Über die Schirmeffektivität elektrisch großer Resonatoren hoher Güte

Von der Fakultät für Elektrotechnik
der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs
genehmigte

DISSERTATION
vorgelegt von

Stefan Parr

aus Fürth

Hamburg 2022

Erster Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Stefan Dickmann

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Marcus Stiemer

Tag des Abschlusses der mündlichen Prüfung: 15. Dezember 2021

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Professur Grundlagen der Elektrotechnik der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg. An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Stefan Dickmann für die Betreuung der Arbeit bedanken. Weiterhin gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Marcus Stiemer für sein Mitwirken als zweiter Gutachter sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Detlef Schulz für die Übernahme des Vorsitzes im Promotionsausschuss.

Ebenso danke ich allen Mitarbeitern an der Professur für die angenehme Atmosphäre und die Hilfsbereitschaft sowie meiner Familie für die kontinuierliche Unterstützung.

Hamburg, im Mai 2022

Stefan Parr

Inhaltsverzeichnis

Danksagung i

1. Einleitung 1

2. Inhalt 4

3. Grundlagen 6
3.1. HPEM Störsignale 6
3.1.1. Einteilung 6
3.1.2. Parametrisierung von EMP Signalen 7
3.1.3. Mathematische Modellierung von EMP Signalen 8
3.2. Definitionen der Schirmeffektivität 9
3.2.1. Elektrische und magnetische SE im Frequenzbereich . . 9
3.2.2. Örtlich gemittelte SE im Frequenzbereich 10
3.2.3. Transiente SE 12
3.3. Schirmung 13
3.3.1. Schirmung elektrodynamischer Felder 13
3.3.2. Raumresonanzen 15
3.3.3. Güte des Resonators 16
3.4. Probleme und Lösungen bei der Bestimmung der SE 18
3.4.1. Ort der Messung innerhalb des Schirms 19
3.4.2. Polarisation und Richtung des einfallenden Feldes . . . 19
3.4.3. Frequenz 20
3.4.4. Rückwirkung des Messequipments auf die SE 20
3.5. Absorber 20
3.5.1. Magnetische Absorber 21
3.5.2. Dielektrische Absorber 21
3.5.3. Bestimmung von Permittivität und Permeabilität 22

4. Methoden zur Bestimmung der SE 25
4.1. Resonatormodell 25
4.2. Analytische Berechnung 26

4.3. Numerische Berechnung 27
4.4. Messung 28
4.5. Vergleich 31

5. Vergleich von Absorbermaterialien 32
5.1. Bestimmung der elektromagnetischen Eigenschaften 32
5.2. Bestimmung der SE mit Absorber 36
5.3. Vergleich der Absorber 39

6. Auswirkung von metallischer und dielektrischer Beladung auf die SE 40
6.1. Modellbildung 40
6.2. Metallische Beladung 43
6.3. Dielektrische Beladung 45

7. Bestimmung der transienten SE 47
7.1. Numerische Bestimmung von $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ für unterschiedliche Störsignale 47
7.1.1. UWB-Puls 47
7.1.2. HPM-Puls 51
7.2. Messung von $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ im Zeit- und Frequenzbereich 54
7.2.1. Bestimmung der Feldstärke des ungeschirmten UWB-Pulses 54
7.2.2. Messung von $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ im Zeitbereich 57
7.2.3. Messung von $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ im Frequenzbereich 60
7.2.4. Vergleich 61

8. Auswirkung der Aperturgröße auf Güte und SE 63
8.1. Auswirkung der Aperturgröße auf die Güte 63
8.2. Auswirkung der Aperturgröße auf die SE 66
8.2.1. Analytische Betrachtung 67
8.2.2. Transiente Betrachtung 69

9. Zusammenfassung 72

A. Anhang 75
A.1. Permittivität und Permeabilität der Absorber 75
A.2. Verwendete Abkürzungen 78
A.3. Verwendete Variablen 78
A.4. Verwendete Indizes 81

Literatur 82

1. Einleitung

Quaderförmige, metallische Schirme begegnen uns im Zusammenhang mit elektronischen Geräten vielfach. Schiffsräume, Computer- und Elektronikgehäuse sind hierfür Beispiele. Neben einem mechanischen Schutz werden sie dazu verwendet, die EMV[1]-Eigenschaften der Elektronik, die sich darin befindet, sicherzustellen. Es soll also dafür gesorgt werden, dass weder die Elektronik von potentiellen Störquellen außerhalb des Schirms beeinflusst wird, noch Störungen nach außen dringen können. Das Maß für die Effektivität der Schirmeigenschaft einer Kavität ist die Schirmeffektivität (SE). Da die Elektronik im Inneren Teil eines Gesamtsystems darstellt, wird die SE durch Aperturen, also Öffnungen im Schirm, sowie durch Kabeldurchführungen begrenzt. Eine vollständige Schirmung durch ein komplett geschlossenes, metallisches Gehäuse kann also in der Regel nicht gewährleistet werden. Das elektromagnetische Feld, das in einen solchen Schirm einkoppelt, kann die Anregung von Resonanzen bedingen, vorausgesetzt der Schirm ist elektrisch groß, das heißt bei einer gegebenen Frequenz größer als die Wellenlänge. Wenn der Schirm eine hohe Güte hat, also die Verlustmechanismen elektromagnetischer Energie gering sind, stellt er einen Resonator dar. Die Anregung von Resonanzen ist insbesondere bei pulsförmigen, breitbandigen Störsignalen wahrscheinlich. An den Resonanzfrequenzen bricht der Wert für die SE zusammen, was durch das Entstehen stehender Wellen innerhalb des Schirms begründet werden kann. Es kann sogar dazu kommen, dass die Feldstärke innerhalb des Resonators größer als außerhalb ist. Daher wird in der EMV der Schirmung durch quaderförmige, metallische Gehäuse oder Räume besondere Aufmerksamkeit geschenkt.

Auf dem Gebiet der elektromagnetischen Schirmung gibt es auch aktuell wissenschaftliche Forschung zu bestimmten Bereichen. Hierzu gehört beispielsweise die korrekte Bestimmung der SE. Der Wert der SE ist davon abhängig, an welchem Punkt innerhalb des Schirms gemessen wird, und an welcher Frequenz. Außerdem spielt die Polarisation und Einfallsrichtung des Feldes eine Rolle. Die einfachste Methode ist, die SE an einem einzelnen Punkt innerhalb des

[1] Elektromagnetische Verträglichkeit

Schirms zu bestimmen. Dies kann jedoch dazu führen, dass bei unglücklicher Wahl des Ortes und der Frequenz irreführende Aussagen getroffen werden. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn an einer Resonanzfrequenz der Messpunkt auf einem Knotenpunkt der stehenden Welle liegt. Um dies zu verhindern, wird in dieser Arbeit eine Definition der SE entwickelt, die das örtliche Mittel des Feldes an vielen Punkten innerhalb des Schirms berechnet.

Es ist möglich, die EMV-Eigenschaften eines elektromagnetischen Schirms zu verbessern, indem Absorber im Schirm angebracht werden. Diese sollen die Reflexivität der Wände reduzieren, um die SE an den Resonanzfrequenzen zu verbessern. Es gibt hierzu verschiedene Absorbermaterialien, die für unterschiedlichen Frequenzbereiche ausgelegt sind. In dieser Arbeit wird die Effektivität typischer Absorber für zwei unterschiedlich große Schirme untersucht und verglichen. Die Permittivität und Permeabilität wird hierfür durch ein Koaxialleitungsexperiment mit einer Transmissions-/Reflexionsmethode bestimmt. Auch die Auswirkung von Beladung in Form von Dielektrika und metallischen Strukturen innerhalb des Schirms auf die SE wird untersucht.

Um eine Aussage über die Effektivität eines elektromagnetischen Schirms im Hinblick auf die EMV-Eigenschaften treffen zu können, muss das vorhandene Störsignal berücksichtigt werden. Bei einer CW[2]-Anregung ist dies mit der klassischen Definition der SE möglich. Typische Störsignale sind jedoch Pulse mit kurzen Anstiegszeiten und damit verbundenen breiten Frequenzspektren. Eine Verknüpfung der spektralen SE eines Raums mit der spektralen Amplitudendichte eines Störsignals ist durch die Definition der transienten SE möglich. In dieser Arbeit wird die transiente SE für unterschiedliche Störsignale ausgewertet und verglichen. Außerdem wird eine Methode entwickelt, um sie messtechnisch im Zeit- und Frequenzbereich für einen Resonator hoher Güte zu bestimmen.

Gegenstand aktueller Forschung ist auch der Zusammenhang zwischen den Größen SE und dem Gütefaktor Q. In dieser Arbeit wird die Auswirkung der Aperturgröße auf die Güte messtechnisch untersucht. Dazu wird eine Methode entwickelt, um Q aus dem Schwingungsverhalten des Resonators messtechnisch zu bestimmen. Die Ergebnisse werden mit der Theorie verglichen und zeigen eine gute Übereinstimmung. Des Weiteren wird die Auswirkung der Aperturgröße auf die SE untersucht. Hierbei wird wiederum das Konzept der transienten SE

[2] Continuous wave

gewählt. Es zeigt sich, dass eine „worst-case“Aperturgröße existiert, bei der die Einkopplung maximal ist.

2. Inhalt

Das Ziel dieser Arbeit ist es, dem Leser einen Einstieg in die Schirmung elektromagnetischer Felder durch quaderförmige, metallische Kavitäten zu ermöglichen. Hierzu gehört eine Übersicht der relevanten theoretischen Grundlagen sowie der aktuellen Forschung in **Kapitel 3**. Es werden schmal- und breitbandige Störsignale sowie die verschiedenen Definitionen der SE vorgestellt. Die Grundprinzipien der Schirmung elektrodynamischer Felder, der Raumresonanzen und der Güte eines Resonators werden erklärt. Es werden Probleme und Lösungen bei der Bestimmung der SE dargestellt, die bereits in der Forschung behandelt wurden. Des Weiteren werden die Grundprinzipien der Absorber vermittelt, die zur Verbesserung der SE an den Resonanzfrequenzen eingesetzt werden können sowie ein Verfahren zur Bestimmung der Permittivität und Permeabilität der Absorber mittels eines Koaxialleitungsexperiments.

Unterschiedliche Methoden zur Messung der SE im Frequenzbereich werden in **Kapitel 4** vorgestellt und die Ergebnisse verglichen. Hierzu wird zunächst ein exemplarischer Schirm definiert, dessen SE bestimmt werden soll. Zu den verwendeten Methoden zur Bestimmung der SE gehören die analytische Berechnung nach Robinson, die numerische Berechnung sowie die Messung. Bei der numerischen Berechnung werden zwei verschiedene Algorithmen angewendet. Die Ergebnisse von Messung, analytischer und numerischer Berechnung werden verglichen sowie Vor- und Nachteile der verschiedenen Methoden beschrieben.

Anschließend wird in **Kapitel 5** die Auswirkung von Absorbern innerhalb des Resonators auf die SE untersucht. Hierzu werden zunächst die elektromagnetischen Eigenschaften Permittivität und Permeabilität mittels eines Koaxialleitungsexperiments für unterschiedliche Absorbermaterialien bestimmt. Hierzu gehören ein dielektrischer Absorber aus Polyurethan-Kohlenstoff sowie drei magnetische, auf Ferrit basierende Absorber. Die verschiedenen Materialien werden hinsichtlich ihrer Dämpfungseigenschaften untersucht, und zwar durch Messung und Simulation. Sie werden verglichen, auch im Hinblick auf andere Materialeigenschaften wie Gewicht und Verarbeitbarkeit.

In der Praxis sind elektromagnetische Schirme nicht leer, sondern beinhalten metallische und dielektrische Beladung. Deren Auswirkung auf die SE wird in **Kapitel 6** analysiert. Hierbei wird als Schirm ein Raum in der Größe von 4 m x 3 m x 2,6 m mit einem Türspalt als Apertur verwendet. Die Berechnung der SE erfolgt numerisch über eine örtliche Mittelung der Feldwerte innerhalb des Raums an vielen Punkten. Diese Methode gewährleistet eine größere Aussagekraft über die SE an höheren Resonanzen gegenüber der herkömmlichen Raummittelpunkt-Methode. Die Ergebnisse über die Auswirkung der Beladung auf die SE werden dargestellt und ausgewertet.

Das Konzept der transienten Schirmeffektivität SE_t bietet die Möglichkeit, Aussagen über die SE im Zusammenhang mit unterschiedlichen Störsignale zu treffen. In **Kapitel 7** wird SE_t für unterschiedliche Signale numerisch berechnet. Hierzu gehören ein breitbandiges pulsförmiges sowie ein schmalbandiges sinusförmiges Signal. Die Aufnahme des Pulses erfolgt messtechnisch. Auch der Einfluss von Absorber und Beladung innerhalb des Schirms auf die transiente SE wird untersucht. Da der Frequenzbereich für die numerische Berechnung nach oben hin beschränkt ist, wird SE_t anschließend rein messtechnisch für einen Resonator hoher Güte bestimmt. Hierzu werden zwei unterschiedliche Messverfahren entwickelt: zum einen im Zeitbereich mit einem breitbandigen Puls, zum anderen im Frequenzbereich mit einem Netzwerkanalysator. Bei der Messung im Zeitbereich ist aufgrund der geringen Signalamplitude des geschirmten Feldes eine Filterung notwendig. Die Ergebnisse der beiden Verfahren werden verglichen.

In **Kapitel 8** wird der Einfluss der Aperturgröße auf die SE sowie die Güte des Resonators genauer untersucht. Zunächst wird die Auswirkung der Aperturgröße auf die Güte des Resonators bestimmt. Hierzu wird eine Methode entwickelt, um die Güte aus dem Schwingungsverhalten zu bestimmen. Die Ergebnisse werden auf Plausibilität überprüft und mit der Theorie verglichen. Anschließend wird die Auswirkung der Aperturgröße auf die SE messtechnisch untersucht. Hierbei wird wiederum das Konzept der transienten SE verwendet. Es zeigt sich, dass eine „worst-case“Aperturgröße existiert, bei der die Einkopplung in den Schirm maximal ist.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung ab.

3. Grundlagen

3.1. HPEM Störsignale

3.1.1. Einteilung

HPEM[1] Störsignale sind Signale mit hoher Leistung, die zur Störung oder Zerstörung von Elektronik führen können. Sie können unterteilt werden in gepulste Mikrowellen und einmalige, transiente Impulse bzw. Impulspakete (engl. burst) mit großer Bandbreite [13]. Beispiele für Quellen solcher EMP[2] Signale sind:

- Blitze (LEMP[3])
- Nuklearexplosionen (NEMP[4] oder HEMP[5])
- elektrostatische Entladung (ESD[6])
- Schaltvorgänge in Hochspannungsanlagen (SEMP[7])

Elektromagnetische Signale, die bewusst zur Störung oder Zerstörung elektronischer Komponenten erzeugt werden (IEMI[8]), lassen sich unterteilen in [3]:

- schmalbandig, z. B. sinusförmiger Hochleistungsmikrowellen-Puls (HPM[9])
- breitbandig, z. B. gedämpfte Sinusschwingung (DS[10])

[1] High-Power Electromagnetic
[2] Electromagnetic Pulse
[3] Lightning Electromagnetic Pulse
[4] Nuclear Electromagnetic Pulse
[5] High altitude Electromagnetic Pulse
[6] Electrostatic Discharge
[7] Switching Electromagnetic Pulse
[8] Intentional Electromagnetic Interference
[9] High Power Microwave
[10] Damped Sinusoid

- ultrabreitbandig: Pulse mit geringer Anstiegszeit und Pulsdauer (UWB[11])

Abbildung 3.1.1 zeigt qualitativ die spektrale Amplitudendichte der elektrischen Feldstärke für die verschiedenen Signaltypen in Abhängigkeit von der Frequenz. Die breit- wie schmalbandigen IEMI-Signale liegen im Frequenzbereich von 100 MHz bis einige GHz. Dort können Systeme effizient gestört werden, da die Wellenlänge (0,1 m - 3 m) im Bereich von Gehäuse-, Raum- und Spaltabmessungen liegt und diese damit in Resonanz versetzt werden können.

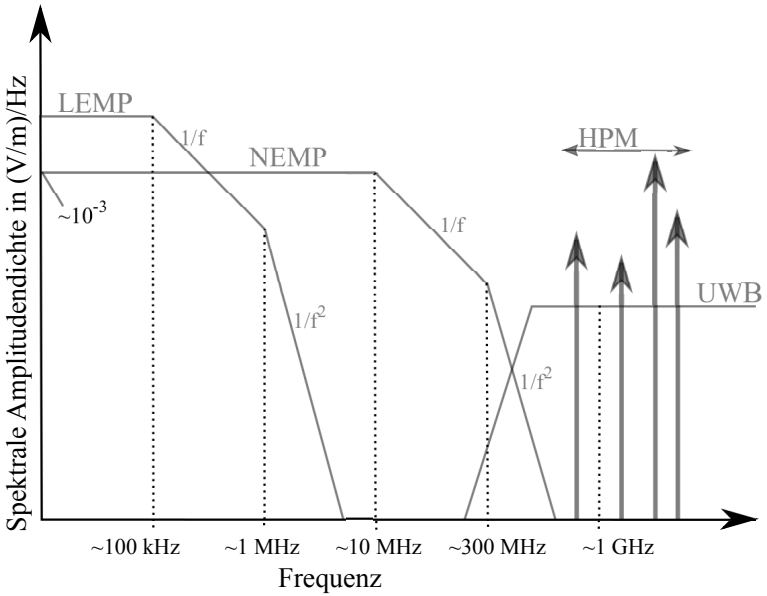

Abbildung 3.1.1.: Spektrale Amplitudendichte der elektrischen Feldstärke für verschiedene HPEM-Signaltypen[9].

3.1.2. Parametrisierung von EMP Signalen

Mit EMP werden breitbandige Signale mit kurzen Anstiegszeiten bezeichnet, die bei einem einmaligen hochenergetischen Ausgleichsvorgang abgegeben werden. Die Signale werden charakterisiert durch [20]:

[11] Ultra Wide Band

- die Anstiegszeit t_r: Zeit zwischen dem Erreichen von 10% und 90% der maximalen Amplitude
- die Pulsdauer t_{FWHM}[12]: Zeit zwischen dem Erreichen von 50% der maximalen Amplitude an der steigenden Flanke und 50% der maximalen Amplitude an der abfallenden Flanke
- die elektrische Spitzenfeldstärke E_{max}
- die Pulswiederholungsrate PRF[13]

Typische Werte für Anstiegszeit und Pulsdauer einiger EMP Signale sind in Tabelle 3.1.1 zu finden.

Tabelle 3.1.1.: Zeitbereichsparameter verschiedener transienter Störpulse [4]

Pulsform	**Anstiegszeit t_r**	**Pulsdauer t_{FWHM}**
LEMP	10 µs	100 µs
NEMP	5 ns	50 ns
UWB	< 200 ps	< 5 ns

3.1.3. Mathematische Modellierung von EMP Signalen

EMP- und UWB-Störpulse mit kurzer Anstiegszeit und Pulsdauer können mathematisch modelliert werden in einer doppelt exponentiellen Form [5]:

$$E_u(t) = \begin{cases} E_0 \cdot k(\alpha,\beta) \cdot (e^{-\alpha \cdot t} - e^{-\beta \cdot t}) & \text{für } t \geq 0, \\ 0 & \text{für } t < 0. \end{cases} \tag{3.1}$$

Die so modellierten Pulse werden auch als unipolare Impulse bezeichnet. Die Parameter α und β bestimmen die Anstiegszeit und Pulsdauer des unipolaren Pulses. $k(\alpha,\beta)$ ist ein Normierungsfaktor, der so gewählt ist, dass der Maximalwert des doppelt exponentiellen Pulses gleich E_0 zum Zeitpunkt t_{max} ist [5]:

[12] Full Width at Half Maximum
[13] Pulse Repetition Frequency

$$E_{\mathrm{u}}(t = t_{\max}) = E_0. \tag{3.2}$$

$k(\alpha, \beta)$ lässt sich berechnen aus

$$\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{u}}(t_{\max})}{\mathrm{d}t} = 0 \tag{3.3}$$

zu

$$k(\alpha, \beta) = \left(\mathrm{e}^{-\alpha \cdot \frac{\ln(\frac{\beta}{\alpha})}{\beta - \alpha}} - \mathrm{e}^{-\beta \cdot \frac{\ln(\frac{\beta}{\alpha})}{\beta - \alpha}} \right)^{-1}. \tag{3.4}$$

Die Umrechnung der physikalischen Pulsparameter t_{r} und t_{FWHM} und der Modellierungskonstanten α und β ist numerisch möglich mithilfe des Nelder-Mead Algorithmus und einer minimalen quadratischen Abweichung [18]. In erster Näherung gilt:

$$t_{\mathrm{r}} \approx \frac{1}{\beta}, \tag{3.5}$$

$$t_{\mathrm{FWHM}} \approx \frac{1}{\alpha}. \tag{3.6}$$

Bipolare Impulse ergeben sich durch die Abstrahlung eines unipolaren Impulses mit einer Antenne. Dabei wird der unipolare Impuls differenziert zu

$$E_{\mathrm{b}}(t) \sim \frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{u}}(t)}{\mathrm{d}t} = \begin{cases} E_0 \cdot k(\alpha, \beta) \cdot (-\alpha \cdot \mathrm{e}^{-\alpha \cdot t} + \beta \cdot \mathrm{e}^{-\beta \cdot t}) & \text{für } t \geq 0, \\ 0 & \text{für } t < 0. \end{cases} \tag{3.7}$$

3.2. Definitionen der Schirmeffektivität

3.2.1. Elektrische und magnetische SE im Frequenzbereich

Die Effektivität eines Schirms, das heißt die Fähigkeit, elektromagnetische Felder im Inneren zu reduzieren, ist durch die Schirmeffektivität SE quantifiziert.

In Abb. 3.2.1 ist ein quaderförmiger Schirm mit einer kreisförmigen Apertur gezeigt. Die elektrische und magnetische SE im Punkt q ist gegeben durch:

$$\mathrm{SE_{el}}|_q = 20\log_{10}\frac{|\vec{E}^{\mathrm{unshield}}|_q}{|\vec{E}^{\mathrm{shield}}|_q}\ \mathrm{dB}, \tag{3.8}$$

$$\mathrm{SE_{mag}}|_q = 20\log_{10}\frac{|\vec{H}^{\mathrm{unshield}}|_q}{|\vec{H}^{\mathrm{shield}}|_q}\ \mathrm{dB}. \tag{3.9}$$

Dabei sind $\vec{E}_{\mathrm{unshield}}$ und $\vec{H}_{\mathrm{unshield}}$ das elektrische bzw. magnetische Feld in Abwesenheit des Schirms, $\vec{E}_{\mathrm{shield}}$ und $\vec{H}_{\mathrm{shield}}$ das elektrische bzw. magnetische Feld im Inneren des Schirms.

