

MoM-basierte Ersatzschaltbilddarstellung für strahlende, verlustbehaftete Drahtverbindungsstrukturen

M.Sc. Christian Bednarz, Prof. Dr.-Ing. Marco Leone
Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg - Lehrstuhl Theoretische Elektrotechnik

1 Einleitung

Kürzlich wurde ein vielseitiges Foster-Ersatzschaltbildmodell für beliebige Drahtnetzwerke mit moderaten Strahlungsverlusten vorgestellt [1]. Unter Annahme perfekter elektrischer Leiter wurden Ohm'sche Verluste vernachlässigt. In dieser Arbeit wird darauf aufbauend die Erweiterung des Modells um die frequenzabhängigen Ohm'schen Verluste (Skinneffekt) in Drahtstrukturen vorgestellt.

Das auf der Momentenmethode (MoM) basierende Foster-Ersatzschaltbildmodell berücksichtigt zudem die Einkopplung externer Felder. Die Resonanzfrequenzen des Systems werden durch einmaliges Lösen eines quasistatischen Eigenwertproblems exakt ermittelt. Sobald das Ersatzschaltbildmodell aufgestellt ist, können die Positionen von Quellen und Impedanzen verschoben und deren Anzahl nach Belieben verändert werden, ohne neue Berechnungen durchführen zu müssen.

2 Quasistatisches Eigenwertproblem

Wie in [1] beschrieben, basiert das vorgestellte Ersatzschaltbildmodell auf einer Zerlegung des bekannten MoM-Operators, welcher im Folgenden kurz vorgestellt werden soll.

Für die Tangentialkomponente eines eingepprägten elektrischen Feldes \mathbf{E}^i und die resultierenden Oberflächenstromdichte \mathbf{J} auf der Leiteroberfläche S gilt die Operatorgleichung [2]

$$[L(\mathbf{J}) - \mathbf{E}^i]_{\text{tan}} = 0. \quad (1)$$

Der Operator L ist definiert durch

$$L(\mathbf{J}) = j\omega\mathbf{A}(\mathbf{J}) + \nabla\Phi(\mathbf{J}) + R_\kappa\mathbf{J} \quad (2a)$$

mit dem magnetischen Vektorpotential \mathbf{A} und dem elektrischen Skalarpotential Φ , welche sich aus \mathbf{J} ergeben [3]. Der zusätzliche Term $R_\kappa\mathbf{J}$ mit dem Widerstand R_κ muss berücksichtigt werden, da die tangentiale elektrische Feldstärke an Leitern mit endlicher Leitfähigkeit nicht verschwindet [4].

Durch Anwendung der MoM [2] mit geeigneten Basis- und Testfunktionen kann diese Operatorgleichung als Matrixgleichung

$$[\mathbf{Z}] \mathbf{J} = \mathbf{E}_{\text{tan}}^i \quad (3)$$

dargestellt werden, wobei $\mathbf{E}_{\text{tan}}^i$ und \mathbf{J} die Vektoren der tangentialen elektrischen Feldstärke und der Oberflächenstromdichte für alle Basisfunktionen sind. $[\mathbf{Z}]$ bezeichnet die Impedanzmatrix, welche in Real- und Imaginärteil ($[\mathbf{R}]$ und $[\mathbf{X}]$) zerlegt werden kann:

$$[\mathbf{Z}] = [\mathbf{R}] + j[\mathbf{X}]. \quad (4)$$

Wie in [5] gezeigt wurde, kann aus (3) ein Matrixeigenwertproblem

$$[\mathbf{X}] \mathbf{J}_n = \lambda_n [\mathbf{R}] \mathbf{J}_n \quad (5)$$

mit den Eigenwerten λ_n und Eigenvektoren \mathbf{J}_n abgeleitet werden. Die Reaktanzmatrix $[\mathbf{X}]$ kann wiederum in einen quasistatischen und einen residualen, frequenzabhängigen Teil $[\tilde{\mathbf{X}}(\omega)]$ zerlegt werden [6]:

$$[\mathbf{X}] = \omega[\mathbf{L}] + \frac{1}{\omega}[\mathbf{S}] + [\tilde{\mathbf{X}}(\omega)]. \quad (6)$$

