

Grenzen des Stromscan-basierten Dipolmodells und Erweiterung mit einem quasistatischen Ansatz

M.Sc. Zongyi Chen, TU Dortmund, zongyi.chen@tu-dortmund.de

M.Sc. Alexander Zeichner, TU Dortmund, alexander.zeichner@tu-dortmund.de

Prof. Dr.-Ing. Stephan Frei, TU Dortmund, stephan.frei@tu-dortmund.de

1 Einleitung

Zur Sicherstellung der EMV müssen elektronische Systeme vorgegebene Grenzwerte für die Störaussendung einhalten. In der Kfz-Industrie werden häufig Komponententest nach CISPR 25 gefordert. Darin wird unter anderem beschrieben, wie die Störungen von einem Kfz-System, die bei niedrigen Frequenzen überwiegend über den Leitungssatz auskoppeln, in einer geschirmten Absorberkabine mit einer Antenne zu messen sind.

Eine Abschätzung der Emission ist bereits im frühen Entwicklungsprozess wünschenswert. Der Aufwand für eine Antennenmessung ist jedoch meist sehr hoch. Daher werden alternative Verfahren gesucht, die mit deutlich weniger Aufwand verbunden sind. Die Bestimmung der Störaussendung mittels eines stromscan-basierten Multi-Dipol-Modells (MDM) ist eine mögliche Methode, um elektrische und magnetische Felder von Leitungsbündeln vorherzusagen [1]. In [2] wurde gezeigt, dass ein MDM für Frequenzen oberhalb von 30 MHz die Störaussendung gut abbilden kann. Für tiefe Frequenzen funktionieren die Dipolmodelle nur bedingt. In der vorliegenden Arbeit wird daher die Genauigkeit der MDM im Niederfrequenzbereich systematisch analysiert und Ursachen für die Abweichungen diskutiert. Anschließend wird eine Ergänzung durch einen quasi-statischen Ansatz vorgestellt und mit Messungen validiert.

2 Das Stromscan-basierte Multi Dipol Modell

Im unteren Frequenzbereich stellen die Gleichtaktströme von langen Kabelbündeln meist eine deutlich dominantere Strahlungsquelle für elektromagnetische Felder da als die angeschlossenen Elektronikkomponenten oder Gegentaktströme in dem Bündel [3]. Deshalb kann eine Messung der Gleichtaktströme und die Konstruktion eines äquivalenten Abstrahlmodells mit Dipolen, welche die Gleichtaktströme tragen, eine gute Methode für die Bestimmung der Störaussendung im Fernfeld sein. Die Konfiguration des Messaufbaus für die Strommessung mit einer breitbandigen Stromzange erfolgt dabei nach CISPR 25. Das bedeutet, dass alle Komponenten (EUT, Kabelbündel, Last) entsprechend der Norm auf einer gut leitfähigen Tischoberfläche aufgebaut werden. Abb. 1 zeigt eine vereinfachte Darstellung des Testaufbaus mit Messeinrichtungen zur Erfassung des Stromes.

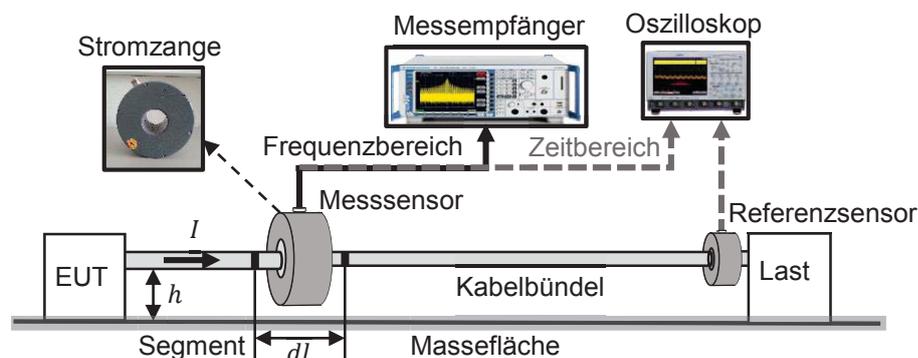


Abbildung 1: Konfiguration zu Messung der Gleichtaktströme im Kabelbündel

Je nachdem, welches Verfahren zu Einsatz kommt, kann eine phasenlose Stromamplitudenmessung mit einem Messempfänger im Frequenzbereich oder die Amplitude und Phase mit einem Oszilloskop im Zeitbereich erfasst werden. Für die Phasenbestimmung ist zusätzlich ein Referenzsensor zum Synchronisieren notwendig. Wird nur die Amplitude gemessen, so müssen Verfahren zur Phasenrekonstruktion eingesetzt werden [2]. Die Gleichtaktabschlussimpedanz in solchen Konfigurationen ist üblicherweise nicht an den Gleichtaktwellenwiderstand des Kabelbündels angepasst. Wegen der Fehlanpassung kommt es zu Reflexionen an den Bündelenden. Entlang des Bündels kann dadurch die Stromamplitude variieren. Deshalb wird die Stromverteilung entlang des Bündels, welches in Segmente unterteilt wurde, gemessen. Viele Messungen sind vor allem bei hohen Frequenzen nötig. Das verwendete Dipolmodell ist in Abb. 2 dargestellt. Das elektrische Feld eines einzelnen Dipols kann mit folgenden Formeln für einen Beobachtungspunkt P in Kugelkoordinaten berechnet werden:

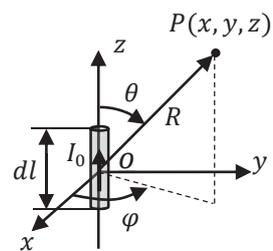


Abbildung 2: Dipol

$$\vec{E}_\theta = j\eta_0 \frac{k_0 I_0 dl}{4\pi R} \sin\theta \left(1 + \frac{1}{jk_0 R} - \frac{1}{(k_0 R)^2}\right) e^{-jk_0 R} \vec{e}_\theta, \quad (1)$$

$$\vec{E}_r = \eta_0 \frac{I_0 dl}{2\pi R^2} \cos\theta \left(1 + \frac{1}{jk_0 R}\right) e^{-jk_0 R} \vec{e}_r, \quad (2)$$

$$\vec{E}_\phi = 0. \quad (3)$$

Hierbei ist I_0 der Strom in der Segmentmitte und dl die Segmentlänge. Der Freiraumwellenwiderstand wird mit $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ und die Wellenzahl mit $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ bezeichnet. Im äquivalenten Strahlungsmodell werden üblicherweise die Dipole entlang der realen stromführenden Strukturen angeordnet, wie in Abb. 3 dargestellt. Unter Verwendung jeweils eines Dipols in jeder Segmentmitte kann das resultierende Feld als Überlagerung der Einzeldipolfelder berechnet werden. Der Rückstrompfad des Gleichtaktstromes schließt sich über die Massefläche. Im Strahlungsmodell wird der Rückstrom unter Zuhilfenahme der Spiegeltheorie auf der gegenüberliegenden Seite der Massefläche ebenfalls mit Dipolen, wie in Abb. 3 dargestellt, berücksichtigt. Außerdem werden die vertikal angeordnete Dipole I_S und I_L verwendet, um den Strom durch das EUT und die Last zu berücksichtigen und den Strompfad zu schließen.

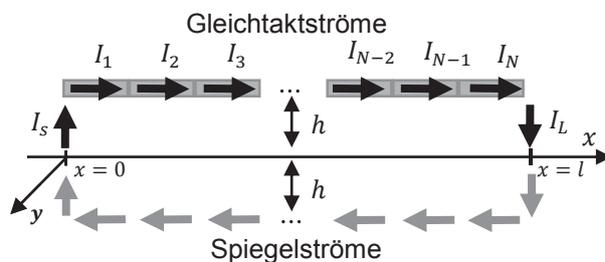


Abbildung 3: Das Multi Dipol Modell

3 Analyse der Genauigkeit des Multi Dipol Modells

Das gezeigte Strahlungsmodell unterliegt bestimmten Grenzen, die die Vorhersagegüte einschränken. Diese Limitierungen sollen zunächst anhand eines Beispiels und der Simulation mit der Momentenmethode (MoM) gezeigt werden. Die MoM ist ein bewährtes Verfahren für die Berechnung von Strömen entlang von leitfähigen Stabstrukturen und metallischen Oberflächen. Die simulierten MoM-Ströme werden auch zunächst für das MDM anstelle von Messdaten verwendet.

3.1 Beispielkonfiguration

Die Beispielkonfiguration besteht aus einer 50Ω Quelle, welche das EUT aus Abb. 1 repräsentieren soll. Das Leiterbündel wird als eine 1,5 m lange PEC-Stabstruktur modelliert,

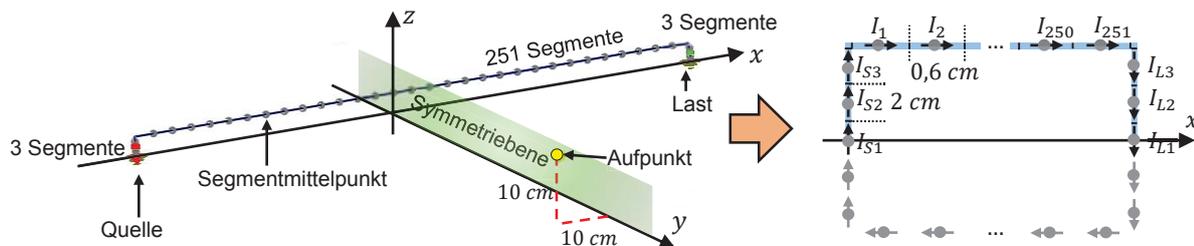


Abbildung 4: Modell der Leiterstruktur mit Segmentierung (links). Das MDM mit Anordnung der Dipole entlang des Strompfades auf den Segmentmittelpunkten (rechts). Die Segmentlänge dl der vertikalen Leiter beträgt 2 cm und der horizontalen Leiter 0,6 cm.