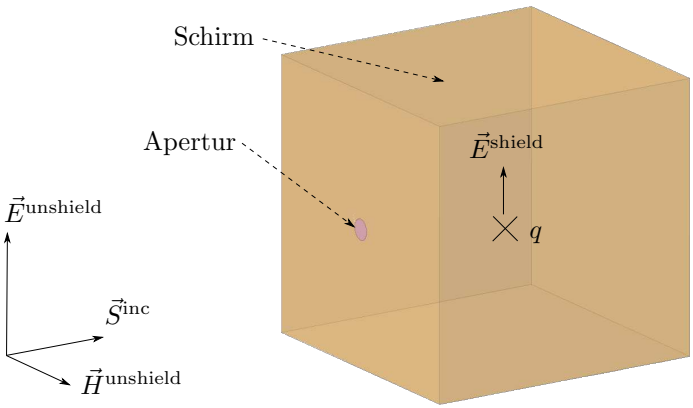

Abbildung 3.2.1.: Metallischer, würfelförmiger Schirm mit kreisförmiger Apertur und einfallender TEM Welle.

3.2.2. Örtlich gemittelte SE im Frequenzbereich

$\mathrm{SE_{el}}|_q$ und $\mathrm{SE_{mag}}|_q$ sind stark davon abhängig, an welchem Punkt q gemessen wird. Die Unterschiede können hierbei bis zu 45 dB betragen [15]. Ein hier neu entwickeltes Konzept zur Bestimmung der SE ist die Berechnung über die örtlich gemittelte elektromagnetische Energiedichte ($\mathrm{SE_{em}}|_{\overline{q}}$) [25].

Die Energiedichten w_{el} und w_{mag} eines statischen elektrischen bzw. magnetischen Feldes in einem verlustfreien Medium mit der reellen Permittivität $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ bzw. der rellen Permeabilität $\mu = \mu_0 \mu_r$ betragen:

$$w_{\mathrm{el}} = \frac{1}{2}\,\varepsilon\,|\vec{E}|^2, \tag{3.10}$$

$$w_{\mathrm{mag}} = \frac{1}{2}\,\mu\,|\vec{H}|^2. \tag{3.11}$$

Die örtlich gemittelte elektromagnetische Energiedichte $\overline{w}^{\mathrm{shield}}$ innerhalb eines Schirms mit dem Volumen V beträgt

$$\overline{w}^{\mathrm{shield}} = \frac{1}{V} \int\limits_V \left(\frac{1}{2}\,\varepsilon\,|\vec{E}^{\mathrm{shield}}|^2 + \frac{1}{2}\,\mu |\vec{H}^{\mathrm{shield}}|^2 \right) \mathrm{d}V. \tag{3.12}$$

Im Fall von N diskreten Messpunkten wie bei einer numerischen Berechnung kann die örtlich gemittelte Energiedichte aus den einzelnen Messwerten für das elektrische Feld $\vec{E}_i^{\mathrm{shield}}$ bzw. das magnetische Feld $\vec{H}_i^{\mathrm{shield}}$ berechnet werden als:

$$\overline{w}^{\mathrm{shield}} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{1}{2}\,\varepsilon\,|\vec{E}_i^{\mathrm{shield}}|^2 + \frac{1}{2}\,\mu\,|\vec{H}_i^{\mathrm{shield}}|^2 \right) \Delta V_i. \tag{3.13}$$

ΔV_i ist das zu einem Messpunkt gehörige Volumen. Sind alle ΔV_i gleich groß, vereinfacht sich 3.13 zu:

$$\overline{w}^{\mathrm{shield}} = \frac{\Delta V}{V} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{1}{2}\,\varepsilon\,|\vec{E}_i^{\mathrm{shield}}|^2 + \frac{1}{2}\,\mu\,|\vec{H}_i^{\mathrm{shield}}|^2 \right), \tag{3.14}$$

wobei $\frac{V}{\Delta V}$ gleich der Anzahl der Messpunkte N ist. Also gilt

$$\overline{w}^{\mathrm{shield}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{1}{2}\,\varepsilon\,|\vec{E}_i^{\mathrm{shield}}|^2 + \frac{1}{2}\,\mu\,|\vec{H}_i^{\mathrm{shield}}|^2 \right). \tag{3.15}$$

Die maximale Energieabgabe der einfallenden TEM Welle pro Volumen (elektromagnetische Energiedichte) $\overline{w}^{\mathrm{unshield}}$ beträgt in Abwesenheit des Schirms

$$\overline{w}^{\text{unshield}} = \frac{1}{2}\varepsilon\,|\vec{E}^{\text{unshield}}|^2 + \frac{1}{2}\mu\,|\vec{H}^{\text{unshield}}|^2. \tag{3.16}$$

Hierbei sind Effektivwerte der vektoriellen Feldamplituden zu verwenden. Sofern das geschirmte Signal immer noch eine ebene Welle ist (was im Allgemeinen nicht zu erwarten ist), berechnet sich der Wert für $\text{SE}_{\text{em}}|_{\overline{q}}$ zu

$$\text{SE}_{\text{em}}|_{\overline{q}} = 10\log_{10}\frac{\overline{w}^{\text{unshield}}}{\overline{w}^{\text{shield}}}\ \text{dB}. \tag{3.17}$$

3.2.3. Transiente SE

Um ein für zeitharmonische und hochfrequente Signale adäquates und messtechnisch einfach zu ermittelndes Maß für die Schirmeffektivität zu erhalten, wird nach Klinkenbusch [16] zunächst eine Beladung im Schirm angenommen. Das Schirmmaß a_p wird definiert als der Quotient der zeitgemittelten Leistung, die von der Beladung im ungeschirmten und im geschirmten Fall absorbiert wird:

$$a_P = 10\,\log_{10}\frac{\overline{P}^{\text{unshield}}}{\overline{P}^{\text{shield}}}. \tag{3.18}$$

Im nächsten Schritt wird der Einfluss der Beladung auf die SE eliminiert. Hierfür wird als Beladung eine Kugel um den Punkt q mit Radius r_L angenommen. Für den Fall $r_L \to 0$ geht a_p über in die elektromagnetische SE im Punkt q

$$\text{SE}_{\text{em}}|_q = 10\,\log_{10}\frac{2}{\frac{|\vec{E}^{\text{shield}}|_q^2}{|\vec{E}^{\text{unshield}}|_q^2} + \frac{|\vec{H}^{\text{shield}}|_q^2}{|\vec{H}^{\text{unshield}}|_q^2}}\ \text{dB}. \tag{3.19}$$

Damit kann die elektromagnetische SE berechnet werden als eine Kombination der elektrischen und magnetischen SE im Punkt q.

Zusammen mit den Definitionen (3.8) und (3.9) gilt [16]:

$$\text{SE}_{\text{em}}|_q = \text{SE}_{\text{el}}|_q = \text{SE}_{\text{mag}}|_q,\ \text{falls}\ \text{SE}_{\text{el}}|_q = \text{SE}_{\text{mag}}|_q. \tag{3.20}$$

Das Konzept der transienten Schirmeffektivität nach Klinkenbusch ermöglicht es, die SE nicht nur für zeitharmonische, sondern auch für transiente Signale zu bestimmen. Für die Definition der transienten SE wird nicht mehr die in der Beladung absorbierte Leistung gemäß Gleichung (3.18), sondern die durch den gegebenen Puls im Prüfling absorbierte Energie zugrunde gelegt. Zur Bestimmung der so definierten Größe wird die spektrale Amplitudendichte $|\underline{S}^{\mathrm{inc}}(\omega)|$ des Poynting-Vektors $\vec{S}^{\mathrm{inc}}(t)$ des einfallenden Störsignals genutzt. Für den Fall einer kugelförmigen Beladung mit Radius $r_L \to 0$ gilt für die transiente SE:

$$\mathrm{SE}_t|_q = 10 \log_{10} \frac{2 \int\limits_0^\infty |\underline{S}^{\mathrm{inc}}(\omega)|^2 \omega \, \mathrm{d}\omega}{\int\limits_0^\infty |\underline{S}^{\mathrm{inc}}(\omega)|^2 \left[\frac{|\vec{E}^{\mathrm{shield}}|_q^2}{|\vec{E}^{\mathrm{unshield}}|_q^2} + \frac{|\vec{H}^{\mathrm{shield}}|_q^2}{|\vec{H}^{\mathrm{unshield}}|_q^2} \right] \omega \, \mathrm{d}\omega} \ \mathrm{dB}. \tag{3.21}$$

Dabei wird also die spektrale Amplitudendichte des einfallenden Störsignals mit der frequenzabhängigen Schirmeffektivität gewichtet. Das transiente Konzepts ermöglicht es, das Frequenzspektrum des Störsignals bei der Berechnung der SE zu berücksichtigen. Dies ist insbesondere dann hilfreich, wenn es sich bei dem Störsignal um einen kurzen Puls („Transiente“) mit einer großen Bandbreite handelt. Für harmonische Störsignale ist $\mathrm{SE}_t|_q$ identisch zur klassischen elektrischen bzw. magnetischen SE nach (3.8) bzw. (3.9). Physikalisch betrachtet stellt $\mathrm{SE}_t|_q$ die Reduktion der in einer infinitesimal kleinen Beladung absorbierten Energie durch den Schirm für ein transientes Signal dar.

3.3. Schirmung

3.3.1. Schirmung elektrodynamischer Felder

Die Abschirmung elektrodynamischer Felder beruht auf dem Faraday'schen Prinzip. Hochfrequente Felder induzieren in einem metallischen Schirm Wirbelströme, die dem äußeren Feld nach der Lenz'schen Regel entgegenwirken. Bei einem idealen Schirm verschwindet dadurch das Feld im Inneren. Voraussetzung hierfür ist, dass die Schirmströme ungehindert fließen können, was bei einer großen Leitfähigkeit des Schirmmaterials der Fall ist. Durch Aperturen in den Schirmwänden wird der Stromfluss jedoch behindert und die Schirmeffek-

tivität begrenzt.

Aufgrund des Skin-Effekts fließen die Schirmströme nur an der Oberfläche. Die Eindringtiefe δ, bei der die Stromdichte auf den Faktor 1/e reduziert ist, beträgt bei guten elektrischen Leitern:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}. \tag{3.22}$$

Dabei ist σ die elektrische Leitfähigkeit. In Abbildung 3.3.1 sind die Eindringtiefen im Frequenzbereich von 1 MHz bis 1 GHz exemplarisch für Aluminium, Kupfer und Eisen[14] gezeigt. Daraus ist ersichtlich, dass für hochfrequente Felder die Eindringtiefe kleiner ist als die Dicke mechanisch stabiler, metallischer Schirme. Dies bedeutet, dass die Schirmwanddicke für hochfrequente Felder keinen begrenzenden Faktor für die SE darstellt. Weitere numerische Berechnungen haben bestätigt, dass für nicht geschlossene, metallische Schirme die SE nur durch die vorhandenen Aperturen begrenzt wird. Die Leitfähigkeit spielt ebenso nur eine sehr geringe Rolle.

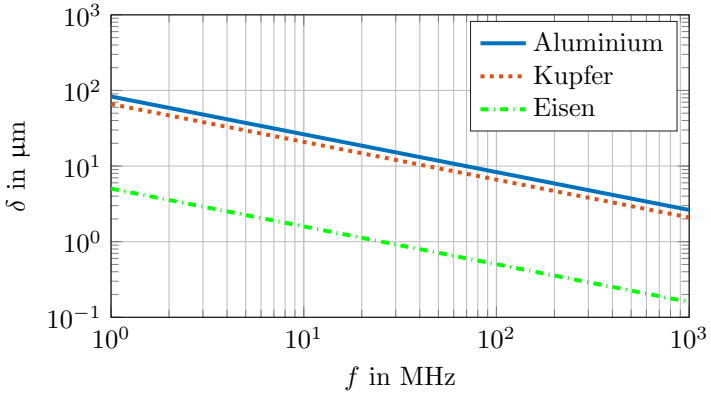

Abbildung 3.3.1.: Eindringtiefe verschiedener Metalle.

[14] angenommene relative Permeabilität von 1000

3.3.2. Raumresonanzen

Innerhalb eines metallischen, quaderförmigen Schirms bilden sich durch Reflexion an den leitenden Wänden bei bestimmten Frequenzen stehende Wellen. An diesen sogenannten Resonanzfrequenzen treten hohe Feldstärken auf, die je nach den Aperturdimensionen größer als das Feld außerhalb sein können - die SE bricht also ein. Die Resonanzfrequenzen $f_{(m,n,p)}$ eines quaderförmigen, metallischen Schirms sind gegeben durch

$$f_{(m,n,p)} = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{e}\right)^2}. \tag{3.23}$$

Dabei sind m, n und p positive ganze Zahlen, von denen maximal eine Null sein darf [7], c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und a, b und e die Abmessungen des Schirms. Schirme, die bei Frequenzen unterhalb der ersten Resonanz betrachtet werden, werden als elektrisch klein bezeichnet, darüber als elektrisch groß. Die sich im Resonanzfall einstellende Feldverteilung ist berechenbar [29], nicht jedoch die Amplitude, die von der Güte des Schirms abhängt. In Abb. 3.3.2 ist exemplarisch die numerisch berechnete elektrische Feldverteilung der (1 1 0) Resonanz zur Veranschaulichung dargestellt.

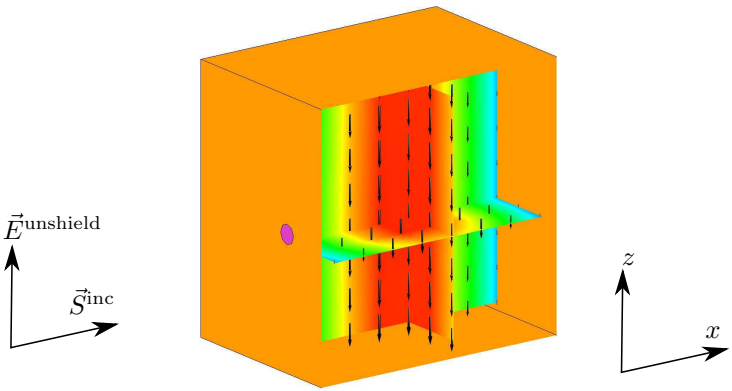

Abbildung 3.3.2.: Elektrische Feldverteilung an der (1 1 0) Resonanz

Die Anzahl der Resonanzen $N_{\text{res}}(f)$ unterhalb einer Frequenz f kann durch Weyls Gesetz abgeschätzt werden [2]:

$$N(f) = \frac{8\pi V}{3}\frac{f^3}{c^3}. \tag{3.24}$$

Die spektrale Dichte der Resonanzen ist damit gegeben durch:

$$\frac{\partial N}{\partial f} = 8\pi V\frac{f^2}{c^3}, \tag{3.25}$$

sie nimmt also quadratisch mit der Frequenz zu.

3.3.3. Güte des Resonators

Wie stark das Resonanzverhalten eines schwingungsfähigen Systems ausgeprägt ist, hängt von der Güte Q, auch Q-Faktor genannt, ab. Sie ist im Zeitbereich allgemein definiert über den Quotienten aus der im System gespeicherten Energie W und dem Verlust pro Periodendauer T gemäß:

$$Q = 2\pi\frac{W(t)}{W(t) - W(t+T)}. \tag{3.26}$$

Die im System gespeicherte Energie nimmt ohne weitere Anregung exponentiell ab gemäß [11]:

$$W(t) = W_0\ \mathrm{e}^{-t/\tau}, \tag{3.27}$$

mit $W_0 = W(t)$ für $t = 0$. Für die Zeitkonstante τ gilt:

$$\tau = \frac{Q}{\omega}. \tag{3.28}$$

Die Güte Q eines elektrisch großen Schirms wird durch vier verschiedene Verlustmechanismen bestimmt [11]:

- Q_{surf}[15], die Verluste in den Schirmwänden
- Q_{ACS}[16], die Verluste durch absorbierende Materialien innerhalb des Raums
- Q_{TCS}[17], die Aperturverluste
- Q_{ant}, die Verluste durch Feldmessung mit Antennen.

[15] surface
[16] Absorption Cross Section
[17] Transmission Cross Section

Die Gesamtgüte setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$Q^{-1} = {Q_{\text{surf}}}^{-1} + {Q_{\text{ACS}}}^{-1} + {Q_{\text{TCS}}}^{-1} + {Q_{\text{ant}}}^{-1}. \tag{3.29}$$

Der Verlustmechanismus, bei dem am meisten Energie verloren geht, also mit der kleinsten Teilgüte, wird die Gesamtgüte maßgeblich bestimmen.

Q_{surf} ist gegeben durch:

$$Q_{\text{surf}} = \frac{3V}{2\mu_r A\delta}\,, \tag{3.30}$$

wobei A die Oberfläche des Schirms und δ die Eindringtiefe nach (3.22) ist.

Q_{ACS} ist gegeben durch:

$$Q_{\text{ACS}} = \frac{2\pi V}{\lambda \overline{A_{\text{ACS}}}}, \tag{3.31}$$

wobei λ die Wellenlänge und $\overline{A_{\text{ACS}}}$ der gemittelte[18] Absorptionsquerschnitt der Beladung ist.

Q_{TCS} (Aperturverluste) ist gegeben durch:

$$Q_{\text{TCS}} = \frac{4\pi V}{\lambda\ A_{\text{TCS}}}, \tag{3.32}$$

wobei A_{TCS} der Transmissionsquerschnitt der Apertur ist. Dieser kann für kreisförmige Aperturen analytisch berechnet werden [11]. Im Fall von metallischen quaderförmigen Schirmen ohne Beladung wird der Q-Faktor hauptsächlich durch die Apertur bestimmt, die anderen Einflüsse können in der Regel vernachlässigt werden [2].

Der qualitative Zusammenhang zwischen Güte und SE wurde untersucht in [1], [2] und [30]. Dieser ist insofern interessant, als dass mithilfe der Güte die SE von großen Räumen bestimmt werden kann, die nicht von außen bestrahlt werden können.

[18] gemittelt über alle Einfalls- und Polarisationsrichtungen des Feldes

Die messtechnische Bestimmung der Güte eines Resonators ist unter anderem durch die „WA[19]“ - Methode [1] möglich. Hierbei wird mit einem Netzwerkanalysator die Einkopplung in den Schirm im Frequenzbereich in einer Modenverwirbelungskammer gemessen. Anschließend wird aus dem Autokorrelationsspektrum die Güte extrahiert.

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Güte im Zeitbereich wurde vom Autor in [24] entwickelt. Dazu wird der Resonator durch ein pulsmoduliertes Sinussignal der Form

$$u(t) = \hat{U} \cdot \begin{cases} \sin(\omega t) & \text{für } 0 < t \leq T_{\text{Puls}}, \\ 0 & \text{für } T_{\text{Puls}} < t \end{cases} \tag{3.33}$$

in Schwingung versetzt. Aus dem exponentiellen Abklingen der Schwingung nach der Anregung kann die Güte extrahiert werden. Hierzu wird zunächst mithilfe der Hilbert-Transformation die Einhüllende der Schwingung gebildet. Anschließend wird mithilfe eines Kurven-Fittings die Einhüllende mit einer Exponentialfunktion interpoliert. Aus den Parametern der Interpolation lässt sich mithilfe von (3.27) und (3.28) die Zeitkonstante τ und der Gütefaktor Q berechnen. Diese Methode wird in Kapitel 8.1 angewendet.

3.4. Probleme und Lösungen bei der Bestimmung der SE

Die gemessene SE eines quaderförmigen metallischen Raums hängt von zahlreichen Faktoren ab, was eine Vergleichbarkeit und Bewertung der SE erschwert. Dies gilt insbesondere für elektrisch große Schirme. Zu den Faktoren, die die Messung der SE maßgeblich beeinflussen, gehören

- der Ort der Messung innerhalb des Schirms (Punkt q),
- die Polarisation sowie Richtung des einfallenden Feldes ($\vec{S}^{\text{inc}}$),
- die Frequenz f,
- und die Rückwirkung des Messequipments auf das Resonanzverhalten des Schirms.

[19] Width of Autocorrelation[20]

3.4.1. Ort der Messung innerhalb des Schirms

Bei elektrisch großen Resonatoren hoher Güte ist die Bestimmung der SE an den Resonanzfrequenzen problematisch, da die elektrische und die magnetische Feldstärke innerhalb des Schirms stark vom Ort abhängen, an dem gemessen wird [8]. Um dieses Problem zu umgehen, wurden bereits verschiedene Methoden angewendet. Hierzu gehört die Verwendung einer Langdrahtantenne, die in dem geschirmten Raum schlangenförmig angebracht wird [28]. Außerdem ist eine Modenverwirbelung innerhalb des Resonators möglich („nested reverberation chamber technique“) [1, 12], um die Ortsabhängigkeit zu eliminieren. Hierbei wird der Schirm mit einem mechanischen, metallischen Rührer ausgestattet. Die Feldmessung erfolgt bei verschiedenen Positionen des Rührers mit einer anschließenden Mittelung. Für diese stochastische Methode müssen mindestens 60 resonante Moden in dem Raum vorhanden sein, das heißt die Frequenz muss entsprechend hoch gewählt werden.

Die in Kapitel 3.2.2 vorgestellte Methode der örtlichen Mittelung der elektromagnetischen Energiedichte dient ebenfalls der Lösung dieses Problems. Wenn die Messpunkte innerhalb des Raums äquidistant im orthogonalen Gitter angeordnet sind, muss darauf geachtet werden, dass die örtliche Abtastung fein genug ist. Bei einer Resonanz der Ordnung (m n p) (siehe Kapitel 3.3.2) ist die Anzahl der Schwingungsbäuche bzw. -knoten in den drei Raumrichtungen durch m, n und p gegeben. Die Anzahl der Messpunkte in x-, y- und z-Richtung ist also mindestens doppelt so groß wie die Resonanzordnung zu wählen. Ist dies nicht praktikabel, so ist eine zufällige Verteilung der Messpunkte anzustreben.

3.4.2. Polarisation und Richtung des einfallenden Feldes

Die Polarisations- sowie die Einfallsrichtung des anregenden Feldes $\vec{S}^{\text{inc}}$ hat einen Einfluss auf die SE. Bei einer linearen Polarisation werden beispielsweise bestimmte Resonanzen gar nicht erst angeregt [25]. Um eine aussagekräftigere Bewertung der SE zu erhalten, kann die „nested reverberation chamber technique “angewendet werden nach Holloway [12]. Hierbei wird der Schirm in einer Modenverwirbelungskammer vermessen. Somit kann sichergestellt werden, dass die ermittelte SE unabhängig von der Polarisation bzw. Richtung des einfallenden Feldes ist.