Dabei bezeichnet $[\mathbf{L}]$ die statische Induktivitätsmatrix und $[\mathbf{S}]$ die Matrix der reziproken statischen Kapazitäten, welche beide frequenzunabhängig sind. Weiterhin kann auch $[\mathbf{R}]$ nach

$$[\mathbf{R}] = [\mathbf{R}^0] + [\tilde{\mathbf{R}}(\omega)] \quad (7)$$

aufgespalten werden, wobei $[\mathbf{R}^0]$ für die Diagonalmatrix der Widerstände über die einzelnen Basisfunktionen und $[\tilde{\mathbf{R}}(\omega)]$ für den residualen Anteil steht. Die Widerstände sind aufgrund des Skineffekts im Allgemeinen frequenzabhängig. Basierend auf dieser Zerlegung wurde in [1] gezeigt, dass es ausreicht, das verlustlose quasistatische Eigenwertproblem

$$\omega_n^2[\mathbf{L}]\mathbf{J}_n = [\mathbf{S}]\mathbf{J}_n \quad (8)$$

zu lösen, um die Resonanzfrequenzen des Systems ω_n und die korrespondierenden Eigenfunktionen \mathbf{J}_n zu bestimmen.

3 Ersatzschaltbildmodell

Für Drahtstrukturen kann die Matrixgleichung (3) direkt in die Form

$$\mathbf{U} = [\mathbf{Z}]\mathbf{I} \quad (9)$$

gebracht werden [2], wobei \mathbf{U} den Vektor der eingprägten Spannungen entlang der einzelnen Basisfunktionen und \mathbf{I} den Vektor der korrespondierenden Ströme bezeichnet. Im Folgenden wird angenommen, dass dieselbe Anzahl N von Basis- und Testfunktionen verwendet wird (Galerkin-Methode [2]), was zu einer quadratischen Impedanzmatrix $[\mathbf{Z}]$ mit den Dimensionen $N \times N$ und zu den Vektoren \mathbf{U} und \mathbf{I} mit der Länge N führt. Der Stromvektor kann als Linearkombination aller N orthonormalen Eigenvektoren Ψ_n des Problems (9) mit unbekanntem Koeffizienten A_n dargestellt werden [7]:

$$\mathbf{I} = \sum_{n=1}^N A_n \Psi_n. \quad (10)$$

Einsetzen in (9) und Ersetzen der Impedanzmatrix durch deren quasistatischen Anteile nach (6) und (7) liefert

$$\mathbf{U} = \sum_{n=1}^N A_n \left(j\omega[\mathbf{L}] + \frac{1}{j\omega}[\mathbf{S}] + [\mathbf{R}^0] \right) \Psi_n. \quad (11)$$

Die Eigenwertgleichung (8) wird zum Ersetzen von $[\mathbf{S}]$ verwendet. Weiterhin erhält man durch Multiplikation der gesamten Gleichung mit $j\omega$

$$j\omega\mathbf{U} = \sum_{n=1}^N A_n [(\omega_n^2 - \omega^2)[\mathbf{L}] + j\omega[\mathbf{R}^0]] \Psi_n. \quad (12)$$

Anschließendes Transponieren unter Verwendung der Rechenregeln [7]

$$([\mathbf{A}] + [\mathbf{B}])^T = [\mathbf{A}]^T + [\mathbf{B}]^T, \quad (13a)$$

$$([\mathbf{A}][\mathbf{B}])^T = [\mathbf{B}]^T[\mathbf{A}]^T \quad (13b)$$

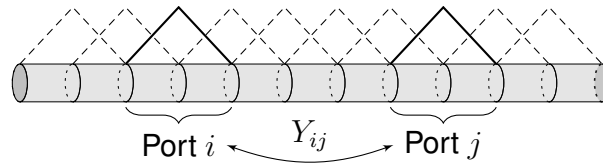


Bild 1: Portdefinition mit exemplarischen Basisfunktionen über je zwei Drahtsegmente.

und der Symmetrie von $[\mathbf{L}]$ und $[\mathbf{R}^0]$ liefert mit einer Rechtsmultiplikation eines beliebigen Eigenvektors Ψ_m

$$j\omega \mathbf{U}^T \Psi_m = \sum_{n=1}^N A_n [(\omega_n^2 - \omega^2) \Psi_n^T [\mathbf{L}] \Psi_m + j\omega \Psi_n^T [\mathbf{R}^0] \Psi_m]. \quad (14)$$

