

Modellierung der Einkopplung statistischer Felder in geschirmte Mehrfachleitungen

M. Sc. Johanna Kasper, Otto-von-Guericke-Universität, Lehrstuhl für EMV
Prof. Dr.-Ing. Ralf Vick, Otto-von-Guericke-Universität, Lehrstuhl für EMV

1 Einleitung

Für die Untersuchung von strahlungsgebundenen elektromagnetischen Interferenzen ist es wichtig, Kommunikationsleitungen und Stromversorgungskabel zu untersuchen, da sie als parasitäre Empfangsantennen fungieren können. Eine Kombination mehrerer Leitungen kann als eine Mehrfachleitung beschrieben werden. Befindet sich der Prüfling in elektrisch großen und geometrisch komplexen Hohlraumresonatoren, wie Schiffen, Hubschraubern oder Fahrzeugkarosserien, so ist eine statistische Beschreibung des elektromagnetischen Feldes sinnvoll. Bei der Betrachtung von statistischen Feldern wird das einfallende Feld durch die Überlagerung vieler ebener Wellen mit jeweils zufälliger Einfallsrichtung und Polarisation modelliert. Statistische Felder können im Rahmen der elektromagnetischen Verträglichkeit in Modenverwirbelungskammern (MVKn) nachgebildet werden. Für die weitere Etablierung von MVKn als alternative EMV-Testumgebung ist ein Verständnis der stochastischen elektromagnetischen Feldeinkopplung in Leitungsstrukturen notwendig. In [8] wurden grundlegende Konzepte der Einkopplung von stochastischen Feldern in eine Einfachleitung in einer MVK vorgestellt. Großer Forschungsbedarf besteht noch bei der Einkopplung von statistischen Feldern in zwei- und dreidimensionale Strukturen und komplexe Systeme, sowohl von theoretischer als auch von experimenteller Seite. Mehrfachleitungen über einer leitenden Ebene wurden in [3] experimentell und in [5] theoretisch untersucht. Weiterhin wurden auch isolierte Mehrfachleitungen sowohl von experimenteller Seite in [4] als auch von theoretischer Seite in [6] betrachtet. In [7] wurde die eingekoppelte Spannung verschiedener geschirmter Einfachleitungen in einer MVK gemessen.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Modell für geschirmte Mehrfachleitungen herzuleiten, das sowohl rechnerisch effizient als auch hinreichend genau ist, um eine schnelle Abschätzung des eingekoppelten Stromes auf die Innenleiter zu liefern.

2 Modell

Die zu betrachtende Mehrfachleitung besteht aus n Innenleitern und einem Schirm über einer perfekt leitenden Ebene. Der Schirm wirkt gleichzeitig als Bezugsleiter. Innerhalb dieser Arbeit gelten für die geschirmte Mehrfachleitung folgende Vereinfachungen:

- gleichförmige Mehrfachleitung, die Innenleiter sind parallel zueinander und zum Schirm, der Schirm ist parallel zur leitenden Ebene
- verlustlose Leitung
- Querabmessungen der Leitung sind klein gegenüber der Wellenlänge
- Strom auf dem Schirm ist konzentriert, kein Ringstrom ist vorhanden
- Stromsumme ist an jeder Stelle der Leitung Null

Die geschirmte Mehrfachleitung kann in ein äußeres und ein inneres System aufgeteilt werden. Das einfallende stochastische Feld wird als Überlagerung N ebener Wellen mit beliebiger Einfallrichtung und Polarisation, wie in [8] vorgestellt, modelliert, sodass hier auf die ausführliche Beschreibung verzichtet wird. Im nächsten Schritt wird der auf den Schirm eingekoppelte Strom I_S ermittelt. Mit Hilfe der Transferimpedanz Z_T' und den verteilten Spannungs- und Stromquellen U_q' und I_q' können mit Hilfe der BLT-Gleichungen die Ströme $I_{L1,i}$ an den Anfängen und $I_{L2,i}$ an den Enden der Innenleiter bestimmt werden.