3.4.3. Frequenz

Bei Resonatoren hoher Güte ist die Bandbreite der Resonanzen gering. Außerdem nimmt nach (3.25) die Resonanzdichte mit der Frequenz quadratisch zu. Als Resultat ist die SE stark frequenzabhängig. In der Regel ist also eine hohe Frequenzabtastung nötig, um das Resonanzverhalten im Frequenzbereich korrekt aufzulösen. Eine Bestimmung des maximalen Feldes bzw. der minimalen SE an den Resonanzen ist oft schwierig. Senić et al. versuchten das Problem durch folgende Maßnahmen zu umgehen: eine Verringerung des Gütefaktors des Schirms durch dielektrische Beladung und durch Modenverwirbelung innerhalb des Schirms [27]. Eine weitere Möglichkeit ist die Messung des Schwingungsverhaltens des Schirms im Zeitbereich nach der Anregung mit einem breitbandigen Puls und die Auswertung der transienten SE nach (3.21). Diese Methode wird in Kapitel 7.2.2 näher beschrieben.

3.4.4. Rückwirkung des Messequipments auf die SE

Metallisches Equipment zur Messung der Feldstärke innerhalb des Schirms hat Auswirkungen auf dessen Resonanzverhalten. Hierzu gehören beispielsweise Antennen, D-Dot und B-Dot Sensoren[21] und Rührer für Modenverwirbelung. Die Rückwirkung dieser metallischen Strukturen innerhalb der Kavität auf die SE stellt einen systematischen Fehler da. Um diesen zu minimieren, wurden kleine Monopol Antennen an der Schirmwand verwendet [12] sowie nicht-metallische Feldmesssonden mit Glasfaserankopplung [21]. Besonders bei physisch kleinen Schirmen kann der Einfluss von Antennen zur Messung des geschirmten Feldes eine hohe Auswirkung haben. Armstrong et al. haben daher die Möglichkeit der Skalierung zur Messung der SE untersucht [2]. Dabei wird ein physisch größerer, analoger Schirm bei niedrigeren Frequenzen vermessen, um die SE des originalen, kleinen Schirms zu bestimmen.

3.5. Absorber

Um die SE insbesondere an den Resonanzfrequenzen zu verbessern, können Absorber verwendet werden. Diese dienen dazu, die Reflexivität der Wände zu reduzieren und dem Feld Energie durch Absorption zu entziehen. Hierbei kann zwischen magnetischen und dielektrischen Absorbern unterschieden wer-

[21] Sensoren für die Messung der elektrischen bzw. magnetischen Feldstärke

den, die im Folgenden vorgestellt werden.

Die Verlustleistungsdichte p eines elektrischen bzw. magnetischen Wechselfeldes in einem Material mit der komplexen Permittivität

$$\underline{\varepsilon} = \varepsilon_0 \cdot \underline{\varepsilon}_\mathrm{r} = \varepsilon_0 \cdot (\varepsilon_\mathrm{r}{}' - \mathrm{j}\varepsilon_\mathrm{r}{}'') \tag{3.34}$$

bzw. der komplexen Permeabilität

$$\underline{\mu} = \mu_0 \cdot \underline{\mu}_\mathrm{r} = \mu_0 \cdot (\mu_\mathrm{r}{}' - \mathrm{j}\mu_\mathrm{r}{}'') \tag{3.35}$$

beträgt:

$$p_\mathrm{el} = \omega \varepsilon_r'' \varepsilon_0 {E_\mathrm{eff}}^2, \tag{3.36}$$

$$p_\mathrm{mag} = \omega \mu_r'' \mu_0 {H_\mathrm{eff}}^2. \tag{3.37}$$

Dabei ist ω die Kreisfrequenz und E_eff bzw. H_eff der Effektivwert des Betrags des zeitabhängigen elektrischen bzw. magnetischen Feldes. Die Verlustleistungsdichten sind demnach frequenzabhängig.

3.5.1. Magnetische Absorber

Magnetische Absorber mit der komplexen Permeabilität $\underline{\mu}$ nach (3.35) werden überwiegend in der Form von Ferritkacheln verwendet, die direkt an den Schirmwänden angebracht werden. Die Ströme, die in dem Schirm fließen, erzeugen ein Magnetfeld, dem dort durch die verlustbehafteten Ferritkacheln bei der Ummagnetisierung Energie entzogen wird. Magnetische Absorber kommen auch in der Form von Verbundabsorbern aus Ferritpulver und einem Trägermaterial wie Silikon oder Polyethylen vor.

3.5.2. Dielektrische Absorber

Dielektrische Absorber mit der komplexen Permittivität $\underline{\varepsilon}$ nach (3.34) kommen hauptsächlich in der Form von Polyurethanschaum, der mit Kohlenstoff getränkt wird, vor. Diese entziehen dem elektrischen Feld durch ihre Leitfähigkeit Energie, die in Wärme umgewandelt wird. Häufig anzutreffen sind Pyramidenabsorber, beispielsweise in Absorberkammern. Diese basieren auf dem Prinzip

der Impedanzanpassung: durch einen kontinuierlichen Übergang des Wellenwiderstands vom leeren Raum zur Schirmwand werden Reflexionen vermindert.

3.5.3. Bestimmung von Permittivität und Permeabilität

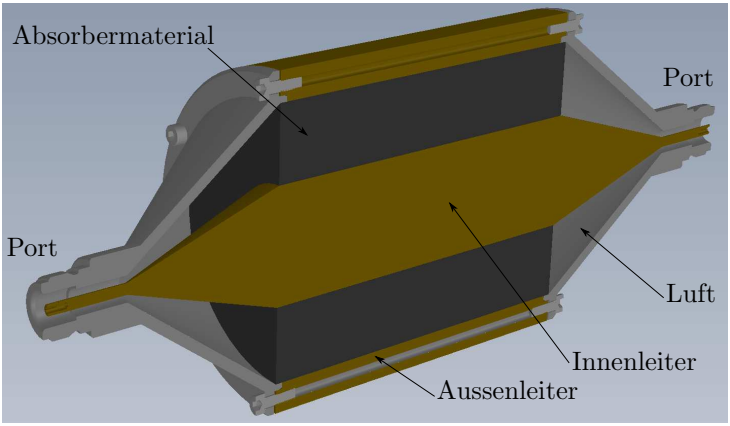

Abbildung 3.5.1.: Aufbau des Koaxialleitungsexperiments zur Bestimmung der komplexen Permittivität und Permeabilität

Um den Einfluss von Absorbermaterial auf die SE numerisch berechnen zu können, muss die Permittivität bzw. Permeabilität bestimmt werden. In dieser Arbeit wird hierzu ein Transmissions-/Reflexionsverfahren mit einer aufgeweiteten Koaxialleitung verwendet, deren Aufbau in Abbildung 3.5.1 gezeigt ist. Durch ein konstantes Verhältnis von Außenleiterradius r_a zu Innenleiterradius r_i, ist der Wellenwiderstand Z_L der luftgefüllten Koaxialleitung konstant:

$$Z_\mathrm{L} = \frac{Z_0}{2\pi} \cdot \ln\left(\frac{r_\mathrm{a}}{r_\mathrm{i}}\right). \tag{3.38}$$

Dabei ist $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 377\,\Omega$ der Freiraumwellenwiderstand. Für die Messung wird das verlustbehaftete Absorbermaterial der Länge l mit einer komplexen Permeabilität und Permittitviät in den Koaxialleiter eingebracht. Innerhalb des MUTs[22] hat der komplexe Wellenwiderstand $\underline{Z}_\mathrm{M}$ den Wert:

[22] Material Under Test

$$\underline{Z}_{\mathrm{M}} = \sqrt{\frac{\underline{\mu}_{\mathrm{r}}}{\underline{\varepsilon}_{\mathrm{r}}}} Z_{\mathrm{L}}. \tag{3.39}$$

Der Reflexionsfaktor $\underline{\Gamma}$ der Grenzfläche Luft - MUT ist gegeben durch:

$$\underline{\Gamma} = \frac{\underline{Z}_{\mathrm{M}} - Z_{\mathrm{L}}}{\underline{Z}_{\mathrm{M}} + Z_{\mathrm{L}}} = \frac{\sqrt{\frac{\underline{\mu}_{\mathrm{r}}}{\underline{\varepsilon}_{\mathrm{r}}}} - 1}{\sqrt{\frac{\underline{\mu}_{\mathrm{r}}}{\underline{\varepsilon}_{\mathrm{r}}}} + 1}. \tag{3.40}$$

Die komplexen Streuparameter dieses 2-Port Netzwerks werden mit einem Netzwerkanalysator bestimmt. Auf deren Grundlage können mithilfe des Nicolson-Ross-Weir (NRW) Algorithmus [19] die frequenzabhängigen Werte der komplexen Permeabilität und Permittivität nach Gl. (3.35) und (3.34) bestimmt werden. Die Berechnungsmethode wird hier kurz skizziert, weitergehende Informationen sind in der Literatur zu finden [19]. Zunächst wird definiert:

$$\underline{V}_1 = \underline{S}_{21} + \underline{S}_{11} \tag{3.41}$$

$$\underline{V}_2 = \underline{S}_{21} - \underline{S}_{11}. \tag{3.42}$$

Dabei sind $\underline{S}_{11}$ und $\underline{S}_{21}$ die gemessenen komplexen Streuparameter. Aus

$$\underline{X} = \frac{1 - \underline{V}_1 \underline{V}_2}{\underline{V}_1 - \underline{V}_2} \tag{3.43}$$

lässt sich der Reflexionsfaktor berechnen:

$$\underline{\Gamma} = \underline{X} \pm \sqrt{\underline{X}^2 - 1}. \tag{3.44}$$

Das Vorzeichen muss hierbei so gewählt werden, dass $|\underline{\Gamma}| \leq 1$.

Der Transmissionskoeffizient $\underline{z}$ ist gegeben durch:

$$\underline{z} = \frac{\underline{V}_1 - \underline{\Gamma}}{1 - \underline{V}_1 \underline{\Gamma}}. \tag{3.45}$$

Weiterhin wird definiert:

$$\frac{\underline{\mu}_\mathrm{r}}{\underline{\varepsilon}_\mathrm{r}} = \left(\frac{1+\underline{\Gamma}}{1-\underline{\Gamma}}\right)^2 = \underline{c}_1 \tag{3.46}$$

$$\underline{\mu}_\mathrm{r}\underline{\varepsilon}_\mathrm{r} = -\left[\frac{c}{2\pi f l}\ln\left(\underline{z}\right)\right]^2 = \underline{c}_2. \tag{3.47}$$

Zur Berechnung von Gl. (3.47) muss der Logarithmus der komplexen Zahl $\underline{z}$

$$\ln \underline{z} = \ln|\underline{z}| + \mathrm{j}\arg \underline{z} \tag{3.48}$$

bestimmt werden. Da $\arg \underline{z}$ Phasensprünge von $-\pi$ auf $+\pi$ enthält, ergeben sich Unstetigkeiten. Diese müssen durch ein Phasen-Unwrapping behoben werden [6]. Danach können die Permittivität und Permeabilität bestimmt werden:

$$\underline{\varepsilon}_\mathrm{r} = \sqrt{\frac{\underline{c}_2}{\underline{c}_1}} \tag{3.49}$$

$$\underline{\mu}_\mathrm{r} = \sqrt{\underline{c}_1\underline{c}_2}. \tag{3.50}$$

Diese Methode wird in Kapitel 5.1 angewendet.

4. Methoden zur Bestimmung der SE

In diesem Kapitel werden drei unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der SE im Frequenzbereich angewendet und die Ergebnisse verglichen. Das Ziel hiervon ist, die Vor- und Nachteile der verschiedenen Methoden für nachfolgende Untersuchungen herauszuarbeiten. Die verwendeten Methoden beinhalten:

- analytische Berechnung,
- numerische Berechnung,
- Messung.

Hierfür wird zunächst ein zu vermessendes, kubisches Resonatormodell vorgestellt, das auch in nachfolgenden Untersuchungen verwendet wird.

4.1. Resonatormodell

Tabelle 4.1.1.: Geometrieparameter der metallisch geschirmten Box.

Geometrieparameter	Wert in mm
a	407
b	396
e	397
d	30

Das verwendete Schirmmodell besteht aus einer quasi würfelförmigen, metallischen Kavität mit einer kreisförmigen Apertur, wie in Abb. 3.2.1 gezeigt. Der Schirm besteht aus vier Seitenwänden aus Edelstahl, die verschweißt sind. Der Deckel und der Boden sind austauschbar, um Sensoren im Schirm platzieren zu können, und um verschiedene Aperturen zu testen. Um eine gute elektrische

Tabelle 4.1.2.: Frequenzen der ersten vier Resonanzen.

m n p	Frequenz in MHz
1 1 0	529
1 1 1	650
0 1 2	845
1 1 2	922

Verbindung zwischen Deckel bzw. Boden und den vier Seitenwänden herzustellen, werden Hochfrequenzdichtungen verwendet. Die geometrischen Abmessungen des Schirms sind in Tabelle 4.1.1 dargestellt. Der Durchmesser d der kreisförmigen Apertur beträgt 30 mm und der Punkt q, in dem $\mathrm{SE_{el}}|_q$ nach Gl. (3.8) bestimmt wird, liegt 5 cm über der Mitte der Bodenplatte. Die nach Gl. (3.23) bestimmten ersten vier Resonanzfrequenzen bis 1 GHz sind in Tabelle 4.1.2 gezeigt. Da die Abmessungen a, b und e des Schirms quasi gleich sind, fallen verschiedene Resonanzen zusammen, es kommt zur sogenannten Modenentartung.

4.2. Analytische Berechnung

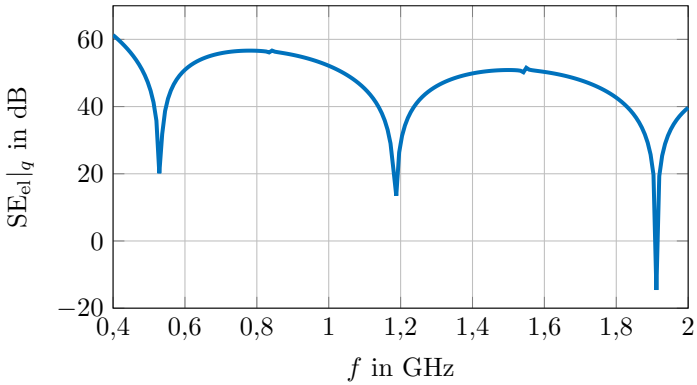

Abbildung 4.2.1.: Analytische Berechnung der elektrischen SE nach Robinson [26]

Eine Methode zur analytischen Berechnung der SE eines Schirms mit Apertur wurde von Robinson et al. gegeben [26]. Hierbei wird der Schirm als ein Wellenleiter betrachtet, in dem sich nur die TE_{10} Mode ausbreiten kann. Die Apertur wird mithilfe der Leitungstheorie berücksichtigt. Die Berechnung wurde für rechteckige Aperturen entwickelt, kann aber auch näherungsweise für kreisförmige Aperturen gleicher Fläche angewendet werden. Der Abstand des Messpunktes q zur Apertur ist nach [17] genügend hoch für eine zufriedenstellende Genauigkeit der Methode. In Abb. 4.2.1 sind die Ergebnisse für $SE_{el}|_q$ im Frequenzbereich von 400 MHz bis 2 GHz dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass durch die analytische Beschreibung nicht alle Resonanzen berücksichtigt werden (siehe Tabelle 4.1.2). Im Frequenzbereich bis 1 GHz wird nur die (1 1 0) Resonanz korrekt aufgelöst.

4.3. Numerische Berechnung

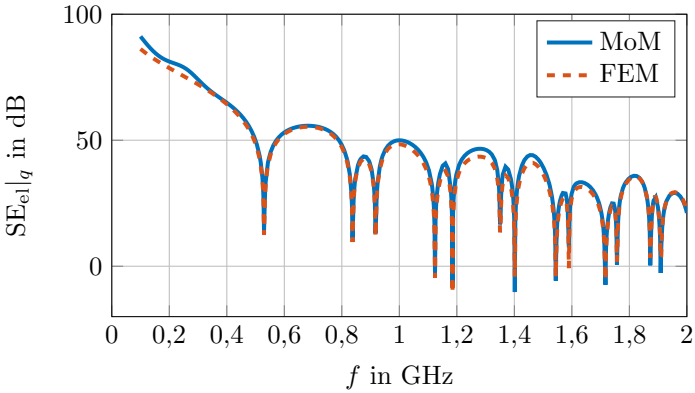

Abbildung 4.3.1.: Vergleich der elektrischen SE für numerische Berechnung mit FEM und MoM.

Wie schon in Kapitel 3.3.1 beschrieben, wird die SE eines metallischen Schirms in der Regel nur durch die Aperturen begrenzt. Daher können die Begrenzungsflächen des Schirms bei der numerischen Berechnung durch PEC[1] modelliert werden.

[1] Perfect Electric Conductor

Zur Verifizierng der numerischen Ergebnisse werden in der verwendeten Simulationssoftware FEKO® zwei unterschiedliche numerische Verfahren angewendet: die Oberflächen diskretisierende MoM[2] mit SEP[3] und die Volumen diskretisierende FEM[4]. Zusätzlich werden die Berechnungen mit unterschiedlich feinen Gitterauflösungen durchgeführt.

Zum Vergleich der beiden Verfahren MoM und FEM wird die SE des Resonatormodells in Kap. 4.1 in einem Frequenzbereich von 400 MHz bis 2 GHz berechnet. Die Frequenzabtastung erfolgt adaptiv (AFS[5]) mit einer minimalen Frequenzschrittbreite von 150 kHz. Die Ergebnisse für die beiden Methoden sind in Abb. 4.3.1 dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass die Unterschiede gering sind. Bei der numerischen Berechnung werden alle Resonanzen aufgelöst bis auf die (1 1 1) Resonanz bei 650 MHz, die aufgrund der linearen Polarisation des einfallenden Feldes nicht angeregt wird [21]. In Tab. 4.3.1 sind die benötigten Ressourcen inklusive der gesamten Berechnungszeit[6] angegeben. Daraus ist ersichtlich, dass für das Schirmungsproblem die Berechnung mit der FEM wesentlich effizienter ist.

Tabelle 4.3.1.: Vergleich der benötigten Ressourcen mit den numerischen Methoden MoM/SEP sowie FEM für eine Simulation bis 2 GHz.

	MoM/SEP	FEM
Zahl der Oberflächendreiecke	16816	15060
Zahl der Tetraeder	0	141232
Gesamte Berechnungszeit	7 d 21 h	20 h
Verwendeter Arbeitsspeicher pro Prozess	855 MBytes	283 MBytes

4.4. Messung

Um $SE_{el}|_q$ messtechnisch zu bestimmen, wird der Schirm in einer GTEM[7]-Zelle platziert [27]. In Abb. 4.4.1 zum Messaufbau sind auch der Signalgenerator und

[2] Method of Moments
[3] Surface Equivalence Principle
[4] Finite Elemente Methode
[5] Adaptive Frequency Sampling
[6] Produkt aus Laufzeit und Anzahl der parallelen Prozesse
[7] Gigahertz Transversal Electromagnetic

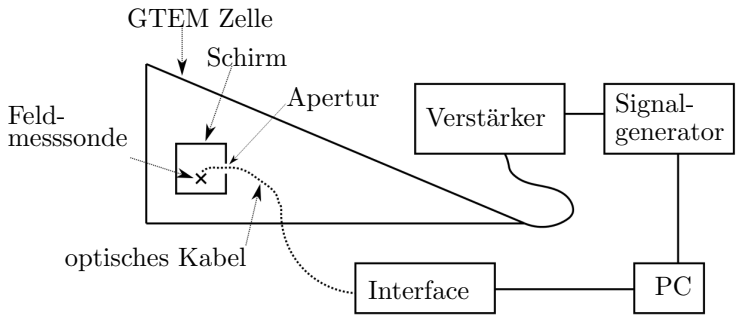

Abbildung 4.4.1.: Messaufbau zur Bestimmung der elektrischen SE.

der Verstärker mit einer Leistung von 100 Watt gezeigt, die das elektromagnetische Feld in der GTEM Zelle erzeugen. Mit dem Aufbau können Signale im Frequenzbereich bis 1 GHz erzeugt werden. Die elektrische Feldstärke im geschirmten und ungeschirmten Fall wird mit einer dreiachsigen Feldmesssonde erfasst und über ein optisches Kabel ausgewertet. Das Grundrauschen der verwendeten Feldmesssonde[8] liegt bei einer Feldstärke von 0,4 V/m, $\vec{E}^{\text{unshield}}$ bei ca. 40 V/m. Die somit maximal messbare elektrische SE ist auf etwa 40 dB beschränkt [21]. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 4.4.2 dargestellt. Die (1 1 1) Resonanz wird hier im Gegensatz zur numerischen Berechnung angeregt. Grund hierfür ist das nicht vollständig homogene Feld innerhalb der GTEM-Zelle, das heißt das anregende Feld enthält Komponenten nicht nur in vertikaler Richtung.

[8] HI-6105 Electric Field Probe von ETS Lindgren

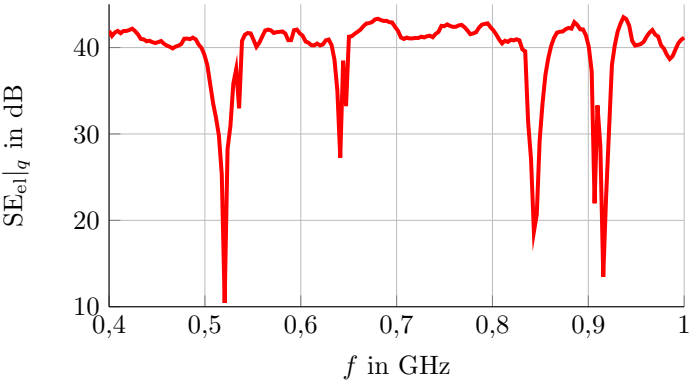

Abbildung 4.4.2.: Gemessene elektrische SE des leeren Resonators.

4.5. Vergleich

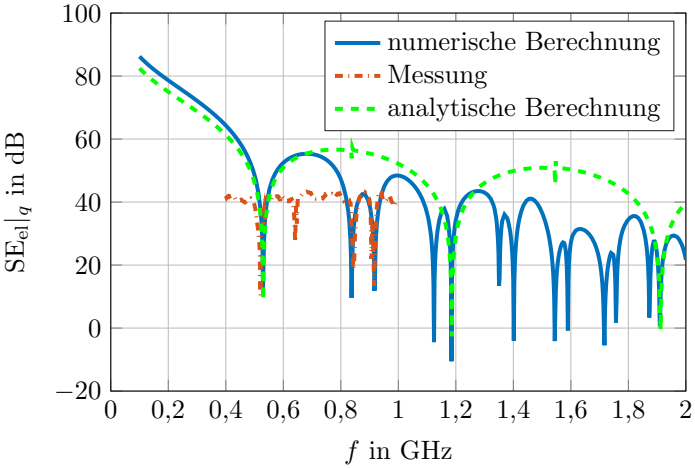

Abbildung 4.5.1.: Vergleich der elektrischen SE des leeren Resonators.

