

# Netzwerkmodell zur breitbandigen Untersuchung von elektromagnetischen Interferenzen in geschlossenen Metallgehäusen

M. Sc. Christoph Lange, B. Sc. Paul Konrad, Prof. Dr.-Ing. Marco Leone  
Otto-von-Guricke-Universität Magdeburg - Lehrstuhl Theoretische Elektrotechnik

## 1 Einleitung

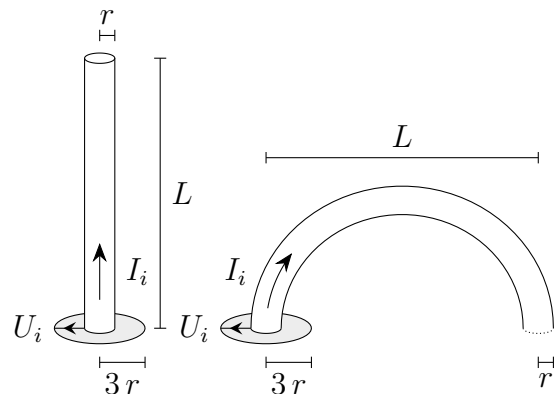
Elektronische Komponenten, die bei hohen Frequenzen betrieben werden, sind häufig in Gehäusen mit metallischen Wänden untergebracht. Wenn die Abmessungen des Gehäuses in der selben Größenordnung liegen wie die Wellenlänge, muss die Anregung von Hohlraummoden berücksichtigt werden. Moderne Computer und Serversysteme mit Signalen im GHz-Bereich sind relevante Beispiele aus der Praxis [1]. Um die Interferenz zwischen den Komponenten in dem Hohlraum zu bestimmen, müssen zeitaufwändige Simulationen oder Messungen durchgeführt werden. Für Ergebnisse im Zeitbereich ist zusätzlicher Aufwand erforderlich, da aus der Frequenzantwort abgeleitete Modelle nicht zwangsläufig stabil sind im Zeitbereich.

Für einfache Geometrien kann die dyadische Greensche Funktion verwendet werden, um die von Stromelementen erzeugte Felder im Hohlraum zu berechnen. In [2] wurde diese Methode verwendet, um die Transferimpedanz zwischen Antennen in einem rechteckigen Hohlraum zu berechnen.

In dieser Arbeit stellen wir ein neues Netzwerkmodell vor, um das elektromagnetische Verhalten von Hohlräumen mit beliebiger Geometrie bei einer Anregung durch elektrisch kleine Stromelemente zu beschreiben. Dieses Netzwerkmodell basiert auf der Modalzerlegung der Felder innerhalb des Hohlraums. Diese Zerlegung ist umfassend in der Literatur beschrieben, z.B. [3], [4] und [5]. Ausgehend von einer geeigneten Portdefinition werden die Eigenmoden verwendet, um die Impedanz zwischen Stromelementen ausgehend von der Leistungsbilanz aufzustellen. Die Konvergenz dieses Ausdrucks wird beschleunigt durch die Extraktion einer quasi-statischen Induktivität. Im letzten Schritt werden Verluste durch zusätzliche Widerstände in das Netzwerkmodell integriert. Ein komplexes Beispiel wird verwendet, um dieses Modell im Frequenz- und Zeitbereich zu validieren. Die Validierung erfolgt sowohl durch Simulation als auch durch Messung.

## 2 Netzwerkmodell

Die Anordnung mit dem Volumen  $V$  ist durch eine leitfähige Wand  $S$  abgeschlossen und wird durch Stromelemente (Bild. 1) angeregt. Das Netzwerkmodell für die Transferimpedanz zwischen diesen Stromelementen ergibt sich aus der Leistungsbilanz. Das hierfür benötigte elektrische Feld  $\mathbf{E}$  kann durch die Modalzerlegung, wie in [3] beschrieben, erhalten werden. Das Konvergenzverhalten dieses Modells wird durch die Extraktion einer quasi-statischen Induktivität verbessert. Wandverluste und verlustbehaftete Materialien in dem Hohlraum werden durch zusätzliche Widerstände berücksichtigt.



**Bild 1:** Betrachtete Stromelemente an der Gehäusewand, gespeist durch Koaxialkabel

## 2.1 Portimpedanz

Die Anregung des Hohlraums erfolgt durch elektrisch kleine Stromelemente in der Nähe der Wände (Bild. 1). Vernachlässigt man die Öffnungen der Koaxialspeisung, kann die gesamte Leistung in dem Hohlraum dargestellt werden als Integral des Skalarproduktes aus der elektrischen Feldstärke  $\mathbf{E}$  und der komplex konjugierten Stromdichte  $\mathbf{J}^*$  entlang des Stromelements [5]:

$$P = -\frac{1}{2} \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* dV = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{E}, \mathbf{J}^* \rangle. \quad (1)$$

Hierbei wurde die Kurzschreibweise für das Skalarprodukt  $\langle \cdot, \cdot \rangle$  verwendet.

