

Messung der Einkopplung statistischer elektromagnetischer Felder in eine verdrehte Doppelleitung mit angepasstem Leitungsabschluss

Dr.-Ing. Mathias Magdowski, cand. M. Sc. Gerald Henning, Prof. Dr.-Ing. Ralf Vick,
Otto-von-Guericke-Universität, Institut für Medizintechnik
Lehrstuhl für EMV, Magdeburg, Deutschland, mathias.magdowski@ovgu.de

1 Einleitung

In vielen Bereichen der Kommunikationstechnik werden *verdrehte Leitungen* eingesetzt, da diese gegenüber externen elektromagnetischen Feldern eine höhere Störfestigkeit ermöglichen. Aus Kosten- und Gewichtsgründen werden solche Leitungen häufig ungeschirmt ausgeführt. Ist vom einfallenden Feld nicht die exakte Einfallrichtung und Polarisation, sondern nur eine gewisse Verteilung und räumliche Korrelation der Feldgrößen bekannt, so spricht man auch von *statistischen Feldern*. Solche Felder haben gerade in resonanten Umgebungen eine hohe Praxisrelevanz. Sie können für experimentelle Untersuchungen in Modenverwirbelungskammern erzeugt werden.

Im Beitrag wird die Messung der Einkopplung statistischer Felder in eine verdrehte Doppelleitung im Freiraum beschrieben. Ein entsprechendes Simulationsmodell [5] ist bereits vorhanden und kann damit experimentell validiert werden. Ähnliche Messungen wurden bereits bei einer Anregung durch einzelne ebene Wellen mit veränderlicher Einfallrichtung [1] durchgeführt. Auch für die Anregung durch statistische Felder existieren bereits Messergebnisse [4], allerdings mit einer leerlaufenden bzw. kurzgeschlossenen Leitung. In diesem Beitrag wird eine Leitung mit angepasstem Leitungsabschluss untersucht. Am angepassten Leitungsende treten nahezu keine Reflexionen und damit auch keine Mehrfachreflexionen auf. Deshalb gibt es nur sehr geringe Leitungsresonanzen und der Einfluss der Schlaglänge der Verdrehung lässt sich aus der Frequenzabhängigkeit der eingekoppelten Spannung einfacher ermitteln.

2 Messaufbau und Messablauf

Der entsprechende Messaufbau in einer Modenverwirbelungskammer ist in Abbildung 1a gezeigt. Die Abmaße dieser Kammer betragen etwa $7,9\text{ m} \times 6,5\text{ m} \times 3,5\text{ m}$. Die erste Hohlraumresonanz liegt bei 30 MHz. Die Kammer ist mit einem vertikalen Modenrührer ausgestattet. Zur Messung der eingekoppelten Spannung am Leitungsanfang wurde ein Netzwerkanalysator (*Rohde&Schwarz ZVC*, 20 kHz bis 8 GHz) statt eines Oszilloskops benutzt, da er eine höhere Messdynamik und einen größeren nutzbaren Frequenzbereich aufweist.

Dafür ist die Spannung nicht direkt als Messgröße verfügbar. Stattdessen müssen die gemessenen Streuparameter in ein Verhältnis aus eingekoppelter Spannung und anregender Feldstärke umgerechnet werden (siehe Abschnitt 3.1). Dazu ist auch die Güte der Kammer notwendig, die aus der Verkopplung zweier Antennen nach Abbildung 1b bestimmt werden kann. Der Einfluss der Messleitungen wurde durch eine Kalibrierung des Netzwerkanalysators mittels Durchgangs-, Leerlauf-, Kurzschluss- und Anpassungsstandard kompensiert.

Der untersuchte Frequenzbereich reicht von 200 MHz, der niedrigsten nutzbaren Frequenz der Kammer, bis 1,6 GHz, der oberen Grenzfrequenz der benutzten doppelt-logarithmischen Antennen (*Schwarzbeck VULP 9118C*). Für die Messung der Einkopplung wurden 72 äquidistante Rührerpositionen in Schritten von 5° verwendet. Der Frequenzbereich wurde mit 501 logarithmisch gestuften Frequenzen abgetastet. Die Durchlaufzeit wurde auf 5 s erhöht, damit die Kammer bei jeder Frequenz einen eingeschwungenen Zustand erreicht. Die Speiseleistung des Netzwerkanalysators betrug -20 dBm.