2.1 Feldeinkopplung auf den Kabelschirm

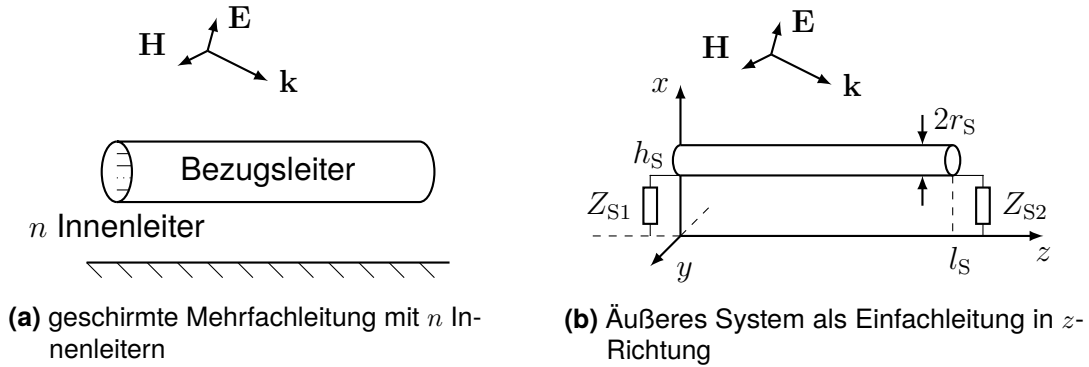


Bild 1: Schema einer geschirmten Mehrfachleitung

Unter den geltenden Vereinfachungen kann das äußere System wie eine Einfachleitung über einer leitenden Ebene beschrieben werden (siehe Abb. 1). Für den Leitungswellenwiderstand des Schirmes über Masse gilt $Z_{0,S} = 1/2\pi\sqrt{\mu_S/\epsilon_S} \operatorname{arcosh}(h_S/r_S)$. Hierbei ist h_S der Abstand zwischen Schirm und leitender Ebene, r_S der Radius des Schirmes und μ_S sowie ϵ_S beschreiben das Medium, in dem sich der Schirm befindet. Die Feldstärke der einkoppelnden ebenen Welle ist definiert durch

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}E e^{-j\cdot(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+\beta)}, \quad (1)$$

wobei \mathbf{r} die Position im Raum darstellt und der Einheitsvektor \mathbf{e} die Polarisation der Welle definiert. Die Amplitude der Welle ist durch E und die Ausbreitungsrichtung durch den Wellenvektor \mathbf{k} gegeben, dessen Amplitude die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ ist. Weiterhin ist β der Phasenwinkel der ebenen Welle. Wie in [8] beschrieben, ist für die zufällige Verteilung der Einfallrichtung und Polarisation der einfallende Welle, eine Beschreibung in Kugelkoordinaten sinnvoll. Die Richtung von \mathbf{k} ist durch den Polarwinkel ϑ und den Azimutwinkel φ definiert.

$$\mathbf{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{pmatrix} = k \begin{pmatrix} \sin \vartheta \cos \varphi \\ \sin \vartheta \sin \varphi \\ \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (2)$$

Der Polarisationsvektor \mathbf{e} steht immer senkrecht auf \mathbf{k} und ist eindeutig durch den Polarisationswinkel α bestimmt.

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \vartheta \cos \varphi - \sin \alpha \sin \varphi \\ \cos \alpha \cos \vartheta \sin \varphi + \sin \alpha \cos \varphi \\ -\cos \alpha \sin \vartheta \end{pmatrix} \quad (3)$$

Aus den Leitungsgleichungen nach Agrawal folgen die Wellengleichungen

$$\frac{d^2 U_S^s(z)}{dz^2} + k^2 U_S^s(z) = \frac{d}{dz} E_{\tan}^e(h_S, z), \quad (4a)$$

$$\frac{d^2 I_S^t(z)}{dz^2} + k^2 I_S^t(z) = -j\omega C'_S E_{\tan}^e(h_S, z). \quad (4b)$$

Die Variablen U_S und I_S sind die Spannung und der Strom auf dem Schirm in Abhängigkeit zum anregenden, tangentialen Feld

$$E_{\tan}^e(h_S, z) = \underbrace{-2j E e_z \sin(k_x h_S)}_{E_{\tan}^e(h_S)} e^{-jk_z z} e^{j\beta}. \quad (5)$$

In (4b) ist C'_S der Kapazitätsbelag des Schirms. Die Superscripts ^t stehen für „total“ und ^s für „scattered“. Mit Gl. (5) können die Lösungen für den Strom und die Spannung entlang des Schirmes folgendermaßen formuliert werden

$$I_S^t(z) = \underbrace{-\frac{j\omega C'_S E_{\tan}^e(h_S)}{k^2 - k_z^2}}_{I_0} \cdot e^{-jk_z z} + I_1 \cdot e^{-jk_z z} + I_2 \cdot e^{jk_z z}, \quad (6a)$$

$$U_S^s(z) = \underbrace{-\frac{jk_z E_{\tan}^e(h_S)}{k^2 - k_z^2}}_{U_0} \cdot e^{-jk_z z} + U_1 \cdot e^{-jk_z z} + U_2 \cdot e^{jk_z z}. \quad (6b)$$