Da Ψ_n und Ψ_m linear unabhängige Eigenvektoren des Eigenwertproblems (8) sind und $[\mathbf{L}]$ und $[\mathbf{R}^0]$ positiv definit sind, gelten die Orthogonalitätsrelationen [8]

$$\Psi_n^T [\mathbf{L}] \Psi_m = L_m \delta_{nm}, \quad (15a)$$

$$\Psi_n^T [\mathbf{R}^0] \Psi_m = R_m^0(\omega) \delta_{nm} \quad (15b)$$

mit den skalaren Größen L_m und $R_m^0(\omega)$, welche von der gewählten Normierung der Eigenvektoren abhängen. Aufgrund der Ausblendeigenschaft des Kronecker-Deltas δ_{nm} besitzt nur ein einzelner Summenterm für $n = m$ einen Wert ungleich Null, wodurch A_m bestimmt und in (10) eingesetzt werden kann:

$$\mathbf{I} = j\omega \sum_{n=1}^N \frac{(\mathbf{U}^T \Psi_n) \Psi_n}{(\omega_n^2 - \omega^2) L_n + j\omega R_n^0(\omega)}. \quad (16)$$

Um eine Ersatzschaltbildarstellung ableiten zu können, muss eine geeignete Admittanzdarstellung gefunden werden, wofür zunächst Ports definiert werden müssen. Der kleinstmögliche Port entspricht einer einzelnen Basisfunktion, welche sich über eine gewisse ansatzabhängige Anzahl von benachbarten Drahtsegmenten erstreckt. Abb. 1 zeigt die übliche Portdefinition anhand von dreieckförmigen Basisfunktionen, wobei Y_{ij} für die Transferadmittanz zwischen zwei Ports steht. Somit kann der Anregungsvektor umgeschrieben werden zu

$$\mathbf{U} = U_i \cdot \tilde{\mathbf{U}}_i \quad \tilde{\mathbf{U}}_i = [0, \dots, 1, \dots, 0]^T. \quad (17)$$

Der dimensionslose Vektor $\tilde{\mathbf{U}}_i$ besitzt nur ein Element ungleich Null an der i -ten Stelle mit dem Wert Eins. Eingesetzt in (16) kann die Spannung U_i aus der Summe gezogen werden. Aufgrund der Struktur von $\tilde{\mathbf{U}}_i$ gleicht die Multiplikation $\tilde{\mathbf{U}}_i^T \Psi_n$ dem i -ten Element Ψ_n^i des Eigenvektors Ψ_n . Durch Austausch von Ψ_n mit dessen j -ten Element Ψ_n^j kann die Admittanz Y_{ij} zwischen den Ports i und j definiert werden als

$$Y_{ij} = \frac{I_j}{U_i} = \sum_{n=1}^N \frac{\Psi_n^i \Psi_n^j}{\frac{\omega_n^2 L_n}{j\omega} + j\omega L_n + R_n^0(\omega)}. \quad (18)$$

$R_n^0(\omega)$ hängt von der Frequenz ab, was für das Aufstellen eines äquivalenten Ersatzschaltbildes hinderlich ist. Setzt man ein Drahtmaterial von praktischer Relevanz und somit mit hinreichend hoher Leitfähigkeit voraus, so hat der Widerstand nur einen signifikanten Einfluss nahe der Resonanz, da der Imaginärteil des Nenners in (18) verschwindet. Dadurch ist es möglich,

$R_n^0(\omega)$ mit diskreten Werten an den entsprechenden Resonanzfrequenzen zu nähern ($R_n^0 \approx R_n^0(\omega_n)$). Interpretiert man L_n und R_n^0 als modale Induktivitäten bzw. Widerstände und führt modale Kapazitäten C_n sowie ideale Transformatoren mit Windungsverhältnissen ν_n^i, ν_n^j ein, so kann dieser Ausdruck in eine modale Netzwerkform gebracht werden

$$Y_{ij} = \sum_{n=1}^N \frac{\nu_n^i \nu_n^j}{\frac{1}{j\omega C_n} + j\omega L_n + R_n^0}. \quad (19)$$

Die Netzwerkelemente berechnen sich nach

$$\begin{aligned} L_n &= \Psi_n^T [\mathbf{L}] \Psi_n, & C_n &= \frac{1}{\omega_n^2 L_n}, \\ R_n^0 &= \Psi_n^T [\mathbf{R}^0(\omega_n)] \Psi_n, & \nu_n^i &= \Psi_n^i, \end{aligned} \quad (20)$$

wobei das allgemeine Eigenwertproblem

$$\omega_n^2 [\mathbf{L}] \Psi_n = [\mathbf{S}] \Psi_n \quad (21)$$

einmalig gelöst werden muss, um alle Ψ_n und ω_n zu erhalten.