um den Gleichaktstrom durch ein Bündel näherungsweise nachzubilden. Am anderen Ende der Leitung sitzt ein 50Ω Widerstand als Last. Wie jedes numerische Verfahren basiert auch die MoM Simulation auf einer Diskretisierung des geometrischen Modells. Die Stabstruktur ist, wie in Abb.4 (links) gezeigt, diskretisiert. Für numerisch zuverlässige Simulationsergebnisse wurde eine Segmentierung entsprechend [4] gewählt. Zur Berechnung der Ströme und Felder nutzt das hier eingesetzte MoM-Verfahren sogenannte Dreiecksbasisfunktionen (siehe Kapitel 3.2.2). Die Ströme in jedem Segmentmittelpunkt können aus der Simulation entnommen und für die Parametrierung des MDM genutzt werden. Dieses Vorgehen ist dem zuvor beschriebenen Strom-Scan-Verfahren an einem realen Aufbau ähnlich. Die simulierten Ströme werden im Gegensatz zur Messung nicht durch die Strommesszange, Rauschen oder der Empfindlichkeit der Messgeräte beeinflusst. So können Messfehler ausgeschlossen werden. Die E-Feldmessung z.B. nach CISPR 25 wird bis 30 MHz mit einer aktiven Stabantenne in 1 m Abstand zum Leiterbündel, genau in der Symmetrieebene des Aufbaus durchgeführt. Um eine allgemeinere Aussage über das E-Feldverhalten treffen zu können, sollten mögliche Symmetrieeffekte ausgeschlossen werden. Daher wird das Feld nicht in der Symmetrieebene, sondern um 10 cm versetzt in einer Höhe von 10 cm (Abb. 4) simuliert. In Abb. 5 ist das vertikale E-Feld (E_z) aus der MoM Simulation und dem MDM für 1 m Abstand und 50Ω Abschlusswiderstand abgebildet. Es ist festzustellen, dass es bei dem MDM generell zu einem Problem in der Berechnungsgenauigkeit bei tiefen Frequenzen kommt. Darin ist zu erkennen, dass es bei niedrigen Frequenzen große Abweichungen geben kann. Ab einer Grenzfrequenz - hier über 110 kHz - liefert MDM ähnliche Werte wie die MoM. Während die MoM bei niedrigen Frequenzen eine konstante Feldstärke von ca. -43 dBV/m berechnet, fällt die Amplitude des MDM E-Feldes mit zunehmender Frequenz, bis sie mit der MoM-Amplitude übereinstimmt. Die Grenzfrequenz, ab der MoM und MDM exakt übereinstimmen, hängt vom Beobachtungspunkt und den Strömen ab. Die Leiterstruktur, die für die Untersuchung verwendet wurde, ist dieselbe wie in der Abb. 4 angegeben. Die Quellenimpedanz beträgt 50Ω , und die Abschlussimpedanz wird von 1Ω bis $1 \text{ k}\Omega$ variiert. Die Beziehung zwischen Grenzfrequenz und der Lastimpedanz ist in Abb. 6 für drei verschiedenen Abstände des Beobachtungspunktes dargestellt. Die diskreten Punkte in den Grafiken weisen auf die verwendeten Impedanzen hin. Abb. 6 (a) zeigt die Ergebnisse für die Beobachtungspunkte, die um 10 cm (siehe Abb.4, links) von der Symmetrieebene versetzt sind, und (b) zeigt die Ergebnisse bei 75 cm Versatz. Die Grenzfrequenz wird durch die Abweichung

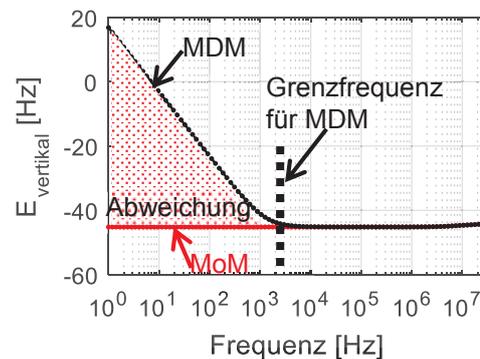


Abbildung 5: Vergleich des E-Feldes aus der MoM Simulation und der Berechnung mit dem MDM

der vertikalen Komponenten der elektrischen Felder in dB zwischen MoM ($E_{\text{vertikal[dBV/m]}(MoM)}$) und MDM ($E_{\text{vertikal[dBV/m]}(MDM)}$) bestimmt.

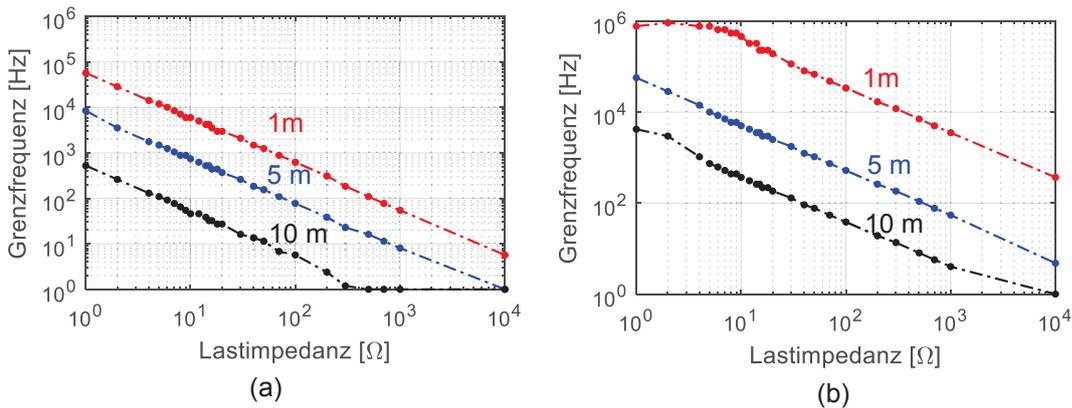


Abbildung 6: Grenzfrequenz über Lastimpedanz, (a) um 10 cm versetzt ($x = -0.1\text{m}$), (b) um 75 cm versetzt ($x = -0.75\text{m}$)

Die Grenzfrequenz wurde bei 3 dB Abweichung festgelegt. Wie in Abb. 6 zu erkennen ist, wird die Grenzfrequenz größer, wenn der Quellenstrom größer wird. Jedoch nimmt die Grenzfrequenz mit zunehmender Entfernungen ab. Beim Vergleich der Grafiken (a) und (b) ist zu sehen, dass die Grenzfrequenz auch von der Position abhängt. Wenn die Beobachtungspunkte näher an der Symmetrieebene sind, ist die Grenzfrequenz kleiner. Im Folgenden werden die Ursachen für die Abweichungen diskutiert.