In Abb. 4.5.1 sind die Ergebnisse für die elektrische SE für die drei Methoden dargestellt. Die **analytische Berechnung** hat den Vorteil, dass sie die mit Abstand einfachste und schnellste Methode darstellt. Die Ergebnisse sind allerdings nur bis einschließlich der ersten Resonanzfrequenz korrekt. Darüber werden nicht mehr alle Raumresonanzen berücksichtigt. Die **numerische Berechnung** ist die genaueste Methode. Sie löst alle Resonanzen auf und kann die SE auch für kleine Feldstärken innerhalb des Schirms berechnen. Der Nachteil ist der Aufwand, der mit der Frequenz überproportional zunimmt aufgrund der notwendigen feineren Gitterdiskretisierung. Der Vorteil der **Messung** ist, dass die SE auch für hohe Frequenzen leicht bestimmt werden kann, wenn die Messgeräte entsprechend ausgelegt sind. Probleme können sich aber für eine hohe SE ergeben, da die geschirmte Feldstärke dann unter Umständen nicht mehr korrekt aufgelöst werden kann, in diesem Beispiel bis maximal 40 dB. Um eine höhere Messdynamik zu erreichen, können empfindlichere Feldmesssonden verwendet werden.

5. Vergleich von Absorbermaterialien

Um die SE insbesondere an den Resonanzfrequenzen zu verbessern, kann Absorbermaterial verwendet werden. In diesem Kapitel werden verschiedene erhältliche Materialien in ihrer Wirkungsweise sowie bzgl. anderer Kriterien verglichen. Die analytische Berechnung eines Schirms mit Absorber ist bisher nicht möglich. Daher werden die Methoden der numerischen Berechnung und Messung aus Kap. 4 herangezogen. Für die numerische Berechnung ist die Kenntnis der Permittivität und Permeabilität des Absorbermaterials notwendig. Diese werden durch ein Koaxialleitungsexperiment bestimmt.

5.1. Bestimmung der elektromagnetischen Eigenschaften

Zur Bestimmung der Permittivität und Permeabilität wird das Transmissions-/Reflexionsverfahren zusammen mit dem NRW Algorithmus [19] verwendet, wie in Kap. 3.5.3 beschrieben. Das Absorbermaterial wird für den hierzu angefertigten Koaxialleiter zugeschnitten (siehe Abb. 3.5.1). Das Phasen-Unwrapping des Transmissionskoeffizienten $\underline{z}$ ist in Abb. 5.1.1 gezeigt. Die Startfrequenz muss niedrig genug gewählt werden, so dass sich die Phase des Transmissionskoeffizienten für niedrige Frequenzen 0 nähert, ansonsten ergeben sich Mehrdeutigkeiten.

Zur Verifizierung der Messmethode wird die bis auf zwei Styroporringe leere, also luftgefüllte Koaxialleitung vermessen, und zwar im Frequenzbereich von 10 MHz bis 2 GHz. Die Styroporringe sind zur mechanischen Stabilisierung des Innenleiters notwendig, verhalten sich aber aufgrund ihrer geringen Permittivität und Permeabilität aus elektromagnetischer Sicht wie Luft. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.1.2 und 5.1.3 gezeigt. Daraus ist ersichtlich, dass das Verfahren plausible Ergebnisse bis zu einer Frequenz von fast 1 GHz liefert. Darüber werden die Ergebnisse durch das Auftreten von höheren Moden

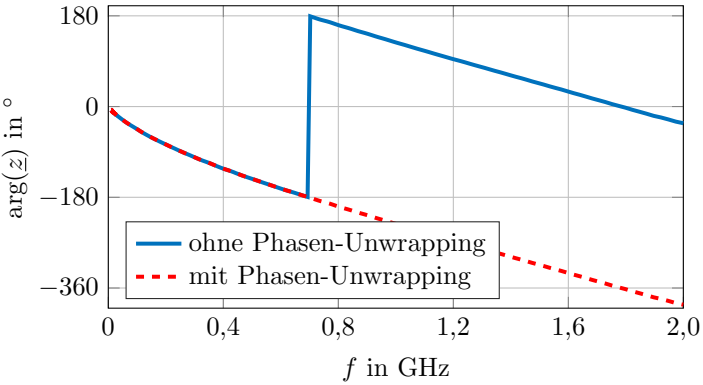

Abbildung 5.1.1.: Phasen-Unwrapping des komplexen Transmissionskoeffizienten.

in der aufgeweiteten Koaxialleitung unbrauchbar [14].

Folgende Absorbermaterialien werden mit dem Verfahren im Frequenzbereich von 10 MHz bis 1 GHz charakterisiert:

- mit Kohlenstoff getränkter PUR[1]-Schaum
- Nickel-Zink Ferrit (C-RAM FT)
- Silikon-Gummi mit Ferrit-Partikeln durchsetzt (C-RAM FF-2)
- CPE[2] mit Ferrit-Partikeln durchsetzt (E-RAM CPE-NZ-03)

Ein Foto der Zuschnitte der Materialien für das Koaxialleitungsexperiment ist in Abbildung 5.1.4 gezeigt. Die Ergebnisse für die Permittivität und Permeabilität der verschiedenen Absorber befinden sich im Anhang in Abb. A.1.1 und A.1.2. Ferrit zeigt dabei wie zu erwarten die höchsten Werte für den Verlustanteil der Permeabilität μ_r''. Der dielektrische Verlustanteil ε_r'' ist bei mit Kohlenstoff getränktem PUR-Schaum am größten. Beide Werte nehmen jedoch mit zunehmender Frequenz deutlich ab.

[1] Polyurethan
[2] Chloriertes Polyethylen

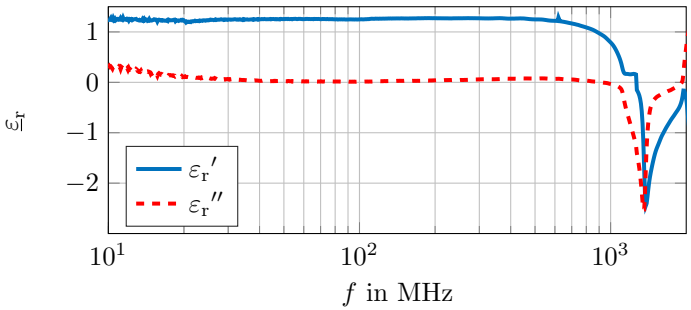

Abbildung 5.1.2.: Messergebnisse für die Permittivität von Luft und Styropor.

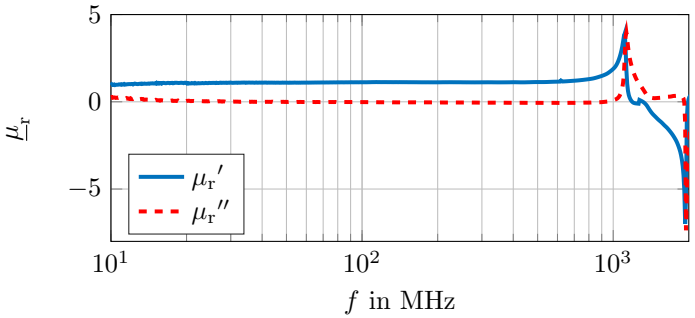

Abbildung 5.1.3.: Messergebnisse für die Permeabilität von Luft und Styropor.

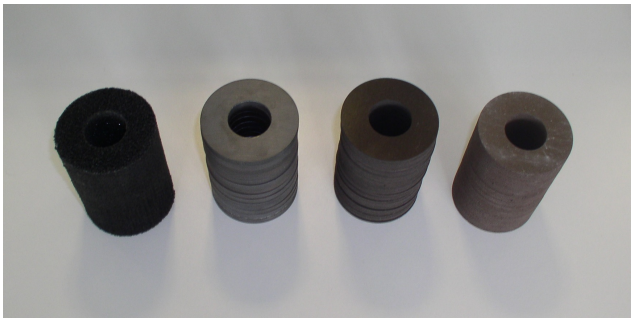

Abbildung 5.1.4.: Absorberzuschnitte für das Koaxialleitungsexperiment. Von links nach rechts: Polyurethan-Kohlenstoff-, Ferrit-, Silikon-Ferrit-, Polyethylen-Ferrit-Absorber.

5.2. Bestimmung der SE mit Absorber

Zunächst wird die Verbesserung der SE durch Absorber mithilfe numerischer Berechnung bestimmt. Hierzu wird an der Rückseite des Schirms eine plattenförmige Schicht aus Absorbermaterial eingefügt und die frequenzabhängigen Werte der Permittivität und Permeabilität in das Feldberechnungsprogramm importiert. Als Lösungsmethode für den Absorber-Bereich wird ebenfalls FEM gewählt, da sich hierdurch kürzere Simulationszeiten ergeben (siehe Kapitel 4.3). Da die Wellenlänge im Absorber aufgrund der kleineren Ausbreitungsgeschwindigkeit kleiner ist als in Luft, wird das Absorbervolumen für die FEM feiner diskretisiert. Der entsprechende Gitterfaktor k berechnet sich zu:

$$k = \frac{\lambda_{\mathrm{Abs}}}{\lambda_0} = \frac{1}{|\sqrt{\underline{\varepsilon}_{\mathrm{r}}\underline{\mu}_{\mathrm{r}}}|}. \tag{5.1}$$

Dabei ist λ_{Abs} die Wellenlänge im Absorber und λ_0 die Wellenlänge im Vakuum. In Tabelle 5.2.1 sind die Gitterfaktoren für die verschiedenen Materialien dargestellt. Die hierbei zugrundeliegende Frequenz ist 1 GHz, also die maximale untersuchte Frequenz. Daraus ist ersichtlich, dass die numerische Berechnung für magnetische Absorber aufwendig ist aufgrund der feinen notwendigen Gitterdiskretisierung. Dies gilt insbesondere für Ferrit.

Tabelle 5.2.1.: Gitterfaktor k für die unterschiedlichen Absorbermaterialien bei f=1 GHz

Absorbermaterial	Gitterfaktor
Polyurethan-Kohlenstoff	$\frac{1}{2}$
Ferrit	$\frac{1}{12}$
Silikon-Ferrit	$\frac{1}{4}$
Polyethylen-Ferrit	$\frac{1}{5}$

Um die Simulationsergebnisse zu verifizieren, wird die Schirmeffektivität $\mathrm{SE}_{\mathrm{el}}|_q$ ebenfalls mit Absorbern vermessen. Hierzu wird der gleiche Messaufbau wie in Abb. 4.4.1 verwendet. Die Ergebnisse für Messung und Simulation

sind in Abbildung 5.2.1 dargestellt. Darin ist auch die Dicke der verwendeten Absorber für die unterschiedlichen Materialien angegeben. Wie schon in Kap. 4.4 erläutert, ist die messbare SE nach oben hin auf 40 dB beschränkt. Bei der Simulation hingegen ist die Bestimmung auch für höhere Werte der SE möglich. Daher kommt die Diskrepanz zwischen Messung und Simulation in den Bereichen, in denen keine Resonanz in der Nähe ist, also hauptsächlich zwischen 400 und 500 MHz sowie zwischen 550 und 800 MHz. Die Messung ist hier fehlerhaft. Die (1 1 1) Resonanz bei 650 MHz wird wiederum nur bei der Messung angeregt (siehe Kap. 4.3). Die absoluten Werte von $\mathrm{SE}_{\mathrm{el}}|_q$ an den übrigen Resonanzen stimmen gut überein bei Messung und Simulation. Aus der Darstellung wird sichtbar, dass die minimale SE von 10 dB je nach Absorber auf 20 dB bis 30 dB verbessert werden kann.

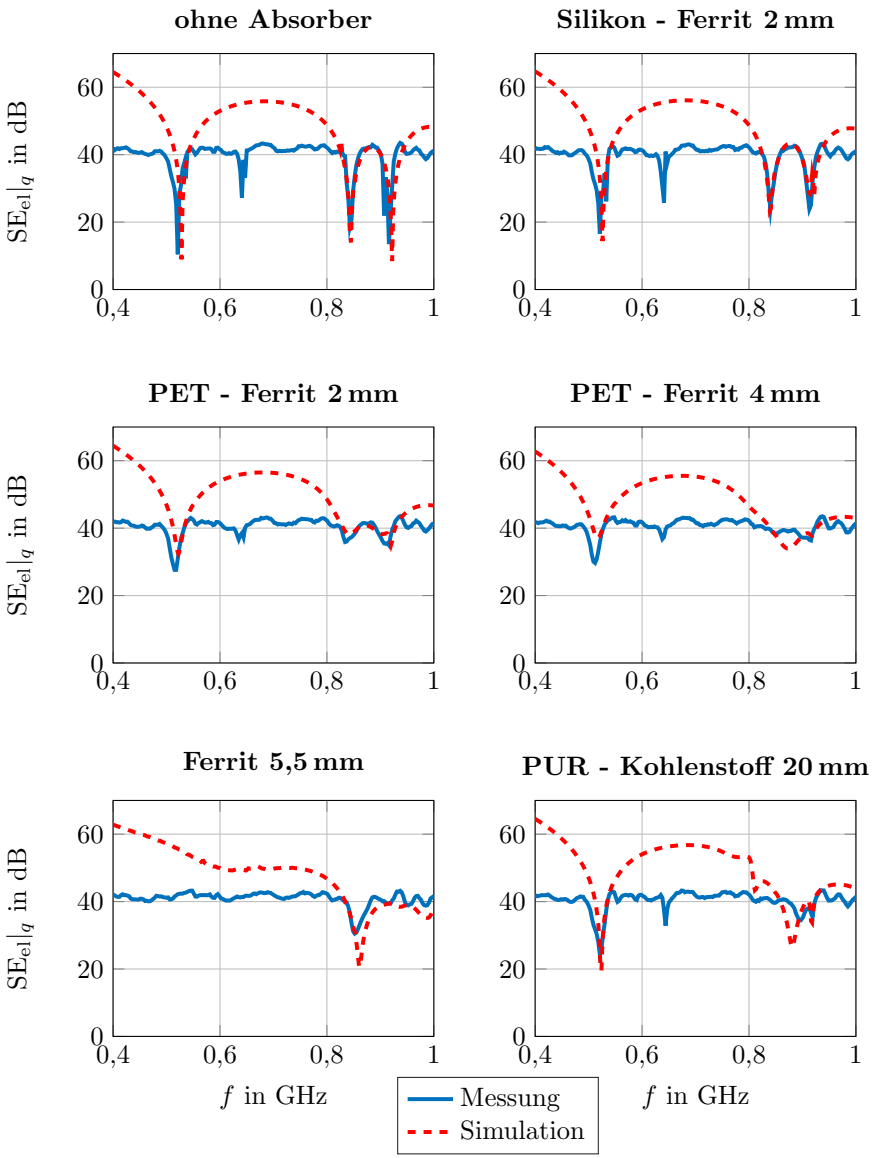

Abbildung 5.2.1.: Vergleich der Ergebnisse für $SE_{el}|_q$ von Messung und Simulation.

5.3. Vergleich der Absorber

Die verschiedenen Absorbermaterialien werden nun anhand ihrer Dämpfungseigenschaften sowie bzgl. anderer Kriterien verglichen. Die Ferritkacheln zeigen in Abb. 5.2.1 eine gute Verbesserung von $SE_{el}|_q$, insbesondere für niedrige Frequenzen im Bereich bis 800 MHz. Darüber hinaus verschlechtert sich die Dämpfung allerdings aufgrund der Abnahme von μ_r'' (siehe Abb. A.1.1). Auch der Polyethylen-Ferrit-Absorber zeigt mit einem Minimum von 30 dB an der (110) Resonanz gegenüber 10 dB ohne Absorber gute Dämpfungseigenschaften. Am schlechtesten schneidet der Silikon-Ferrit-Absorber ab. Hier wird das Minimum der SE lediglich um wenige dB erhöht. Der Polyurethan-Kohlenstoff-Absorber zeigt mit einem Minimum von 20 dB an der (110) Resonanz nur für höhere Frequenzen eine signifikante Verbesserung der SE, hat aber deutliche Vorteile in Preis, Gewicht und Verarbeitbarkeit. In Tabelle 5.3.1 sind einige Eigenschaften der Absorber qualitativ verglichen [22].

Tabelle 5.3.1.: Vergleich der Eigenschaften unterschiedlicher Absorber.

	Ferrit 5,5 mm	**PUR-Kohlenstoff 20 mm**	**Silikon-Ferrit 2 mm**	**PET-Ferrit 4 mm**	**PET-Ferrit 2 mm**
Preis	400 €/m²	120 €/m²	1139 €/m²	2831 €/m²	1910 €/m²
Dämpfungseigenschaft für 400 bis 1000 MHz	gut	mittel	schlecht	gut	gut
Entflammbarkeit	nicht entflammbar	entflammbar (feuerhemmende Variante erhältlich)	nicht entflammbar	nicht entflammbar	nicht entflammbar
Verarbeitbarkeit	schlecht	gut	gut	gut	gut
Gewicht pro Fläche	27,8 kg/m²	0,96 kg/m²	6,3 kg/m²	14,8 kg/m²	7,4 kg/m²

6. Auswirkung von metallischer und dielektrischer Beladung auf die SE

Geschirmte Räume sind in der Anwendung in der Regel nicht leer, sondern beinhalten metallische oder dielektrische Beladung. Welche Auswirkungen diese Beladung auf das Resonanzverhalten eines geschirmten Raums hat, wird in diesem Kapitel untersucht. Als Schirmmodell dient hierbei eine Kavität in der Größenordnung eines tatsächlichen geschirmten Raums, wie er z.B. auf einem Schiff vorkommt. Da dessen SE nur schwer gemessen werden kann, wird sie numerisch berechnet.

6.1. Modellbildung

Tabelle 6.1.1.: Die ersten zehn Resonanzen des Raums

m n p	**Resonanzfrequenz in MHz**
1 1 0	62,5
1 0 1	68,8
0 1 1	76,3
1 1 1	85,1
2 1 0	90,1
2 0 1	94,6
1 2 0	107
2 1 1	107
0 2 1	115
1 2 1	121

Das hier untersuchte Schirmmodell ist ein quaderförmiger metallischer Raum mit den Abmessungen 4 m x 3 m x 2,6 m (Tiefe x Breite x Höhe). Die Feldeinkopp-

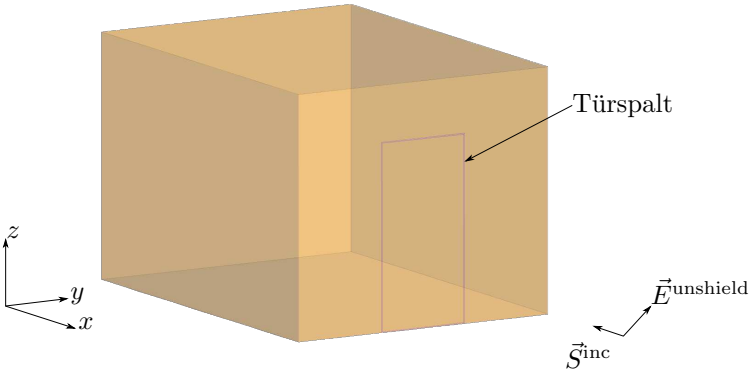

Abbildung 6.1.1.: Geschirmter Raum mit einfallender TEM Welle.

lung erfolgt über eine Apertur in Form eines durchgehenden Türschlitzes mit einer Breite von 1 cm. Die einfallende TEM-Welle ist 45° zur y- und z-Richtung polarisiert, um möglichst alle Resonanzen anzuregen. Die Feldstärke des ungeschirmten elektrischen Feldes beträgt 50 V/m. Das Raummodell mit einfallenden Feldvektoren ist in Abbildung 6.1.1 dargestellt. Die ersten zehn Resonanzfrequenzen des Raums mit den angegebenen Abmessungen nach (3.23) sind in Tabelle 6.1.1 gezeigt. Wie in Kap. 4.3 werden auch hier die Begrenzungsflächen des Schirms mit PEC modelliert, um den Berechnungsaufwand zu begrenzen. Dies ist möglich, da die SE maßgeblich nicht durch die Dicke der Schirmwand, sondern durch die Aperturen bestimmt wird (siehe Kap. 3.3.1). Der untersuchte Frequenzbereich wird für einen vertretbaren Simulationsaufwand auf 40 bis 100 MHz eingeschränkt. Die höchste zu erwartende Resonanzordnung ist also (2 0 1). In Abb. 6.1.2 ist die berechnete elektrische Feldverteilung dieser Resonanz dargestellt.

Die Auswertung der SE erfolgt über das Verfahren der örtlich gemittelten elektromagnetischen Energiedichte, das in Kap. 3.2.2 beschrieben wurde. Die Ergebnisse für die numerische Berechnung von $\mathrm{SE}_{\mathrm{em}}|_{\overline{q}}$ nach (3.17) für eine unterschiedliche Anzahl von Messpunkten[1] N sind in Abb. 6.1.3 dargestellt. Die erste Resonanzfrequenz bei 62,5 MHz ist deutlich erkennbar. Hier wird die SE sogar negativ was mit der hohen Güte des Resonators zu begründen ist. Die Resonanz bei ca. 50 MHz wird durch den Türspalt mit der Breite von 1 cm

[1] angeordnet im äquidistanten orthogonalen Gitter

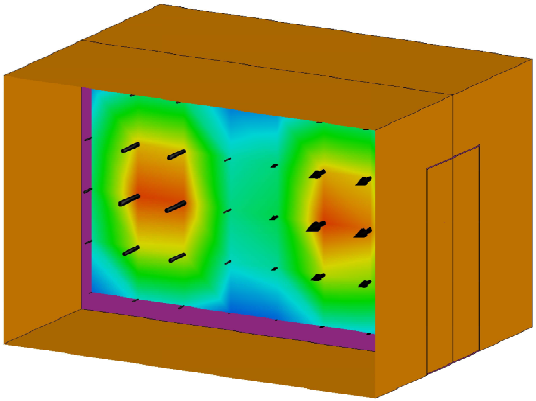

Abbildung 6.1.2.: Elektrische Feldverteilung innerhalb des Raums an der (2 0 1) Resonanz.

verursacht, es handelt sich also um eine Aperturresonanz. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass bereits für 12 Messpunkte eine hinreichende Genauigkeit von ca. 1 dB gewährleistet ist. Der numerische Mehraufwand zur Berechnung der Feldwerte ist gering. Daher werden im Folgenden 240 Messpunkte für die Berechnung verwendet.

