

Modales Netzwerkmodell für die Feldeinkopplung in Verbindungsstrukturen innerhalb von Metallgehäusen mit kleinen Öffnungen

M.Sc. Christoph Lange, OvG-Universität Magdeburg, DE

Bastian Lorenz und Prof. Dr.-Ing. M. Leone, OvG-Universität Magdeburg, DE

1 Einleitung

Schnell schaltende elektronische Baugruppen sind häufig in metallischen Gehäusen untergebracht, um diese von äußeren elektromagnetischen Einflüssen abzuschirmen. Ein vollständig geschlossenes Gehäuse ist aus praktischen Gründen nicht realisierbar, da z.B. Öffnungen für Kabeldurchführungen oder Lüftungsgitter erforderlich sind. Dies stellt insbesondere dann ein Problem dar, wenn die Wellenlänge eines externen Feldes in der Größenordnung des Gehäuses liegt. Das durch die Öffnungen eingestrahelte Feld führt in diesem Fall zur Anregung von Hohlraumresonanzen. Um diese Störeinflüsse abzuschätzen, müssen zeitaufwändige Simulationen oder Messungen durchgeführt werden. Eine Analyse im Zeitbereich ist aufgrund der resonanten Struktur zusätzlich erschwert.

Für einfache Hohlraumgeometrien können analytische Ansätze basierend auf den Eigenfunktionen bzw. der dyadischen Green'schen Funktion verwendet werden. Für komplexere Problemstellungen sind numerische Methoden wie z.B. Finite-Elemente-Methode geeignet. Aus der Frequenzbereichsanalyse können Systemmodelle abgeleitet werden, die eine Zeitbereichsanalyse mit beliebigen Portabschlüssen ermöglicht. Diese abgeleiteten Systemmodelle, z.B. basierend auf der iterativen Vector-Fitting-Methode [9], sind nicht zwingend stabil im Zeitbereich und können zu unphysikalischen Lösungen führen.

Ein kürzlich veröffentlichtes Netzwerkmodell [12] ermöglicht die Analyse von komplexen Verbindungsstrukturen in geschlossenen Metallgehäusen beliebiger Form. Dieses Modell basiert auf den Eigenfunktionen des Systems, die numerisch berechnet werden. Mit einer geeigneten Portdefinition kann die Einkopplung in jeden Mode bestimmt werden, so dass das Systemverhalten durch eine Admittanzdarstellung beschrieben werden kann. Die typischerweise auftretende langsame Konvergenz wird durch die Extraktion des quasistatischen Induktivitäts- und Kapazitätsnetzwerks umgangen, so dass nur so viele Moden berechnet werden müssen, wie zur Analyse bei einer vorgegebenen maximalen Frequenz erforderlich sind. Um den Einfluss von verlustbehafteten Medien zu berücksichtigen, kann das Netzwerkmodell durch modale Widerstände ergänzt werden. Dadurch, dass das resultierende Netzwerkmodell direkt aus den physikalischen Zusammenhängen abgeleitet wird, garantiert es die Stabilität von Zeitbereichsantworten.

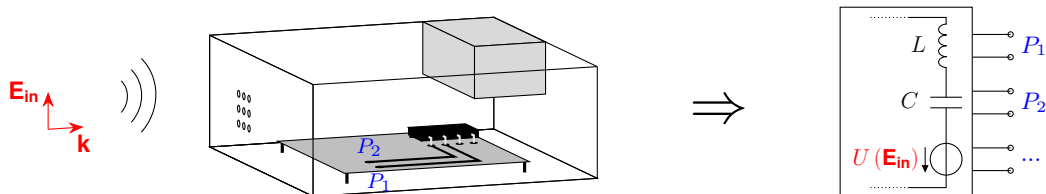


Bild 1: Modellierung des eingestrahelten Feldes als Quelle in einem modalen Netzwerkmodell der Verbindungsstruktur innerhalb des Metallgehäuses

In diesem Beitrag wird das bereits vorgestellte Modell für geschlossene Gehäuse erweitert, um die Anregung durch externe elektromagnetische Felder berücksichtigen zu können (Abb. 1). Hierbei werden zunächst elektrisch kleine Öffnungen betrachtet. Die Feldverteilung in einer solchen Öffnung kann sehr einfach durch äquivalente Quellen berechnet werden. Außerdem ist der Einfluss

der Öffnungen auf die Feldverteilung in dem Gehäuse so gering, dass weiterhin die ungestörten Eigenfunktionen angesetzt werden können. Im folgenden Abschnitt werden zunächst die benötigten äquivalenten Quellen berechnet und anschließend die Integration in das Netzwerkmodell gezeigt. Abschließend wird das erweiterte Modell anhand eines komplexen Beispiels validiert, wobei eine Analyse sowohl im Frequenzbereich als auch im Zeitbereich mit nichtlinearen Lasten erfolgt.