3.2 Diskussion der Abweichungen im Niederfrequenzbereich

3.2.1 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden werden einige Grundlagen, die für die weitere Analyse notwendig sind, vorgestellt. Für eine „elektrisch dünne“ Leiterstruktur mit der Stromdichte I_s und der Ladungsdichte λ_s kann ausgehend von den maxwellischen Gleichungen, das elektrische Feld mit

$$\vec{E} = -j\omega\vec{A} - \nabla\Phi \quad (4)$$

ausgedrückt werden. Darin sind das magnetische Vektorpotential \vec{A} und das elektrische Skalarpotential Φ für Linienstrukturen definiert als

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int I_s \frac{e^{-jkR}}{R} ds' , \quad (5)$$

$$\Phi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int \lambda_s \frac{e^{-jkR}}{R} ds' . \quad (6)$$

Unter Zuhilfenahme der Kontinuitätsgleichung

$$\nabla \cdot I_s = -j\omega\lambda_s \quad (7)$$

kann das E-Feld durch Einsetzen von (5)-(6) in (4) aus dem folgenden Integral bestimmt werden:

$$\vec{E} = \underbrace{-j\omega\mu \int I_s G ds'}_{\text{Term 1}} - \underbrace{\frac{1}{\epsilon} \int \lambda_s \nabla G ds'}_{\text{Term 2}} \quad (8)$$

Der Term 1 in der oberen Gleichung beschreibt den Beitrag der Ströme und Term 2 den der Ladungen. $G = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R}$ ist die Greensche Funktion. Ist der Strom I_s für eine gegebene Struktur - in unserem Fall die Leiterstruktur - bekannt, so kann \vec{E} direkt durch Berechnen des Integrals bestimmt werden. Meistens existiert keine analytische Lösung, weshalb das Integral numerisch behandelt werden muss [5].

3.2.2 Berechnung des Integrals mit Dreiecksfunktionen

Im Folgenden wird ein Verfahren zur Berechnung der Felder über einen diskretisierten Strom, wie es in der MoM Anwendung findet, beschrieben. Das Verfahren verwendet Dreiecksbasisfunktionen für die Annäherung des Stroms. Abb. 7 (a) zeigt eine Dreiecksfunktion, die über die Segmente $\Delta x_{n-1} = (x_n - x_{n-1})$ und $\Delta x_{n+1} = (x_{n+1} - x_n)$ geht und mathematisch beschrieben werden kann mit:

$$f_{bn}(x) = \frac{x - x_{n-1}}{x_n - x_{n-1}} = \frac{x - x_{n-1}}{\Delta x_{n-1}} \quad \text{für } x_{n-1} \leq x \leq x_n$$

$$f_{bn}(x) = \frac{x_{n+1} - x}{x_{n+1} - x_n} = \frac{x_{n+1} - x}{\Delta x_{n+1}} \quad \text{für } x_n \leq x \leq x_{n+1}$$
(9)

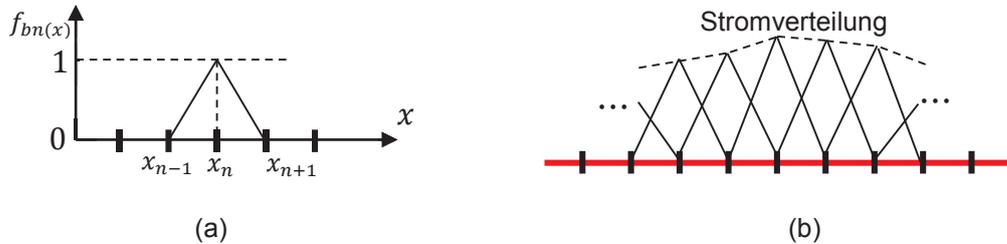


Abbildung 7: Eine Dreiecksfunktion über (a) zwei Segmente, und (b) die Überlagerung der Funktionen zur Approximation einer Stromverteilung

Mit einem Satz von N Basisfunktionen und den zugehörigen Stromamplituden I_n kann die Stromverteilung auf der Leitung mit beschrieben werden:

$$I_s = \sum_{n=1}^N I_n f_{bn}(x). \quad (10)$$

Darin ist $f_{bn}(x)$ die definierte Basisfunktion, und N die Anzahl der Ströme. Die Überlagerung solcher Basisfunktionen resultiert in einer kontinuierlichen und stückweise linearen Stromverteilung entlang der Leitung, wie in Abb. 7 (b) zu sehen. Die zugehörige Ladungsverteilung solch einer Basisfunktion kann direkt durch Divergenzbildung (im eindimensionalen Fall, wie hier, ist es eine einfache Ableitung bzw. ein Differenzenquotient) berechnet werden. Hier ist zu erkennen, dass sich für die linke und rechte Seite der Dreiecksfunktion eine konstante Ladungsverteilung ergibt, so wie Abb. 8 verdeutlicht.

