

Elektromagnetische Effekte an elektrischen Zündmitteln (EED) mit angeschlossener Zündkreiselektronik (ZKE) bei impulsförmiger, breitbandiger Bestrahlung

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

von Dipl.-Ing. Frank Sonnemann

geb. am 31. Juli 1965 in Hildesheim

genehmigt durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter:

Herr Prof. Dr. J. Nitsch
O.-v.G.-Universität Magdeburg

Herr Prof. Dr. R. Vick
O.-v.-G.-Universität Magdeburg

Herr Prof. Dr. H. G. Krauthäuser
Technische Universität Dresden

Promotionskolloquium am 12.01.2009

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Ingenieur bei der Firma Diehl-BGT-Defence in Röthenbach und zeitgleich am Institut für Grundlagen der Elektrotechnik und Elektromagnetische Verträglichkeit (IGET) an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg. Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater und damaligen Leiter des Lehrstuhls für Elektromagnetische Verträglichkeit Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. J. Nitsch, der mit seinem Interesse an dieser Arbeit, seinen Anregungen und seiner außerordentlich nützlichen Unterstützung sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. H.-G. Krauthäuser, Leiter des Lehrstuhls Theoretische Elektrotechnik und Elektromagnetische Verträglichkeit an der TU Dresden und Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Vick, dem jetzigen Lehrstuhlinhaber für Elektromagnetische Verträglichkeit am IGET in Magdeburg für ihr gezeigtes Interesse an dieser Arbeit, ihrer konstruktiven Kritik und ihrer Bereitschaft, die Arbeit als Gutachter zu begleiten. Insbesondere möchte mich noch bei Herrn Dr.-Ing. U. Knauff vom IGET für seine wertvollen Hinweise und das Korrekturlesen der Arbeit bedanken.

Die Arbeit entstand im Rahmen einer Forschungs- und Technologiestudie im Auftrag des Bundesministeriums der Verteidigung. Mein Dank gilt dem hierfür fachlich Verantwortlichen Herrn T. Leibl, Leiter des Geschäftsfeldes EMV/EME bei der Wehrtechnischen Dienststelle für Informationstechnologie und Elektronik.

Meinen Kollegen in der Firma gilt mein Dank für die vielfältigen Anregungen und ihre Unterstützung bei der experimentellen Realisierung. Nicht zuletzt geht mein Dank an alle Mitglieder des EED-Normenkreises NA 140-00-20-06 UA für die immer fruchtbaren Diskussionen in den einzelnen Sitzungen. Ohne ihre Beiträge wäre eine Umsetzung der Arbeit nur schwer möglich gewesen.

Nürnberg, 2009
Frank Sonnemann

Inhaltsverzeichnis

Symbole	ix
Abkürzungen	xii
1 Einführung	1
1.1 Typen von EED.....	2
1.2 Zielsetzung der Arbeit.....	6
1.3 Gliederung der Arbeit	6
1.4 Abgrenzung der Arbeit.....	8
1.5 Literaturüberblick.....	9
1.6 Normen und Standards.....	11
2 Material- und Geometriedaten des Brückendraht-EED DM 1275.....	15
2.1 Mechanischer Aufbau	15
2.2 Physikalische, elektrische und mechanische Kenndaten	16
3 EED Impedanzmodellierung und -messung.....	25
3.1 Einleitung	25
3.2 Modellierung des DM 1275 Impedanzverhaltens.....	26
3.3 EED-Impedanzmessung.....	34
3.4 Ergebnis.....	42
4 Thermische Modellierung von Brückendraht-EED.....	43
4.1 Einleitung	43
4.2 Temperaturverhalten „EED inert“	43
4.2.1 PDGL für „EED inert“	43
4.2.2 Messtechnische Bestimmung von H.....	45
4.2.3 Theoretische, approximative Bestimmung von H	48
4.2.4 Rosenthal-Modell für „EED inert“	50
4.3 Temperaturverhalten „Polkörper inert“	52
4.3.1 PDGL für „Polkörper inert“	53
4.3.2 Rosenthal-Modell für „Polkörper inert“	55
4.4 Thermisches Verhalten bei No-Fire / All-Fire.....	56
4.4.1 Zeitliche Temperaturentwicklung „EED inert“	56
4.4.2 Zeitliche Temperaturentwicklung „Polkörper inert“	58
4.5 Örtliche Temperaturverteilung.....	59