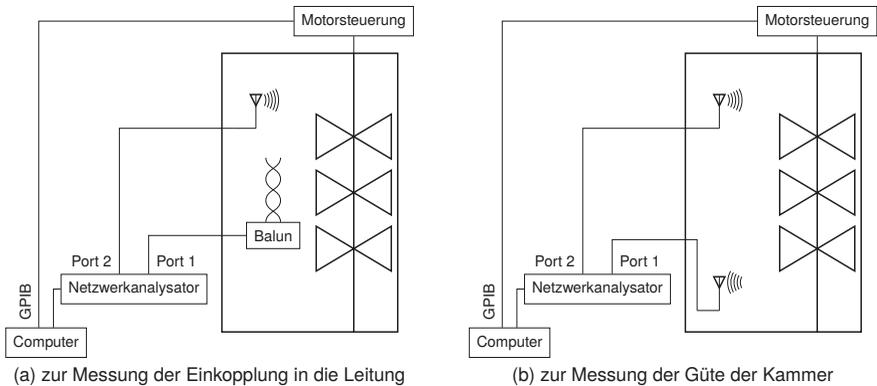


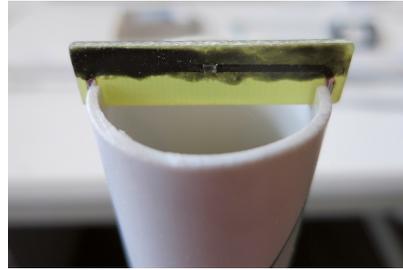
Abbildung 1: Schematischer Messaufbau in einer Modenverwirbelungskammer

Die Leitung wurde im Arbeitsvolumen der Kammer auf einer dielektrischen Unterlage (Holztisch und Styrodurplatte) platziert. Um die symmetrische Doppelleitung mit dem asymmetrischen coaxialen Eingang des Netzwerkanalysators zu verbinden, wurde ein Symmetrierglied bzw. Balun (*Prodyn BIB-120G*, 250 kHz bis 10 GHz) benutzt. Dieses leitet die Differenz der Eingangssignale an den Ausgang weiter und ermöglicht somit die Messung des Gegentaktmodes der eingekoppelten Spannung. Der ebenfalls eingekoppelte Gleichtaktanteil wird unterdrückt. Entsprechend der Reihenschaltung der Eingangswiderstände von 50Ω des Symmetrierglieds ist der Anfang der verdrehten Leitung mit einem Widerstand von $R_{\text{balun}} = 100 \Omega$ abgeschlossen.

Die verdrehte Leitung ist in Abbildung 2a genauer dargestellt. Da das vorhandene Simulationsmodell [5] die Verdrehung als bifilare Helix annähert, wurden keine kommerziellen verdrehten Leitungen benutzt. Stattdessen wurde für die beiden Leiter starrer Kupferlackdraht mit einem Durchmesser von $d_0 = 0,8 \text{ mm}$ verwendet. An den Anfang der Leiter wurden SMA-Anschlussstifte gelötet, die eine Verbindung zum Symmetrierglied ermöglichen. Der gewählte Leiterdurchmesser bietet eine gewisse mechanische Stabilität, passt aber auch in die SMA-Anschlussstifte. Um die genaue Geometrie der Verdrehung sicherzustellen, wurden die beiden Leiter um ein Kunststoffrohr mit einem Durchmesser von $s = 32 \text{ mm}$ gewickelt und fixiert. Durch diese Vorgehensweise wurden verdrehte Leitungen mit verschiedenen Schlaglängen gefertigt, von einer unverdrehten Leitung bis zu einer Leitung mit fünf Verdrehungen. Die Länge $l = 75 \text{ cm}$ des Kunststoffrohrs entspricht auch der Leitungslänge. Die Schlaglänge der Verdrehung wurde so gewählt, dass die *kritische Frequenz*, ab der die Einkopplung in die verdrehte Leitung den Wert der unverdrehten Leitung übersteigt, jeweils in den gemessenen Frequenzbereich fällt.