3.1 Konvergenzbeschleunigung

Da N der Anzahl an Basisfunktionen entspricht, weisen Gl. (19) und das korrespondierende Ersatzschaltbildmodell ein langsames Konvergenzverhalten auf. Somit ist es wünschenswert, eine reduzierte Anzahl an Moden M für eine gegebene maximale Kreisfrequenz ω_{\max} zu verwenden. Um gleichzeitig eine verbesserte Konvergenz zu erhalten, werden die sub-resonanten Moden mit $\omega_n \gg \omega_{\max}$ als rein kapazitiv angesetzt, d.h.:

$$Y_{ij} \approx \sum_{n=1}^M \frac{\nu_n^i \nu_n^j}{\frac{1}{j\omega C_n} + j\omega L_n + R_n^0} + j\omega \sum_{n=M+1}^N \nu_n^i \nu_n^j C_n. \quad (22)$$

Beim Festlegen von M sollte beachtet werden, dass wenigstens alle innerhalb der gegebenen Bandbreite resonanten Moden berücksichtigt werden sollten

$$\omega_M > \omega_{\max}. \quad (23)$$

Es ist jedoch empfehlenswert, M etwas größer zu wählen, um gute Ergebnisse für den gesamten vorgegebenen Frequenzbereich zu erhalten. Die Summe der modalen Kapazitäten in (22) kann als einzelne statische Kapazität zwischen den Ports i und j betrachtet werden

$$C_{ij}^0 = \sum_{n=M+1}^N \nu_n^i \nu_n^j C_n, \quad (24)$$

wodurch die Admittanz umgeschrieben werden kann zu

$$Y_{ij} \approx j\omega C_{ij}^0 + \sum_{n=1}^M \frac{\nu_n^i \nu_n^j}{\frac{1}{j\omega C_n} + j\omega L_n + R_n^0}. \quad (25)$$

Somit umfasst das Ersatzschaltbild eine signifikant geringere Anzahl M an Schwingkreisen und ein zusätzliches Netzwerk gekoppelter Kapazitäten C_{ij}^0 .

3.2 Betrachtung von Strahlungsverlusten

Das konvergenzbeschleunigte Admittanzdarstellung (25) kann erweitert werden, um auch Abstrahlungseffekte zu berücksichtigen. Geht man von den in Verbindungsstrukturen üblicherweise kleinen bis mittleren Strahlungsverlusten aus, sodass die Güten der Schwingkreise nicht zu klein sind, so können modale Widerstände hinzugefügt werden [9]. In [10] wurde demonstriert, dass den Induktivitäten parallel geschaltete Widerstände R_n für diese Zwecke gut geeignet sind. Nach [1] kann der n -te modale Widerstand mit

$$R_n = \frac{1}{|\nu_n^{\max}|^2} \frac{L_n}{C_n R_{r,n}} \quad (26)$$

ermittelt werden. Der Strahlungswiderstand $R_{r,n}$ kann durch Integration der Wirkleistung über eine Kugel im Fernfeld ermittelt werden [4]. Jedoch führt dieser offensichtliche Ansatz zu einem hohen Rechenaufwand. Zur effizienteren Berechnung wird die Induced-EMF-Methode [4, 11] stattdessen angewendet. Wie in [1] hergeleitet wurde, ergibt sich der modale Widerstand R_n nach

$$R_n = \frac{1}{\Re \{ \Psi_n^T [\mathbf{Z}(\omega_n)] \Psi_n \}} \frac{L_n}{C_n}. \quad (27)$$

Es muss beachtet werden, dass die vollständige, frequenzabhängige Impedanzmatrix $[\mathbf{Z}]$ nach Gl. (4) benutzt werden muss, wobei die Ohm'schen Verluste an dieser Stelle vernachlässigt werden, da diese separat mit den modalen Widerständen R_n^0 berücksichtigt werden. Diese Matrix muss allerdings nur an den M Resonanzfrequenzen aufgestellt werden, sodass der zusätzliche Rechenaufwand aufgrund der Beschränktheit von M eher gering ausfällt.