Hierbei lassen sich die drei Terme der Lösung als hinlaufende, rücklaufende und eine durch das einfallende Feld zusätzlich erzeugte Welle interpretieren. Zwischen den Gln. (6a) und (6b) gelten folgende Beziehungen:

$$U_0 = Z_{0,S} \cdot I_0 \cdot \frac{k_z}{k}, \quad U_1 = Z_{0,S} \cdot I_1, \quad U_2 = -Z_{0,S} \cdot I_2. \quad (7)$$

Mit den Randbedingungen

$$U_0 + U_1 + U_2 = U_{t1} - Z_1 \cdot (I_0 + I_1 + I_2), \quad (8a)$$

$$U_0 e^{-jk_z l} + U_1 e^{-jk_z l} + U_2 e^{jk_z l} = U_{t2} + Z_2 \cdot (I_0 e^{-jk_z l} + I_1 e^{-jk_z l} + I_2 e^{jk_z l}), \quad (8b)$$

können die Amplituden der hin- und rücklaufenden Stromwellen bestimmt werden

$$I_1 = \frac{I_0 \cdot (C_1 - A_1 C_2 e^{-j(k+k_z)l}) + U_{t1} \cdot \frac{1}{Z_1 + Z_{0,S}} + U_{t2} \cdot \frac{A_1 e^{-jk_z l}}{Z_2 + Z_{0,S}}}{1 - A_1 A_2 e^{-j2kl}}, \quad (9a)$$

$$I_2 = \frac{I_0 \cdot (C_2 e^{-j(k+k_z)l} - A_2 C_1 e^{-j2kl}) - U_{t1} \cdot \frac{A_2 e^{-j2kl}}{Z_1 + Z_{0,S}} - U_{t2} \cdot \frac{e^{-jk_z l}}{Z_2 + Z_{0,S}}}{1 - A_1 A_2 e^{-j2kl}}. \quad (9b)$$

Hier ist l die Länge des Schirmes. Dabei werden folgende Vereinfachungen verwendet:

$$A_1 = \frac{Z_{S1} - Z_{0,S}}{Z_{S1} + Z_{0,S}} \quad C_1 = -\frac{Z_{S1} + Z_{0,S} \frac{k_z}{k}}{Z_{S1} + Z_{0,S}} \quad U_{t1} = 2E e_x e^{j\beta} \begin{cases} h_S & \text{wenn } k_x = 0 \\ \frac{\sin(k_x h_S)}{k_x} & \text{sonst} \end{cases} \quad (10a)$$

$$A_2 = \frac{Z_{S2} - Z_{0,S}}{Z_{S2} + Z_{0,S}} \quad C_2 = -\frac{Z_{S2} - Z_{0,S} \frac{k_z}{k}}{Z_{S2} + Z_{0,S}} \quad U_{t2} = 2E e_x e^{j\beta} e^{-jk_z l} \begin{cases} h_S & \text{wenn } k_x = 0 \\ \frac{\sin(k_x h_S)}{k_x} & \text{sonst} \end{cases} \quad (10b)$$