Im Folgenden wird angenommen, dass zwei Stromelemente  $\mathbf{J}_i$  und  $\mathbf{J}_j$  die elektrischen Felder  $\mathbf{E}_i$  und  $\mathbf{E}_j$  im Hohlraum anregen. Das Gesamtfeld ergibt sich aus der Überlagerung der Teilfelder und somit folgt für die Gesamtleistung:

$$P = -\frac{1}{2} (\langle \mathbf{E}_i, \mathbf{J}_i^* \rangle + \langle \mathbf{E}_j, \mathbf{J}_j^* \rangle + \langle \mathbf{E}_i, \mathbf{J}_j^* \rangle + \langle \mathbf{E}_j, \mathbf{J}_i^* \rangle). \quad (2)$$

Das ganze System kann als Zweitor mit den Ports  $i$  und  $j$  und deren Transferimpedanz  $Z_{ij}$  aufgefasst werden. Die Eingangsleistung ist nun über die Portspannung  $U_i$  und den Portstrom  $I_i$  definiert. Setzt man voraus, dass das System linear und passiv ist ( $Z_{ij} = Z_{ji}$ ), folgt:

$$P = \frac{1}{2} (V_i I_i^* + V_j I_j^*) = \frac{1}{2} (Z_{ii} |I_i|^2 + Z_{jj} |I_j|^2 + Z_{ij} (I_i I_j^* + I_j I_i^*)). \quad (3)$$

Vergleicht man die letzten Terme in (2) und (3), folgt für die Transferimpedanz:

$$Z_{ij} = -\frac{1}{I_j I_i^*} \langle \mathbf{E}_j, \mathbf{J}_i^* \rangle. \quad (4)$$

## 2.2 Eigenmoden eines beliebigen Hohlraums

Um das elektrische Feld in einem Hohlraum durch die Modalzerlegung darstellen zu können, wird ein vollständiger Satz an Eigenfunktionen benötigt. Wie in [3] beschrieben, wird dieser vollständige Satz verwendet, um die Koeffizienten der Moden mithilfe der Helmholtzgleichung zu bestimmen.

Für einen Hohlraum mit dem Volumen  $V$  und einer beliebig geformten Berandung  $S$  wird das elektrische Feld nach dem Helmholtztheorem in einen quellfreien und einen rotationsfreien Anteil zerlegt. Somit ergibt sich die Darstellung des elektrischen Feldes als Summe über alle Eigenmoden:

$$\mathbf{E} = \sum_{n=0}^{\infty} e_n \mathbf{E}_n + \sum_{n=0}^{\infty} f_n \mathbf{F}_n. \quad (5)$$

Die quellfreien Eigenmoden mit  $\nabla \cdot \mathbf{E}_n = 0$  sind durch die Eigenwertgleichung mit dem Eigenwert  $k_n$  definiert:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_n - k_n^2 \mathbf{E}_n = \mathbf{0}. \quad (6)$$

Die Randbedingungen für (6) sind  $\mathbf{n} \times \mathbf{E}_n = \mathbf{0}$  und  $\nabla \cdot \mathbf{E}_n = 0$  auf  $S$ . Die zweite Bedingung wird benötigt, um eine eindeutige Lösung zu erhalten [3]. Für die rotationsfreien Eigenmoden gilt  $\nabla \times \mathbf{F}_n = \mathbf{0}$ , so dass diese dargestellt werden können als  $\mathbf{F}_n = \nabla \phi_n$  mit der Eigenwertgleichung:

$$\nabla \phi_n + l_n^2 \phi_n = 0 \quad (7)$$

und den Randbedingungen  $\phi_n = \text{const.}$  oder  $\mathbf{n} \times \mathbf{F}_n = \mathbf{0}$  auf  $S$ .