(a) Gesamtansicht der verdrehten Leitung und des Symmetrierglieds am Leitungsanfang



(b) Detailsicht der Abschlussplatine am Ende der Leitung

Abbildung 2: Fotos des Messaufbaus in einer Modenverwirbelungskammer

Unter Vernachlässigung des Kunststoffrohrs kann eine charakteristische Impedanz der Leitung von

$$Z_c = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cdot \operatorname{arccosh} \left(\frac{s + d_0}{d_0} \right) = 528 \Omega \quad (1)$$

bestimmt werden, wobei μ und ε die Permeabilität und Permittivität des Freiraums bezeichnen. Um einen reflexionsfreien Abschluss des Leitungsendes zu erreichen, wurde ein Hochfrequenzwiderstand (*Vishay Sfernice* CH0603-500RFFW [7]) mit einem Nennwiderstand von 500Ω und 1% Toleranz verwendet. Dieser wurde auf eine kleine Platine (siehe Abbildung 2b) gelötet, an der über entsprechende Lötäugen auch die Enden des Hin- und Rückleiters befestigt wurden. Die Anschlussdrähte des Widerstandes besitzen eine gewisse parasitäre Induktivität, deren Impedanz im untersuchten Frequenzbereich aber als klein gegenüber dem Widerstand angenommen wird.

Aus den Querabmessungen der Leitung ergibt sich unter der Bedingung $kh < 1$ eine obere Frequenzgrenze von 2,9 GHz, bis zu der die klassische Leitungstheorie gültig ist. Hierbei bezeichnet k die Wellenzahl und $h = s/2$ den halben Leiterabstand.

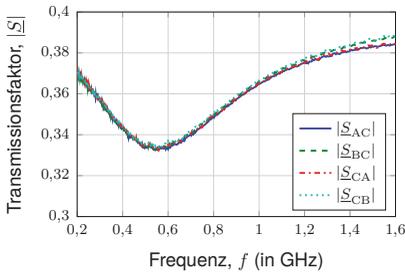
3 Ergebnisse und Diskussion

3.1 Vorbereitende Messungen

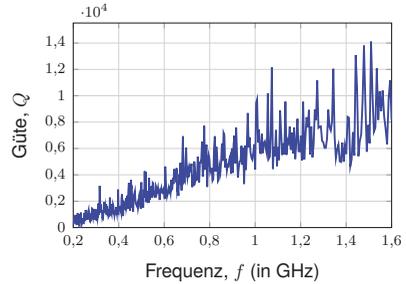
Mit Hilfe des Netzwerkanalysators wurden zunächst die Streuparameter des Symmetrierglieds bestimmt. Hierbei sind besonders die Vorwärts- und Rückwärts-Transmissionsfaktoren von Interesse, die in Abbildung 3a dargestellt sind und die Einfügedämpfung charakterisieren. Die vier Verläufe sind nahezu gleich, d. h. das Symmetrierglied ist reziprok und tatsächlich nahezu symmetrisch. In der Auswertung der Einkoppelmessung wird für die Kompensation der Einfügedämpfung der lineare Mittelwert des Betrags der Vorwärts- und Rückwärts-Transmissionsfaktoren der beiden Pfade benutzt. Diese Größe wird mit

$$A_{\text{balun}} = \frac{|S_{AC}| + |S_{CA}| + |S_{BC}| + |S_{CB}|}{4} \quad (2)$$

bezeichnet.