2 Modellierung von elektrisch kleinen Öffnungen

Um die Anregung des Gehäuses durch externe Felder zu berücksichtigen, werden äquivalente Quellen für elektrisch kleine Öffnungen verwendet, die auf der Arbeit von Bethe basieren [5]. Betrachtet man eine Öffnung in einem unendlich ausgedehnten Schirm und nimmt an, dass die maximale geometrische Abmessung l_{ap} so gewählt ist, dass $k l_{\text{ap}} \ll 1$ mit der Wellenzahl $k = \omega \sqrt{\mu \epsilon}$ gilt, kann die Feldverteilung im Zentrum der Öffnung als näherungsweise konstant angenommen werden [6]. Die vom äußeren elektromagnetischen Feld ($\mathbf{E}_{\text{in}}, \mathbf{H}_{\text{in}}$) durch die Öffnung zugeführte Scheinleistung ist [4]:

$$S_{\text{in}} = \frac{1}{2} \int_{A_{\text{ap}}} \mathbf{M}_e \cdot \mathbf{H}^* dA. \quad (1)$$

Hierbei bezeichnet $\mathbf{M}_e = -\mathbf{n} \times \mathbf{E}_{\text{in}}$ die äquivalente magnetische Oberflächenstromdichte. Wählt man das Koordinatensystem so, dass die Öffnung in der x - y -Ebene liegt mit dem Ursprung in der Mitte der Öffnung, kann das magnetische Feld in (20) durch eine Taylorreihe um den Ursprung approximiert werden [7]:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}|_{\mathbf{r}=\mathbf{0}} + x \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{H}|_{\mathbf{r}=\mathbf{0}} + y \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{H}|_{\mathbf{r}=\mathbf{0}} + \dots \approx \mathbf{H}_0 + (\nabla_A \mathbf{H}|_{\mathbf{r}=\mathbf{0}}) \cdot \mathbf{r}. \quad (2)$$

Eingesetzt in (1) resultieren die ersten beiden Terme:

$$S_{\text{in}} \approx \frac{1}{2} \int_{A_{\text{ap}}} \mathbf{M}_e \cdot \mathbf{H}_0^* dA + \frac{1}{2} \int_{A_{\text{ap}}} \mathbf{M}_e \cdot (\nabla_A \mathbf{H}^*|_{\mathbf{r}=\mathbf{0}}) \cdot \mathbf{r} dA. \quad (3)$$

Aus dem linken Integral kann die als konstant angenommene magnetische Feldstärke \mathbf{H}_0 herausgezogen werden, so dass diesem Integral ein Dipol \mathbf{m} zugeordnet werden kann. Aus dem rechten Integral in (3) kann ein Beitrag extrahiert werden, der proportional zur Normalkomponente der elektrischen Feldstärke ist. Diese wird ebenfalls als konstant angenommen, wodurch das verbliebene Integral als elektrischer Dipol \mathbf{p} interpretiert werden kann [7]. Man erhält die ersten beiden Terme der Multipolentwicklung:

$$S_{\text{in}} \approx \frac{1}{2} j \omega \mu \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_0^* - \frac{1}{2} j \omega \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_0^* + \dots \quad (4)$$

Die Dipolmomente können für einfache Geometrien aus einer statischen Betrachtung gewonnen werden [11]:

$$\mathbf{m} = \underline{\alpha}_m \mathbf{H}_{\text{ap}} \quad \text{und} \quad \mathbf{p} = -\epsilon \alpha_e \mathbf{n} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_{\text{ap}}). \quad (5)$$

Sie sind proportional zum tangentialen magnetischen Feld H_{ap} und normalen elektrischen Feld E_{ap} , welche an der Position der Öffnung resultieren, wenn diese geschlossen wird. Die Faktoren α bezeichnen die Polarisierbarkeiten der Öffnung, die nur von der geometrischen Form abhängen. Diese können für einfache Geometrien analytisch bestimmt werden. Für eine kreisförmige Öffnung mit Radius r resultieren die Werte $\alpha_e = \frac{2}{3} r^3$ und $\alpha_{m,xx} = \alpha_{m,yy} = \frac{4}{3} r^3$ [16]. Die Dipolmomente im Mittelpunkt der Öffnung \mathbf{r}_0 können als punktförmige elektrische und magnetische Stromdichte \mathbf{J}_{ap} und \mathbf{M}_{ap} aufgefasst werden [15]:

$$\mathbf{J}_{\text{ap}} = 2 j \omega \mathbf{p} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad \text{und} \quad \mathbf{M}_{\text{ap}} = 2 j \omega \mu \mathbf{m} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (6)$$

Der Faktor 2 resultiert aus der Anwendung des Spiegelungsprinzips, da die Quellen (5) an der Position der Öffnung im geschlossenen Schirm eingepreßt werden [4].