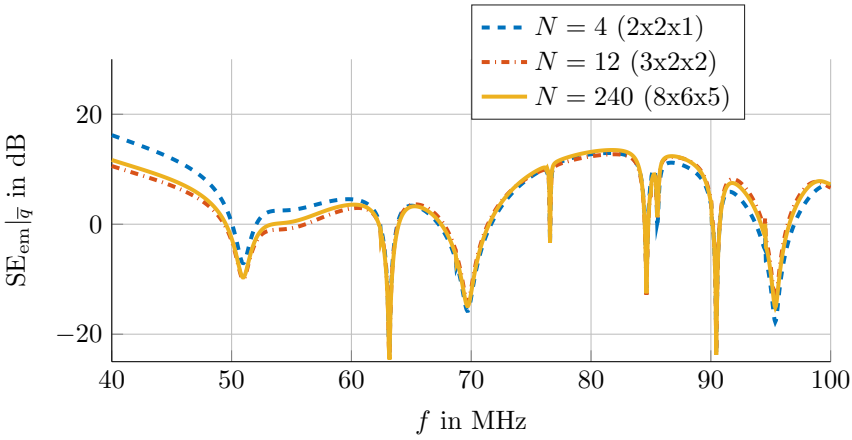

Abbildung 6.1.3.: Örtlich gemittelte Schirmeffektivität für 4, 12 und 240 Messpunkte

6.2. Metallische Beladung

Zunächst wird die Auswirkung von metallischen Strukturen auf $\mathrm{SE_{em}}|_{\overline{q}}$ untersucht. In Abb. 6.2.1 ist der Raum mit den metallischen Strukturen, hier Terminals genannt, gezeigt. Die Terminals werden innerhalb des Schirms so positioniert, dass die 240 Messpunkte außerhalb der Strukturen liegen. Die Werte für die ungeschirmten elektrischen und magnetischen Feldstärken werden in Abwesenheit der Beladung bestimmt. Dies stellt eine Abweichung zu den Definitionen 3.8 und 3.9 dar. Da die Beeinflussung des Freiraumfeldes durch die Strukturen nicht berücksichtigt wird, entsteht hier ein systematischer Fehler in Bezug auf die absoluten Werte für der SE.

Die Simulationsergebnisse für $\mathrm{SE_{em}}|_{\overline{q}}$ nach (3.17) für den Raum ohne, mit einem und mit beiden Terminals sind in Abbildung 6.2.2 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Resonanzfrequenzen verschoben werden, die Größenordnung der SE zwischen den Resonanzen jedoch quasi identisch ist. Es kommt außerdem zur Ausbildung zusätzlicher Resonanzen unterhalb der ersten Raumresonanz zwischen 40 und 50 MHz. Es ist überraschend, dass es hier zu Werten von $\mathrm{SE_{em}}|_{\overline{q}} < 0$, also zu einer lokalen Feldstärkeüberhöhung kommt. Offenbar verschlechtert der Schirm in diesem Frequenzbereich die EMV-Eigenschaften.

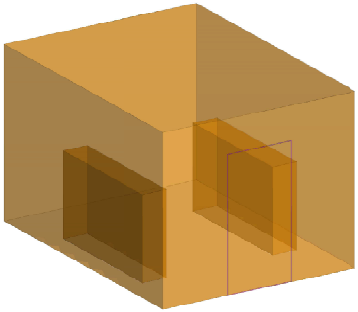

Abbildung 6.2.1.: Geschirmter Raum mit metallischen Strukturen (Terminals).

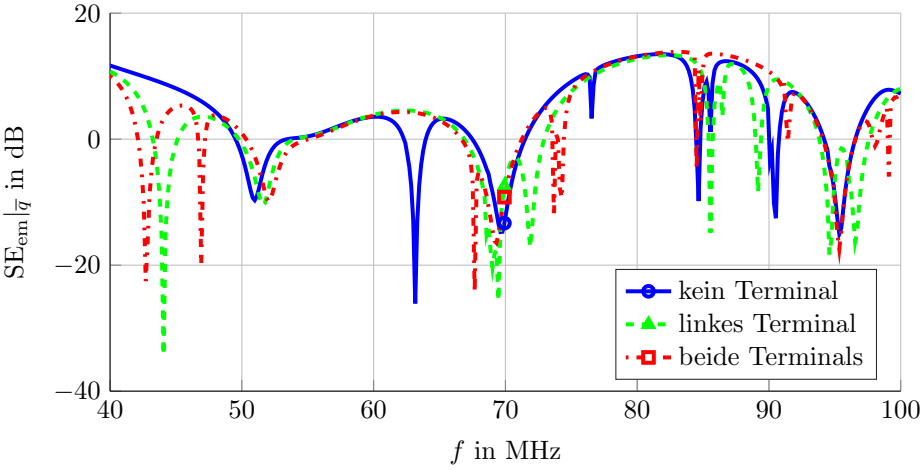

Abbildung 6.2.2.: Ergebnisse der numerischen Berechnung mit und ohne metallische Strukturen im Raum.

6.3. Dielektrische Beladung

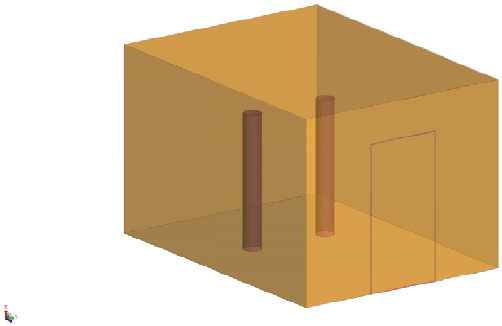

Abbildung 6.3.1.: Geschirmter Raum mit zylindrischen Dielektrika (Modellierung von Personen).

Als nächstes wird die Auswirkung von Personen im Raum untersucht. Hierzu werden im Modell zylinderförmige Dielektrika mit der Materialeigenschaft „Menschlicher Muskel“ eingefügt mit einem Durchmesser von 24 cm und einer Höhe von 180 cm. Dies entspricht in etwa dem Volumen eines Menschen mit 80 kg bei der Dichte von Wasser. Das entsprechende Modell ist in Abbildung 6.3.1 gezeigt. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 6.3.2 zu sehen. Auch hier kommt es zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenzen. Der absolute Wert von $\mathrm{SE}_{\mathrm{em}}|_{\overline{q}}$ ändert sich an den meisten Resonanzen nur um einige dB. Die (110) sowie die (210) Resonanz bei 62,5 bzw. 90,1 MHz werden hingegen vollständig gedämpft. Das liegt daran, dass bei diesen Resonanzen das E-Feld in z-Richtung polarisiert ist, und durch die ebenfalls in z-Richtung orientierten Zylinder besonders gut absorbiert wird. Auffallend ist, dass die SE an der Resonanzfrequenz von ca. 70 MHz durch die Dielektrika verschlechtert wird.

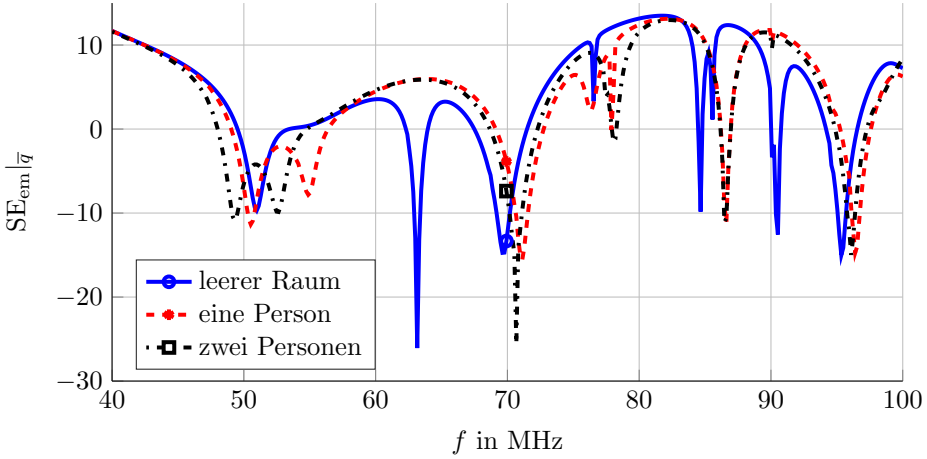

Abbildung 6.3.2.: Ergebnisse der numerischen Berechnung mit und ohne Personen im Raum.

7. Bestimmung der transienten SE

7.1. Numerische Bestimmung von $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ für unterschiedliche Störsignale

In diesem Kapitel wird die transiente SE nach Klinkenbusch (siehe Kapitel 3.2.3) für unterschiedliche Störsignale ausgewertet. Als Schirmmodell dient wieder der Raum aus Kapitel 6.1 mit der Apertur des Türspalts mit 1 cm Breite, siehe Abb. 6.1.1. Das elektromagnetische Feld wird numerisch berechnet und anschließend örtlich gemittelt, um die Ortsabhängigkeit der SE zu eliminieren und $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ zu bestimmen. Die untersuchten Störsignale sind ein ultrabreitbandiger UWB-Puls, der messtechnisch aufgenommen wird, sowie ein schmalbandiger HPM-Puls, der analytisch beschrieben wird. Ziel der Untersuchung ist, die Auswirkung unterschiedlicher Störsignalspektren auf die EMV Eigenschaften eines geschirmten Raums zu bestimmen. Des weiteren wird der Einfluss von Absorber und Beladung auf die transiente SE untersucht.

7.1.1. UWB-Puls

Um $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ nach (3.21) zu bestimmen, wird zunächst die spektrale Amplitudendichte $|\underline{S}^{\mathrm{inc}}(\omega)|$ eines Breitband-Störsignals aufgenommen. Hierfür wird ein UWB Signal in Form eines doppelt exponentiellen Pulses (siehe Kap. 3.1.3) ausgewählt, der durch einen Pulsgenerator erzeugt wird. Die messtechnische Aufnahme erfolgt in einer Absorberhalle, um unerwünschte Reflexionen zu vermindern. Für die Abstrahlung des Pulses wird eine Hornantenne verwendet. Für die Messung des elektrischen und magnetischen Feldes werden D-Dot und B-Dot Sensoren eingesetzt, die die zeitliche Ableitung der elektrischen bzw. magnetischen Flussdichte D bzw. B messen. Diese sind für die Messung von kurzen Pulsen konzipiert und haben entsprechend hohe Grenzfrequenzen. Das Ausgangssignal des Sensors wird mithilfe eines Oszilloskops mit hoher Abtastrate aufgenommen. Um unerwünschte Reflexionen auf der 50 Ohm Messleitung zu verhindern, wird der Eingangswiderstand des Oszilloskops ebenfalls zu 50 Ohm gewählt. Eine Übersicht über die verwendeten Messgeräte liefert Tabelle 7.1.1

[23]. U_{spitze} ist dabei die Spitzenspannung und f_{g} die Grenzfrequenz.

Tabelle 7.1.1.: Verwendete Messgeräte.

Pulsgenerator	Kentech PBG3	$U_{\text{spitze}} = 13\,\text{kV}$, $t_{\text{r}} = 100\,\text{ps}$, t_{FWHM}=2,5 ns
D-Dot Sensor	Prodyn AD-80	$f_{\text{g}} = 5{,}5\,\text{GHz}$
B-Dot Sensor	Prodyn B-90	$f_{\text{g}} = 10\,\text{GHz}$
Balun für die Sensoren	Prodyn BIB-100G	$f_{\text{g}} = 10\,\text{GHz}$
Oszilloskop	LeCroy Wavepro 7300A	$20 \cdot 10^9$ Samples/s

Die D-Dot und B-Dot Sensoren liefern Ausgangsspannungen von

$$u_E(t) = RA_{\text{eq}} \frac{\mathrm{d}|\vec{D}|}{\mathrm{d}t} \tag{7.1}$$

$$u_H(t) = A_{\text{eq}} \frac{\mathrm{d}|\vec{B}|}{\mathrm{d}t}. \tag{7.2}$$

R ist dabei der Lastwiderstand und A_{eq} die äquivalente Sensorfläche. Die elektrische und magnetische Feldstärke berechnet sich also nach

$$|\vec{E}_{\text{UWB}}(t)| = \frac{1}{\varepsilon_0 R A_{\text{eq}}} \int u_E(t)\,\mathrm{d}t \tag{7.3}$$

$$|\vec{H}_{\text{UWB}}(t)| = \frac{1}{\mu_0 A_{\text{eq}}} \int u_H(t)\,\mathrm{d}t. \tag{7.4}$$

Der Betrag des Poynting Vektors des elektromagnetischen Feldes berechnet sich zu

$$|\vec{S}^{\text{inc}}_{\text{UWB}}(t)| = |\vec{E}_{\text{UWB}}(t)| \cdot |\vec{H}_{\text{UWB}}(t)| \tag{7.5}$$

unter der Annahme, dass E- und H-Feld senkrecht aufeinander stehen. Die spektrale Amplitudendichte von $|\vec{S}^{\text{inc}}(t)|$ wird mithilfe der Fouriertransformation in Matlab® berechnet. Die Ergebnisse für $|\vec{S}^{\text{inc}}_{\text{UWB}}(t)|$ und $|\underline{S}^{\text{inc}}_{\text{UWB}}(f)|$ sind in Abb. 7.1.1 dargestellt. Der abgestrahlte Puls hat eine Anstiegszeit t_{r} von ca. 170 ps und eine Pulsbreite t_{FWHM} von 215 ps. Der negative Offset des Pulses ist

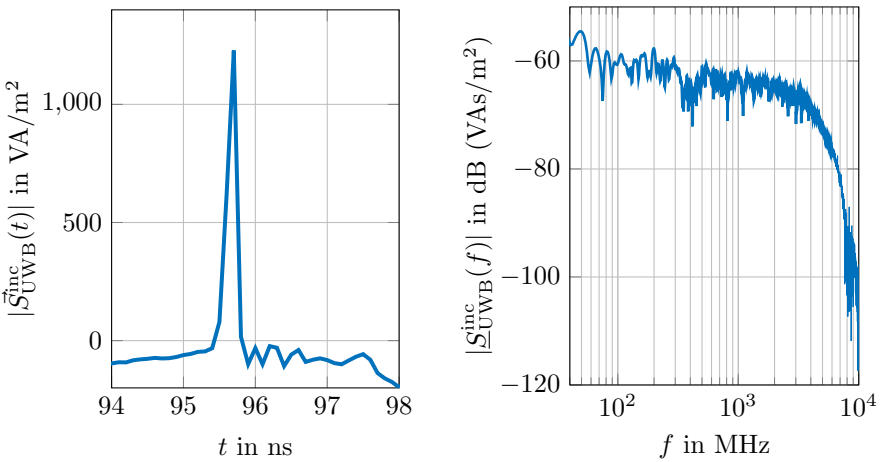

Abbildung 7.1.1.: Zeitlicher Verlauf und spektrale Amplitudendichte des abgestrahlten UWB-Pulses.

durch das Rauschen in der Spannungsmessung von $u_E(t)$ und $u_H(t)$ begründet.

Für die Berechnung von $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ müssen zusätzlich zu $\vec{S}^{\mathrm{inc}}$ die Felder $\vec{E}^{\mathrm{shield}}$, $\vec{E}^{\mathrm{unshield}}$, $\vec{H}^{\mathrm{shield}}$ und $\vec{H}^{\mathrm{unshield}}$ in Anwesenheit und in Abwesenheit des Schirms bestimmt werden. Das hier verwendete Schirmsetup ist der Raum mit Türspalt, siehe Abb. 6.1.1. Die Berechnung der Felder erfolgt numerisch mit der FEM. Um die starke Ortsabhängigkeit des geschirmten Feldes zu kompensieren, wird wieder eine örtliche Mittelung an 240 Messpunkten durchgeführt (siehe Kapitel 3.2.2 und 6.1). Da das ungeschirmte Feld der anregenden TEM-Welle nicht ortsabhängig ist, muss hier auch keine Mittelung vorgenommen werden. Die elektrische und magnetische Schirmeffektivität $\mathrm{SE}_{\mathrm{el}}|_{\overline{q}}$ und $\mathrm{SE}_{\mathrm{mag}}|_{\overline{q}}$ nach (3.8) und (3.9) lässt sich somit berechnen zu:

$$\mathrm{SE}_{\mathrm{el}}|_{\overline{q}} = 20\log_{10}\frac{|\vec{E}^{\mathrm{unshield}}|}{|\vec{E}^{\mathrm{shield}}|_{\overline{q}}}\ \mathrm{dB} \tag{7.6}$$

$$\mathrm{SE}_{\mathrm{mag}}|_{\overline{q}} = 20\log_{10}\frac{|\vec{H}^{\mathrm{unshield}}|}{|\vec{H}^{\mathrm{shield}}|_{\overline{q}}}\ \mathrm{dB}. \tag{7.7}$$

Die Ergebnisse sind in Abb. 7.1.2 dargestellt. Die Unterschiede zwischen elek-

trischer und magnetischer SE sind in diesem Fall gering.

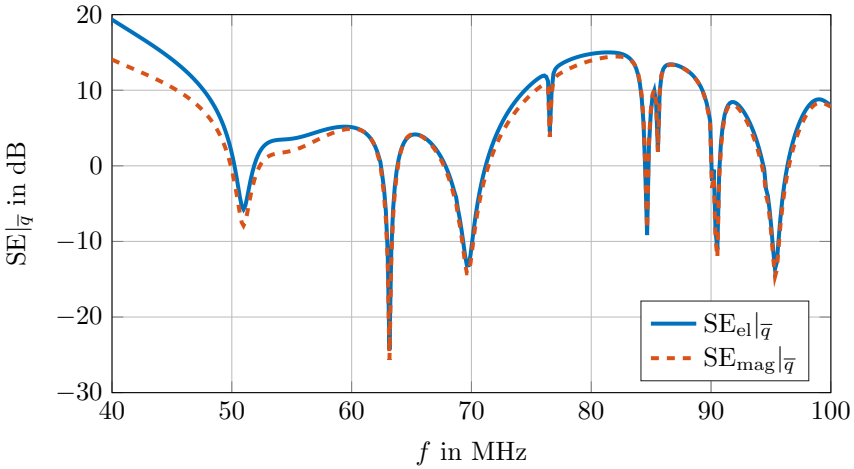

Abbildung 7.1.2.: Berechnete elektrische und magnetische SE des Raums im Frequenzbereich.

Für die Berechnung von $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ für den UWB-Puls nach

$$\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}} = 10\log_{10}\frac{2\int_0^\infty |\underline{S}^{\mathrm{inc}}(\omega)|^2\omega\,\mathrm{d}\omega}{\int_0^\infty |\underline{S}^{\mathrm{inc}}(\omega)|^2\left[\frac{|\vec{E}^{\mathrm{shield}}|^2_{\overline{q}}}{|\vec{E}^{\mathrm{unshield}}|^2}+\frac{|\vec{H}^{\mathrm{shield}}|^2_{\overline{q}}}{|\vec{H}^{\mathrm{unshield}}|^2}\right]\omega\,\mathrm{d}\omega}\ \mathrm{dB} \tag{7.8}$$

ist die diskrete Integration an den Frequenzstützstellen notwendig. Diese unterscheiden sich für $|\underline{S}^{\mathrm{inc}}(\omega)|$ (Abtastung: 5 MHz) und $|\vec{E}^{\mathrm{shield}}|$, $|\vec{E}^{\mathrm{unshield}}|$, $|\vec{H}^{\mathrm{shield}}|$ sowie $|\vec{H}^{\mathrm{unshield}}|$ (Abtastung: 150 kHz). Deswegen ist eine vorherige Anpassung notwendig. Hierzu werden an $|\vec{S}^{\mathrm{inc}}(t)|$ Nullen angehängt, um die Frequenzschrittbreite der Fourier-Transformation auf 150 kHz anzugleichen. Dies wird auch als „zero-padding“ bezeichnet. Die Integration erfolgt im Frequenzbereich von 40 bis 100 MHz und liefert ein Ergebnis für $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ von -2,49 dB.

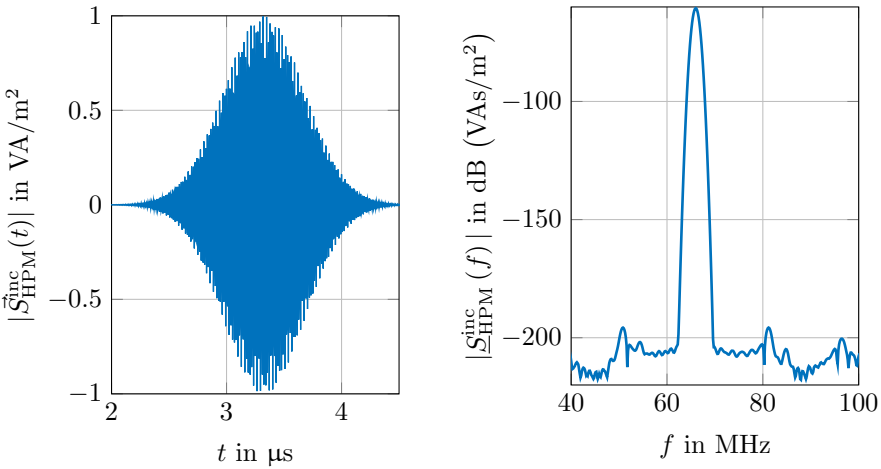

Abbildung 7.1.3.: Zeitlicher Verlauf und spektrale Amplitudendichte des HPM-Signals mit einer Pulsbreite von 1 µs und einer Mittenfrequenz von 66 MHz.

7.1.2. HPM-Puls

Nun wird $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ für ein anderes Störsignal, nämlich einen Puls in Form einer mit einer Gaußfunktion modulierten Kosinusfunktion (HPM-Puls) ermittelt. Die analytische Beschreibung dieses Pulses ist gegeben durch:

$$|\vec{S}^{\mathrm{inc}}_{\mathrm{HPM}}(t)| = S^{\mathrm{inc}}_{\mathrm{HPM},0} \cdot \cos\left(2\pi f_0 \left(t - t_0\right)\right) \cdot \mathrm{e}^{-\left(\frac{2\cdot(t-t_0)}{\alpha}\right)^2}. \tag{7.9}$$

Dabei sind $S^{\mathrm{inc}}_{\mathrm{HPM},0}$ die Pulsamplitude, t_0 die Zeit der Pulsmitte, α die Pulsbreite und f_0 die Mittenfrequenz. In Abb. 7.1.3 ist ein derartiger Puls im Zeit- und Frequenzbereich dargestellt mit einer Pulsbreite von 1 µs und einer Mittenfrequenz von 66 MHz. Die spektrale Amplitudendichte des Signals ergibt eine 3 dB Bandbreite von 1,05 MHz.