Die Eigenmoden sind orthogonal und normalisiert auf die Konstante  $K$  mit der Einheit 1 m:

$$\int_V \mathbf{E}_n \cdot \mathbf{E}_m \, dV = \langle \mathbf{E}_n, \mathbf{E}_m \rangle = K_{E,m} \delta_{mn} \quad (8a)$$

$$\langle \mathbf{F}_n, \mathbf{F}_m \rangle = K_{F,m} \delta_{mn} \quad (8b)$$

mit dem Kronecker-Delta

$$\delta_{mn} = \begin{cases} 1 & m = n \\ 0 & m \neq n. \end{cases} \quad (9)$$

Aus der Definition der quellfreien und rotationsfreien Eigenmoden folgt, dass diese orthogonal zueinander sind:

$$\langle \mathbf{E}_n, \mathbf{F}_m \rangle = 0. \quad (10)$$

Das zur Berechnung der Verluste benötigte magnetische Feld erhält man aus der folgenden Beziehung zwischen den  $\mathbf{E}_n$ - und  $\mathbf{H}_n$ -Moden [3]:

$$\nabla \times \mathbf{H}_n = k_n \mathbf{E}_n \quad \nabla \times \mathbf{E}_n = k_n \mathbf{H}_n. \quad (11)$$

Zur Bestimmung der Konstanten der einzelnen Moden wird die Helmholtz-Gleichung verwendet:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{J}. \quad (12)$$

Setzt man den Ansatz (5) in (12) ein und nutzt die Eigenwertgleichung der quellfreien Moden (6) und die Randbedingung der rotationsfreien Eigenmoden  $\nabla \times \mathbf{F}_n = \mathbf{0}$ , erhält man:

$$\sum_{n=0}^{\infty} e_n k_n \mathbf{E}_n - \sum_{n=0}^{\infty} e_n k^2 \mathbf{E}_n - \sum_{n=0}^{\infty} f_n k^2 \mathbf{F}_n = -j\omega \mu \mathbf{J}. \quad (13)$$

Wird der Ausdruck (13) nacheinander mit  $\mathbf{E}_m$  und  $\mathbf{F}_m$  multipliziert und jeweils über  $V$  integriert, erhält man unter Ausnutzung der Eigenschaften der Eigenmoden (8a), (8b) und (10) die Koeffizienten:

$$e_n = -\frac{j\omega \mu}{(k_n^2 - k^2) K_{E,n}} \langle \mathbf{J}, \mathbf{E}_n \rangle \quad (14)$$

$$f_n = -\frac{1}{j\omega \varepsilon K_{F,n}} \langle \mathbf{J}, \mathbf{F}_n \rangle. \quad (15)$$

Setzt man den Ansatz für das elektrische Feld (5) mit den Koeffizienten (14) und (15) in (4) ein, erhält man:

$$Z_{ij} = \frac{j\omega \mu}{I_j I_i^*} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\langle \mathbf{E}_n, \mathbf{J}_j \rangle \langle \mathbf{E}_n, \mathbf{J}_i^* \rangle}{(k_n^2 - k^2) K_{E,n}} + \frac{1}{j\omega \varepsilon I_j I_i^*} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\langle \mathbf{F}_n, \mathbf{J}_j \rangle \langle \mathbf{F}_n, \mathbf{J}_i^* \rangle}{K_{F,n}}. \quad (16)$$

Unter der Annahme von elektrisch kleinen Stromelementen kann die Stromdichte  $\mathbf{J}$  approximiert werden als Linienstrom entlang eines Pfades  $\mathbf{S}$ . Somit kann die Amplitude der Stromdichte durch den Portstrom ausgedrückt werden mit  $\mathbf{J}_i = I_i \mathbf{S}_i$  und die Impedanz vereinfacht sich zu:

$$Z_{ij} = j\omega \mu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\langle \mathbf{E}_n, \mathbf{S}_j \rangle \langle \mathbf{E}_n, \mathbf{S}_i \rangle}{(k_n^2 - k^2) K_{E,n}} + \frac{1}{j\omega \varepsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\langle \mathbf{F}_n, \mathbf{S}_j \rangle \langle \mathbf{F}_n, \mathbf{S}_i \rangle}{K_{F,n}}. \quad (17)$$

Diese Annahme ist gültig, wenn die Ausdehnung der Stromelemente  $L$  (Bild. 1) klein gegenüber der kürzesten Wellenlänge ist. Die Darstellung der Impedanz (17) wird erreicht durch die Zerlegung des elektrischen Feldes in eine Summe aus unendlich vielen Eigenmoden, wobei nur eine endliche Anzahl an Moden resonant ist, abhängig von der betrachteten Frequenzbandbreite.

