricht dem Frequenzbereich von 300 MHz bis 300 GHz, was wiederum einer Wellenlänge von 1 m bis 1 mm entspricht.

<sup>30</sup>Mit dem infraroten Bereich werden Wellen im Frequenzbereich von 0,3 THz bis 0,4 PHz abgedeckt.

<sup>31</sup>Der ultraviolette Bereich beginnt erst ab einer Frequenz von 0,75 PHz und wird daher üblicherweise eher in proportionaler Energie in der Einheit Elektronenvolt angegeben .

<sup>32</sup>Ein Beispiel für einen Effekt höherer Ordnung ist die sogenannte optische Frequenzverdopplung.



freien Welle und der Koaxialleiterwelle kann dem Anhang (A.3) entnommen werden. Die im Anhang gelieferte Herleitung geht allerdings von einer Näherung aus und ist demnach nicht so exakt wie die vorliegende Herleitung.

Um den Imaginärteil von  $k$  zu erhalten, muss die Wurzel in ihren reellen und komplexen Anteil aufgeteilt werden. Hierzu gibt es die Möglichkeiten einer quadratischen Ergänzung oder der Herleitung mit Hilfe von Vektoren in der reellen-imaginären Ebene (siehe A.4). Da der Dissipationsfaktor über eine trigonometrische Funktion definiert ist, ist die Herleitung über Vektoren zu bevorzugen.

Das Dämpfungsmaß kann somit in Abhängigkeit des Dissipationsfaktors angegeben werden:

$$\alpha = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \tan \varphi \cdot \frac{r}{\sqrt{1 + \tan^2 \varphi}} \quad (\text{A.7})$$

$$\quad \quad \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} \text{mit } r &:= (1 + \tan^2 \delta)^{\frac{1}{4}} \\ \phi &:= 1/2 \tan^{-1}(\tan \delta) = 1/2\delta \quad . \end{aligned}$$

Für kleine Dissipationsfaktoren<sup>33</sup> stimmt die Formel (A.8) in guter Näherung mit

$$\alpha \approx \frac{\omega}{2} \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \cdot \tan \delta \quad (\text{A.9})$$

und somit mit dem Ergebnis der Herleitung aus dem Anhang (A.18) überein. Damit ist die Äquivalenz der Absorption im Hohlleiter und im Koaxialleiter bewiesen.

Leistungen sind proportional zum Betragsquadrat des elektrischen Feldes. Um lediglich die Absorption zu bestimmen wird davon ausgegangen, dass keine reflektierte Welle zustande kommt. Es wird daher nur die Welle berücksichtigt, die in positive  $z$ - Richtung läuft und das Medium der Dicke  $l$  durchläuft. Die Amplitude des exponentiell abklingenden elektrischen Feldes wird über die Ursprungsamplitude des Feldes bestimmt

$$\begin{aligned} E_+(x) &= E_+(x=0) \cdot \exp((\text{Im}(k) + i\text{Re}(k))z) \\ &= E^+ \cdot e^{(\alpha + i\kappa)z} \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Das Verhältnis der Ausgangsleistung zu eingespeister Leistung steht in diesem Fall lediglich in Zusammenhang mit der Welle, welche in die positive  $z$ -Richtung propagiert. Durch das Betragsquadrat wird die Phasenmodulation  $e^{i\kappa z}$  eliminiert und der Leistungsquotient kann mit dem Dissipationsfaktor in Relation gebracht werden

$$\frac{P_{\text{aus}}}{P_{\text{ein}}} = \frac{|E(z=0)|^2}{|E(z=l)|^2} = \frac{|E^+|^2}{|E^+ \cdot e^{\alpha l}|^2} = e^{-2\alpha l} \quad . \quad (\text{A.11})$$