3 Modales Netzwerkmodell des Hohlraums

Die Anregung durch die Verbindungsstrukturen innerhalb des Gehäuses wird wie in [12] gezeigt mithilfe der Admittanzmatrix modelliert. Dazu werden koaxiale oder Delta-Gap-Ports mit der Portfläche A_{port} definiert, auf der die äquivalente magnetische Stromdichte $\mathbf{M}_{e,i}$ eingepreßt ist. Betrachtet man eine beliebige Anzahl an Ports, lautet die aus einer Leistungsbetrachtung resultierende Admittanz zwischen den Ports i und j [12]:

$$Y_{ij} = \frac{1}{U_i^* U_j} \int_{A_i} \mathbf{M}_{e,i}^* \cdot \mathbf{H}_j \, dA. \quad (7)$$

Das von der Anregung an Port j verursachte magnetische Feld \mathbf{H}_j wird als Summe der verlustlosen magnetischen Eigenfunktionen dargestellt:

$$\mathbf{H}_j \approx \sum_{n=1}^N h_n \mathbf{H}_n + \sum_{n=1}^{N_0} g_n \mathbf{G}_n. \quad (8)$$

Diese ergeben sich aus der Lösung von

$$\begin{cases} \nabla \times \nabla \times \mathbf{H}_n - k_n^2 \mathbf{H}_n = \mathbf{0} & \text{in } V \\ \mathbf{n} \cdot \mathbf{H}_n = 0 & \text{auf } \partial V. \end{cases} \quad (9)$$

Die Eigenfunktionen werden numerisch bestimmt, wobei für N Basisfunktionen insgesamt N Lösungen \mathbf{H}_n mit dem Eigenwert $k_n^2 \neq 0$ existieren. Zusätzlich ergeben sich N_0 Lösungen \mathbf{G}_n mit dem Eigenwert 0. Die Koeffizienten h_n, g_n sind proportional zu den Quelltermen an Port j und können aufgrund des Superpositionsprinzips durch den Beitrag der Öffnung (6) erweitert werden [7]:

$$h_n = -\frac{j\omega\varepsilon}{(k_n^2 - k^2) K_n^H} \left[-\int_{A_j} \mathbf{M}_{e,j} \cdot \mathbf{H}_n \, dA + \int_V \mathbf{M}_{\text{ap}} \cdot \mathbf{H}_n \, dV - \frac{k_n}{j\omega\varepsilon} \int_V \mathbf{J}_{\text{ap}} \cdot \mathbf{E}_n \, dV \right] \quad (10)$$

$$g_n = -\frac{1}{j\omega\mu K_n^G} \left[-\int_{A_j} \mathbf{M}_{e,j} \cdot \mathbf{G}_n \, dA + \int_V \mathbf{M}_{\text{ap}} \cdot \mathbf{G}_n \, dV \right], \quad (11)$$

mit den elektrischen Eigenfunktionen $\mathbf{E}_n = \frac{1}{k_n} \nabla \times \mathbf{H}_n$. Alle Eigenfunktionen sind normiert auf den Faktor K_n^H , bzw. K_n^G . Das aus [12] resultierende vollständige Systemmodell mit der Admittanzmatrix nach (7) kann nun verwendet werden, um den Kurzschlussstrom an Port i zu berechnen:

$$I_i = Y_{ij} U_j \approx j\omega\varepsilon \sum_{n=1}^N \frac{\nu_{n,i}^H (\nu_{n,j}^H U_j + U_n^H + U_n^E)}{(k_n^2 - k^2) K_n^H} + \frac{1}{j\omega\mu} \sum_{n=1}^{N_0} \frac{\nu_{n,i}^G (\nu_{n,j}^G U_j + U_n^G)}{K_n^G}. \quad (12)$$

Dabei werden die Integrale zu einheitenlosen Koppelfaktoren ν für jeden Port zusammengefasst

$$\nu_{n,i}^H = \frac{1}{U_i^*} \int_{A_i} \mathbf{M}_{e,i}^* \cdot \mathbf{H}_n \, dA \quad \text{und} \quad \nu_{n,i}^G = \frac{1}{U_i^*} \int_{A_i} \mathbf{M}_{e,i}^* \cdot \mathbf{G}_n \, dA. \quad (13)$$

Zusätzlich werden modale Spannungsquellen eingeführt, die sich aus den äquivalenten Quellen in der Öffnung ergeben:

$$U_n = U_n^H + U_n^E = -\int_V \mathbf{M}_{\text{ap}} \cdot \mathbf{H}_n \, dV + \frac{k_n}{j\omega\varepsilon} \int_V \mathbf{J}_{\text{ap}} \cdot \mathbf{E}_n \, dV \quad \text{und} \quad U_n^G = -\int_V \mathbf{M}_{\text{ap}} \cdot \mathbf{G}_n \, dV. \quad (14)$$

Diese sind im allgemeinen frequenzabhängig und werden an den Resonanzfrequenzen $\omega = \omega_n$ ausgewertet.