3.3 Feldeinkopplung

Sei \mathbf{E}_{inc} der Vektor der tangentialen elektrischen Feldstärke für jede Basisfunktion. Die Elemente U_{inc}^i des korrespondierenden Spannungsvektors \mathbf{U}_{inc} können einfach über $U_{\text{inc}}^i \approx E_{\text{inc}}^i \Delta z_i$ ermittelt werden, wobei Δz_i die Länge des jeweiligen Elements bezeichnet.

Wie in [1] dargestellt, ergibt sich daraus eine zusätzliche modale Spannungsquelle in Reihe zum restlichen Schwingkreis, gegeben durch

$$U_n^{\text{inc}} = \mathbf{U}_{\text{inc}}^T \Psi_n. \quad (28)$$

Das Zusammenfassen sub-resonanter Schwingkreise zur Konvergenzbeschleunigung führt zu Portstromquellen

$$I_j^0 = j\omega \sum_{n=M+1}^N \nu_n^j C_n U_n^{\text{inc}}. \quad (29)$$

Das beschleunigte Foster-Ersatzschaltbild einschließlich Strahlungsverlusten und Feldeinkopplung ist in Abb. 2 zu sehen. Die durch Pfeile angedeuteten gekoppelten Kapazitäten C_{ij}^0 (24) können in Schaltungssimulatoren mit gesteuerten Stromquellen implementiert werden.

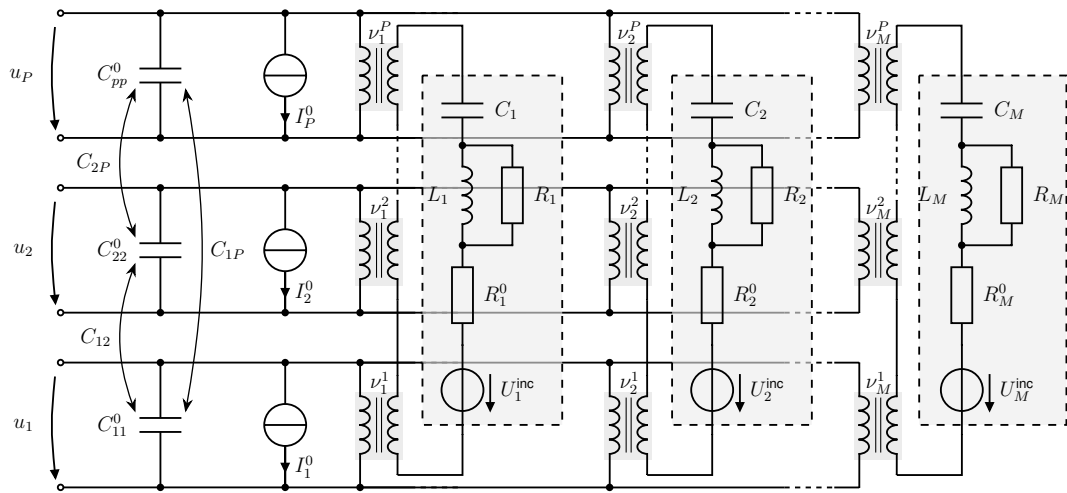


Bild 2: Foster-Ersatzschaltbild einer beliebigen Drahtstruktur mit P Ports und M Moden und einem statischen Kapazitätsnetzwerk zur Konvergenzbeschleunigung.