Die Pseudoeinheit Dezibel verknüpft in der Hochfrequenztechnik die gemessene Leistung mit einer Referenzleistung auf einer logarithmischen Skala und ist eine dimensionslose Größe. Für den vorliegenden Fall kann die eingespeiste Leistung als Referenzleistung dienen. Damit kann die Dämpfung der Welle im dispersiven Medium in Dezibel angegeben werden

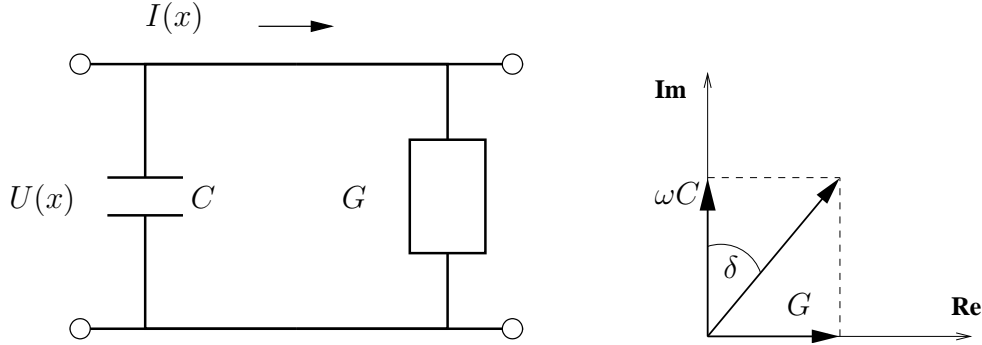
$$\begin{aligned} 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{\text{aus}}}{P_{\text{ein}}} \right) &= \alpha l \cdot (-2) \log_{10}(e) \\ \Leftrightarrow \frac{P_{\text{aus}}}{P_{\text{ein}}} &= -\alpha l \cdot 8,69 \text{ dB} \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Nach dieser Formel kann mit Gleichung (A.9) die Ausgangsleistung einer Welle nach einem zurückgelegten Weg  $l$  in Abhängigkeit der eingespeisten Leistung angegeben werden.

<sup>33</sup>Üblicherweise ist  $\tan \delta$  in der Größenordnung von 0,01 bis 0,3.

### A.3 Absorption im Dielektrikum eines Koaxialleiters

In Abbildung A.1 sind der Leitwert  $G'$ , die Kapazität  $C'$  jeweils per Längeneinheit und die Frequenz  $\omega$  geometrisch in Zusammenhang gebracht.



**Abbildung A.1:** Geometrischer Zusammenhang zwischen Leitwert und Kapazität einer Koaxialleitung

Die Beziehung zwischen dem Leitwert und der Kapazität:

$$\tan \delta := \frac{G'}{\omega C'} \quad . \quad (\text{A.13})$$

wird Verlust Tangens genannt.

Aus der Kapazität  $C = 2\pi\epsilon_0\epsilon_r \cdot (\ln(D/d))^{-1}$  eines Koaxialleiters mit dem Manteldurchmesser  $D$  und dem Innendurchmesser  $d$  ergibt sich

$$G' = \frac{2\pi\omega\epsilon_0\epsilon_r \tan \delta}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)} \quad . \quad (\text{A.14})$$

Die Dämpfung eines Signals auf einem Koaxialleiter wird über die Spannung abhängig vom Ort  $x$ , aber ohne Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit beschrieben

$$U(x) = \frac{1}{2}U_+e^{\gamma x} + \frac{1}{2}U_-e^{-\gamma x} \quad . \quad (\text{A.15})$$

Der Exponentanteil  $\gamma = \alpha + i\kappa$  kann in Näherung eines idealen Leiters ( $R' \approx 0$ ) folgendermaßen umgeformt werden

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{(R' + i\omega L')(G' + i\omega C')} \\ &\approx i\omega\sqrt{L'C'} \left( 1 + \frac{R'}{2i\omega L'} + \frac{G'}{2i\omega C'} \right) \end{aligned} \quad . \quad (\text{A.16})$$