3.1 Verlustbehaftete Materialien

Um den Einfluss von verschiedenen Materialien zu berücksichtigen, werden wie in [12] gezeigt komplex Materialparameter eingeführt:

$$\tilde{\mu} = \mu \left(1 - \frac{j}{Q_V} - \frac{j}{Q_M} \right) \quad \text{und} \quad \tilde{\varepsilon} = \varepsilon \left(1 - \frac{j}{Q_D} \right). \quad (15)$$

Dabei sind die Güten den Verlustmechanismen zugeordnet: Wandverluste (Q_V), magnetische Verluste (Q_M) und dielektrische Verluste (Q_D). Die Materialien werden über die Leitfähigkeit κ , bzw. Real- und Imaginärteil der Permittivität und Permeabilität ε' , ε'' , bzw. μ' und μ'' definiert. Die modalen Güten werden definiert als:

$$Q_{V,n} = \frac{2}{\delta} \frac{\int_V |\mathbf{H}_n|^2 dV}{\int_{\partial A} |\mathbf{H}_{n,\tan}|^2 dA} \quad Q_{M,n} = \frac{\mu'}{\mu''} \frac{\int_V |\mathbf{H}_n|^2 dV}{\int_{V_M} |\mathbf{H}_n|^2 dV} \quad Q_{D,n} = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon''} \frac{\int_V |\mathbf{E}_n|^2 dV}{\int_{V_D} |\mathbf{E}_n|^2 dV} \quad (16)$$

mit der Skintiefe δ [13]. Das vorgestellte Modell basiert auf den verlustlosen Eigenfunktionen, so dass das nachträgliche Hinzufügen von Verlusten nur zu hinreichend guten Ergebnissen führt, wenn die Verluste nicht allzu groß sind [10].

3.2 Modale Netzwerkelemente

Die erste Summe in (12) wird reduziert auf die Anzahl der resonanten Moden N_R , die sich für eine vorgegebene maximale Frequenz $f_{\max} < \frac{K_{NR} c_0}{2\pi}$ ergeben:

$$\sum_{n=1}^{N_R} \frac{\nu_{n,i}^H \left(\nu_{n,j}^H U_j + U_n^H + U_n^E \right)}{j\omega C_n + G_n + j\omega L_n + R_n}. \quad (17)$$

Hierbei werden die modalen Netzwerkelemente eingeführt:

$$\begin{aligned} L_n &= \mu K_n^H & C_n &= \frac{\varepsilon}{k_n^2 K_n^H} \\ R_n &= \omega L_n \left(\frac{1}{Q_V} + \frac{1}{Q_M} \right) \Big|_{\omega=\omega_n} & G_n &= \frac{\omega C_n}{Q_D} \Big|_{\omega=\omega_n}. \end{aligned} \quad (18)$$

Wie in [12] gezeigt, sind die dominierenden ohmschen Netzwerkelemente die modalen Widerstände und Leitwerte. Alle weiteren Beiträge können aufgrund der hohen Güte gegenüber den reaktiven Beiträgen vernachlässigt werden.

3.3 Quasistatisches Beschleunigungsnetzwerk

Die restlichen $N - N_R$ Terme der ersten Summe in (12) können aufgrund von $k_n^2 - k^2 \approx k_n^2$ zusammengefasst werden:

$$j\omega \varepsilon \sum_{n=N_R+1}^N \frac{\nu_{n,i}^H \left(\nu_{n,j}^H U_j + U_n^H + U_n^E \right)}{k_n^2 K_n^H} = j\omega \tilde{C}_{ij} U_j + j\omega \sum_{n=N_R+1}^N \nu_{n,i}^H C_n \left(U_n^H + U_n^E \right). \quad (19)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von (19) ist die in [12] eingeführte reduzierte quasistatische Kapazität \tilde{C}_{ij} , die sich aus der quasistatischen Kapazität C_{ij} minus dem bereits in der Modalsum-

me (17) enthaltenen Beitrag ergibt:

$$\tilde{C}_{ij} = \sum_{n=N_R+1}^N \nu_{n,i}^H \nu_{n,j}^H C_n = C_{ij} - \sum_{n=1}^{N_R} \nu_{n,i}^H \nu_{n,j}^H C_n. \quad (20)$$

Die zweite Summe in (12) wird ebenfalls zusammengefasst:

$$\frac{1}{j\omega\mu} \sum_{n=1}^{N_0} \frac{\nu_{n,i}^G (\nu_{n,j}^G U_j + U_n^G)}{K_n^G} = \frac{U_j}{j\omega L_{ij}} + \frac{1}{j\omega} \sum_{n=1}^{N_0} \frac{\nu_{n,i}^G}{L_n} U_n^G \quad (21)$$

mit der quasistatischen Induktivität [12]

$$L_{ij} = \frac{\mu}{\sum_{n=1}^{N_0} \frac{\nu_{n,i}^G \nu_{n,j}^G}{K_n^G}}. \quad (22)$$

Alle Beiträge der modalen Spannungsquellen in (19) und (21) werden zusammengefasst zu einer Stromquelle für jeden Port:

$$I_{0,i} = j\omega \sum_{n=N_R+1}^N \nu_{n,i}^H C_n (U_n^H + U_n^E) + \frac{1}{j\omega} \sum_{n=1}^{N_0} \frac{\nu_{n,i}^G}{L_n} U_n^G. \quad (23)$$