Die Berechnung von $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ erfolgt ebenfalls über die Integration im Frequenzbereich von 40 bis 100 MHz. Die Ergebnisse für den UWB- sowie die HPM-Pulse mit Mittenfrequenzen von 63 und 66 MHz sind in Tabelle 7.1.2 dargestellt. Die Mittenfrequenzen sind dabei bewusst so gewählt, dass sie auf einer Resonanz bzw. zwischen zwei Resonanzen liegen. Daraus ist ersichtlich, dass die minimale

Tabelle 7.1.2.: $SE_t|_{\overline{q}}$ des Raums mit Türspalt für UWB- und HPM-Pulse mit Bandbreite von 1 MHz.

Störsignal	UWB	HPM f_0=63 MHz	HPM f_0=66 MHz
$\mathbf{SE_t|_{\overline{q}}}$ **in dB**	-2,49	-17,8	3,68

SE auftritt, wenn das System mit einem schmalbandigen Störsignal angeregt wird, dessen Bandbreite mindestens eine Resonanzfrequenz beinhaltet. Ein sehr breitbandiges Störsignal, wie der UWB-Puls, resultiert in einer Mittelung der SE des Raums. Der Wert von $SE_t|_{\overline{q}}$ für das HPM-Störsignal bei 66 MHz, in dessen Bandbreite keine Raumresonanz liegt, ist erwartungsgemäß am höchsten.

Um das Ergebnis zu verdeutlichen, ist in Abb. 7.1.4 $SE_t|_{\overline{q}}$ für den HPM-Puls bei verschiedenen Pulsbreiten α in Abhängigkeit von der Mittenfrequenz f_0 gezeigt. Daraus ist ersichtlich, dass die transiente SE als eine gemittelte SE betrachtet werden kann, wobei die einzelnen Frequenzanteile mit der spektralen Amplitudendichte des Störsignals gewichtet werden. Für eine große Pulsbreite, das heißt ein schmalbandiges Störsignal, nähert sich die transiente SE dem Ergebnis für die SE im Frequenzbereich nach der klassischen Definition nach (7.6), siehe Abb. 7.1.2.

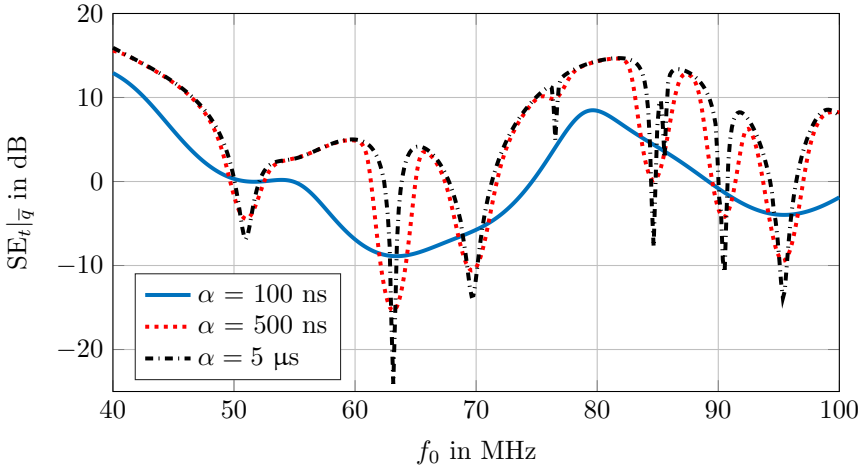

Abbildung 7.1.4.: $\mathrm{SE}_t|_{\overline{q}}$ in Abhängigkeit von Mittenfrequenz und Pulsbreite des HPM-Pulses.

7.2. Messung von $\mathrm{SE}_{\mathbf{el,t}}|_q$ im Zeit- und Frequenzbereich

Bei der numerischen Bestimmung der transienten SE im vorangegangen Kapitel 7.1 ist der Frequenzbereich aufgrund des Simulationsaufwands nach oben hin stark begrenzt. Daher wird in der folgenden Untersuchung $\mathrm{SE}_t|_q$ messtechnisch bestimmt. Die transiente SE wurde bereits von Herlemann et al. [10] für eine Tasche aus leitfähigem Textil messtechnisch bestimmt, jedoch noch nicht für einen Resonator hoher Güte. Als Schirmmodell dient hier die metallische quaderförmige Kavität aus Kap. 4.1, siehe auch Abb. 3.2.1. Es werden zwei unterschiedliche Verfahren angewendet und verglichen und zwar die Messungen im Zeit- und im Frequenzbereich. Als pulsförmiges Störsignal dient in beiden Fällen das Feld in der GTEM-Zelle, das durch einen UWB-Signalgenerator angeregt wird.

7.2.1. Bestimmung der Feldstärke des ungeschirmten UWB-Pulses

Zunächst wird der Poynting-Vektor des einfallenden Feldes $\vec{S}^{\mathrm{inc}}(t)$ innerhalb der GTEM Zelle bestimmt. Das Feld wird angeregt durch den Pulsgenerator PBG1 von Kentech, der über ein hochspannungsfestes Koaxialkabel an die GTEM Zelle angeschlossen wird. Dieser liefert laut Herstellerangaben einen Spannungspuls mit einer Anstiegszeit von 100 ps und einer Amplitude von 6,5 kV. Das Feld wird wiederum mit einem D-Dot Sensor gemessen. Der Messaufbau inklusive Schirm ist in Abbildung 7.2.1 gezeigt. Darin ist auch das Septum zu sehen, das dem Innenleiter der GTEM Zelle entspricht. Da das E-Feld innerhalb der Zelle in z-Richtung polarisiert ist, reicht die Bestimmung dieser Raumkomponente von $\vec{E}^{\mathrm{unshield}}$. Das Ergebnis ist in Abb. 7.2.2 dargestellt. Darin ist der Puls mit einer Amplitude von knapp 2 kV/m zu sehen. Die Anstiegszeit beträgt ungefähr 200 ps. Die Schwankungen vor und nach dem Puls werden durch die Aufintegration des Rauschens der Ausgangsspannung $u_E(t)$ nach (7.4) verursacht.

In der GTEM Zelle herrschen nahezu Freiraumbedingungen, daher kann vereinfachend angenommen werden:

$$|\vec{H}^{\mathrm{unshield}}|_q = \frac{|\vec{E}^{\mathrm{unshield}}|_q}{Z_0}. \tag{7.10}$$

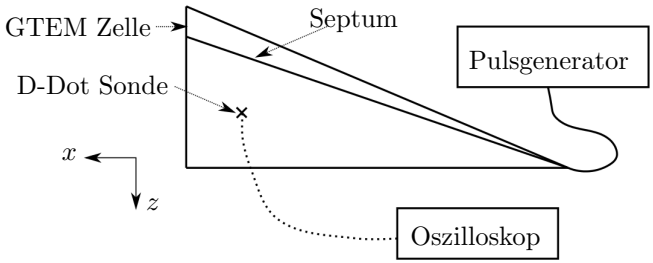

Abbildung 7.2.1.: Messaufbau zur Bestimmung der transienten SE.

Damit kann der Betrag des Poynting-Vektors $|\vec{S}^{\mathrm{inc}}(t)|$ berechnet werden zu:

$$|\vec{S}^{\mathrm{inc}}(t)| = \frac{|\vec{E}^{\mathrm{unshield}}(t)|_q^2}{Z_0}. \tag{7.11}$$

Die Transformation in den Frequenzbereich erfolgt mithilfe der FFT[1]. In Abb. 7.2.3 ist das Amplitudendichtespektrum $|\underline{S}^{\mathrm{inc}}(f)|$ dargestellt.

[1] Fast Fourier Tranform

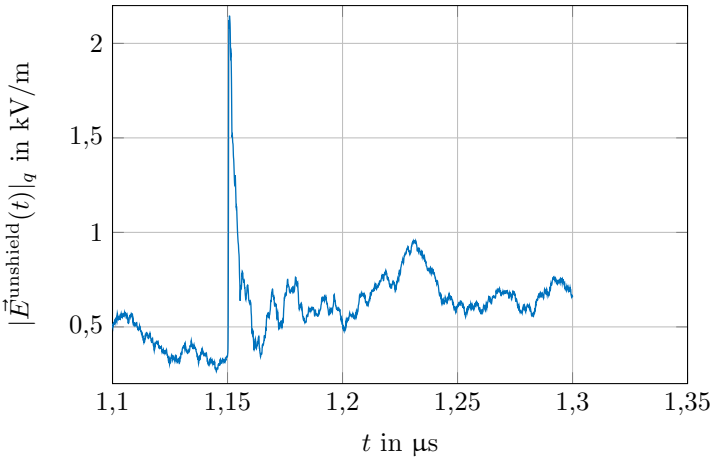

Abbildung 7.2.2.: Gemessene Feldstärke innerhalb der GTEM Zelle in Abwesenheit des Schirms.

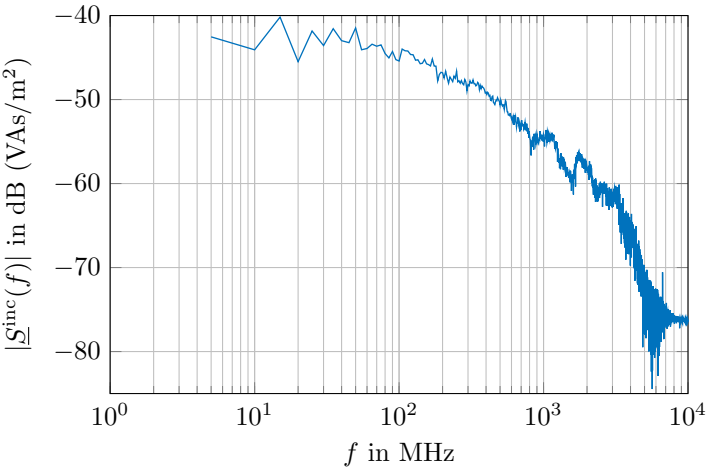

Abbildung 7.2.3.: Amplitudendichtespektrum des einfallenden Poynting-Vektors des ungeschirmten Feldes.

7.2.2. Messung von $\mathrm{SE}_{\mathbf{el,t}}|_q$ im Zeitbereich

Zur Berechnung der transienten SE muss das elektrische Feld $|\vec{E}^{\mathrm{shield}}(t)|_q$ innerhalb des Schirms bestimmt werden. Hierzu wird der D-Dot Sensor mithilfe von SMA[2] Steckern an die Schirmwand von innen angeschraubt. Der Punkt q der Feldstärkemessung liegt in etwa in der Mitte des Schirms. Da die Feldrichtung je nach Resonanz variiert, müssen alle drei Raumrichtungen berücksichtigt werden. Es müssen also drei Einzelmessungen mit unterschiedlicher Orientierung des D-Dot Sensors vorgenommen werden. Der Betrag des Feldes berechnet sich zu

$$|\vec{E}^{\mathrm{shield}}(t)|_q = \sqrt{[E_x^{\mathrm{shield}}(t)]_q^2 + \left[E_y^{\mathrm{shield}}(t)\right]_q^2 + [E_z^{\mathrm{shield}}(t)]_q^2}. \tag{7.12}$$

Da der D-Dot Sensor samt Halterung aus Metall ist, wird das Resonanzverhalten des Schirms beeinflusst. Es wird also streng genommen nicht die SE des leeren Schirms, sondern des Schirms mit D-Dot Sensor bestimmt (siehe Kapitel 3.4.4). Die zeitliche Kohärenz der einzelnen Messungen wird dadurch gewährleistet, dass das Oszilloskop auf den Triggerausgang des Pulsgenerators getriggert wird. In Abbildung 7.2.4 ist die durch Integration der Ausgangsspannung des D-Dot Sensors erhaltene geschirmte Feldstärke in blau dargestellt für die drei Raumrichtungen. Die Amplitude des geschirmten Pulses ist wesentlich geringer als im ungeschirmten Fall. Der hochfrequente Puls ist in dem aufintegrierten, niederfrequenten Rauschen kaum sichtbar. Daher muss vor der Berechnung des Betrages des elektrischen Feldes eine Filterung stattfinden. Dafür wird das Zeitsignal zunächst mittels FFT in den Frequenzbereich transformiert. Anschließend wird es mit einem Rechteckfenster Bandpass-gefiltert von 100 MHz bis 5 GHz und danach wieder zurück in den Zeitbereich transformiert. Das Ergebnis für die elektrische Feldstärke nach der Filterung ist in Abb. 7.2.4 in rot dargestellt. Der Betrag $|\vec{E}^{\mathrm{shield}}(t)|_q$ berechnet nach (7.12) ist in Abb. 7.2.5 gezeigt. Darin ist das exponentielle Abklingen der Feldstärke nach der Anregung sichtbar.

Zur Berechnung von $\mathrm{SE}_t|_q$ nach (3.21) muss das Amplitudendichtespektrum der aufgenommenen transienten Signale mittels der Fourier-Transformation berechnet werden. Die Ergebnisse für den geschirmten und ungeschirmten Fall sind in Abb. 7.2.6 gezeigt.

[2] SubMiniature version A

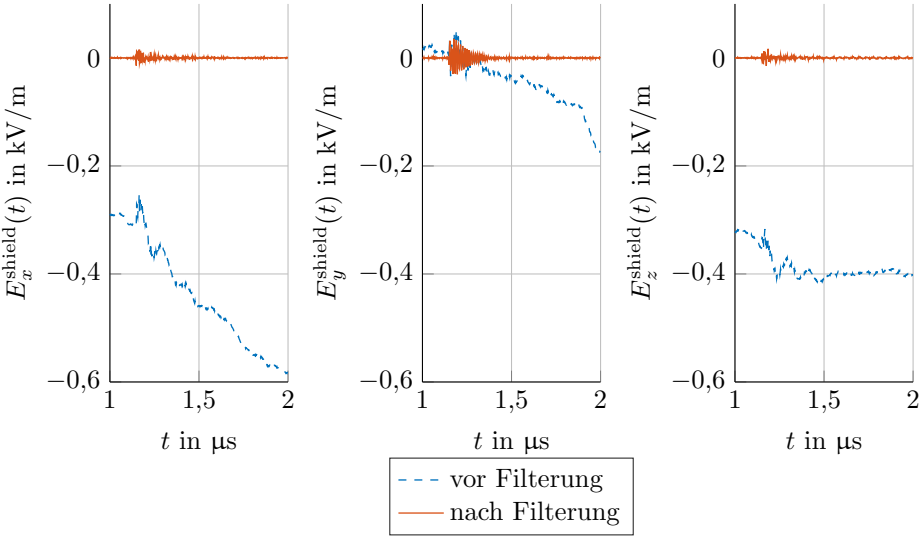

Abbildung 7.2.4.: Gemessene elektrische Feldstärke innerhalb des Schirms in den drei Raumrichtungen mit und ohne Filterung.

Die Bestimmung der magnetischen Feldstärke $|\vec{H}^{\text{shield}}|_q$ ist leider nicht möglich, da der vorhandene B-Dot Sensor andere Abmessungen als der D-Dot Sensor hat, und nicht in den Schirm passt. Daher wird hier lediglich die elektrische Feldstärke zur Bestimmung der transienten SE berücksichtigt. Die Definition (3.21) wird dementsprechend angepasst zu:

$$\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q = 10\log_{10}\frac{\int_{\omega_1}^{\omega_2} |\underline{S}^{\text{inc}}(\omega)|^2\omega\,\mathrm{d}\omega}{\int_{\omega_1}^{\omega_2} |\underline{S}^{\text{inc}}(\omega)|^2\left[\frac{|\underline{E}^{\text{shield}}(\omega)|_q^2}{|\underline{E}^{\text{unshield}}(\omega)|_q^2}\right]\omega\,\mathrm{d}\omega}\,\mathrm{dB}. \tag{7.13}$$

Dabei ist ω_1 die niedrigste Kreisfrequenz und ω_2 die höchste Kreisfrequenz des berechneten Spektrums. Für die numerische Integration müssen die Frequenzstützstellen von $|\underline{E}^{\text{shield}}(\omega)|_q$, $|\underline{E}^{\text{unshield}}(\omega)|_q$ und $|\underline{S}^{\text{inc}}(\omega)|$ durch Interpolation angeglichen werden. Der damit ermittelte Wert für $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ beträgt 19,0 dB für den Frequenzbereich von 100 MHz bis 2 GHz.

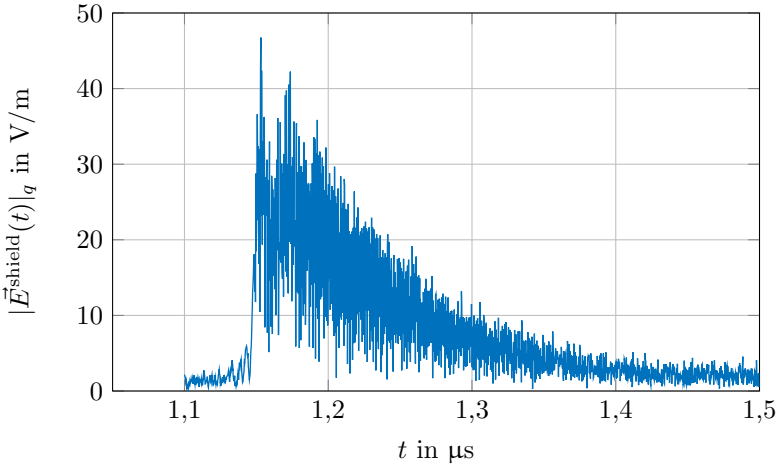

Abbildung 7.2.5.: Betrag der elektrische Feldstärke innerhalb des Schirms.

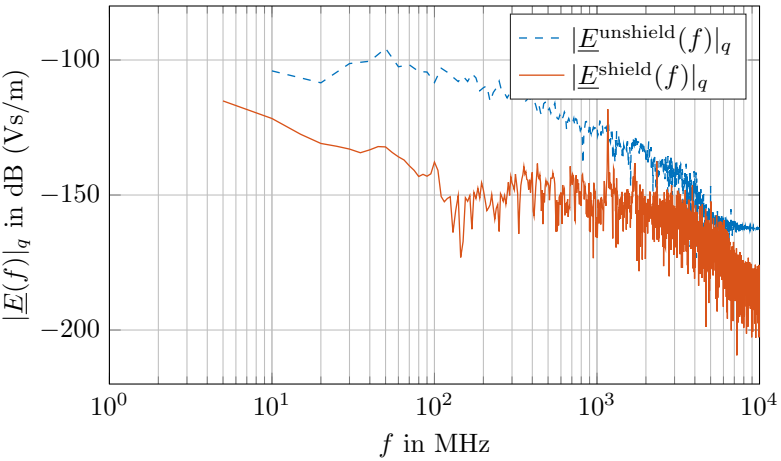

Abbildung 7.2.6.: Spektrale Amplitudendichte des elektrischen Feldes im geschirmten und ungeschirmten Fall.

7.2.3. Messung von $\mathrm{SE}_{\mathrm{el,t}}|_q$ im Frequenzbereich

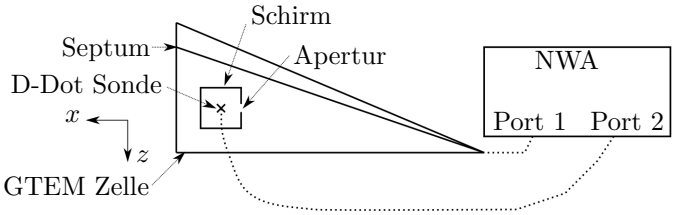

Abbildung 7.2.7.: Messaufbau zur Bestimmung der transienten SE im Frequenzbereich mit NWA.

Um die Ergebnisse der transienten Messung zu verifizieren, wird zusätzlich eine Messung im Frequenzbereich durchgeführt. Die Bestimmung der SE über die mit einem Netzwerkanalysator (NWA) ermittelten S-Parameter wurde bereits von Tait et al. durchgeführt [28]. Der hierzu verwendete Versuchsaufbau ist in Abb. 7.2.7 gezeigt. Die beiden Ports des NWA werden an die GTEM Zelle und den D-Dot Sensor angeschlossen. Die Messbandbreite des ZF[3]-Filters des NWA wird zu 500 Hz gewählt und die Messung im Frequenzbereich von 100 MHz bis 2 GHz mit einer Schrittbreite von 120 kHz durchgeführt. Die durch den NWA automatisch eingestellte Messzeit für einen Durchlauf („sweep“) beträgt 28,9 Sekunden. Eine manuelle Vergrößerung hat keinen wesentlichen Einfluss auf das Messergebnis. Die Messung wird im geschirmten Fall, wie bei der Messung im Zeitbereich, für alle drei Raumrichtungen durchgeführt. Der Transmissionskoeffizient $|\underline{S}_{21}^{\mathrm{shield}}|_q$ lässt sich aus den drei Einzelmessungen wie folgt berechnen:

$$|\underline{S}_{21}^{\mathrm{shield}}|_q = \sqrt{|\underline{S}_{21}^{\mathrm{shield}}|_{q,x}^2 + |\underline{S}_{21}^{\mathrm{shield}}|_{q,y}^2 + |\underline{S}_{21}^{\mathrm{shield}}|_{q,z}^2}. \tag{7.14}$$

Die Messergebnisse für $|\underline{S}_{21}|_q$ im geschirmten und ungeschirmten Fall sind in Abb. 7.2.8 gezeigt. Im geschirmten Fall ist deutlich zu sehen, wie die Einkopplung ab 530 MHz in der Größenordnung von 30 dB an den Resonanzfrequenzen zunimmt.

$\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ kann aus den $\underline{S}_{21}$-Parametern berechnet werden zu:

[3] Zwischenfrequenz

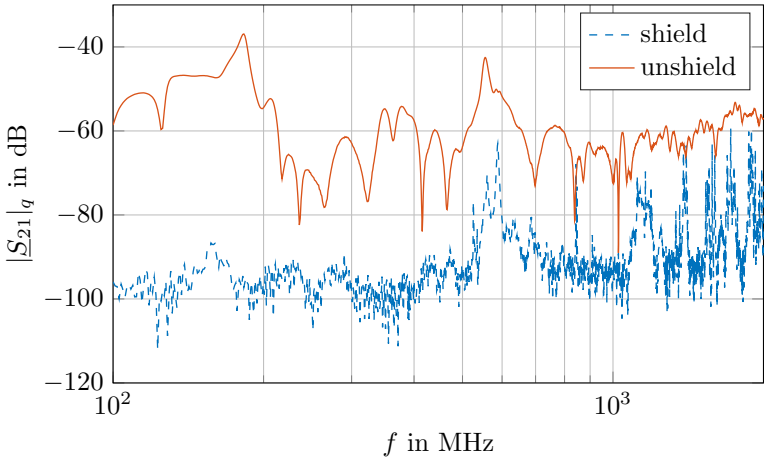

Abbildung 7.2.8.: Messerergebnisse für $|\underline{S}_{21}|_q$ im geschirmten und ungeschirmten Fall.

$$\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q = 10\log_{10}\frac{\int_{\omega_1}^{\omega_2}|\underline{S}^{\mathrm{inc}}(\omega)|^2\omega\mathrm{d}\omega}{\int_{\omega_1}^{\omega_2}|\underline{S}^{\mathrm{inc}}(\omega)|^2\left[\frac{|\underline{S}_{21}^{\mathrm{shield}}|_q^2}{|\underline{S}_{21}^{\mathrm{unshield}}|_q^2}\right]\omega\mathrm{d}\omega}\ \mathrm{dB}. \tag{7.15}$$

Das Ergebnis beträgt 22,7 dB.