Das Dämpfungsmaß  $\alpha$  als Imaginärteil von  $\gamma$  kann demnach mit (A.14) und (A.17) approximativ angegeben werden als

$$\alpha \approx G' \frac{Z_0}{2} + \frac{R'}{2Z_0} \quad . \quad (\text{A.17})$$

$$\approx \frac{\omega}{2} \sqrt{\epsilon_0\epsilon_r\mu_0\mu_r} \cdot \tan \delta \quad (\text{A.18})$$

Das Verhältnis von eingespeister Leistung zur ausgehenden Leistung für einen Absorber der Länge  $l$  wird mit (A.15) und den hinlaufenden Spannungen  $U_+$  in Relation gebracht

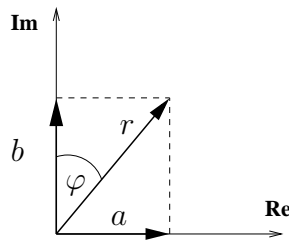
$$\frac{P_{\text{ein}}}{P_{\text{aus}}} = \frac{|U_+(x=0)|^2}{2Z_0} \frac{2Z_0}{|U_+(x=l)|^2} = \frac{|U_+|^2}{(|U_+|^2 e^{2\alpha l})^2} = e^{-2\alpha l} \quad . \quad (\text{A.19})$$

In der Einheit Dezibel läßt sich diese Formel angeben als

$$\begin{aligned} 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{\text{ein}}}{P_{\text{aus}}} \right) &= \alpha l \cdot (-2) \log_{10}(e) \\ \Rightarrow \frac{P_{\text{ein}}}{P_{\text{aus}}} &= -\alpha l \cdot 8.69 \text{ dB} \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

#### A.4 Imaginärteil einer Wurzel

Eine komplexe Zahl mit einem Realteil  $a$  und einem Imaginärteil  $b$  kann auf der reell-imaginären Ebene als Vektor dargestellt werden (siehe Abbildung A.2).



**Abbildung A.2:** Vektordarstellung einer komplexen Zahl  $a + ib$

Das Wertepaar  $(a, b)$  entspricht in dem Fall eines kartesischen Koordinatensystems der Zahl  $I = a + ib$  mit  $i = \sqrt{-1}$ . Äquivalent zu dieser Darstellung ist die Darstellung in Polarkoordinaten. Der Radius  $r$  und der eingeschlossene Winkel  $\varphi$  beschreiben die komplexe Zahl im Polarkoordinatensystem. Die Transformationsverhalten beim Übergang vom kartesischen in das polare Koordinatensystem läßt sich mit Hilfe der Abbildung () leicht verifizieren

$$(a, b) \rightarrow (r, \varphi) \quad (\text{A.21})$$

$$\begin{aligned} r &\mapsto \sqrt{a^2 + b^2} \\ \varphi &\mapsto \tan^{-1}(b/a) \quad . \end{aligned}$$

In beiden Koordinatensystemen kann die Wurzel aus einer komplexen Zahl gezogen und der Realteil vom Imaginärteil getrennt werden. Im kartesischen System kann dies anhand quadratischer Ergänzung geschehen. Die Herleitung im Polarkoordinatensystem greift neben der Transformationsvorschrift (A.21) auf die Geometrie aus Abbildung ?? zurück.