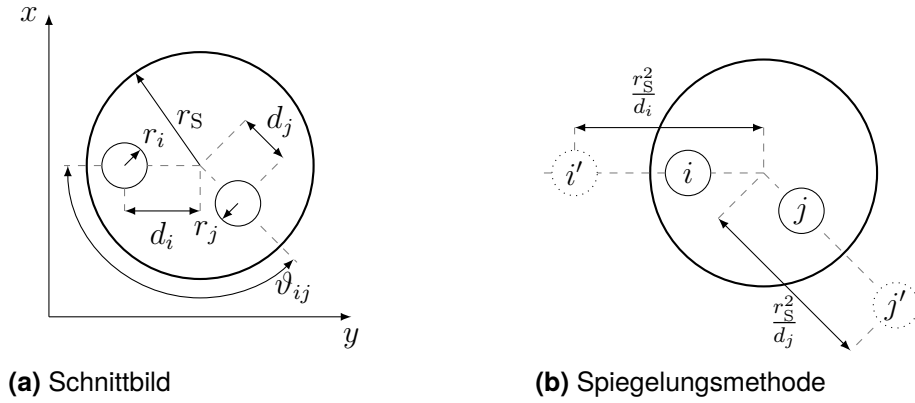


Bild 2: Schema einer Mehrfachleitung innerhalb eines zylindrischen Schirmes

2.2 Einkopplung auf die Innenleiter

Das innere System setzt sich aus den n Innenleitern und dem Schirm zusammen (siehe Abb. 2). Der eingekoppelte Strom in die Innenleiter ist hauptsächlich von ihrer Geometrie und Lage innerhalb des Schirmes abhängig. Eine kompakte Form zur Beschreibung der Einkopplung in das innere Mehrfachleitungssystem stellt die BLT-Gleichung dar [11]. Die $n \times 1$ Stromvektoren $[I_{L1}]$ am Anfang und am $[I_{L2}]$ Ende der Innenleiter werden durch

$$[I_L] = \begin{bmatrix} [I_{L1}] \\ [I_{L2}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [Y_0] & [0] \\ [0] & [Y_0] \end{bmatrix} \cdot \left[\mathbb{1} - \begin{bmatrix} [\rho_1] & [0] \\ [0] & [\rho_2] \end{bmatrix} \right] \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} -[\rho_1] & e^{\gamma l} [\mathbb{1}] \\ e^{\gamma l} [\mathbb{1}] & -[\rho_2] \end{bmatrix}^{-1}}_{[S]} \cdot \begin{bmatrix} [S_1] \\ [S_2] \end{bmatrix} \quad (11)$$

bestimmt und können zu einem $2n \times 1$ Vektor $[I_L]$ zusammengefasst werden. Hier beschreibt $[Y_0] = [Z_0]^{-1}$ die $n \times n$ Leitungswellenadmittanzmatrix der Innenleiter. Unter Verwendung der Spiegelungsmethode kann der Abstand zu den Spiegelladungen i' und j' in Abb. 2b mit r_S^2/d_i und r_S^2/d_j bestimmt werden. Die Eigen- und Koppelinduktivitätsbeläge einer geschirmten Mehrfachleitung aus Abb. 2 lassen sich nach (Kapitel 5, Gl. (5.26) [10]) bestimmen. Aus diesen Induktivitätsbelägen folgt für ein beliebiges System mit n Innenleitern eine $n \times n$ Induktivitätsmatrix. Somit folgt für den Leitungswellenwiderstand des inneren Systems $[Z_0] = ([L'] [C']^{-1})^{1/2}$ für die Matrixeinträge

$$Z_{0,i} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_i}{\varepsilon_i}} \ln \left(\frac{r_S^2 - d_i^2}{r_S r_i} \right), \quad (12a)$$

$$Z_{0,ij} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_i}{\varepsilon_i}} \ln \left(\frac{d_j \sqrt{(d_i d_j)^2 + r_S^4 - 2d_i d_j r_S^2 \cos \vartheta_{ij}}}{r_S \sqrt{(d_i d_j)^2 + d_j^4 - 2d_i d_j^3 \cos \vartheta_{ij}}} \right), \quad (12b)$$

mit dem Zusammenhang für eine verlustlose Leitung $[L'] [C'] = \mu_i \varepsilon_i$, wobei μ_i und ε_i das Medium beschreiben, in dem sich die Innenleiter befinden. Der Winkel zwischen den Leitern i und j wird mit ϑ_{ij} bezeichnet. Die Leiter haben jeweils einen Radius von r_i bzw. r_j und einen Abstand d_i bzw. d_j vom Mittelpunkt des Schirmes. Die $n \times n$ Reflexionskoeffizienten an den Anfängen und Enden der Mehrfachleitung sind

$$[\rho_1] = ([Z_{L1}] - [Z_0]) \cdot ([Z_{L1}] + [Z_0])^{-1}, \quad [\rho_2] = ([Z_{L2}] - [Z_0]) \cdot ([Z_{L2}] + [Z_0])^{-1}. \quad (13)$$

Die Länge aller Leiter ist gleich der Länge des Schirmes l . In Gl. (11) beschreibt γ_i die Ausbreitungskonstante auf den Innenleitern und der letzte $2n \times 1$ Vektor $[S]$ den Quellterm.