(a) Betrag der Einfügedämpfung zwischen den Eingängen A & B und dem Ausgang C des Symmetrierglieds



(b) Frequenzabhängige Güte der Kammer

Abbildung 3: Ergebnisse der vorbereitenden Messungen

Die Güte der Kammer kann aus den Streuparametern zwischen zwei Antennen bestimmt werden.

$$Q = 16 \cdot \frac{\pi^2 V}{\lambda^3 \eta_{tx} \eta_{rx}} \cdot \left\langle \frac{|S_{21}|^2}{1 - |S_{11}|^2} \right\rangle \quad (3)$$

Dabei bezeichnet V das Volumen der Kammer und λ die Wellenlänge. Die Antenneneffektivitäten η_{tx} und η_{rx} der Sende- und Empfangsantenne sind nicht bekannt. Für sie wurde ein Wert von 80 % angenommen. Die Mittelung $\langle \rangle$ erfolgt über alle Rührerpositionen. Die so bestimmte Güte ist in Abbildung 3b als Funktion der Frequenz dargestellt. Man erkennt, dass die Güte wie zu erwarten mit steigender Frequenz zunimmt. Die Fluktuation der Kurve ergibt sich aus der statistischen Unsicherheit der Messung.

3.2 Einkoppelte Spannung in Abhängigkeit der Frequenz

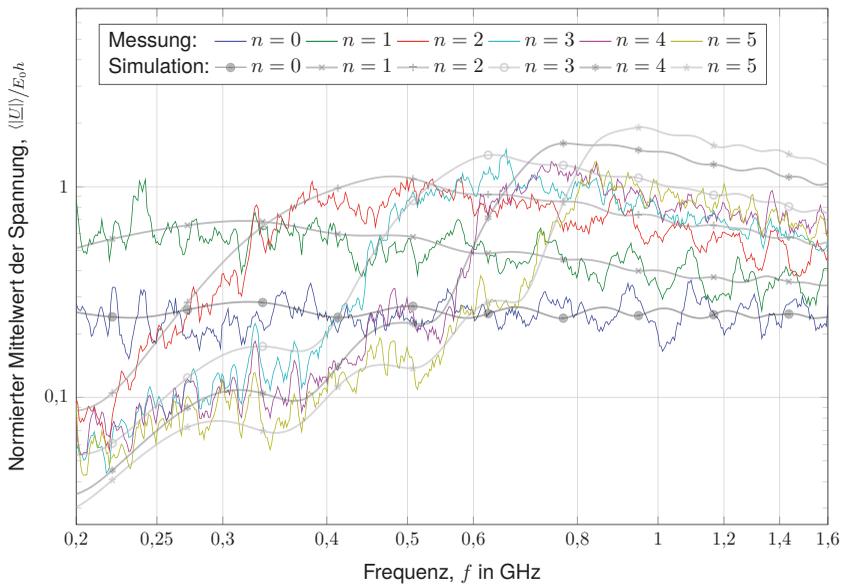
Für die Umrechnung aus den gemessenen Streuparameter wird die zu bestimmende Spannung (Betrag des komplexen Zeigers) in Abhängigkeit der Leistung P_1 am Tor 1 und der Systemimpedanz $Z_{VNA} = 50 \Omega$ des Netzwerkanalysator ausgedrückt. Hierbei kann auch die Einfügedämpfung des Symmetrierglieds kompensiert werden.

$$|U| = \frac{1}{A_{balun}} \cdot \sqrt{P_1 \cdot Z_{VNA}} \quad (4)$$

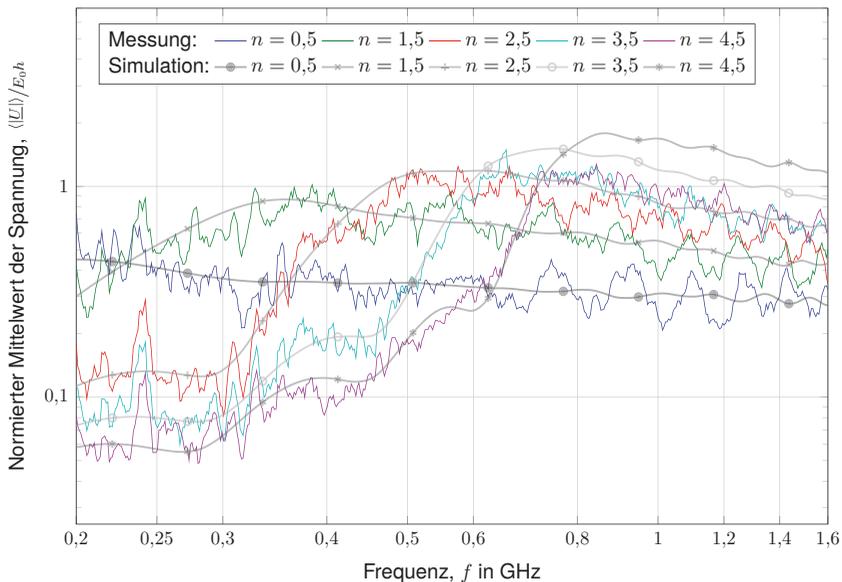
Die elektrische Feldstärke in Form der kammerspezifischen Konstante [2, Gl. (23)] kann aus der Leistung P_2 am Tor 2, der Güte Q der Kammer, dem Kammervolumen V und der Kreisfrequenz ω bestimmt werden.