### 2.3 Beschleunigung der Konvergenz

Die Berechnung der Impedanz nach Gl. (17) erfordert die Auswertung einer unendlichen Summe an Eigenmoden. Es wird eine endliche Anzahl an Moden  $M$  verwendet, um diese Summe zu approximieren, so dass die oben beschriebenen Annahmen zum Linienstrom erfüllt sind. Da die Summe im allgemeinen sehr langsam konvergiert, muss eine große Anzahl an Moden verwendet werden. Um diese Anzahl zu reduzieren, wird der Einfluss der höheren Moden in einem Ersatzschaltbildelement zusammengefasst. Wird die Impedanz  $Z_{ij}$  bis zu einer maximalen Frequenz  $f_{\max}$  mit  $N$  Moden berechnet, kann für alle höheren Moden  $k_n^2 - k^2 \approx k_n^2$  angenommen werden. Damit vereinfacht sich der erste Term in (17) zu:

$$j\omega\mu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\langle \mathbf{E}_n, \mathbf{J}_j \rangle \langle \mathbf{E}_n, \mathbf{J}_i^* \rangle}{(k_n^2 - k^2) K_{E,n}} \approx j\omega\mu \sum_{n=0}^N \frac{\langle \mathbf{E}_n, \mathbf{J}_j \rangle \langle \mathbf{E}_n, \mathbf{J}_i^* \rangle}{(k_n^2 - k^2) K_{E,n}} + j\omega\mu \sum_{n=N+1}^M \frac{\langle \mathbf{E}_n, \mathbf{J}_j \rangle \langle \mathbf{E}_n, \mathbf{J}_i^* \rangle}{k_n^2 K_{E,n}}. \quad (18)$$

Der letzte Term in (18) kann als reduzierte quasistatische Induktivität interpretiert werden:

$$\tilde{L}_{ij} = \mu \sum_{n=N+1}^M \frac{\langle \mathbf{E}_n, \mathbf{S}_j \rangle \langle \mathbf{E}_n, \mathbf{S}_i \rangle}{k_n^2 K_{E,n}}. \quad (19)$$

Die minimale Anzahl an Moden  $N$  kann abgeschätzt werden durch

$$f_{\max} < \frac{k_N c_0}{2\pi} \quad (20)$$

mit der Wellenzahl  $k_n$  des  $n$ -ten Modes und der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$ . Die aus der Lösung von (6) bekannten Eigenfrequenzen können verwendet werden, um  $N$  mithilfe von (20) zu bestimmen. Dabei muss beachtet werden, dass in Abhängigkeit von der Position und der Form der Anregung nicht alle Moden angeregt werden müssen.

### 2.4 Verluste

Um die Verluste in der Anordnung zu berücksichtigen, werden drei verschiedene Verlustmechanismen unterschieden. Die Wandverluste aufgrund der Metallwände mit der endlichen Leitfähigkeit  $\kappa$  und die Verluste durch dielektrische und magnetische Absorber innerhalb des Hohlraums. Die Integration der Verluste in das Netzwerkmodell erfolgt über die Güte, die definiert ist als Quotient aus gespeicherter Feldenergie und mittlerer Verlustleistung pro Periode [5]. Mithilfe dieser Gütefaktoren können aus den einzelnen Verlustmechanismen komplexe Materialparameter definiert werden:

$$\tilde{\mu} = \mu \left( 1 - \frac{j}{Q_V} - \frac{j}{Q_M} \right) \quad \tilde{\varepsilon} = \varepsilon \left( 1 - \frac{j}{Q_D} \right), \quad (21)$$

wobei sich  $Q_V$  aus den Wandverlusten,  $Q_M$  aus den magnetischen und  $Q_D$  aus den dielektrischen Verlusten ergibt.

## 2.5 Ersatzschaltbildelemente

Mithilfe der komplexen Materialparameter (21) erhält man aus (17) durch Anwendung der Konvergenzbeschleunigung (18) die folgende Darstellung des Netzwerkmodells:

$$Z_{ij} = \sum_{n=0}^N \frac{\nu_{n,i}^E \nu_{n,j}^E}{\frac{1}{j\omega L_n + R_n} + j\omega C_n + G_n} + \frac{1}{j\omega C_{ij} + G_{ij}} + j\omega \tilde{L}_{ij} + R_{ij}. \quad (22)$$

Die modalen Koppelfaktoren  $\nu$  und die Ersatzschaltbildelemente sind folgendermaßen definiert:

$$\nu_{n,i}^E = \langle \mathbf{E}_n, \mathbf{S}_i \rangle \quad (23a) \quad \nu_{n,i}^F = \langle \mathbf{F}_n, \mathbf{S}_i \rangle \quad (23d)$$

$$L_n = \mu \frac{1}{k_n^2 K_{E,n}} \quad (23b) \quad C_n = \varepsilon K_{E,n} \quad (23e)$$

$$R_n = \omega L_n \left( \frac{1}{Q_V} + \frac{1}{Q_M} \right) \Big|_{\omega=\omega_n} \quad (23c) \quad G_n = \frac{\omega}{Q_D} C_n \Big|_{\omega=\omega_n}. \quad (23f)$$