Ist der Strom auf dem Schirm bekannt, so kann der Quellterm für die i te Leitung nach [11, Gl. (9.74)] zu

$$S_{1,i} = \frac{1}{2} \int_0^l e^{\gamma_i z} [U'_q(z) + Z_{0,i} I'_q(z)] dz, \quad (14a)$$

$$S_{2,i} = -\frac{1}{2} \int_0^l e^{\gamma_i(l-z)} [U'_q(z) - Z_{0,i} I'_q(z)] dz \quad (14b)$$

bestimmt werden. Die Anregung der Innenleiter ist durch die verteilten Spannungs- und Stromquellen U'_q und I'_q definiert, die ebenfalls vom Schirmstrom abhängig sind [1]

$$U'_q = Z'_T \cdot I_S(z), \quad I'_q = Y'_T \cdot \frac{d}{dz} I_S(z). \quad (15)$$

Die Kopplung zwischen dem inneren und äußeren System wird über die Transferimpedanz Z'_T beschrieben, die maßgeblich von der Geometrie und Art des Schirmes abhängig ist. Die Transferimpedanz Z'_{Th} eines homogenen dünnwandigen Rohres der Dicke Δ ist nach [2] definiert mit

$$Z'_{Th} = R_0 \cdot \frac{K \Delta}{\sinh(K \Delta)}. \quad (16)$$

Hier ist $R_0 = \frac{1}{2\pi r_a \sigma \Delta}$ der Gleichstromwiderstand des Rohres wie in [11] und $K = \frac{1+j}{\delta}$ eine komplexe Wirbelstromkonstante mit der Skintiefe δ . Vance [12] hat den Ausdruck aus Gl. (16) zu einer Transferimpedanz Z'_T für geflochtene Schirme erweitert. Wegen des schwachen Einflusses der Transferadmittanz Y'_T , soll diese in den Gln. (14) und (15) vernachlässigt werden. Mit der Lösung für den Strom auf dem Schirm aus Abschnitt 2.1 lassen sich die Integrale nun lösen

$$S_{1,i} = \frac{1}{2} Z'_T \left\{ \frac{e^{l(\gamma_i - jk_z)} - 1}{\gamma_i - jk_z} I_0 + \frac{e^{l\gamma_-} - 1}{\gamma_-} I_1 + \frac{e^{l\gamma_+} - 1}{\gamma_+} I_2 \right\}, \quad (17)$$

$$S_{2,i} = -\frac{1}{2} e^{\gamma_i l} Z'_T \left\{ \frac{e^{-l(\gamma_i - jk_z)} - 1}{-\gamma_+} I_0 + \frac{e^{-l(\gamma_i - jk_z)} - 1}{-\gamma_+} I_1 + \frac{e^{-l\gamma_-} - 1}{-\gamma_-} I_2 \right\}. \quad (18)$$

Hierbei sind $\gamma_+ = \gamma_i + jk$ und $\gamma_- = \gamma_i - jk$ die modifizierten Ausbreitungskonstanten.

3 Ergebnisse und Diskussion

3.1 Geschirmte Einfachleitung

Um die Einkopplung des stochastischen elektromagnetischen Feldes zu analysieren, wird die in [8] vorgestellte Methode genutzt. Hierbei werden die Ströme für jede einfallende ebene Welle berechnet und dann aufsummiert. Dies ist möglich, solange es sich um ein lineares System handelt. Beispielhaft soll hier der eingekoppelte Strom in eine geschirmte Einfachleitung RG-58 untersucht werden. Das experimentell untersuchte Kabel befand sich $h_S = 0,035$ m über der leitenden Masseebene und hatte eine Länge von 0,8 m, der Radius des Schirmes betrug $r_S = 4,95$ mm. Der Schirm war mit der leitenden Ebene verbunden ($Z_{S1} = Z_{S2} = 0 \Omega$) und die Lastimpedanzen des inneren Systems wurden auf $Z_{L1} = Z_{L2} = 50 \Omega$ gesetzt. Die Messdaten wurden aus [7] herangezogen. Die Messungen wurden in der großen Modenverwirbelungskammer an der Otto-von-Guericke-Universität in Magdeburg durchgeführt. Die Streuparameter zwischen der Sendeantenne und der Leitung