4 Beispiel

Die Gültigkeit sowie die Anwendbarkeit des vorgeschlagenen konvergenzbeschleunigten Ersatzschaltbildmodells soll anhand eines komplex verzweigten Drahtnetzwerkes in einer Höhe $z = 2$ mm über einer unendlich ausgedehnten, perfekt elektrisch leitenden Ebene untersucht werden (Abb. 3). Weiterhin sei die relative Permittivität des Mediums $\epsilon_r = 1$ und die Leitfähigkeit des Drahtmaterials $\kappa = 10^7$ S/m. In Tabelle 1 sind die Koordinaten der einzelnen Drähte mit Radius $a = 0,3$ mm gegeben. Die Struktur beinhaltet drei Ports, die durch vertikale Drähte an den Stellen (130, 60) mm, (0, 40) mm and (50, 80) mm realisiert sind. Zum Erstellen des Modells wird ein angepasster MoM-Ansatz für verzweigte Drähte mit überlappenden Basisfunktionen verwendet [13]. Die unendliche Ebene wird mit einer gemäß der Bildtheorie [4] modifizierten Green'schen Funktion realisiert. Die Simulation wurde mit einem SPICE-kompatiblen Simulationsprogramm durchgeführt [14]. Referenzergebnisse im Frequenzbereich werden aus Simulationen mit einem kommerziellen 3D-Feldsimulator [15] basierend auf der Vollwellen-MoM gewonnen. Für Zeitbereichssimulationen kommt im verwendeten Programm [15] ein Vector-Fitting-Algorithmus in Kombination mit einer Model-Order-Reduction (MOR) zum Einsatz.

Zunächst wird die Transferadmittanz zwischen den Ports 1 und 2 mit der Vollwellenreferenzsimulation verglichen. Sowohl für das Modell als auch für die Referenz wurden jeweils etwa 350 Basisfunktionen verwendet. Für eine maximale Frequenz von 8 GHz mussten gemäß Gl. (23) $M = 25$ Schwingkreise betrachtet werden, wobei bereits einige zusätzliche Moden für maximale Genauigkeit im gesamten Frequenzband inbegriffen sind. Das Referenzprogramm [15] musste etwa die doppelte Anzahl an Frequenzstützstellen auswerten. Die SPICE-Simulation fand quasiinstantan statt. Wie man in Abb. 4 erkennen kann, stimmen die Ergebnisse des Netzwerkmodells sehr gut mit denen der aufwendigeren Referenzsimulation überein. Des Weiteren soll die Anwendbarkeit für Zeitbereichssimulationen demonstriert werden. Die Beschaltungen

Tabelle 1: Drahtkoordinaten für das Validierungsbeispiel in Abb. 3 (in cm, $z = 2$ mm)

von		bis		von		bis	
x	y	x	y	x	y	x	y
8	4	11	4	11	2	13	2
11	4	11	5	8	4	5	6
11	5	11	6	8	4	5	2
11	4	11	3	5	2	5	0
11	3	11	2	3	4	0	4
11	5	14	5	5	2	3	4
11	6	13	6	5	6	5	8
11	3	14	3				

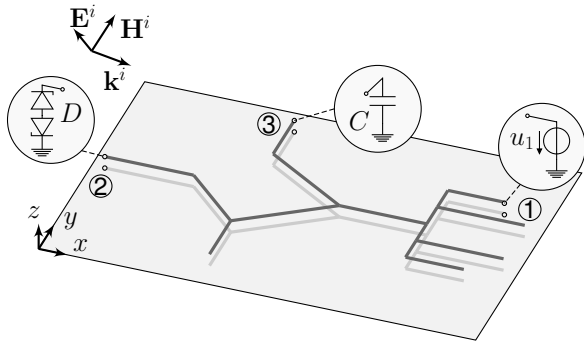


Bild 3: Komplexe Drahtverbindungsstruktur über Referenzebene mit einfallendem Feld (Drahtkoordinaten in Tab. 1).

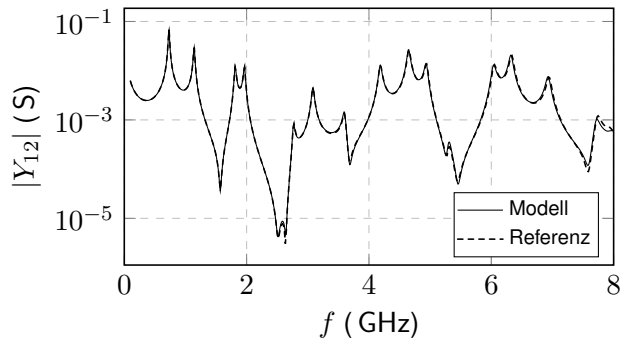


Bild 4: Betrag von Y_{12} für das Drahtnetzwerk in Abb. 3.