Da alle Normierungsfaktoren (8a) positiv sind, sind auch die Ersatzschaltbildelemente positiv und das Netzwerk damit passiv. Die Frequenzabhängigkeit der modalen Widerstände  $R_n$  und Leitwerte  $G_n$  wird approximiert durch ihren Wert bei der entsprechenden Resonanzfrequenz  $\omega_n$ . Dies ist deshalb möglich, weil bei kleinen Verlusten angenommen werden kann, dass dieser Mode bei Resonanz dominiert.

Der letzte Term in (17) kann als statische Kapazität interpretiert werden:

$$C_{ij} = \varepsilon \frac{1}{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\nu_{n,i}^F \nu_{n,j}^F}{K_{F,n}}}. \quad (24)$$

Da die Summe in dem Ausdruck (24) sehr langsam konvergiert, ist es vorteilhafter die statische Kapazität mithilfe von numerischen Methoden direkt zu berechnen. Somit ist die Berechnung der rotationsfreien Eigenmoden  $\mathbf{F}_n$  nicht erforderlich.

Die reduzierte quasistatische Induktivität folgt aus (19):

$$\tilde{L}_{ij} = \mu \sum_{n=N+1}^M \frac{\nu_{n,i}^E \nu_{n,j}^E}{k_n^2 K_{E,n}} = L_{ij} - \mu \sum_{n=1}^N \frac{\nu_{n,i}^E \nu_{n,j}^E}{k_n^2 K_{E,n}}. \quad (25)$$

Da die Auswertung von (25) zusätzliche Moden erfordert und sehr langsam konvergiert, wird die quasistatische Induktivität  $L_{ij}$  ebenfalls numerisch berechnet.

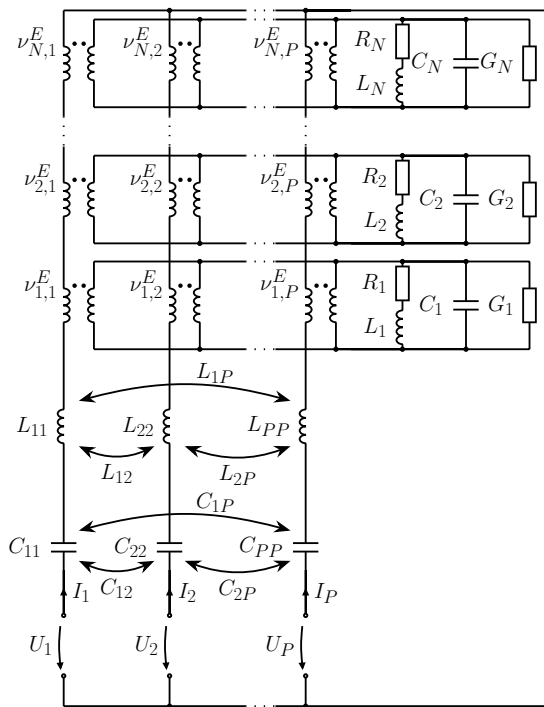
Der Koppelwiderstand und der Koppelleitwert sind definiert als:

$$R_{ij} = \omega \tilde{L}_{ij} \left( \frac{1}{Q_V} + \frac{1}{Q_M} \right) \quad (26a) \quad G_{ij} = \frac{\omega}{Q_D} C_{ij}, \quad (26b)$$

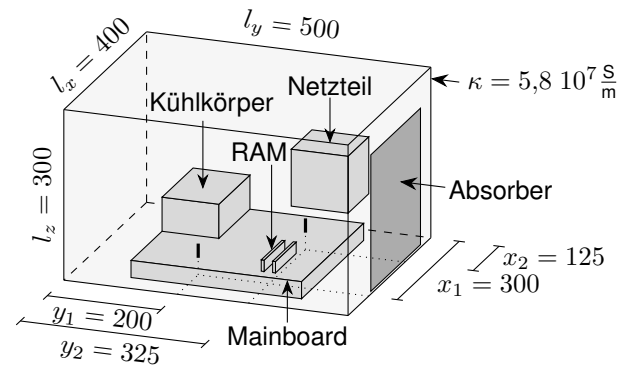
und sind aufgrund der Multiplikation mit den Gütefaktoren mehrere Größenordnungen kleiner als die Raktanzen  $\omega C_{ij}$  und  $\omega L_{ij}$  und werden daher vernachlässigt. Der finale Ausdruck für die Impedanz

$$Z_{ij} \approx \sum_{n=0}^N \frac{\nu_{n,i}^E \nu_{n,j}^E}{\frac{1}{j\omega L_n + R_n} + j\omega C_n + G_n} + \frac{1}{j\omega C_{ij}} + j\omega \tilde{L}_{ij} \quad (27)$$