Da zur Berechnung der quasistatischen Koppellemente C_{ij} , L_{ij} und der Stromquelle (23) die Auswertung von allen Eigenfunktionen erforderlich ist, ist es für komplexe Anwendungsbeispiele sinnvoller diese mithilfe einer quasistatischen Betrachtung zu bestimmen. Die Bestimmung von C_{ij} und L_{ij} wird über die Berechnung der elektrischen und magnetischen Energie durchgeführt [12]. Für eine niedrige Frequenz, die deutlich geringer als die erste Resonanzfrequenz ist, ergibt sich der Portstrom aus

$$I_{0,i} = \left(j\omega \tilde{C}_{0,i}^H + \frac{1}{j\omega L_{0,i}^G} \right) U^H + j\omega \tilde{C}_{0,i}^E U^E. \quad (24)$$

Die Kapazitäten sind äquivalent zu (20) reduzierte quasistatische Kapazitäten. Das Gehäuse wird nun angeregt durch eingeprägte äquivalente Feldverteilungen, die aus den Quellen (6) resultieren mit den Amplituden:

$$U^H = \frac{2j\omega\mu}{l_{ap}} \underline{\alpha}_m \mathbf{H}_{ap} \cdot \mathbf{e}_t \quad \text{und} \quad U^E = \frac{2}{A_{ap}} \alpha_e \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_{ap}. \quad (25)$$

Die resultierende elektrische und magnetische Energie können verwendet werden, um die unbekannten Größen in (24) zu berechnen:

$$C_{0,i}^H = \frac{1}{U^H U_i^* \omega^2 \epsilon} \int_V \nabla \times \mathbf{H}_H \cdot \nabla \times \mathbf{H}_i^* dV \quad \text{und} \quad L_{0,i}^G = \frac{U^H U_i^*}{\omega^2 \mu \int_V \mathbf{H}_H \cdot \mathbf{H}_i^* dV}. \quad (26)$$

Hierbei ist das magnetische Feld \mathbf{H}_i das von der Portspannung U_i verursachte Feld. Die Berechnung von $C_{0,i}^E$ erfolgt äquivalent. Der Kurzschlussstrom in Port i kann nun dargestellt werden durch:

$$I_i \approx \sum_{n=1}^{N_R} \frac{\nu_{n,i}^H (\nu_{n,j}^H U_j + U_n)}{j\omega C_n + G_n} + \left(j\omega \tilde{C}_{ij} + \frac{1}{j\omega L_{ij}} \right) U_j + I_{0,i}. \quad (27)$$

Aus diesem Ausdruck kann das in Abbildung 2 dargestellte Netzwerkmodell aufgestellt werden. Hierbei wurden die Kopplungen durch C_{ij} und L_{ij} zu einer Stromquelle zusammengefasst [12]:

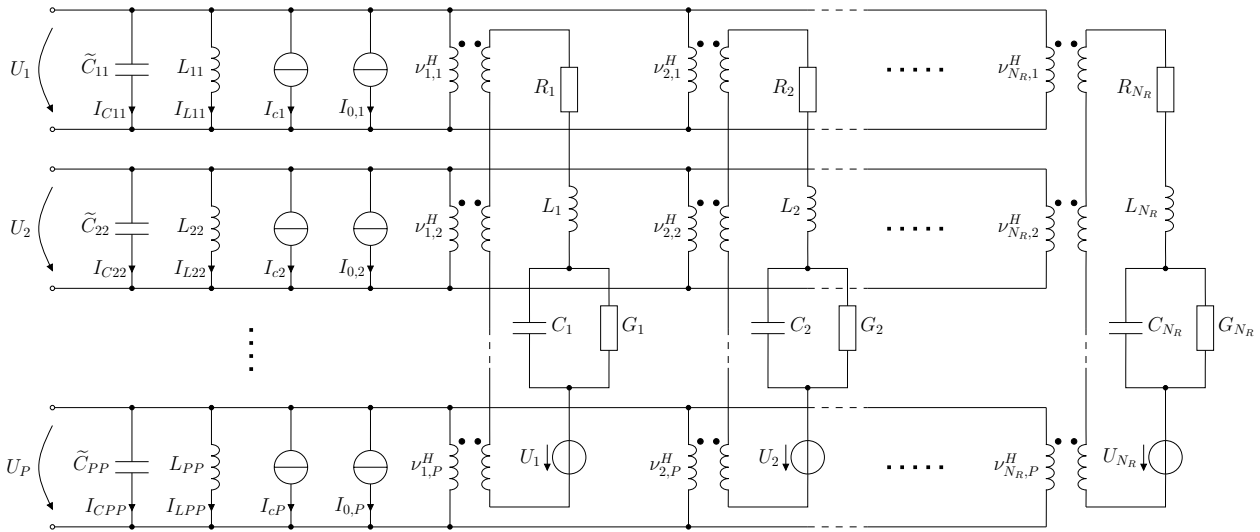


Bild 2: Vollständiges Ersatzschaltbild für P Ports, N_R Moden und einem quasistatischen Verbindungsnetzwerk mit zusätzlichen Quellen U_1, \dots, U_{N_R} für die Einkopplung von externen Feldern

$$I_{ci} = \sum_{m=1, m \neq i}^P \left(\frac{C_{mi}}{C_{mm}} I_{C_{mm}} + \frac{L_{mm}}{L_{mi}} I_{L_{mm}} \right). \quad (28)$$