$$\lambda_n = \frac{j}{\omega} \nabla \cdot (I_n f_{bn}) = \frac{j}{\omega} I_n \frac{df_{bn}}{dx} = \begin{cases} \frac{j}{\omega} \frac{I_n}{\Delta x_{n-1}}, & x_{n-1} \leq x \leq x_n \\ -\frac{j}{\omega} \frac{I_n}{\Delta x_{n+1}}, & x_n \leq x \leq x_{n+1} \end{cases} \quad (11)$$

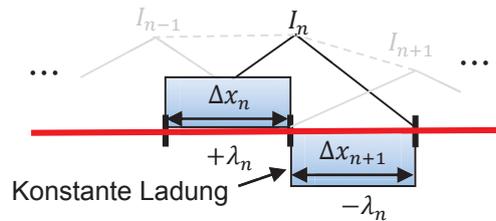


Abbildung 8: Ladungsbeitrag der Basisfunktion innerhalb der Segmente

Das Integral aus (8) kann dann für niedrige Frequenzen näherungsweise geschrieben werden als:

$$\vec{E} = - \sum_{n=1}^N I_n \int j\omega\mu f_{bn} G dx - \frac{j}{\omega\epsilon} \sum_{n=1}^N I_n \int \frac{df_{bn}}{dx} \frac{\partial G}{\partial x} dx$$

$$\approx - \frac{j}{\omega\epsilon} \sum_{n=1}^N I_n \int \frac{df_{bn}}{dx} \frac{\partial G}{\partial x} dx \quad (12)$$

Für sehr niedrigen Frequenzen ($\omega \rightarrow 0$) kann der erste Term vernachlässigt werden. Das E-Feld wird nur vom zweiten Term dominiert. Eine Analyse der Strom und Ladungsbeiträge in Abb. 9 verdeutlicht diese Näherung. Darin ist das E-Feld aus der Konfiguration in Abb. 4 zu sehen. Die MoM Berechnung dient als Referenz. Außerdem ist die Berechnung mit dem Integral aus (12) dargestellt. Zusätzlich werden die Beiträge der beiden Einzeltherme gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der Strombeitrag ($-j\omega A$) für niedrige Frequenzen sehr viel kleiner ist als der Ladungsbeitrag ($-\nabla\Phi$), womit sich das Gesamtfeld hauptsächlich aus der Ladungsverteilung ergibt.

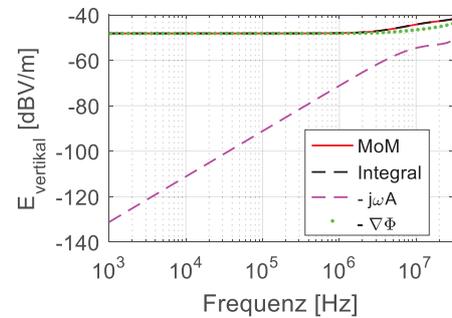


Abbildung 9: Beiträge aus der Strom- und Ladungsverteilung

3.2.3 Vergleich der Stromverteilungen an Verbindungsstellen von Leitungen

Die Feldberechnung mit Dreiecksfunktionen soll im Weiteren mit dem MDM Verfahren verglichen werden. Dazu werden die Stromverteilungen beider Verfahren zunächst gegenübergestellt. Abb. 10 (a) zeigt eine Stromverteilung als Resultat aus Dreiecksfunktionen und (b) eine Verteilung, die beim MDM zugrunde gelegt wird. In dem MDM wird der Strom innerhalb eines Segmentes als konstant angenommen. Deshalb kann die Stromverteilung wie in (b) mit Rechteckfunktionen dargestellt werden. Von besonderem Interesse sind nicht nur die kontinuierlichen Leitungsabschnitte, sondern Stellen, an denen

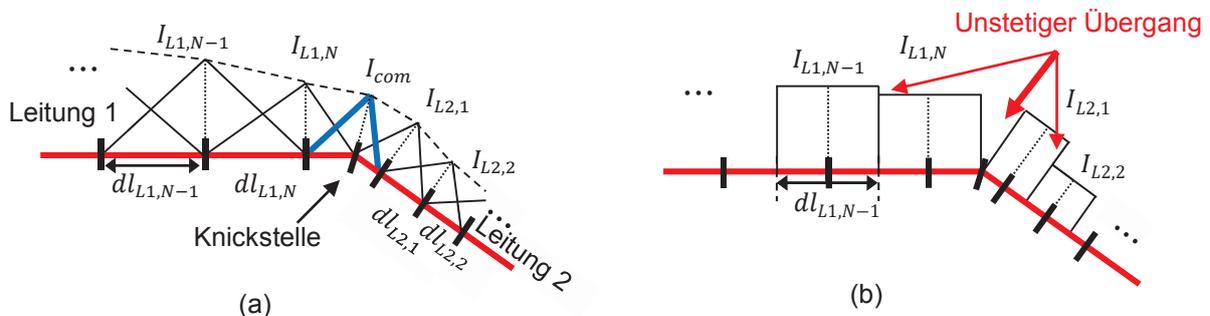


Abbildung 10: Vergleich der Stromverteilung an einer Knickstelle basierend auf Dreiecksfunktionen (a) und Rechteckfunktionen der MDM (b)