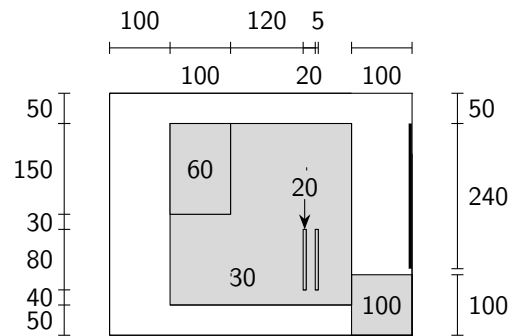
wird durch ein Foster-Ersatzschaltbild [6], wie in Bild 2 für  $P$  Ports gezeigt, repräsentiert. Die hier durch Pfeile angedachten Koppelkapazitäten werden in einem Schaltungssimulator mit gesteuerten Stromquellen realisiert.



**Bild 2:** Foster-Ersatzschalbild mit Verlustelementen und Konvergenzbeschleunigung mit gekoppelten Induktivitäten und Kapazitäten



**Bild 3:** Beispielgehäuse mit komplexen Innenaufbau, leitfähigen Wänden und Folienabsorber, angeregt durch zwei Monopolantennen (vergrößert dargestellt, Maße in mm)



**Bild 4:** Abmessungen (in mm) des Computergehäuses mit den zusätzlich eingetragenen Höhen der Komponenten

### 3 Numerische und messtechnische Validierung

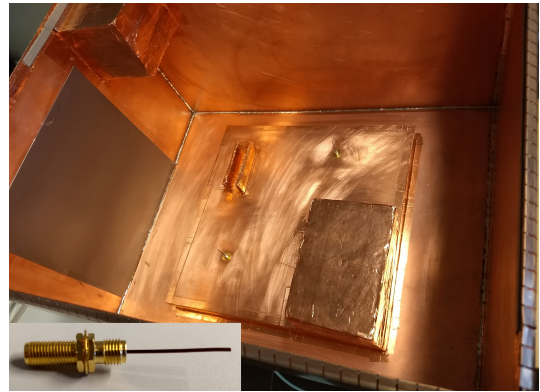
Um das in dieser Arbeit entwickelte Netzwerkmodell aus Abb. 2 zu validieren, wird ein vereinfachtes Computergehäuse gewählt. Dieser Aufbau wird sowohl simulativ durch kommerzielle Simulationssoftware, als auch messtechnisch mit dem Netzwerkmodell verglichen. Dazu soll zunächst die Transferimpedanz zwischen zwei Monopolantennen im Frequenzbereich verglichen werden. Basierend auf diesen Ergebnissen erfolgt der Vergleich im Zeitbereich.

#### 3.1 Frequenzbereich

Die in Abbildung 3 dargestellte Anordnung besteht aus einem Metallgehäuse mit den Abmessungen  $l_x = 400$  mm,  $l_y = 500$  mm und  $l_z = 300$  mm. Diese Nachbildung eines einfachen Computergehäuses enthält einen komplexen Innenaufbau, bestehend aus Mainboard, Kühlkörper, Netzteil und RAM (Random-Access Memory). Alle Innenaufbauten und die Wände bestehen aus Kupfer mit einer Leitfähigkeit  $\kappa = 5,8 \times 10^7$  S m<sup>-1</sup> und sind als eine leitfähig verbundene Oberfläche ausgeführt. Die jeweiligen Abmaße und Höhen sind in Abbildung 4 eingetragen. Als zusätzliches Verlustelement wurde eine kommerzielle Dämpfungsfolie [7] an der Wand befestigt.