Dieses Netzwerkmodell kann in Netzwerksimulatoren wie z.B. SPICE [3] implementiert werden und ermöglicht die Berechnung des Systemverhaltens im Frequenz- und Zeitbereich mit linearen / nichtlinearen und aktiven / passiven Lasten.

4 Validierung anhand eines komplexen Beispiels

Mit einem praxisnahen Beispiel soll die Anwendbarkeit des Modells demonstriert und die Ergebnisse mit Lösungen kommerzieller Software validiert werden. Dazu wird ein vereinfachtes Computergehäuse mit komplexem Innenaufbau gewählt (Abb. 3). Die Abmessungen sind in Abb. 4

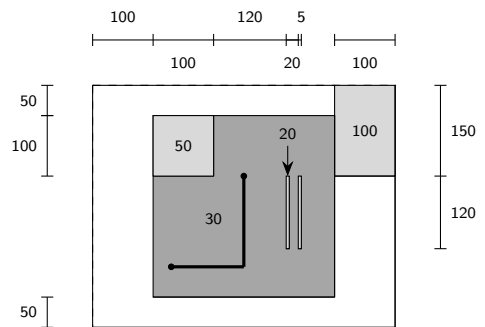
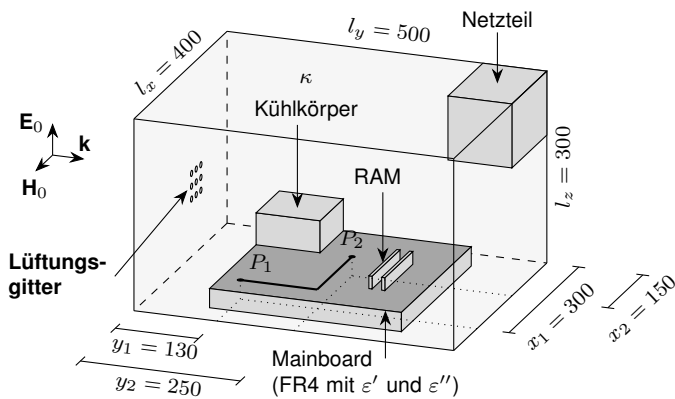


Bild 3: Vereinfachtes Computergehäuse mit komplexem Innenaufbau, Lüftungsgitter und Leitung

Bild 4: Abmessungen des Aufbaus in mm

zusammengefasst. In der x - z -Ebene befindet sich ein 3×3 Lochgitter mit Lochradius $r = 2,5$ mm und Abstand $\Delta x = \Delta z = 15$ mm, mit der ersten Öffnung bei $x = z = 120$ mm. Das Mainboard wird durch eine 1,5 mm dicke FR4-Platte mit Materialparametern $\epsilon' = 4,3$ und $\epsilon'' = 0,065$ (bei 0,5 GHz) repräsentiert. Darauf befindet sich eine Mikrostreifenleitung von Port P_1 nach P_2 mit der Breite 3 mm aus Kupfer ($\kappa = 5,8 \times 10^7 \frac{S}{m}$). Die Ports sind als Koaxialports mit Innenradius 1 mm und Außenradius 3 mm ausgeführt. Die restlichen Innenaufbauten bestehen aus Aluminium ($\kappa = 3,6 \times 10^7 \frac{S}{m}$).

Die Anregung erfolgt durch eine senkrecht polarisierte ebene Welle mit Ausbreitungsrichtung in y -Richtung und Amplitude E_0 (Abb. 3).

Um die Netzwerkelemente für (27) zu bestimmen, sind für eine maximale Frequenz $f_{\max} = 1$ GHz $N_R = 22$ Moden zu berechnen. Das quasistatische Koppelnetzwerk wird nach (26) bzw. dem in [12] gezeigten Ansatz aufgestellt. Abb. 5 zeigt den Betragsfrequenzgang des Kurzschlussstromes I_1 an Port 1 bei Anregung mit einer Feldamplitude von $E_0 = 1 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$ im Vergleich zum Ergebnis einer Vollwellensimulation [1]. Abb. 6 zeigt die entsprechenden Ergebnisse für die Transferadmittanz Y_{12}