wurden für 72 äquidistante Rührerpositionen mit 501 Frequenzschritten von 200 MHz bis 1,6 GHz gemessen und anschließend in den eingekoppelten Strom umgerechnet. Die Simulationen wurden mit $B = 360$ elektromagnetischen Randbedingungen aus jeweils $N = 10$ überlagerten ebenen Wellen durchgeführt. Die Länge des Leiters wurde mit $l + 2 \cdot h_S = 0,87$ m angenommen, um die vertikalen Anteile der Leitung mit zu berücksichtigen. Die Transferimpedanz Z'_T des RG-58 wurde mit Hilfe des Vance-Modells [12] beschrieben. Der Vergleich zwischen dem simulierten und gemessenen Strom I_{L1} am Anfang des Innenleiters ist in Abb. 3 gezeigt. Die Kurven stimmen bei niedrigeren Frequenzen bis ca. 700 MHz, solange die klassische Leitungstheorie gültig ist, recht gut überein. Um das statistische Rauschen der Messung zu verringern, wird ein gleitender Mittelwert über jeweils 5 Frequenzen berechnet. Resonanzen treten bei ca. 355 MHz, 532 MHz, 710 MHz und 888 MHz auf, die bei $l = \lambda/2, \lambda, 3/2\lambda, \dots$ für eine symmetrisch fehlangepasste Leitung erwartet werden können [9]. Bei höheren Frequenzen weichen die Kurven voneinander ab.

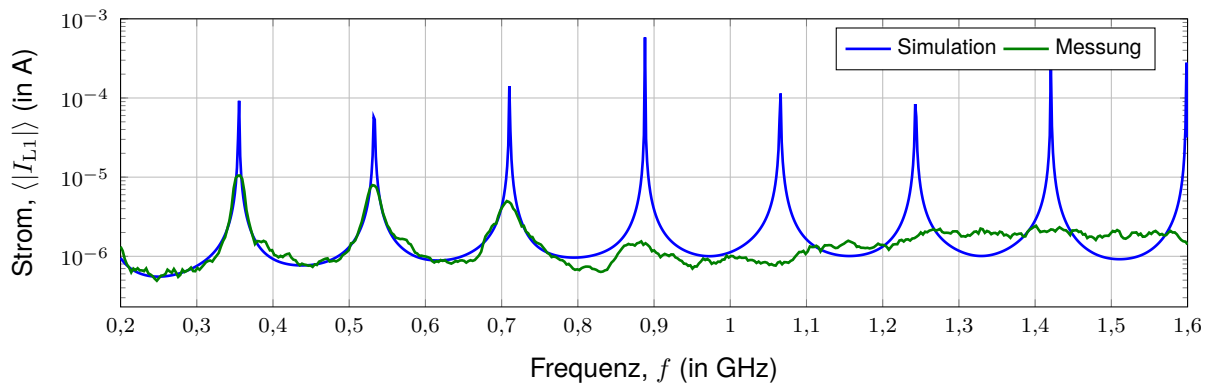


Bild 3: Mittelwert des Betrags des eingekoppelten Stromes am Anfang des Innenleiters

3.2 Geschirmte Doppelleitung

Für die weitere Validierung des präsentierten Modells wurde eine recht einfache Geometrie einer geschirmten Mehrfachleitung gewählt, die aus einem Vollmantelschirm mit zwei Innenleitern bestand. Der Schirm befand sich in der Höhe $h_S = 0,05$ m über der Masseebene, hatte einen Außenradius von $r_a = 0,04$ m und eine Dicke von $\Delta = 1$ mm. Die beiden Innenleiter waren jeweils $d_i = d_j = 0,01$ m vom Mittelpunkt entfernt und lagen in einem Winkel von $\vartheta = 180^\circ$ zueinander. Die Länge des Schirmes und der Innenleiter betragen jeweils 0,4 m. Die Innenleiterradii waren $r_1 = r_2 = 1$ mm. Der Schirm soll mit seinem Leitungswellenwiderstand am Anfang und am Ende abgeschlossen werden ($Z_{S1} = Z_{S2} = Z_{0,S} = 414 \Omega$).

Der auf den Schirm eingekoppelte Strom ist für verschiedene Frequenzen der anregenden Welle, wie er in Abschnitt 2.1 berechnet wird, in Abb. 4 über der Länge des Schirmes dargestellt. Je höher die Frequenz wird, desto steiler steigt der Mittelwert am Anfang und am Ende der Leitung und desto flacher verläuft das Plateau in der Mitte der Leitung. Aus Gl. (12) folgt für die Wellenleiterimpedanz der Innenleiter

$$[Z_0] = \begin{bmatrix} 358 \Omega & 84 \Omega \\ 84 \Omega & 358 \Omega \end{bmatrix} \cdot \quad (19)$$

Die Lastwiderstände $[Z_{L1}] = [Z_{0,1} \quad 2Z_{0,2}]$ am Anfang und $[Z_{L2}] = [1,5Z_{0,1} \quad 2,5Z_{0,2}]$ am Ende der Innenleiter wurden als Vielfache des Leitungswellenwiderstandes gewählt. Zum