$$E_0^2 = \frac{QP_2}{\omega \epsilon V} \quad (5)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (4) und (5) in das Leistungsübertragungsverhältnis [6]



(a) Ganzzahlige Verdrillungen



(b) Halbe Verdrillungen

Abbildung 4: Normierter Mittelwert des Betrags der eingekoppelten Spannung am Anfang einer Doppelleitung mit n Verdrillungen mit angepasstem Leitungsabschluss

zwischen Tor 2 und 1 in Abhängigkeit der gemessenen Streuparameter

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{|S_{12}|^2}{1 - |S_{22}|^2} = \frac{|U|^2}{E_0^2} \cdot \frac{A_{\text{balun}}^2 Q}{\omega \varepsilon V Z_{\text{VNA}}} \quad (6)$$

kann das gewünschte Verhältnis U^2/E_0^2 berechnet werden.

$$\frac{|U|^2}{E_0^2} = \frac{|S_{12}|^2}{1 - |S_{22}|^2} \cdot \frac{\omega \varepsilon V Z_{\text{VNA}}}{A_{\text{balun}}^2 Q} \quad (7)$$

Nach einer Normierung auf den halben Abstand h der Leiter und unter der Annahme, dass dieser Ausdruck radiziert werden kann, erhält man den komplexen Zeiger der Spannung.

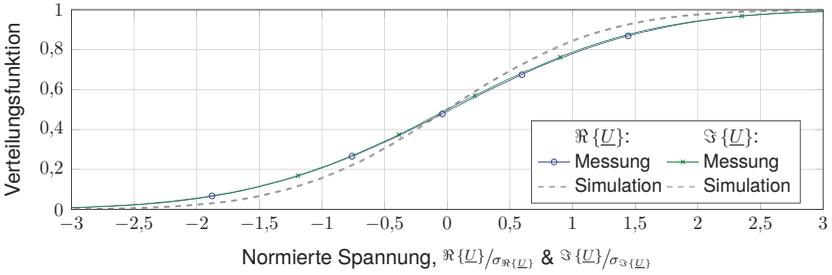
$$\frac{U}{E_0 h} = \frac{S_{12}}{\sqrt{1 - |S_{22}|^2}} \cdot \frac{1}{A_{\text{balun}} h} \cdot \sqrt{\frac{\omega \varepsilon V Z_{\text{VNA}}}{Q}} \quad (8)$$

Die Normierung der eingekoppelten Spannung ist sinnvoll, um eine dimensionslose Größe zu erhalten. Abbildung 4 zeigt den mittleren Betrag dieser Größe in Abhängigkeit der Frequenz für die verschieden stark verdrillten Leitungen in doppelt-logarithmischer Skalierung. Bei tiefen Frequenzen ist die Verdrillung wirksam und vermindert die Einkopplung. Bei hohen Frequenzen wird dieser Effekt geringer und kehrt sich ab einer kritischen Frequenz sogar um, so dass in die verdrillte Leitung mehr einkoppelt als in die entsprechende unverdrillte Leitung. Bei dieser kritischen Frequenz unterschreitet die Wellenlänge ungefähr das Dreifache der Schlaglänge.