Stromrichtungswechsel stattfinden. Deshalb werden in Abb. 10 zwei verbundene und unterschiedlich ausgerichtete Leitungen gezeigt. Leitung 1 besteht aus N Segmenten. Die letzten beiden Segmente sind mit $dl_{L1,N-1}$ und $dl_{L1,N}$ gekennzeichnet. Die entsprechenden Ströme sind mit $I_{L1,N-1}$ und $I_{L1,N}$ benannt. Für eine kontinuierliche Stromverteilung in dem Übergang von Leitung 1 zu Leitung 2 wird in (a) eine Dreiecksfunktion verwendet, die ihr Maximum genau am Ende von Leitung 1 und am Anfang von Leitung 2 hat. Die Amplitude an der Knickstelle wird mit I_{com} bezeichnet. Auf Leitung 2 sind die ersten beiden Segmente $dl_{L2,1}$ und $dl_{L2,2}$ und die Ströme $I_{L2,1}$ und $I_{L2,2}$ eingezeichnet. Insgesamt entsteht eine Stromverteilung ohne Unstetigkeit. Wie zuvor beschrieben (siehe Gleichung (11)) ergibt die Ableitung der Stromverteilung die Ladung auf der Leitung. Durch die abfallenden (negative Ladung) und ansteigenden (positive Ladung) Komponenten der Dreiecksfunktionen können sich Ladungen innerhalb eines Segments gut kompensieren. Betrachten wir nun die Stromverteilung des MDM in (b). Zwischen den Rechteckfunktionen gibt es Sprünge. Besonders kritisch ist die Unstetigkeit an der Knickstelle. Hier endet der Strom in Leitung 1 abrupt und wird abrupt in Leitung 2 fortgesetzt. Die sehr hohe negative Ladung am Ende von Leitung 1, die wegen der Unstetigkeit der Rechteckfunktion entsteht, kann nicht kompensiert werden. Die gleiche Situation tritt in Leitung 2 auf. Hier entsteht am Anfang der Leitung eine positive Ladung wegen der Ableitung der ansteigenden Flanke. Bilden sich nun unkomensierte Ladungen, wie es in (b) der Fall ist, kommt es besonders bei niedrigen Frequenzen zu einer Überhöhung der Feldstärke. Denn, wie in Gleichung (12) zu erkennen ist, werden die Ladungen mit dem Faktor $\frac{1}{\omega}$ gewichtet. Ein ähnliches Verhalten zeigen die Dipolgleichungen (1) und (2). Für eine annähernd kontinuierliche Stromverteilung im MDM, auch an den Knickstellen, ist eine sehr hohe Anzahl an Dipolen erforderlich. In Abb. 11 sind Berechnungsergebnisse der Struktur aus Abb. 4 des MDM mit einer unterschiedlichen Anzahl an Dipolen dargestellt. Darin wird die Anzahl der vertikalen Dipole mit n_{vertikal} und die der horizontalen mit $n_{\text{horizontal}}$ bezeichnet. Als Quellen- und Lastimpedanz dienen in diesem Fall 5Ω . In der Grafik ist zu erkennen, dass mit zunehmender Anzahl an Dipolen, die Grenzfrequenz kleiner wird. Das deutet darauf hin, dass an den Knickstellen die Unstetigkeit besser kompensiert wird. Zum einen steigt mit zunehmender Anzahl an Dipolen die Berechnungsdauer an. Zum anderen ist eine sehr hohe Messgenauigkeit der Ströme erforderlich, weil die Stromänderung entlang der Leitung für niedrige Frequenzen sehr klein ist. Um dieses Problem im niedrigen Frequenzbereich zu umgehen, wird im folgenden Kapitel ein quasistatischer Ansatz zur E-Feldvorhersage vorgestellt.

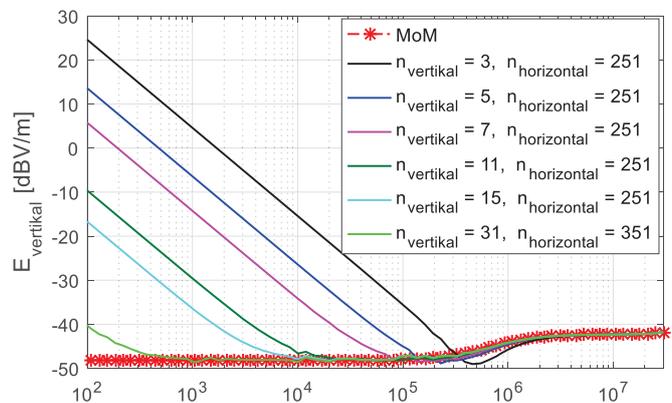


Abbildung 11: Berechnungsgenauigkeit in Abhängigkeit von der Anzahl der Dipole im MDM

3.3 Quasistatischer Ansatz für den Niederfrequenzbereich

3.3.1 Verfahren

Im Niederfrequenzbereich sind Ladungen die dominierenden Quellen für das E-Feld. Aus einer gegebenen Ladungsverteilung kann folglich das E-Feld berechnet werden. Zunächst wird der elektrostatische Fall betrachtet, bei dem ein endliches Leitungsstück Δl mit der Ladungsdichte λ vorliegt (Abb. 12). Dann kann das E-Feld mit