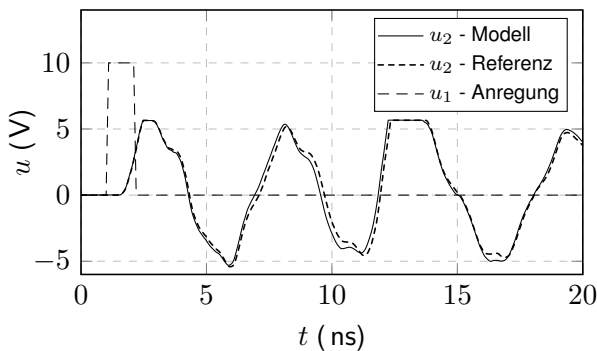


Bild 5: Transiente Spannungsantwort des Drahtnetzwerks an Port 2.

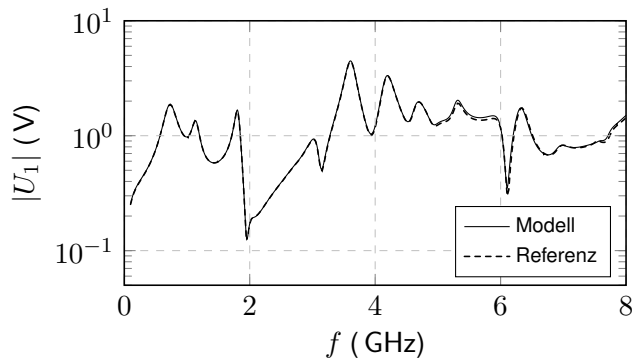


Bild 6: Betrag der an Port 1 des Drahtnetzwerkes eingekoppelten Spannung.

der Ports sind in Abb. 3 dargestellt. Port 1 wird mit einem trapezförmigen Impuls mit Anstiegs- und Fallzeit $t_r = 0,1$ ns, Haltezeit $t_h = 1$ ns und Amplitude 10 V angeregt. Entsprechend [16] kann die Bandbreite eines solchen Pulses grob mit $f_{\max} \approx 1/t_r = 10$ GHz abgeschätzt werden, was zu einer überabgeschätzten Modellordnung von $M = 30$ führt. Am zweiten Port wird eine nichtlineare Last mit zwei Zener-Dioden mit Zener-Spannung 5 V modelliert. Der dritte Port ist mit einem Abblockkondensator $C = 100$ nF beschaltet. Die Spannungsantwort an Port 2 aus der Referenzsimulation wird mit der mittels Modell erhaltenen Kurve in Abb. 5 verglichen. Auch hier wird eine gute Übereinstimmung erzielt. Die Dauer der SPICE-Simulation im Zeitbereich hängt stark vom Anregungssignal und der resultierenden Anzahl an Zeitschritten ab. In diesem Fall mit automatisch gewählten Intervallen benötigte die Berechnung nur wenige Sekunden. Abschließend wird die externe Feldeinkopplung demonstriert. Wie in Abb. 3 gezeigt, wird die Struktur durch eine einfallende ebene Welle angeregt. Die Welle wird charakterisiert durch ihren Ausbreitungsvektor $\mathbf{k}_i = k_0 \frac{1}{\sqrt{3}}(\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y - \mathbf{e}_z)$ und dem elektrischen Feldstärkevektor $\mathbf{E}_i = E_0(\mathbf{e}_y - \mathbf{e}_x)$, wobei $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ die Wellenzahl ist, \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y und \mathbf{e}_z die Einheitsvektoren des kartesischen Koordinatensystems sind und $E_0 = 1$ kV/m der Betrag der elektrischen Feldstärke. In einem beliebigen Punkt \mathbf{r} im Raum wird die elektrische Feldstärke beschrieben durch

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_0(\mathbf{e}_y - \mathbf{e}_x)e^{-j\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}}. \quad (30)$$

Für diese Untersuchung werden die drei Tore mit einem Ohm'schen Widerstand $R = 50 \Omega$ abgeschlossen. Die frequenzabhängige eingekoppelte Spannung wird an Port 1 betrachtet und mit der Referenzsimulation verglichen (Abb. 6). Man sieht, dass unsere Ergebnisse sehr gut

mit der Referenzsimulation übereinstimmen. Diese benötigte zunächst eine vorherige Vollwellensimulation mit anschließendem Vector Fitting und Model Order Reduction.