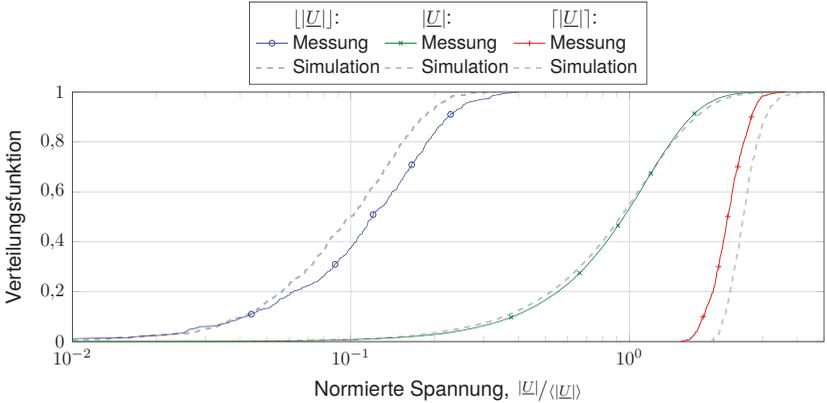
Die Übereinstimmung zwischen den experimentellen und simulierten Ergebnissen ist im Allgemeinen sehr gut. Jedoch weisen die gemessenen Verläufe gerade für die nur wenig verdrillten Leitungen gewisse Leitungsresonanzen auf, was auf einen nicht ganz angepassten Abschluss hinweist. Um die statistische Unsicherheit zu senken, wurde für die Messwerte ein gleitender Mittelwert über jeweils fünf Frequenzpunkte berechnet. Die entsprechenden Simulationen wurden mit 360 Rührerpositionen durchgeführt, die jeweils aus 10 überlagerten Wellen bestanden. Um glatte Verläufe zu erhalten, wurde die äußere Schleife der Simulation über alle Randbedingungen und die innere Schleife über alle Frequenzen iteriert. Die Simulationszeit betrug pro Leitung etwa 5 min auf einem üblichen Rechner. Der Einfluss des Kunststoffrohres wurde durch eine Änderung der Ausbreitungskonstante [5] mittels $\gamma = jk\sqrt{\varepsilon_{\text{rel}}}$ mit einer effektiven relativen Permittivität von $\varepsilon_{\text{rel}} = 1,4$ nachgebildet.

3.3 Statistische Verteilung der eingekoppelten Spannung

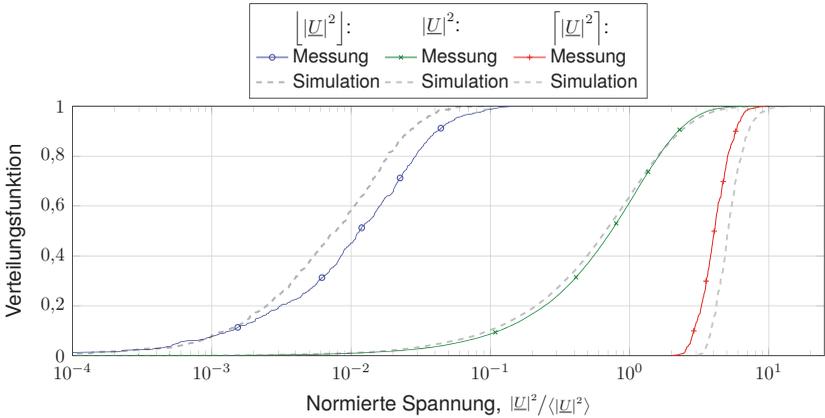
Weiterhin ist es interessant, die statistische Verteilung der Spannung in Form einer Verteilungsfunktion darzustellen. Um eine möglichst große Stichprobengröße zu erreichen, wurden der Real- und Imaginärteil der eingekoppelten Spannung auf deren Standardabweichung bei der jeweiligen Frequenz normiert. Auf diese Weise kann eine Gesamtanzahl von $501 \cdot 72$ Werten benutzt werden, um eine entsprechend glatte Verteilungsfunktion darzustellen, siehe Abbildung 5a. Für die Simulation wurde die Reihenfolge der Schleifen im Gegensatz zu Abschnitt 3.2 vertauscht, um unkorrelierte Frequenzen zu erzeugen. Die experimentelle und simulierte Verteilung zeigen eine gute Übereinstimmung und entsprechen auch der theoretischen Normalverteilung.