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\lambda(\vec{r}')(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dl' \quad (13)$$

berechnet werden. Dabei sind \vec{r} der Beobachtungspunkt und \vec{r}' der Quellenpunkt. Der Abstand zwischen Beobachtungspunkt und Quelle kann mit $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ angegeben werden. Ist die Linienladungsdichte auf dem Leitungsstück konstant, entfällt das Integral und kann im lokalen Koordinatensystem der Leitung durch eine Multiplikation mit Δl ersetzt werden. Das vorgeschlagene Verfahren wird in vier Schritten durchgeführt. Die in Abb. 13 dargestellte Struktur wird zur detaillierten Beschreibung verwendet. Zuerst wird das Kabelbündel in mehrere Segmente unterteilt. In der Abbildung besteht das Kabelbündel aus N Segmenten. Die Segmentlänge ist $\Delta l = l/N$. Im zweiten Schritt wird eine E-Feldsonde im Nahbereich, vor jedem Segment mittig platziert und die Amplitude erfasst. Für den Fall, dass der Abstand der Feldsonde zum Segmentmittelpunkt viel kleiner ist als die Segmentlänge ($R \ll \Delta l$), kann für das Segment die Näherung für einen unendlich ausgedehnte Linienladung verwendet werden. Im lokalen Koordinatensystem des Segments lautet die Formel:

$$\vec{E} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 R} \vec{e}_r \quad (14)$$

Der Vektor \vec{e}_r ist radial von der Linienladung gerichtet und der Abstand zur Feldsonde wird mit $R = \sqrt{d^2 + h^2}$ berechnet. Der dritte Schritt besteht also darin, aus dem gemessenen E-Feld die Linienladungsdichte λ mit Gleichung (14) zu ermitteln. In der Berechnung muss, basierend auf der Spiegeltheorie, eine negative Linienladung auf der gegenüberliegenden Seite der Massefläche berücksichtigt werden. Im vierten und letzten Schritt wird aus der bekannten Linienladungsdichte für jedes Segment mit der Segmentlänge Δl , das überlagerte Gesamtfeld an einem Beobachtungspunkt mit Gleichung (13) berechnet. Dabei muss wieder die Spiegelladung berücksichtigt werden.

3.3.2 Validierung mit Messdaten

Zur Validierung wurde eine 1,5 m Einzelleitung mit 5 cm Höhe über einer Massefläche untersucht. Die Lastimpedanz betrug im Testaufbau $Z_L = 10 \Omega$. Für die Messung der E-Feldverteilung im Nahbereich (5 cm Abstand zur Leitung) kam eine elektrische Feldsonde [6] zum Einsatz. Die Amplitude genügt für die Berechnung der Ladungsverteilung. Deshalb wurde die Messung mit einem Messempfänger durchgeführt. Ein Vergleich der E-Feldverteilung von Messung und MoM Simulation entlang der Leitung an 11 Messstellen für 1 MHz, 10 MHz und 30 MHz ist in Abb. 13 dargestellt. Bei 1 MHz ist eine konstante Abweichung von ca. 5 dB festzustellen. Bei 10 MHz und 30 MHz liegt die Abweichung bei 2 dB und 3 dB. Die Diskrepanz bei 1 MHz ist auf die geringe Empfindlichkeit der Feldsonde im unteren Frequenzbereich zurückzuführen. Zusätzlich kann ein ungenauer Antennenfaktor zu der Abweichung führen. Der Vergleich des berechneten E-Feldes in 1 m Abstand und 5 cm Höhe über der Massefläche ist in Abb. 14 zu finden. Die schwarze

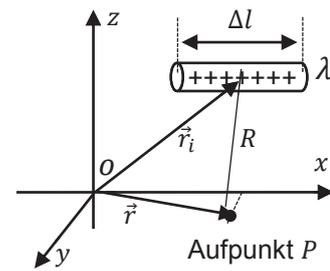


Abbildung 12: Geladenes Leistungsstück

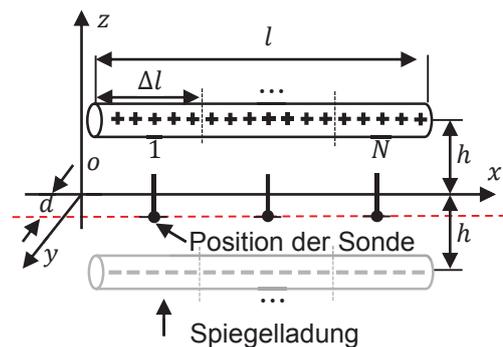


Abbildung 13: Segmentierte Struktur mit Linienladungen. Die Ladung wird aus dem Nahbereichs-E-Feld der Segmente ermittelt.

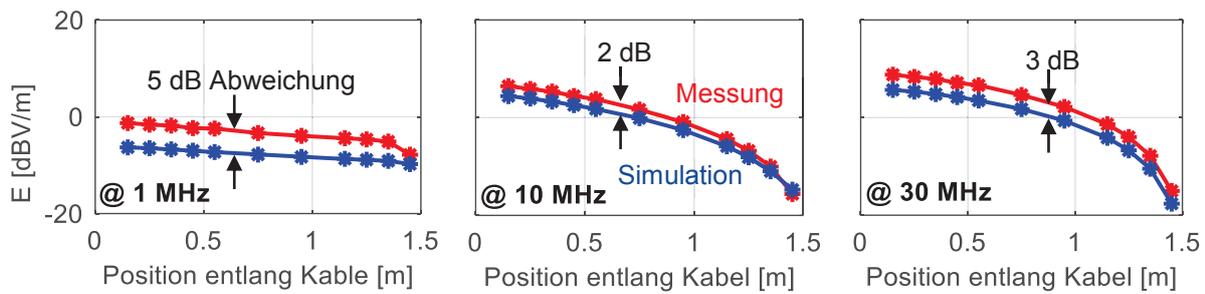


Abbildung 13: Elektrisches Feld entlang der Leitung in Nahbereich (5 cm Abstand) für 1 MHz, 10 MHz und 30 MHz