Die Anordnung wird durch zwei Monopolantennen an den Positionen  $(x_1 = 300$  mm,  $y_1 = 200$  mm, 30 mm) und  $(x_2 = 125$  mm,  $y_2 = 325$  mm, 30 mm) mit der Länge  $L = 25$  mm und dem

Radius  $r = 0,5 \text{ mm}$  angeregt. Sie sind als Kupferdrahnte ausgeführt, als Verlängerung des Innenleiters eines Buchse-Buchse-SMA-Adapters (siehe Abb. 5). Der Teil des Adapters im Inneren des Gehäuses muss bei der Simulation bzw. bei der Berechnung der Eigenmoden für das Netzwerkmodell berücksichtigt werden. Für die Messung kann der Einfluss des Adapters durch Kalibrierung eliminiert werden. Der Messaufbau ist in Abbildung 5 dargestellt. Die Messung wurde mit einem Netzwerkanalysator (R&S ZVA 40) durchgeführt. Um die Netzwerkelemente in (27) zu Berechnen, müssen zunächst die Eigenmoden und die Resonanzfrequenzen des Hohlraums berechnet werden. Da keine analytische Lösung existiert, werden die  $\mathbf{E}_n$ -Moden mithilfe eines auf der Finite-Elemente-Methode (FEM) basierenden Eigenmode-Solvers berechnet [8]. Die Anzahl der benötigten Moden ist durch (20) vorgegeben. Für dieses Beispiel werden mindestens  $N = 17$  Moden benötigt, um die Transferimpedanz bis zu einer maximalen Frequenz  $f_{\text{max}} = 1 \text{ GHz}$  zu berechnen.



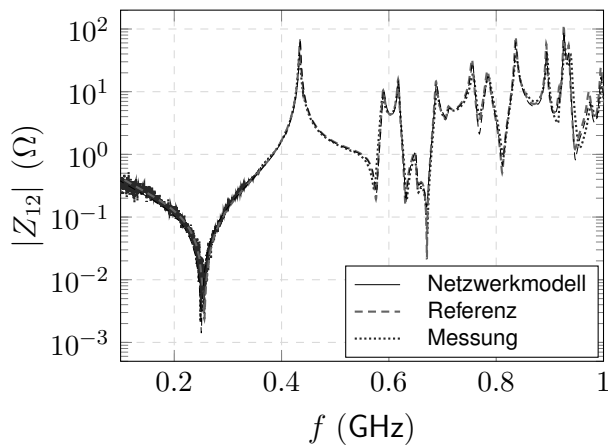
**Bild 5:** Messaufbau zu dem Modell des vereinfachten Computergehauses (Bild 3) und die anregenden Elemente mit Adapter

Sind die normierten Eigenmoden bekannt, können die Koppelfaktoren  $\nu$  für Stromelemente mit beliebiger Position und Form im Rahmen der oben genannten Einschränkungen berechnet werden. Die quasistatische Induktivität (25) und die statische Kapazität (24) werden numerisch berechnet. Dazu wird eine kommerzielle Simulationssoftware [8] verwendet, die auf der FEM basiert. Für die Koppelkapazität wurde der Wert  $C_{12} = 3,86 \text{ nF}$  berechnet und für die quasistatische Induktivität der Wert  $L_{12} = 54,6 \text{ pH}$ . Die Berechnung der Güten erfolgt mithilfe der Leitfähigkeit  $\kappa$  für die Wandverluste und mit den im Datenblatt [7] angegebenen Werten für den magnetischen Absorber.

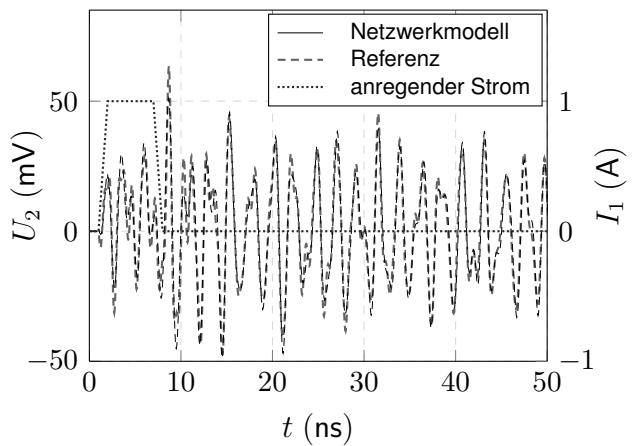
Abbildung 6 zeigt die Transferimpedanz zwischen den Ports 1 und 2. Hierbei wird das in dieser Arbeit vorgestellte Netzwerkmodell (27) mit der Simulation mittels [8] und der Messung an einem realen Messaufbau verglichen. Der Einfluss der Absorberfolie ist insbesondere an den Amplituden der Resonanzen zu erkennen. Alle drei Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung, womit das Netzwerkmodell sehr gut validiert wird.