Vergleich der Ergebnisse sind die eingekoppelten Ströme einer Doppelleitung (DL) über einer leitenden Ebene, mit Hilfe des Simulationsmodells aus [3] mit den gleichen Abmaßen wie die geschirmte Mehrfachleitung (Höhe über Masseebene $h = 0,02\text{ m}$, Radii $r_1 = r_2 = 1\text{ mm}$, Abstand der Leiter zueinander $d = 0,02\text{ m}$) in Abb. 5 dargestellt. Die in die Innenleiter der geschirmten Leitung eingekoppelten Ströme sind wesentlich kleiner als die der Doppelleitung über der Ebene. Dennoch zeigen die Verläufe einen ähnlichen Verlauf. Zu höheren Frequenzen nehmen die in die geschirmten Innenleiter eingekoppelten Ströme ab. Diese Beobachtung stimmt mit der Theorie überein. Für ein homogenes Rohr steigt die Schirmwirkung mit steigender Frequenz.

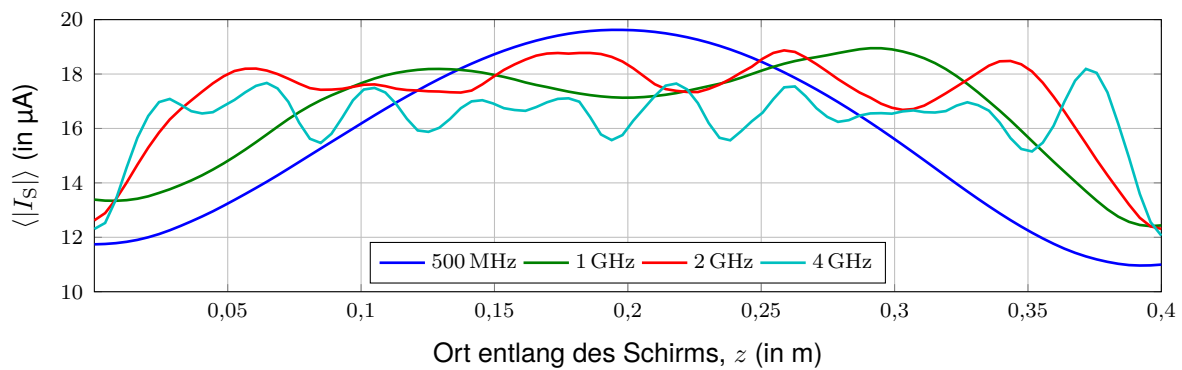


Bild 4: Mittelwert des Betrags des Stromes entlang des Schirmes

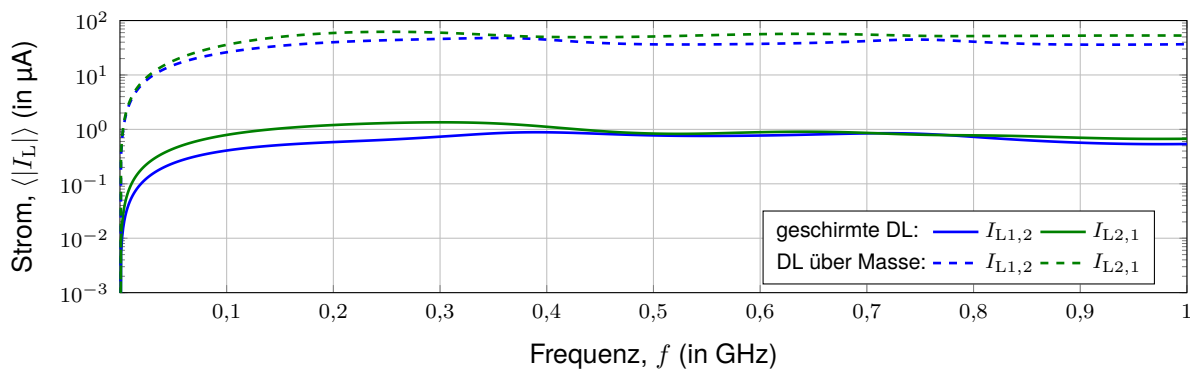


Bild 5: Mittelwert des Betrags des eingekoppelten Stromes am Anfang (L1) und Ende (L2) der Innenleiter