5 Zusammenfassung

Eine schnelle und vielseitige modale Ersatzschaltbilddarstellung für beliebig verzweigte Drahtstrukturen mit moderater Abstrahlung und frequenzabhängigen Ohm'schen Verlusten wurde vorgestellt. Beschleunigte Konvergenz wird durch ein statisches Kapazitätsnetzwerk erreicht. Eine Eigenwertentwicklung der Admittanz wird zum Aufstellen eines Foster-Ersatzschaltbildes herangezogen, zu welchem Strahlungsverluste nachträglich mit der Induced-EMF-Methode hinzugefügt werden. Weiterhin wird externe Feldeinkopplung durch zusätzliche modale Quellen realisiert, was das Modell einfach anwendbar für EMV-Analysen macht. Sobald das Eigenwertproblem gelöst wurde und die Strahlungswiderstände ermittelt wurden, sind alle Schaltelemente bekannt und können automatisiert in eine SPICE-Netzliste geschrieben werden. Die Gültigkeit wurde durch Gegenüberstellung der Ergebnisse mit aufwendigeren Referenzvollwellensimulationen mittels kommerzieller Feldberechnungssoftware demonstriert. Zeitbereichssimulationen können direkt mit SPICE-basierten Programmen mit beliebigen aktiven/passiven nichtlinearen Abschlüssen durchgeführt werden, wobei das Netzwerkmodell inhärent stabil ist.

Literatur

- [1] BEDNARZ, Christian ; LANGE, Christoph ; SÜDEKUM, Sebastian ; LEONE, Marco: Broadband Circuit Model for Wire-Interconnection Structures Based on a MoM-Eigenvalue Approach. In: *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility* accepted for publication (2017)
- [2] HARRINGTON, Roger F.: Matrix methods for field problems. In: *Proceedings of the IEEE* 55 (1967), Nr. 2, S. 136–149
- [3] HARRINGTON, R ; MAUTZ, J: Theory of characteristic modes for conducting bodies. In: *IEEE Trans.on Antennas and Propagation* 19 (1971), Nr. 5, S. 622–628
- [4] BALANIS, Constantine A. u. a.: Antenna Theory: Analysis and Design. In: *John Wiley & Sons* (2005)
- [5] HARRINGTON, R ; MAUTZ, J: Computation of characteristic modes for conducting bodies. In: *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* 19 (1971), Nr. 5, S. 629–639
- [6] SIMPSON, TL ; LOGAN, JC ; ROCKWAY, JW: Decomposition of the moment method impedance matrix into quasi-static and residual components (dipole antennas). In: *Southeastcon'89. Proceedings. Energy and Information Technologies in the Southeast., IEEE IEEE*, 1989, S. 291–295
- [7] GANTMACHER, Feliks R.: *The theory of matrices*. Chelsea, 1960
- [8] PARLETT, Beresford N.: *The symmetric eigenvalue problem*. SIAM, 1998
- [9] CABEDO, Marta F.: *Systematic design of antennas using the theory of characteristic modes*, Universidad Politécnica de Valencia, Diss., 2008
- [10] ADAMS, Jacob J. ; BERNHARD, Jennifer T.: Broadband equivalent circuit models for antenna impedances and fields using characteristic modes. In: *IEEE Trans. on Antennas and Propagation* 61 (2013), Nr. 8
- [11] RAMO, Simon ; WHINNERY, John R. ; VAN DUZER, Theodore: *Fields and waves in communication electronics*. John Wiley & Sons, 2008
- [12] LEONE, Marco ; FRIEDRICH, Matthias ; MANTZKE, Andreas: Efficient broadband circuit-modeling approach for parallel-plane structures of arbitrary shape. In: *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility* 55 (2013), Nr. 5
- [13] MOORE, John ; PIZER, R: *Moment methods in electromagnetics: techniques and applications*. Bd. 4. Research Studies Press, 1984
- [14] LINEAR TECHNOLOGY: *LTspice VII*. www.linear.com. Version:2016
- [15] COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY (CST): *Microwave Studio*. www.cst.de. Version:2016
- [16] PAUL, Clayton R.: *Introduction to electromagnetic compatibility*. Bd. 184. John Wiley & Sons, 2006