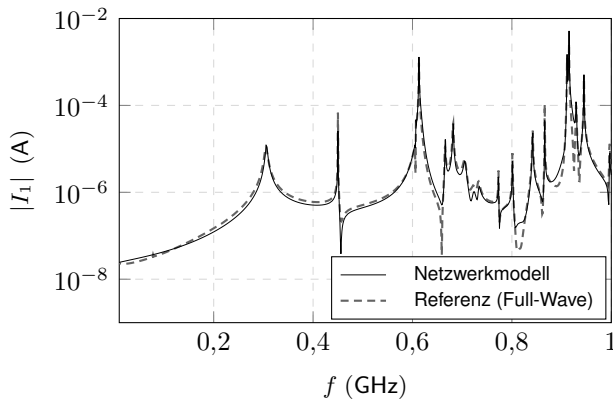


Bild 5: Kurzschlussstrom in Port 1

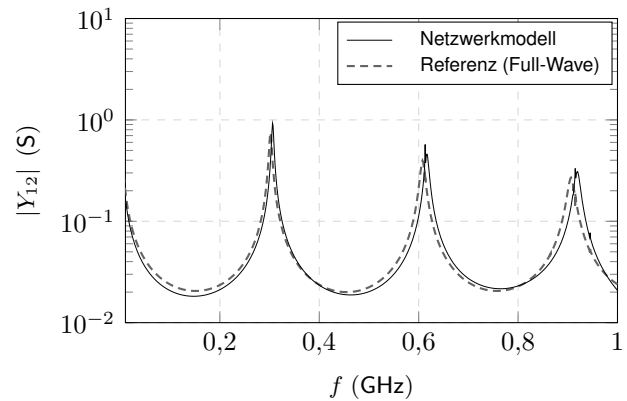


Bild 6: Transferadmittanz zwischen Port 1 und 2

zwischen Port 1 und 2. In beiden Fällen liefert das Netzwerkmodell gute Ergebnisse. Aufgrund der erforderlichen Vernetzung des Außenraums benötigt die Referenzsimulation auf dem selben Rechner etwa doppelt so viel Zeit wie die Berechnung der Eigenfunktionen und quasistatischen Elemente.

Mithilfe des Netzwerkmodells können direkt Analysen im Zeitbereich mit beliebigen Portabschlüssen durchgeführt werden. Als Beispiel dazu wird die Leitung an Port 2 zunächst mit dem Leitungswiderstand abgeschlossen und ein Taktsignal U_{clock} an Port 1 eingespeist. Es wird ein Rechteckpuls mit $t_{\text{rise}} = t_{\text{fall}} = 3$ ns, $t_{\text{hold}} = 22$ ns, $t_{\text{total}} = 50$ ns und Amplitude 5 V gewählt. Als externe Feldanregung dient ein Gaußpuls mit mittlerer Breite 1 ns und Amplitude $E_0 = 500 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$, der als Modell für eine elektrostatische Entladung angenommen werden kann [14]. Der Gaußpuls ist so gewählt, dass dessen Maximum bei $t = 70$ ns die Öffnungen erreicht. Die Spannung an Port 2 ist zusammen mit U_{clock} in Abb. 7 dargestellt.

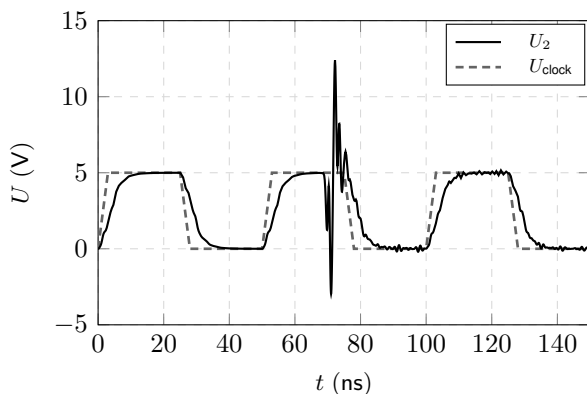


Bild 7: Taktsignal an P_1 und Ausgangsspannung an P_2 mit angepasstem Leitungsabschluss

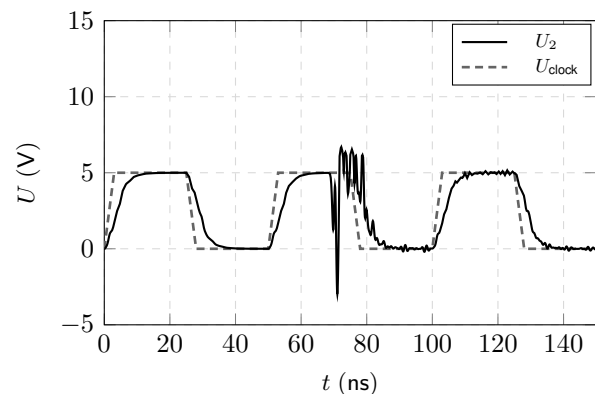


Bild 8: Taktsignal an P_1 und Ausgangsspannung an P_2 mit Diodennetzwerk

Abb. 8 zeigt das Ergebnis mit zwei an Port 2 zusätzlich angeschlossenen, antiparallelen Zenerdioden [2], die als Überspannungsschutz dienen, angesichts der relativ hohen eingekoppelten Span-

nungsspitze von $\hat{U} \approx 13 \text{ V}$ (Abb. 7). Da eine entsprechende Full-Wave-Referenzsimulation nur mit sehr viel größerem Mehraufwand durchgeführt werden kann, wird auf die Validierung des Modells im Zeitbereich verzichtet.