### 3.2 Zeitbereich

Für die Analyse der elektromagnetischen Interferenz im Zeitbereich wird an Port 1 ein trapezförmiger Zeitverlauf für den Strom mit der Amplitude  $I_1 = 1 \text{ A}$  und einer Anstiegs- und Abfallzeit von  $t_A = 1 \text{ ns}$  und Haltezeit  $t_H = 5 \text{ ns}$  geschaltet und die eingekoppelte Spannung an Port 2 betrachtet. Abbildung 7 zeigt die zeitlichen Verläufe des anregenden Stromes und der eingekoppelten Spannung, die mithilfe des Netzwerkmodells und aus der Frequenzantwort der Simulationssoftware [8] berechnet wurden im Vergleich. Da die Simulationssoftware keine plausiblen Ergebnisse im Zeitbereich liefert, wurden die Frequenzantwort verwendet, um mithilfe eines Vektor-Fitting-Algorithmus [11] und den sich daraus ergebenden Pol- und Nullstellen ein Ersatzschaltbild nach [12] zu erstellen. Dieses Ersatzschaltbild basiert nicht auf den physikalischen Zusammenhängen und muss daher im Gegensatz zu unserem Netzwerkmodell 2 nicht zwangsläufig stabil sein im Zeitbereich. Im Vergleich mit der Referenz zeigt das Netzwerkmodell auch im Zeitbereich eine sehr gute Übereinstimmung.



**Bild 6:** Transferimpedanz zwischen Port 1 und 2 (Bild. 3)



**Bild 7:** Einkoppelte Spannung im Zeitbereich an Port 2, verursacht durch den geschalteten Strom  $I_1 = 1$  A an Port 1

## 4 Zusammenfassung

Ein neues Foster-Ersatzschaltbild zur Analyse der elektromagnetischen Interferenz in geschlossenen Hohlräumen beliebiger Geometrie wurde vorgestellt und validiert. Es wurde gezeigt, dass dieses Netzwerkmodell sehr gute Ergebnisse im Frequenz- und Zeitbereich liefert. Da dieser Ansatz direkt auf den physikalischen Zusammenhängen basiert, ist garantiert dass das Modell passiv und somit stabil im Zeitbereich ist. Verluste in den leitfähigen Wänden und Absorbermaterialien wurden durch zusätzliche modale Widerstände berücksichtigt. Das typischerweise langsame Konvergenzverhalten wurde verbessert, indem quasistatische Induktivitäten und statische Kapazitäten aus dem Ausdruck extrahiert wurden. Das resultierende Mehrtorersatzschaltbild kann mit beliebigen nichtlinearen Abschlüssen direkt in kommerzieller Schaltungssimulationssoftware implementiert werden.

## Literatur

- [1] VOGT, Alexander ; BRÜNS, Heinz-D ; WU, Qi ; GRONWALD, Frank ; SCHUSTER, Christian: A measurement setup for quantification of electromagnetic interference in metallic casings. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 57 (2015), Nr. 6, S. 1354–1364
- [2] GRONWALD, Frank: Calculation of mutual antenna coupling within rectangular enclosures. In: *IEEE transactions on electromagnetic compatibility* 47 (2005), Nr. 4, S. 1021–1025
- [3] COLLIN, Robert E.: *Foundations for microwave engineering*. John Wiley and Sons, 2001
- [4] VAN BLADEL, Jean G.: *Electromagnetic fields*. Bd. 19. John Wiley & Sons, 2007
- [5] HARRINGTON, Roger F.: *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. Wiley-IEEE Press, 2001
- [6] FOSTER, Ronald M.: A reactance theorem. In: *Bell Labs Technical Journal* 3 (1924), Nr. 2, S. 259–267
- [7] *Datenblatt: Kemet FLEX SUPPRESSOR EFX(003), 240x240mm*. [http://www.kemet.com/Lists/ProductCatalog/Attachments/359/KEM\\_FS8001\\_EF.pdf](http://www.kemet.com/Lists/ProductCatalog/Attachments/359/KEM_FS8001_EF.pdf), [06.12.2017]
- [8] *Computer Simulation Technology (CST)*. [www.cst.de](http://www.cst.de). Version: 2017
- [9] SCHELKUNOFF, S.A. ; FRIIS, H.T.: *Antennas: Theory and Practice*. Wiley, 1952 (Applied mathematics series)
- [10] BALANIS, C.A.: *Antenna Theory: Analysis and Design*. Wiley, 2015
- [11] GUSTAVSEN, Bjorn ; SEMLYEN, Adam: Rational approximation of frequency domain responses by vector fitting. In: *IEEE Trans. on power delivery* 14 (1999), Nr. 3, S. 1052–1061
- [12] ANTONINI, Giulio: SPICE equivalent circuits of frequency-domain responses. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 45 (2003), Nr. 3, S. 502–512