Kurve zeigt die Ergebnisse des MDM. Die Stromverteilung dafür stammt von einer Messung entlang der Leitung mit einer Strommesszange (Fisher FCC F65). Die rote Kurve zeigt die MoM Simulation und die blaue Kurve das Ergebnis aus dem quasi-statischen Ansatz. Hier ist zu sehen, dass das MDM - wie erwartet - gute Übereinstimmungen mit der Simulation oberhalb von 20 MHz liefert. Für den niedrigen Frequenzbereich versagt das MDM. Es kommt zu einem deutlich überhöhten Feld. Der quasistatische Ansatz liefert hingegen eine gute Übereinstimmung mit MoM. Die Abweichung zwischen 3 dB und 5 dB ist auf die E-Feldmessung zurückzuführen. Wie bereits oben beschrieben, ergab die Messung im Nahbereich der Leitung eine etwas größere Amplitude als die Simulation. Diese Abweichung spiegelt sich in der Berechnung in 1 m Abstand wieder.

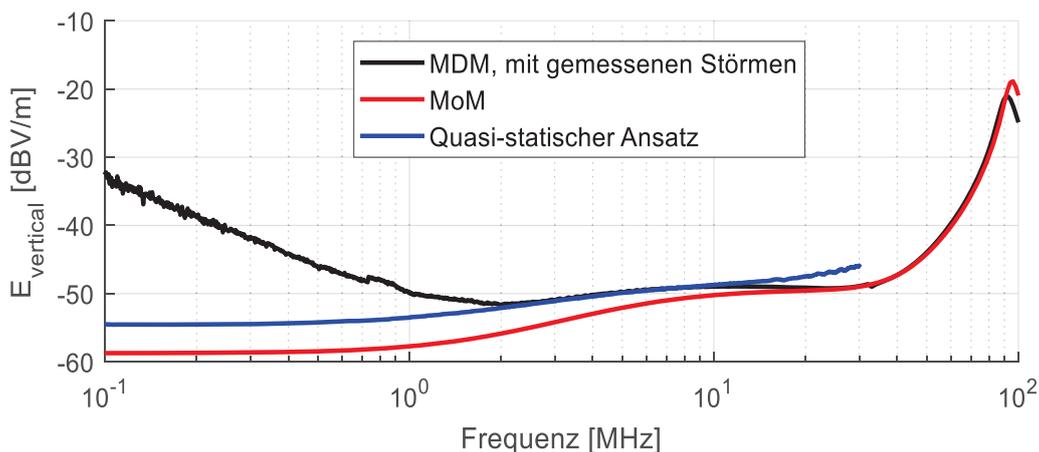


Abbildung 14: Vergleich des E-Feldes zwischen MoM, MDM und dem quasi-statischen Ansatz bei 1 m Abstand.

4 Zusammenfassung

Bei tiefen Frequenzen kann die Genauigkeit einer Feldberechnung mit einem Multi-Dipol-Modell gering sein. Besonders hohe Ungenauigkeiten treten im Nahbereich von Felderzeugenden Strukturen auf. Die Ursache ist meist eine unzureichende Approximation der Ladungsverteilung an den Knickstellen. Hier gibt es Unstetigkeiten, und sehr viele Dipole müssten verwendet werden, um die auftretenden Ladungsunterschiede ausreichend gut nachzubilden. Dies wurde im Detail analysiert und ein alternatives Verfahren für den Niederfrequenzbereich wurde vorgestellt, das auf Basis der Ladungsverteilung des Kabelbaumes das quasi-statische E-Feld vorhersagt. Zur Ermittlung der Ladungsverteilung wird der Kabelbaum segmentiert und die Linienladungsdichte aus E-Feld-Messdaten im Nahbereich jedes Segments berechnet. Anhand von Messdaten wurde gezeigt, dass der quasi-statische Ansatz im unteren Frequenzbereich wesentlich bessere Ergebnisse liefert.

Danksagung

Die Autoren danken Herrn Dr. Heinz-Dietrich Brüns, TUHH, für das Programm CONCEPT II, die immer sehr wertvolle Unterstützung bei der Bedienung und die hilfreichen Erläuterungen zur Berechnung von Feldern sowie der Funktionsweise von CONCEPT II.

Literaturangaben

- [1] D. Schneider, M. Bottcher, B. Schoch, S. Hurst, „Transfer functions and current distribution algorithm for the calculation of radiated emissions of automotive components,” IEEE Int. Symp. Electromagn. Compat., Brugge ,2013, pp. 443-448.
- [2] J. Jia, Current Scan Methods to Predict Radiated Emissions of Automotive Components According to CISPR 25, Ph.D. Dissertation, Arbeitsgebiet Bordsysteme, TU Dortmund, Dortmund, Deutschland, 2015.
- [3] C. R. Paul, „A comparison of the contributions of common-mode and differential-mode currents in radiated emissions,” Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on, vol. 31, no. 2, pp. 189–193, May 1989.
- [4] CONCEPT-II-12.0, Technische Universität Hamburg-Harburg. (2017). [Online]. Available: <http://www.tet.tuhh.de/en/concept/>.
- [5] W. C Gibson, The method of moments in electromagnetics. CRC press, 2014.
- [6] Z. Chen, S Frei, „A near-field measurement based method for predicting field emissions below 30 MHz in a CISPR-25 test”, Adv. Radio Sci., 14, pp.147-154. Sept. 2016.