4 Zusammenfassung

Es wurde ein Simulationsmodell zur Untersuchung der Einkopplung statistischer Felder in eine geschirmte Ein- und Mehrfachleitung vorgestellt. Der eingekoppelte Strom in die Innenleiter wurde als Funktion der Frequenz ermittelt und über mehrere elektromagnetische Randbedingungen ausgewertet. Zur Validierung des Modells wurden die Simulationsergebnisse für eine geschirmte Einfachleitung mit bereits existierenden Messergebnissen verglichen. Die Simulationsergebnisse zeigen besonders im niederen Frequenzbereich eine recht gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Das präsentierte Modell erlaubt eine schnelle Untersuchung des eingekoppelten Stromes auf die Innenleiter. Die Rechenzeit für die präsentierten Ergebnisse lag im Bereich von wenigen Minuten. Überdies lassen sich sehr einfach verschiedene Parameterstudien durchführen. In zukünftigen Arbeiten soll die Feldeinkopplung in geschirmte Mehrfachleitungen messtechnisch in einer Modenverwirbelungskammer untersucht werden.

Literatur

- [1] HELMERS, Sven ; GONSCHOREK, Karl-Heinz: On the contribution of transfer admittance to external field coupling into shielded cables. 1 (1999), August, S. 206–211 vol.1. <http://dx.doi.org/10.1109/ISEMC.1999.812896>. – DOI 10.1109/ISEMC.1999.812896. – (Cat. No. 99CH36261)
- [2] KADEN, Heinrich (Hrsg.): *Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik*. 2. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag GmbH, 1959. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-3257>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-3257>. – ISBN 978–3–662–30232
- [3] KASPER, Johanna ; MAGDOWSKI, Mathias ; ALI, Mohammad ; VICK, Ralf: Theoretical and Experimental Analysis of the Stochastic Electromagnetic Field Coupling to Multiconductor Transmission Lines Above a Ground Plane. Angers, September 2017
- [4] KASPER, Johanna ; MAGDOWSKI, Mathias ; VICK, Ralf ; ANAMOV, Rushan ; GIMRANOV, Marat ; FEDEROV, Evgenii ; FERENTS, Andrey: Electromagnetic Field Coupling to Planar and Triangular Multiconductor Transmission Lines in a Reverberation Chamber. In: *Joint IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Asia-Pacific Symposium on Electromagnetic Compatibility*. Magdeburg, Mai 2018, S. 6
- [5] KASPER, Johanna ; VICK, Ralf: Model of the stochastic electromagnetic field coupling to multiconductor transmission lines above a ground plane. In: *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields, IJNM* (2017)
- [6] KASPER, Johanna ; VICK, Ralf: Simulation of the Stochastic Electromagnetic Field Coupling to Multiconductor Transmission Lines using Enhanced Per-Unit-Length Parameters. Angers, September 2017
- [7] MAGDOWSKI, Mathias ; BANJADE, Buddhi R. ; VICK, Ralf: Measurement of the Coupling to Shielded Cables Above a Ground Plane in a Reverberation Chamber. „ September 2016. – ISBN 978–1–5090–1415–6, S. 223–228. – IEEE Catalog Number CFP1606F-US
- [8] MAGDOWSKI, Mathias ; ТКАЧЕНКО, Sergey V. ; VICK, Ralf: Coupling of Stochastic Electromagnetic Fields to a Transmission Line in a Reverberation Chamber. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 53 (2011), Mai, Nr. 2, S. 308 – 317. <http://dx.doi.org/10.1109/TEMC.2010.2097267>. – DOI 10.1109/TEMC.2010.2097267. – ISSN 0018–9375
- [9] MAGDOWSKI, Mathias ; VICK, Ralf: Closed-Form Formulas for the Stochastic Electromagnetic Field Coupling to a Transmission Line With Arbitrary Loads. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 54 (2012), Oktober, Nr. 5, S. 1147 – 1152. <http://dx.doi.org/10.1109/TEMC.2012.2193130>. – DOI 10.1109/TEMC.2012.2193130. – ISSN 0018–9375
- [10] PAUL, Clayton R.: *Analysis of Multiconductor Transmission Lines*. 2. Hoboken, New Jersey, USA : John Wiley & Sons, 2008 (IEEE Press). – ISBN 978–0–470–13154–1
- [11] TESCHE, Frederick M. ; IANOZ, Michel ; KARLSSON, Torbjörn: *EMC Analysis Methods and Computational Models*. 1. New York : Wiley-Interscience, 1996. – ISBN 0–471–15573–X
- [12] VANCE, Edward F.: *Coupling to shielded cables*. New York : John Wiley & Sons, 1978. – ISBN 978–0471041078