(a) Real- und Imaginärteil (Normalverteilung)



(b) Betrag (Rayleighverteilung)



(c) Betragquadrat (Exponentialverteilung)

Abbildung 5: Verteilungsfunktionen der Kennwerte der eingekoppelten Spannung am Anfang der verdrehten Leitung mit 5 Verdrehungen

Die Abbildungen 5b und 5c zeigen die entsprechenden Verteilungen für den Betrag und das Betragsquadrat der eingekoppelten Spannung. Hier wurde auf den Mittelwert über alle Rührerpositionen bei jeder Frequenz normiert. Zusätzlich ist auch die Verteilung der Minimal- und Maximalwerte gezeigt. Die Verteilung der Messwerte ist etwas schmaler als in der Simulation, da nicht alle Rührerpositionen unabhängig voneinander sind.

4 Zusammenfassung

Erstmalig wurde die Einkopplung von statistischen Feldern in eine ungeschirmte und verdrehte Doppelleitung mit angepassten und damit reflexionsfreiem Leitungsende durch Messungen in einer Modenverwirbelungskammer experimentell untersucht. Durch die gewählte Konfiguration lässt sich der Einfluss der Schlaglänge auf die frequenzabhängige Einkopplung besonders prägnant herausstellen. Die Messergebnisse bestätigen ein vorhandenes Simulationsmodell auf Basis der Leitungstheorie und einem Wellenansatz zur Nachbildung der statistischen Felder. In einer Weiterführung dieser Arbeit soll auch die statistische Einkopplung in kommerziell verfügbare verdrehte Leitungen, z. B. vom CAN-Bus (Controller Area Network [3]) zur Vernetzung von Steuergeräten im Kraftfahrzeug, analysiert werden.

Literatur

- [1] BELLAN, Diego ; MAGISTRATI, Giorgio ; PIGNARI, Sergio A. ; SPADACINI, Giordano: A Statistical Approach to Radiated Susceptibility Analysis of TWP Cables. In: *ESA Workshop on Aerospace EMC*. Florenz, Italien, März 2009, S. 1 – 6
- [2] HILL, David A.: Plane Wave Integral Representation for Fields in Reverberation Chambers. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 40 (1998), August, Nr. 3, S. 209 – 217. <http://dx.doi.org/10.1109/15.709418>. – DOI 10.1109/15.709418. – ISSN 0018–9375
- [3] LAWRENZ, Wolfhard (Hrsg.) ; OBERMÖLLER, Nils (Hrsg.): *Controller Area Network: Grundlagen, Design, Anwendungen, Testtechnik*. 5. Berlin/Offenbach : VDE-Verlag, 2011. – 484 S. – ISBN 978–3–8007–3332–3
- [4] MAGDOWSKI, Mathias ; LADBURY, John ; HOLLOWAY, Christopher ; VICK, Ralf: Measurement of the Stochastic Electromagnetic Field Coupling to an Unshielded Twisted Pair Cable. In: *Electromagnetic Compatibility (EMC Europe), International Symposium on*. Göteborg, Schweden, September 2014, S. 659–664
- [5] MAGDOWSKI, Mathias ; TKACHENKO, Sergey V. ; VICK, Ralf: Einkopplung stochastischer Felder in eine verdrehte und ungeschirmte Leitung. In: GONSCHOREK, Karl-Heinz (Hrsg.): *EMV 2010 Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit*. Düsseldorf : VDE Verlag, März 2010. – ISBN 978–3–8007–3206–7, S. 677 – 684
- [6] MITRA, Atindra K. ; TROST, Thomas F.: Power transfer characteristics of a microwave reverberation chamber. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 38 (1996), Mai, Nr. 2, S. 197–200. <http://dx.doi.org/10.1109/15.494624>. – DOI 10.1109/15.494624. – ISSN 0018–9375
- [7] VISHAY SFERNICE: *High Frequency 50 GHz Thin Film Chip Resistor*. Malvern, Pennsylvania, USA, Mai 2014. <http://www.vishay.com/docs/53014/ch.pdf>. – Document Number: 53014