7.2.4. Vergleich

Die Werte für $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ aus den Messungen im Zeit- und im Frequenzbereich von 19,0 dB und 22,7 dB unterscheiden sich nur geringfügig. Um die beiden Verfahren genauer zu vergleichen, wird die frequenzabhängige elektrische Schirmeffektivität $\mathrm{SE}_{\mathrm{el}}|_q$ berechnet. Im Fall der Messung im Zeitbereich ist sie gegeben durch (3.8). Für die Messung im Frequenzbereich gilt:

$$\mathrm{SE}_{\mathrm{el}}|_q = 20\log_{10}\frac{|\underline{S}_{21}^{\mathrm{unshield}}|_q}{|\underline{S}_{21}^{\mathrm{shield}}|_q}\ \mathrm{dB}. \tag{7.16}$$

Die Ergebnisse für $\mathrm{SE}_{\mathrm{el}}|_q$ im Zeit- und Frequenzbereich sind in Abbildung 7.2.9

dargestellt und zeigen eine weitgehende Übereinstimmung in der Größenordnung. Die genaue Lage der Resonanzfrequenzen unterscheidet sich, dies spielt jedoch bei der Berechnung der transienten SE für ein breitbandiges Störsignal keine Rolle.

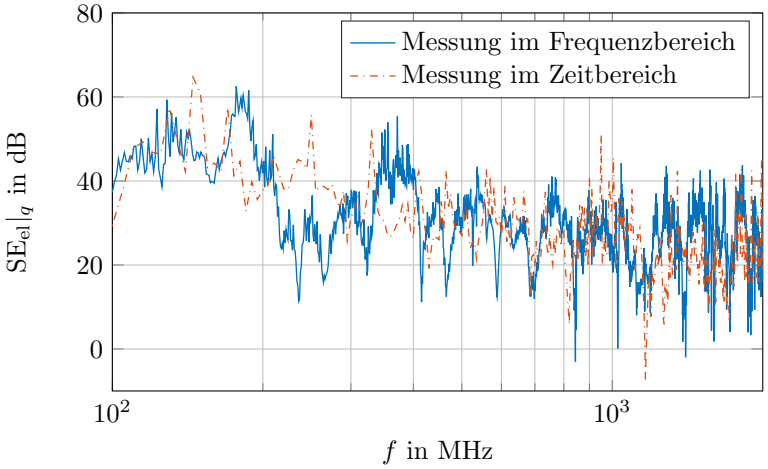

Abbildung 7.2.9.: Ermittelte elektrische SE für die Messung im Zeit- und Frequenzbereich.

8. Auswirkung der Aperturgröße auf Güte und SE

Metallische Schirme bilden als nutzbare Räume resonierende Strukturen, die aber aus praktischen Gründen mit Aperturen versehen sind. Die Aperturgröße hat einen direkten Einfluss auf die Güte des Resonators, was sich wiederum auf die SE auswirkt. In diesem Kapitel soll zunächst der Zusammenhang zwischen Aperturgröße und Gütefaktor Q messtechnisch untersucht werden. Der Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen wurde bereits in Kapitel 3.3.3 durch Q_{TCS} theoretisch beschrieben. Außerdem wird der Einfluss der Aperturgröße auf die SE untersucht, zunächst analytisch an der ersten Resonanzfrequenz, dann messtechnisch unter dem Aspekt der transienten SE.

8.1. Auswirkung der Aperturgröße auf die Güte

Die Auswirkung der Aperturgröße auf die Güte Q soll messtechnisch bestimmt werden. Als Resonator wird wieder das Modell des würfelförmigen Schirms mit einer kreisförmigen Apertur mit Durchmesser d aus Kapitel 4.1 verwendet. Die Bestimmung der Güte erfolgt mit Hilfe der in Kapitel 3.3.3 entwickelten Methode. Hierbei wird Q aus dem Schwingungsverhalten des Resonators extrahiert. Die Anregung mit einer pulsmodulierten Sinusfunktion nach (3.33) wird mit einem Signalgenerator erzeugt, verstärkt und über eine logarithmisch-periodische Antenne in der Absorberhalle abgestrahlt. Das Feld innerhalb des Resonators wird wiederum mit dem D-Dot Sensor in der Schirmmitte aufgenommen.

In Abb. 8.1.1 ist die Ausgangsspannung des D-Dot Sensors bei einem Aperturdurchmesser von 6 cm gezeigt, sowie der Puls des Signalgenerators zur Amplitudenmodulation der Sinusschwingung. Die Pulsdauer T_{Puls} beträgt dabei 10 µs, was für das Einschwingen des Systems ausreicht. Die Frequenz ist zu 527 MHz gewählt, um die erste Raumresonanz anzuregen. Nach dem Ausschalten klingt die Schwingung exponentiell ab. Das Ergebnis des Kurven-Fittings der Einhüllenden mit einer Exponentialfunktion ist in Abb. 8.1.2 dargestellt.

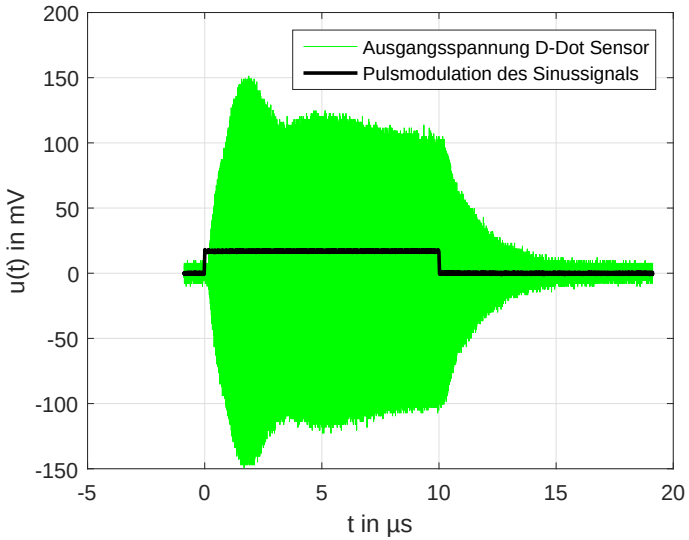

Abbildung 8.1.1.: Einschwingverhalten des Resonators mit einem pulsmodulierten Sinus-Signal als Anregung für $d = 6\,\mathrm{cm}$.

Daraus lässt sich mithilfe von (3.27) und (3.28) die Zeitkonstante τ sowie die Güte Q ermitteln.

Die Messung wird wiederholt für verschiedene Durchmesser d. Die so ermittelten Messwerte für Q in Abhängigkeit von d sind in Abb. 8.1.3 dargestellt. Außerdem ist dort die theoretische Approximation der Aperturgüte Q_{TCS} nach (3.32) gezeigt. Diese ist abhängig vom dem Transmissionsquerschnitt der Apertur A_{TCS}, der für kreisförmige Aperturen in [11] gegeben ist. Er beträgt für elektrisch kleine Aperturen bei einem Einfallswinkel der Welle von 0° und einer zur Einfallsebene parallelen Polarisation des elektrischen Feldes

$$A_{\mathrm{TCS}} = \frac{16\pi^3 d^6}{27\lambda^4}. \tag{8.1}$$

Für elektrisch große Aperturen beträgt er

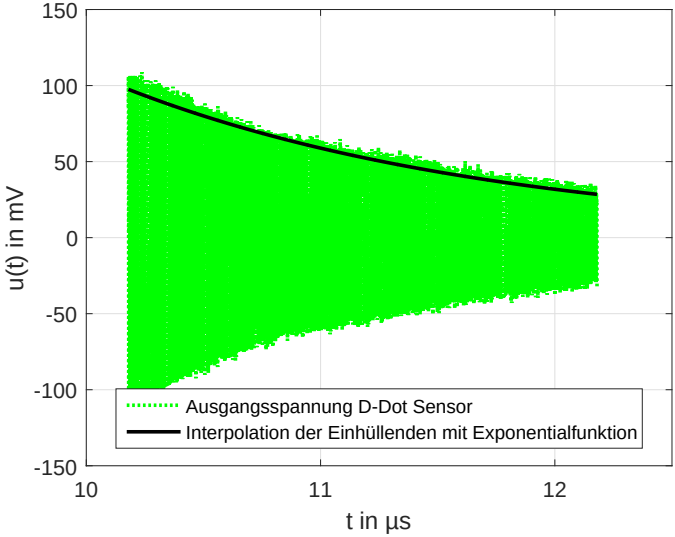

Abbildung 8.1.2.: Exponentielles Abklingen der Schwingung nach Ausschalten der Anregung und interpolierte Exponentialfunktion für $d = 6\,\mathrm{cm}$.

$$A_{\mathrm{TCS}} = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2, \tag{8.2}$$

ist also identisch zur Fläche der Apertur. Der Aperturdurchmesser d_{lim}, bei dem die Apertur in Resonanz versetzt wird, und der den Übergang zwischen elektrisch kleiner und großer Approximation darstellt, ist gegeben durch [11]:

$$d_{\mathrm{lim}} \approx 0,41\lambda. \tag{8.3}$$

d_{lim} ist in Abb. 8.1.3 in rot gekennzeichnet. Das Resonanzverhalten kreisförmiger Aperturen ist jedoch nicht stark ausgeprägt. Aus der Darstellung ist ersichtlich, dass für Durchmesser von 3 cm und 6 cm die Güte des Resonators nicht durch Aperturverluste dominiert wird. Hier überwiegen andere Faktoren wie Wandverluste, beschränkte Stromflussmöglichkeiten an den HF Dichtungen von Boden und Deckel des Schirms sowie Antennenverluste durch den D-Dot

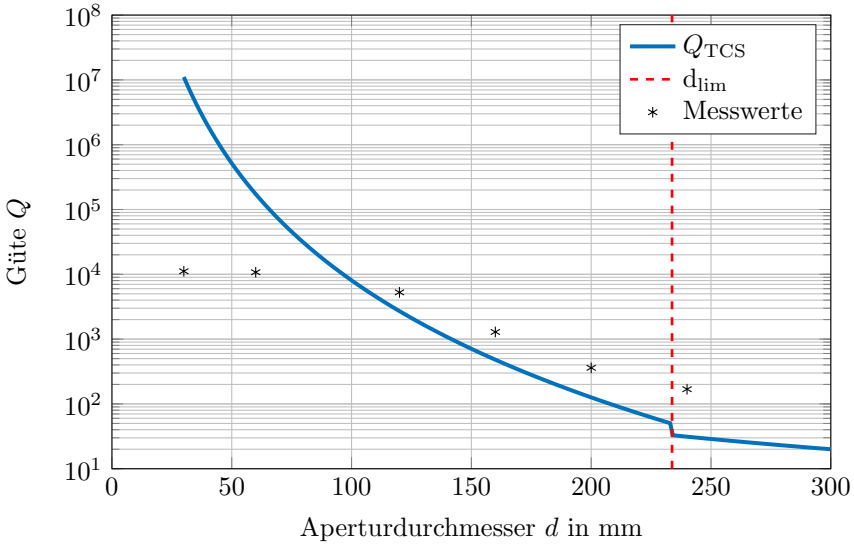

Abbildung 8.1.3.: Güte des Resonators in Abhängigkeit vom Aperturdurchmesser. Dargestellt sind die aus dem Schwingungsverhalten berechneten Messwerte, die analytische Aperturgüte, sowie der Aperturdurchmesser, die die Grenze zwischen elektrisch klein und groß darstellt.

Sensor. Für $d = 12\,\mathrm{cm}$ ist dann bereits Q_{TCS} der dominierende Faktor. Dies bedeutet, dass die Güte und damit die Einkopplung in den Resonator ab einem Durchmesser von etwa 10 cm durch die Apertur dominiert wird. Für $d = 24\,\mathrm{cm}$ ist die Abweichung zwischen Messwert und Theorie wieder größer. Dies liegt daran, dass die Frequenz hier nahe der Aperturresonanz liegt, die in der theoretischen Approximation für Q_{TCS} nicht berücksichtigt wird.

8.2. Auswirkung der Aperturgröße auf die SE

Die Aperturgröße wirkt sich nicht nur auf die Güte des Schirms, sondern auch auf die SE aus. Dies wird im Folgenden untersucht, zunächst analytisch an der ersten Resonanzfrequenz, danach messtechnisch unter dem Aspekt der transienten SE für ein breitbandiges Störsignal.

8.2.1. Analytische Betrachtung

Zur Bestimmung der SE wird zunächst die analytische Methode nach Robinson [26] verwendet. Diese beschreibt zwar nicht alle Resonanzen höherer Ordnung, die erste bei 529 MHz wird jedoch korrekt aufgelöst, wie in Kapitel 4.5 gezeigt wurde. Die Apertur ist kreisförmig mit variablem Durchmesser d. Es wird eine hohe Frequenzabtastung gewählt, um die 110 Resonanz korrekt aufzulösen. Dies ist notwendig, da für kleine Aperturgrößen die Güte des Resonators hoch ist, und damit die Resonanz-Bandbreite besonders klein. Der untersuchte Frequenzbereich wird auf 528 bis 532 MHz eingeschränkt, um den numerischen Aufwand zu beschränken. Die elektrische SE im untersuchten Frequenzbereich in Abhängigkeit von d ist in Abb. 8.2.1 dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass die minimale SE mit zunehmendem Durchmesser wächst. Da bei einer kleinen Apertur die Güte des Resonators hoch ist, kann bei der Resonanzfrequenz besonders viel Feld einkoppeln. Des weiteren ist zu erkennen, dass es durch unterschiedliche Durchmesser zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz kommt. Die SE jenseits der Resonanz nimmt wie zu erwarten mit zunehmendem d ab. Ein Zusammenhang zwischen d und den EMV-Eigenschaften des Schirms kann anhand dieser Analyse nicht eindeutig hergestellt werden. Daher wird im folgenden die transiente SE für ein breitbandiges Störsignal bei verschiedenen Aperturdurchmessern untersucht.

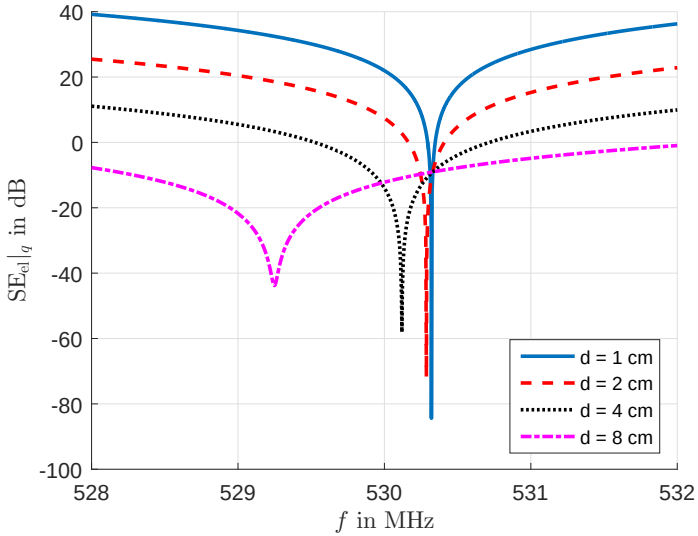

Abbildung 8.2.1.: $SE_{el}|_q$ mit kreisförmiger Apertur variablen Durchmessers d an der ersten Resonanzfrequenz.

8.2.2. Transiente Betrachtung

Die Auswirkung der Aperturgröße auf die SE wird nun unter dem Aspekt der elektrischen transienten Schirmeffektivität $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ nach (7.15) im Frequenzbereich untersucht (siehe Kapitel 7.2). Der Messaufbau ist identisch zu dem in Abb. 7.2.7 gezeigten. Der NWA misst wiederum die Transmission zwischen Eingang der GTEM-Zelle und Ausgang des D-Dot Sensors. Der Einfachheit halber wird hier nur eine Raumrichtung, und zwar die Vertikale, berücksichtigt. Die Messung der S-Parameter erfolgt im Frequenzbereich von 100 MHz bis 2 GHz an 20000 Punkten. Dies ergibt eine Frequenzabtastung mit einer Schrittbreite von 95 kHz. Die Messbandbreite des NWAs wird auf 100 kHz eingestellt, um eine vollständige Abdeckung des Spektrums zu gewährleisten. In Abbildung 8.2.2 sind exemplarisch die Werte für $|\underline{S}_{21}|_q$ für die Messung ohne Schirm, sowie mit Schirm mit kreisförmiger Apertur mit Durchmesser d von 12 cm und 24 cm dargestellt. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Werte mit einer Fensterfunktion der Länge 10 gefiltert. Aus der Darstellung wird wiederum sichtbar, dass die Resonanzen bei großer Apertur weniger scharf sind, aber dafür die Einkopplung zwischen den Resonanzen zunimmt. Des weiteren ist zu erkennen, dass die Einkopplung an der ersten Raumresonanz von 529 MHz auch für hohe Frequenzen kaum überschritten wird, sondern sich in der gleichen Größenordnung bewegt. Dies ist insofern interessant, als dass für UWB Störsignale die spektrale Amplitudendichte für hohe Frequenzen hin abnimmt. Die maximale Einkopplung wird also in der Regel an der ersten Raumresonanz erfolgen.

Als Störsignal $|\vec{S}^{\mathrm{inc}}(t)|$ für die Berechnung von $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ wird hier der Einfachheit halber ein Dirac-Impuls angenommen mit einer konstanten spektralen Amplitudendichte. Da UWB Pulse spektrale Anteile von bis zu mehreren GHz besitzen (siehe Abb. 7.1.1), ist dies im untersuchten Frequenzbereich keine unrealistische Annahme. Damit vereinfacht sich die Formel für $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ nach (7.15) zu:

$$\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q = 10\,\log_{10}\frac{\omega_2^2-\omega_1^2}{2\int\limits_{\omega_1}^{\omega_2}\frac{|\underline{S}_{21}^{\mathrm{shield}}|_q^2}{|\underline{S}_{21}^{\mathrm{unshield}}|_q^2}\,\omega\,\mathrm{d}\omega}\ \mathrm{dB}. \tag{8.4}$$

Die Messung wird durchgeführt für Aperturdurchmesser von 3, 6, 12, 16, 20 und 24 cm. In Abb. 8.2.3 sind die Messwerte für $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ in Abhängigkeit von d zusammen mit einer Spline-Interpolation dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass bei einem Aperturdurchmesser von ca. 16 cm die SE ein Minimum hat.

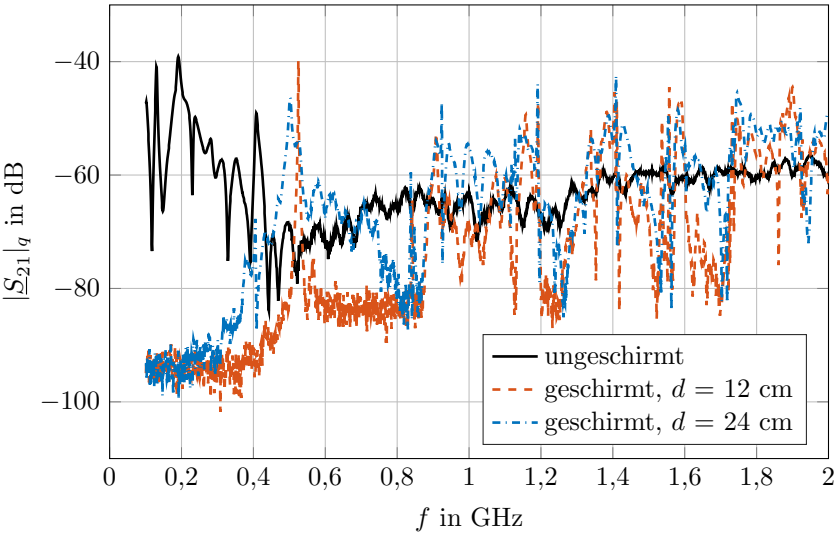

Abbildung 8.2.2.: $\underline{S}_{21}$ Parameter im ungeschirmten Fall sowie im geschirmten Fall für kreisförmige Aperturen mit Durchmesser von 12 und 24 cm.

Für größere Aperturen konvergiert der Wert gegen -6 dB. Dies ist plausibel, da innerhalb eines offenen Schirms die doppelte Feldstärke herrscht aufgrund der Überlagerung von einfallender und reflektierter Welle.

Bei dieser Untersuchung, sowie der vorangegangenen zur Auswirkung der Aperturgröße auf die Güte (siehe Kap. 8.1) wird für die Bestimmung des geschirmten Feldes nur die z-Richtung im Raummittelpunkt berücksichtigt. Dabei werden höhere Resonanzen unter Umständen nicht richtig aufgelöst (siehe Kapitel 3.4). Ob die Ergebnisse auch bei einer exakteren Bestimmung der SE übereinstimmen, muss noch untersucht werden.

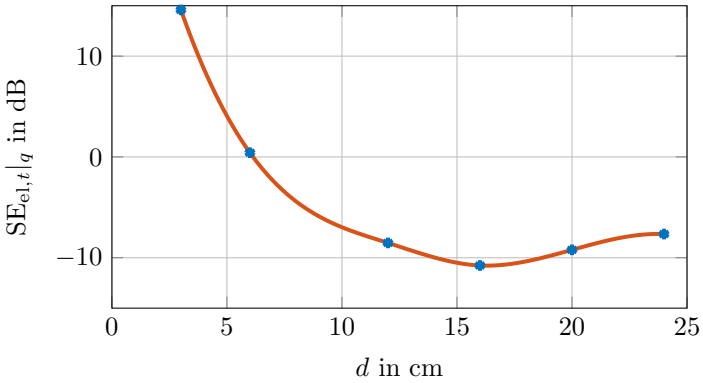

Abbildung 8.2.3.: Aus den S-Parametern berechnete transiente elektrische SE für kreisförmige Aperturen unterschiedlicher Durchmesser.

9. Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, einen Überblick über den aktuellen Forschungsstand zum Thema Schirmeffektivität elektrisch großer Resonatoren hoher Güte zu geben, neue Lösungen für aktuelle Problemstellungen zu entwickeln und anhand von Anwendungsbeispielen zu verifizieren.