Um die Wurzel im Polarkoordinatensystem zu ziehen, muss zunächst die Multiplikation zweier Wertepaare definiert werden:

$$(r_1, \varphi_1) \cdot (r_2, \varphi_2) = (r_1 \cdot r_2, \varphi_1 + \varphi_2) \quad . \quad (\text{A.22})$$

Das Quadrat einer komplexen Zahl, repräsentiert durch das Wertepaar  $(r, \varphi)$ , ergibt sich demnach aus:

$$(r, \varphi) \cdot (r, \varphi) = (r^2, 2\varphi) \quad (\text{A.23})$$

und somit folgt die Wurzel:

$$\sqrt{(r, \varphi)} = (\sqrt{r}, \varphi/2) \quad . \quad (\text{A.24})$$

Wird der Radikand mit  $x + iy$  bezeichnet, so führt die Transformationsvorschrift (A.21) zusammen mit der Relation (A.24) zu:

$$\sqrt{x + iy} = a + ib \quad (\text{A.25})$$

$$\sqrt{x + iy} \rightarrow \left( (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}, \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{y}{x} \right) \right) \quad (\text{A.26})$$

Die inverse Transformation zu (A.21) stellt folglich den gesuchten Realteil und den Imaginärteil mit den Real- und Imaginärteil des Radikanden in Relation

$$a = \frac{(x^2 + y^2)^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{1 + \tan^2 \left( \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{y}{x} \right) \right)}} \quad (\text{A.27})$$

$$b = \tan \varphi \cdot a \quad (\text{A.28})$$

## Danksagung

Als erstes möchte ich jedem Leser dieser Arbeit danken. Ich hoffe, diese Arbeit vermag die Fragen zu beantworten, die sich der Leser von derselben erhofft hat. Unter diesen Lesern gilt einigen Personen besonderer Dank:

Ich danke Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert, der mir diese Arbeit anbot, mir ein freies wissenschaftliches Arbeiten ermöglichte und mir bei verschiedensten Fragestellungen zur Seite stand.

Bei Herrn Prof. Dr. Rudolf Maier möchte ich mich herzlichst für die Übernahme des Korreferats bedanken.

Ich danke Herrn Dr. Fritz Caspers für die ebenso schnelle, wie kompetente Beantwortung meiner Fragen im Bereich der Hochfrequenztechnik.

Außerdem bedanke ich mich bei der Arbeitsgruppe ELSA für die tolle Aufnahme und für das freundschaftliche Verhältnis.

Dabei waren mir insbesondere Maren Eberhardt, Thorsten Pusch, André Roth, Jürgen Wittschen und Oliver Preisner beim Korrekturlesen dieser Arbeit eine große Hilfe. Bei meinen Bürokollegen Sebastian Aderhold, Sven Zander, Fabian Klarner, Dominic Krönung und Abdelaziz Lazaar möchte ich mich für die schöne Zeit im Raum E42 bedanken. Daneben führten Diskussionen mit Herrn Dr. Andreas Dieckmann, Michael Thelen und Dominik Heiliger stets zu Ergebnissen, die mir in dieser Arbeit weiterhalfen.

Herrn Bernhold Neff möchte ich dafür danken, dass er mir immer wieder Fragestellungen mechanischer Art abgenommen hat und die Herstellung verschiedener Bauteile dadurch beschleunigte.

Daneben sind einige Personen zu nennen, die diese Arbeit wahrscheinlich nicht lesen werden, ohne die das Verfassen der vorliegenden Arbeit aber nicht möglich gewesen wäre:

Ich danke meinen Freunden sowie Sportkameraden, die ich zum Teil während des Studiums kennenlernte und die für die notwendige Zerstreuung neben dem Studium sorgten.

Meiner Freundin Josline danke ich für jeden Moment der letzten Jahre, den ich mit ihr verbringen durfte. Dabei war sie insbesondere im Jahr der Diplomarbeit mein Ruhepol.

Schließlich geht ein ganz besonderer und herzlicher Dank an meine Familie, die oftmals auf mich verzichten musste.

Ich danke meinen Eltern für die Unterstützung. Sie standen mir ebenso wie meine Schwester und ihr Mann in schwierigen Zeiten zur Seite und ermöglichten nicht zuletzt dadurch überhaupt das Zustandekommen dieser Arbeit.

Zuletzt möchte ich meinen Großeltern danken, die in jedem Moment an mich glaubten und mir dadurch Zuversicht gaben.