Wie in [8] diskutiert, ist das in Abschnitt 2 vorgestellte Modell stark vereinfacht, da in der Öffnung sowohl die Feldverteilung des einfallenden Feldes als auch das in dem Gehäuse entstehende Feld berücksichtigt werden müssen. Ist die Öffnung klein genug oder sind die Güten des Gehäuses hinreichend gering, können diese zusätzlichen Beiträge vernachlässigt werden. Das angewendete Modell behält auch seine Gültigkeit, wenn mehrere Öffnungen nebeneinander positioniert werden, solange der Abstand zwischen den Öffnungen groß genug ist ($d > l_{\text{ap}}$ [6]). Der gewählte Ansatz bietet den Vorteil, dass in dem vorgestellten Netzwerkmodell die ungestörten Eigenfunktionen verwendet werden können. Da diese unabhängig von der Anregung sind, können die Öffnungen nachträglich an einer beliebigen Stelle eingefügt werden. Dies ist insbesondere dann von Vorteil, wenn die Position, Anzahl oder Form der Öffnungen im Zuge eines Optimierungsprozesses angepasst werden sollen.

5 Zusammenfassung

Ein zuvor vorgestelltes Netzwerkmodell zur Analyse von komplexen Verbindungsstrukturen in metallischen Gehäusen mit beliebiger Form wurde erweitert, um die Anregung durch eingestrahlte elektromagnetische Felder zu berücksichtigen. Basierend auf einem einfachen Kopplungsmodell für elektrisch kleine Öffnungen wurden äquivalente Quellen definiert, welche als modale Spannungsquellen dem Netzwerkmodell hinzugefügt werden können. Der aus der Konvergenzbeschleunigung resultierende quasistatische Anteil wurde in Stromquellen zusammengefasst. Anhand eines komplexen, realitätsnahen Beispiels wurde die Anwendbarkeit des vorgestellten Modells demonstriert und im Vergleich mit den Ergebnissen einer kommerziellen Simulationssoftware validiert. Insbesondere für transiente Simulationen mit nichtlinearen Schaltelementen weist die vorgestellte modale Netzwerksynthese ihre großen praktischen Vorteile gegenüber einem konventionellen Simulationsansatz auf.

Literaturangaben

- [1] *Computer Simulation Technology (CST)*. www.cst.de
- [2] *Datasheet: ON Semiconductor ESD7551 ESD Protection Diode*. <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/ESD7551-D.pdf>
- [3] *LTSpice XVII*. [Online]. Available: www.analog.com, Dez. 2021.
- [4] BALANIS, Constantine A.: *Advanced engineering electromagnetics*. John Wiley & Sons, 2012
- [5] BETHE, Hans A.: Theory of diffraction by small holes. In: *Physical review* 66 (1944), Nr. 7-8, S. 163
- [6] CELOZZI, Salvatore ; ARANEO, Rodolfo ; LOVAT, Giampiero: *Electromagnetic shielding*. Bd. 192. John Wiley & Sons, 2008
- [7] COLLIN, Robert E.: *Field theory of guided waves*. Bd. 5. John Wiley & Sons, 1990
- [8] COLLIN, Robert E.: *Foundations for microwave engineering*. John Wiley & Sons, 2007
- [9] GUSTAVSEN, Bjorn ; SEMLYEN, Adam: Rational approximation of frequency domain responses by vector fitting. In: *IEEE Transactions on power delivery* 14 (1999), Nr. 3, S. 1052–1061
- [10] HARRINGTON, Roger F. ; ANTENNAS ; SOCIETY, Propagation ; THEORY, Microwave ; SOCIETY, Techniques: *Time-harmonic electromagnetic fields*. Bd. 224. McGraw-Hill New York, 1961
- [11] JACKSON, John D.: *Classical electrodynamics*. 1999
- [12] LANGE, Christoph ; LEONE, Marco: Broadband circuit model for emi analysis of complex interconnection networks in metallic enclosures of arbitrary shape. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 63 (2020), Nr. 2, S. 474–483
- [13] LEONE, Marco: *Theoretische Elektrotechnik*. Springer, 2020
- [14] OTT, Henry W.: *Electromagnetic compatibility engineering*. John Wiley & Sons, 2011
- [15] POZAR, David M.: *Microwave engineering*. John Wiley & Sons, 2011
- [16] TESCHE, Frederick M. ; IANOZ, Michel ; KARLSSON, Torbjörn: *EMC analysis methods and computational models*. John Wiley & Sons, 1996