In **Kapitel 3** wurden die hierfür relevanten Grundlagen behandelt. Hierzu gehören Störsignale, insbesondere breitbandige pulsförmige, da diese leicht EMV Probleme verursachen können. Verschiedene bereits vorhandene Definitionen der SE wurden vorgestellt und eine neue Methode entwickelt, die über eine örtliche Mittelung der elektromagnetischen Energiedichte das Problem der Ortsabhängigkeit der SE umgeht ($\mathrm{SE}_{\mathrm{em}}|_{\overline{q}}$). Des weiteren wurden Grundlagen zur Schirmung wie Raumresonanzen und Resonanzgüte erläutert. Zur Bestimmung der Resonanzgüte wurde ein neues Verfahren entwickelt, das aus dem exponentiellen Abklingen nach einer gepulsten Anregung die Güte berechnet. Probleme und Lösungen bei der Bestimmung der SE, die Grundlagen zu Absorbern und zur Bestimmung derer elektromagnetischen Eigenschaften wurden ebenso behandelt.

In **Kapitel 4** wurden verschiedene Methoden zur Bestimmung von $\mathrm{SE}_{\mathrm{el}}|_q$ eines Resonatormodells angewendet und verglichen. Hierzu gehören die analytische Berechnung nach Robinson, die numerische Berechnung und die Messung. Es hat sich gezeigt, dass die analytische Berechnung die schnellste Methode ist. Sie liefert allerdings nur bis einschließlich zur ersten Resonanzfrequenz korrekte Ergebnisse. Die numerische Berechnung ist auch für hohe Frequenzen genau, der Simulationsaufwand wächst jedoch mit zunehmender Frequenz rapide. Die FEM bietet in der verwendeten Simulationssoftware Vorteile gegenüber der MoM in Bezug auf die Rechenzeit. Für höhere Resonanzen eignet sich prinzipiell die Messung am besten. Die maximal messbare SE ist jedoch aufgrund der minimal messbaren geschirmten Feldstärke je nach Feldmesssonde beschränkt.

Anschließend wurden in **Kapitel 5** verschiedene magnetische und dielektrische Absorbermaterialien zur Verbesserung der SE an den Resonanzfrequenzen

durch Messung und numerische Berechnung getestet. Hierfür wurden die Permittivität und Permeabilität durch ein Transmissions-/Reflexionsverfahren in einer aufgeweiteten Koaxialleitung ermittelt. Es hat sich gezeigt, dass das verwendet Messverfahren bis zu einer Frequenz von etwa 1 GHz plausible Ergebnisse liefert. Die minimale SE im untersuchten Frequenzbereich konnte je nach Material um 20 dB bis 30 dB verbessert werden. Die verschiedenen Absorber wurden im Hinblick auf ihre Dämpfungseigenschaften sowie anhand anderer Kriterien wie Verarbeitbarkeit und Gewicht verglichen.

In **Kapitel 6** wurde die Auswirkung von dielektrischer und metallischer Beladung auf die SE untersucht. Hierbei wurde ein Resonatormodell in der Größe eines begehbaren Raumes mit einer Apertur als Türschlitz numerisch berechnet. Zur Bestimmung der SE wurde die neu entwickelte Methode der örtlichen Mittelung der elektromagnetischen Energiedichte angewendet. Es hat sich gezeigt, dass durch metallische Strukturen innerhalb des Raums zusätzliche Resonanzen unterhalb der ersten Raumresonanz entstehen, die die EMV-Eigenschaften verschlechtern. Dielektrische Strukturen können je nach Resonanzordnung zu einer Verbesserung der SE durch Absorption führen.

Es ist schwierig, anhand der gewöhnlichen Definition der SE im Frequenzbereich Aussagen über die EMV-Eigenschaften in Bezug auf breitbandige pulsförmige Störsignale zu treffen. Daher wurde in **Kapitel 7** die transiente SE, $\mathrm{SE}_t|_q$, für typische Störsignale numerisch berechnet. Zu den betrachteten IEMI Störsignalen gehört ein ultrabreitbandiger, doppelt exponentieller Puls, dessen spektrale Amplitudendichte durch eine Messung im Zeitbereich bestimmt wurde. Des weiteren wurde eine pulsmodulierte Schwingungen (HPM) verwendet. Es hat sich gezeigt, dass die transiente SE je nach Mittenfrequenz und Bandbreite des HPM Signals stark variiert, je nachdem ob eine Raumresonanz getroffen wird oder nicht. Das ultrabreitbandige Störsignal resultiert in einer mittleren transienten SE.

Anschließend wurde $\mathrm{SE}_t|_q$ für das Resonatormodell mit einer hohen Güte messtechnisch in der GTEM-Zelle bestimmt. Hierzu wurden zwei unterschiedliche Verfahren verwendet, und zwar die Messung im Zeitbereich mit dem doppelt exponentiellen Puls und im Frequenzbereich mit einem NWA. Bei der Zeitbereichsmessung ist aufgrund der geringen Signalamplitude des geschirmten Feldes eine Filterung notwendig. Da lediglich das elektrische Feld bestimmt werden konnte, wurde die Definition der transienten SE entsprechend angepasst. Die Ergebnisse der beiden Methoden für $\mathrm{SE}_{\mathrm{el},t}|_q$ von 19,0 dB und 22,7 dB stimmen

gut überein.

In **Kapitel 8** wurde die Auswirkung der Aperturgröße auf die Resonatorgüte und die SE untersucht. Q wurde messtechnisch mithilfe der neu entwickelten Methode aus dem Resonanzverhalten im Zeitbereich für verschiedene Durchmesser der kreisförmigen Apertur ermittelt. Die Ergebnisse wurden mit der Theorie für die Aperturgüte verglichen. Daraus wurde der Schluss gezogen, dass für das verwendete Resonatormodell mit einer Kantenlänge von 40 cm die Einkopplung ab einem Aperturdurchmesser von 10 cm durch die Apertur dominiert wird.

Im Anschluss wurde die Auswirkung der Aperturgröße auf die SE bestimmt. Aus der analytischen Berechnung an der ersten Raumresonanz konnte jedoch keine eindeutige Aussage im Hinblick auf die EMV-Eigenschaften des Schirms getroffen werden. Daher wurde die gleiche Untersuchung anschließend für die transiente SE durchgeführt. Als Störsignal wurde ein Dirac Impuls mit konstanter spektraler Amplitudendichte angenommen. Das Ergebnis zeigt, dass bei einem Aperturdurchmesser von 16 cm die Einkopplung in den Schirm maximal ist. Dieses Verhältnis von Apertur- zu Resonatorgröße ist also in der Praxis unbedingt zu vermeiden, um die EMV-Eigenschaften eines elektromagnetischen Schirms gewährleisten zu können.

A. Anhang

A.1. Permittivität und Permeabilität der Absorber

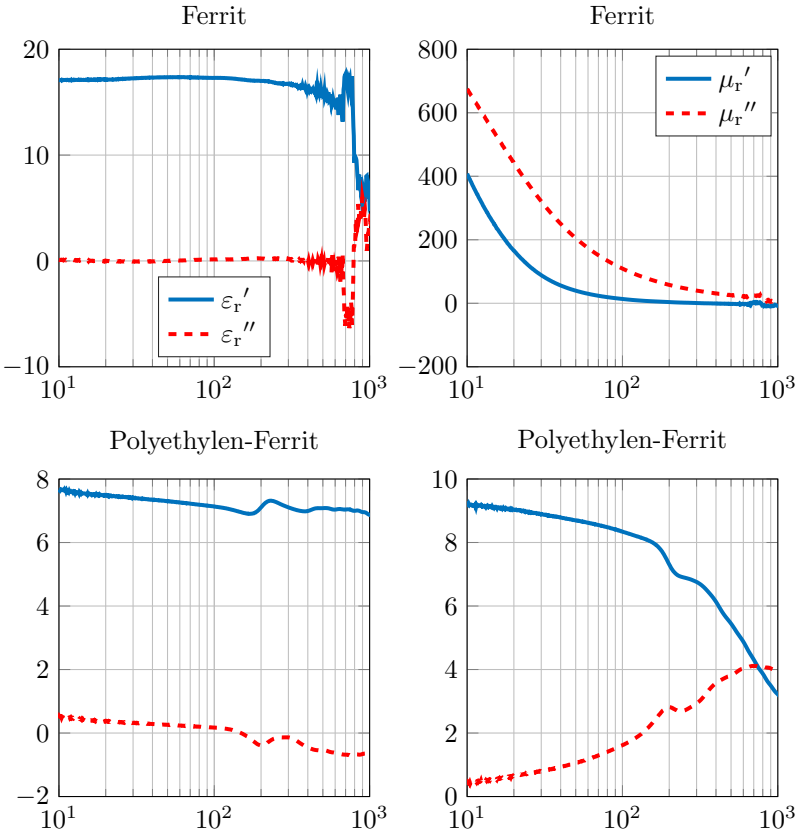

Abbildung A.1.1.: Ergebnisse zu Permittivität und Permeabilität für Ferrit- und Polyethylen-Ferrit-Absorber

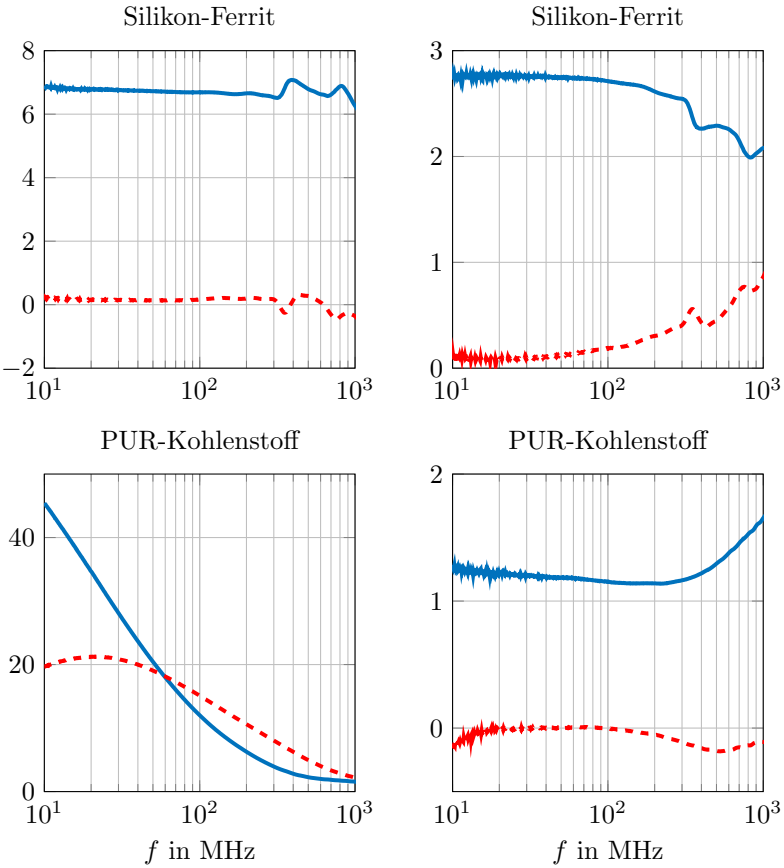

Abbildung A.1.2.: Ergebnisse zu Permittivität und Permeabilität für Silikon-Ferrit- und Polyurethan-Kohlenstoff-Absorber

A.2. Verwendete Abkürzungen

EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
SE	Schirmeffektivität
CW	Continuous wave
HPEM	High-Power Electromagnetic
EMP	Electromagnetic Pulse
LEMP	Lightning Electromagnetic Pulse
NEMP	Nuclear Electromagnetic Pulse
HEMP	High altitude Electromagnetic Pulse
ESD	Electrostatic Discharge
SEMP	Switching Electromagnetic Pulse
IEMI	Intentional Electromagnetic Interference
HPM	High Power Microwave
DS	Damped Sinusoid
UWB	Ultra Wide Band
FWHM	Full Width at Half Maximum
PRF	Pulse Repetition Frequency
ACS	Absorption Cross Section
TCS	Transmission Cross Section
MUT	Material Under Test
NRW	Nicolson-Ross-Weir
PEC	Perfect Electric Conductor
MoM	Method of Moments
SEP	Surface Equivalence Principle
FEM	Finite Elemente Methode
AFS	Adaptive Frequency Sampling
GTEM	Gigahertz Transversal Electromagnetic
PUR	Polyurethan
CPE	Chloriertes Polyethylen
FFT	Fast Fourier Transform
S-Parameter	Streuparameter

A.3. Verwendete Variablen

Q	Gütefaktor
t_r	Anstiegszeit

t_{FWHM}	Pulsbreite
$E_{\max}$	Spitzenfeldstärke
α, β	Pulsparameter
t	Zeit
$k\,(\alpha, \beta)$	Normierungsfaktor
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$\vec{H}$	magnetische Feldstärke
$\vec{D}$	elektrische Flussdichte
$\vec{B}$	magnetische Flussdichte
w	Energiedichte
$\underline{\varepsilon}$	Permittivität
$\underline{\mu}$	Permeabilität
$\overline{V}$	Schirmvolumen
$\overline{w}$	örtlich gemittelte Energiedichte
N	Anzahl der Messpunkte
i	Iterationsvariable
ΔV	Teilvolumen
p	Verlustleistungsdichte
ε_0	Permittivität des Vakuums
μ_0	Permeabilität des Vakuums
$\underline{\varepsilon}_r$	relative Permittivität
$\underline{\mu}_r$	relative Permeabilität
ω	Kreisfrequenz
δ	Eindringtiefe
σ	Leitfähigkeit
f	Frequenz
m, n, p	Resonanzordnung
a, b, e	Dimensionen des Schirms
c	Lichtgeschwindigkeit
N_{res}	Anzahl der Resonanzen
W	im System gespeicherte Energie
T	Periodendauer
τ	Zeitkonstante
A	Schirmoberfläche
λ	Wellenlänge
T_{Puls}	Pulsdauer
r_{a}	Außenleiterradius
r_{i}	Innenleiterradius

Z_{L}	Leitungswellenwiderstand
Z_0	Freiraumwellenwiderstand
$\underline{Z}_{\mathrm{M}}$	Wellenwiderstand mit Absorber in dem Koaxialleiter
l	Länge des Absorbers
$\underline{\Gamma}$	Reflexionsfaktor
$\underline{z}$	Transmissionskoeffizient
k	Gitterfaktor
U_{spitze}	Spitzenspannung
f_{g}	Grenzfrequenz
u_E	Ausgangsspannung des D-Dot Sensors
u_H	Ausgangsspannung des B-Dot Sensors
R	Widerstand
A_{eq}	äquivalente Sensorfläche
f_0	Mittenfrequenz
d	Aperturdurchmesser
d_{lim}	Aperturdurchmesser an der Grenze zwischen elektrisch klein und groß
$\vec{S}$	Poynting-Vektor

A.4. Verwendete Indizes

$(...)_{\mathrm{u}}$	unipolar
$(...)_{\mathrm{b}}$	bipolar
$(...)_{\mathrm{el}}$	elektrisch
$(...)_{\mathrm{mag}}$	magnetisch
$(...)\vert_{q}$	im Punkt q
$(...)^{\mathrm{unshield}}$	in Abwesenheit des Schirms
$(...)^{\mathrm{shield}}$	im Inneren des Schirms
$(...)_{\mathrm{em}}$	elektromagnetisch
$(...)\vert_{\overline{q}}$	örtlich gemittelt
$(...)_{t}$	transient
$(...)_{\mathrm{surf}}$	Verluste in den Schirmwänden
$(...)_{\mathrm{ant}}$	Verluste durch Feldmessung mit Antennen
$(...)'$	Realteil
$(...)''$	Imaginärteil
$(...)_{\mathrm{Abs}}$	im Absorber
$(...)^{\mathrm{inc}}$	einfallend (incident)

Literatur

[1] R. Armstrong, A. Marvin und J. Dawson. "An experimental investigation of the use of Q-factor to determine the shielding effectiveness of electrically large equipment enclosures with apertures". In: *EMC Europe 2011 York*. Sep. 2011, S. 148–152.

[2] R. Armstrong, A.C. Marvin und J.F. Dawson. "Shielding Effectiveness estimation of physically small electrically large enclosures through dimensional scaling". In: *2012 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC)*. Aug. 2012, S. 652–656. DOI: 10.1109/ISEMC.2012.6351657.

[3] F. Brauer, F. Sabath und J.L. ter Haseborg. "Susceptibility of IT network systems to interferences by HPEM". In: *2009 IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC)*. Aug. 2009, S. 237–242. DOI: 10.1109/ISEMC.2009.5284569.

[4] Florian Brauer. "Schutz von komplexen elektronischen Systemen vor Störungen durch elektromagnetische Pulse hoher Leistung". Diss. Technische Universität Hamburg-Harburg, 2011.

[5] M. Camp und H. Garbe. "Parameter estimation of double exponential pulses (EMP, UWB) with least squares and Nelder Mead algorithm". In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 46.4 (Nov. 2004), S. 675–678. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/TEMC.2004.838228.

[6] L. F. Chen u. a. *microwave electronics measurement and materials characterisation*. John Wiley & Sons, Ltd, 2004, S. 175–178.

[7] L. Dawson u. a. "Damping resonances within a screened enclosure". In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 43.1 (2001), S. 45–55. DOI: 10.1109/15.917935.

[8] T. Dyballa u. a. "Measurement of the local distribution of the electric field coupled into shielding enclosures via apertures". In: *2008 International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC Europe*. Sep. 2008, S. 1–4. DOI: 10.1109/EMCEUROPE.2008.4786929.

[9] D.V. Giri und F.M. Tesche. "Classification of intentional electromagnetic environments (IEME)". In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 46.3 (Aug. 2004), S. 322 –328. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/TEMC.2004.831819.

[10] H. Herlemann und M. Koch. "Measurement of the transient shielding effectiveness of enclosures using UWB pulses inside an open TEM waveguide". In: *Advances in Radio Science* 5 (2007), S. 75–79. DOI: 10.5194/ars-5-75-2007. URL: http://www.adv-radio-sci.net/5/75/2007/.

[11] D.A. Hill u. a. "Aperture excitation of electrically large, lossy cavities". In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 36.3 (Aug. 1994), S. 169–178. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/15.305461.

[12] C.L. Holloway u. a. "Use of Reverberation Chambers to Determine the Shielding Effectiveness of Physically Small, Electrically Large Enclosures and Cavities". In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 50.4 (Nov. 2008), S. 770–782. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/TEMC.2008.2004580.

[13] IEC. *TR 61000-1-5 Electromagnetic Compatibility (EMC) - Part 1-5: General - High power electromagnetic (HPEM) effects on civil systems.* Techn. Ber. IEC, 2004-11.

[14] Zainul Ihsan u. a. "Characterization of the absorbing material used in EMC experiments". In: *Proc. EMC Europe 2011 York.* 2011, S. 774–777.

[15] N. Izzat u. a. "Analysis and realisation of low-cost damped screened rooms". In: *IEE Proceedings -Science, Measurement and Technology* 145.1 (1998), S. 1–7. DOI: 10.1049/ip-smt:19981650.

[16] L. Klinkenbusch. "On the shielding effectiveness of enclosures". In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 47.3 (Aug. 2005), S. 589–601. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/TEMC.2005.853162.

[17] Enbo Liu u. a. "Accuracy Analysis of Shielding Effectiveness of Enclosures With Apertures: A Parametric Study". In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 56.6 (Dez. 2014), S. 1396–1403. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/TEMC.2014.2333520.

[18] M. Magdowski und R. Vick. "Estimation of the Mathematical Parameters of Double-Exponential Pulses Using the Nelder-Mead Algorithm". In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 52.4 (Nov. 2010), S. 1060–1062. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/TEMC.2010.2052621.

[19] A. M. Nicolson und G. F. Ross. “Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time-Domain Techniques”. In: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 19.4 (1970), S. 377–382. DOI: 10.1109/TIM.1970.4313932.

[20] D. Nitsch u. a. “Susceptibility of some electronic equipment to HPEM threats”. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 46.3 (Aug. 2004), S. 380 –389. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/TEMC.2004.831842.

[21] S. Parr, S. Dickmann und R. Rambousky. “Damping resonances of a screened enclosure using absorbing material”. In: *International Symposium on Electromagnetic Compatibility - EMC EUROPE*. Sep. 2012, S. 1 –5. DOI: 10.1109/EMCEurope.2012.6396853.

[22] S. Parr u. a. “Analysis of the effect of different absorber materials and loading on the shielding effectiveness of a metallic enclosure”. In: *Advances in Radio Science* 13 (2015), S. 155–159. DOI: 10.5194/ars-13-155-2015. URL: http://www.adv-radio-sci.net/13/155/2015/.

[23] S. Parr u. a. “Bestimmung der transienten Schirmeffektivität für HPM- und UWB-Signale sowie des Einflusses von Absorber und Beladung innerhalb des Schirms”. In: *EMV - Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit*. 2016.

[24] S. Parr u. a. “Effects of Aperture Size on Q factor and Shielding Effectiveness of a Cubic Resonator”. In: *Advances in Radio Science* 15 (2017), S. 169–173. DOI: 10.5194/ars-15-169-2017. URL: https://ars.copernicus.org/articles/15/169/2017/.

[25] S. Parr u. a. “Verbesserung der Schirmeffektivität eines metallisch geschirmten Raums an den Resonanzfrequenzen mithilfe von Absorbermaterial”. In: *EMV - Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit*. 2014.

[26] M.P. Robinson u. a. “Analytical formulation for the shielding effectiveness of enclosures with apertures”. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 40.3 (Aug. 1998), S. 240–248. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/15.709422.

[27] D. Senic, A. Sarolic und V. Roje. “GTEM cell setup and method for measuring shielding effectiveness of resonant enclosures”. In: *EMC Europe 2011 York*. Sep. 2011, S. 192–197.

[28] G.B. Tait u. a. “On Measuring Shielding Effectiveness of Sparsely Moded Enclosures in a Reverberation Chamber”. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 55.2 (Apr. 2013), S. 231–240. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/TEMC.2012.2220779.

[29] H.A. Wolfsperger. *Elektromagnetische Schirmung: Theorie und Praxisbeispiele*. VDI-Buch. Springer, 2008. ISBN: 9783540769125. URL: http://books.google.de/books?id=mJPrt514EPkC.

[30] Qian Xu u. a. “Shielding Effectiveness Measurement of an Electrically Large Enclosure Using One Antenna”. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 57.6 (Dez. 2015), S. 1466–1471. ISSN: 0018-9375. DOI: 10.1109/TEMC.2015.2477455.

Der Lebenslauf wird aus Gründen des Datenschutzes in der elektronischen Fassung der Arbeit nicht veröffentlicht.