4.6	Bestimmung des Sicherheitsabstandes	63
4.6.1	Sicherheitsabstand Konfiguration "EED inert"	64
4.6.2	Sicherheitsabstand Konfiguration "Polkörper inert"	65
4.6.3	Sicherheitsabstand bei repetierender Pulsfolge	66
4.7	Verknüpfung von Impedanz- und Temperaturmodell	67
5	Photometrische EED Strahlungsmessung	71
5.1	Einleitung	72
5.2	Messung der Detektoranstiegszeit mit einem Nd-YAG Laser	75
5.3	Puls- und DC-Kalibrierung	76
5.4	Temperatur-Kalibrierung	79
5.4.1	Detektorkalibrierung	80
5.4.1.1	Detektorgleichung	80
5.4.1.2	Interpolation der spektralen Detektorempfindlichkeit.....	82
5.4.1.3	Ergebnis.....	89
5.4.2	Kalibrierung der EED-Optik mit Hohlraumstrahler.....	90
5.4.3	Kalibrierung von EED-Draht mit Optik	93
5.4.4	Temperaturkalibrierung durch Auswerten des Phasensprungs	98
5.5	Vergleich der Verfahren zur Temperaturbestimmung.....	105
6	Breitbandige EED Leistungsmessung.....	109
6.1	Einleitung	109
6.2	Aufbau der Strom- und Spannungsmesstechnik.....	110
6.2.1	Strommessung mit FUL26 Magnetfeldsensor.....	110
6.2.2	Strommessung mit CT6-Stromteiler.....	117
6.2.3	Spannungsmessung.....	124
6.3	Kalibrierung Strom-/Spannungsmessung im Frequenzbereich	126
6.4	Kalibrierung Strom-/Spannungsmessung im Zeitbereich.....	132
6.5	Leistungsmessung	134
7	Impulsförmige Feldeinkopplung in EED und Zündkreiselektronik ...	137
7.1	Einleitung	137
7.2	DM- und CM-Einkopplung.....	138
7.2.1	Eingekoppelter EED-Brückenstrom in Konfiguration 1	143
7.2.1.1	Einkopplungsmodell: Gegentakteinkopplung.....	143
7.2.1.2	Vergleich mit Messung	147
7.2.2	Eingekoppelter EED-Brückenstrom in Konfiguration 2	151
7.2.2.1	Einkopplungsmodell: Gleichtakteinkopplung.....	154
7.2.2.2	Dipolnäherung zur approximativen Berechnung des CM-Anteils	159
7.2.2.3	Vergleich mit Messung	162
7.3	Filterungsmaßnahmen.....	163

7.4	EED Testsystem	165
7.5	Ankopplung der Zündleitung an das EED-Testsystem	167
7.6	Leistungs- und Emissionsmessungen bei DS-Bestrahlung.....	170
7.6.1	„Worst-Case“-Bestrahlungskonfiguration	170
7.6.2	Bestrahlungskonfiguration in Serienschaltung	176
7.6.3	Bestrahlung mit aktiver ZKE.....	178
8	Zusammenfassung und Ausblick	181
	Literaturverzeichnis.....	185
	Publikationsliste.....	191

Symbole

In der folgenden Auflistung sind die am häufigsten verwendeten Symbole in dieser Arbeit angegeben.

α	Lin. Temperaturkoeffizient für den elektr. Widerstand [K^{-1} , $^{\circ}C^{-1}$]
A_d	Detektorfläche [m^2]
A_D	Querschnitt des Brückendrahtes [m^2]
B_x, B_y, B_z	Komponenten der magnetischen Flussdichte [T]
β	Phasenkonstante [1/m]
$c(T)$	Spezif. Wärmekapazität, temperaturabhängig [$J/(kgK)$, $J/(kg^{\circ}C)$]
c_0	Lichtgeschwindigkeit in Vakuum [m/s]
C	Kapazität [F]
C_{th}	Thermische Wärmekapazität [J/K]
D_D	Durchmesser des Brückendrahtes [m]
δ	Eindringtiefe [m]
$E(t)$	Zeitfunktion der elektrische Feldstärke [V/m]
E_x, E_y, E_z	Komponenten der elektrischen Feldstärke [V/m]
ε	Emissionsgrad [-]
ε_0	Dielektrizitätskonstante in Vakuum = 8.85×10^{-12} F/m
ε_T	Dehnung [-]
ε_r	Relative Dielektrizitätszahl [-]
$\varepsilon_{r,eff}$	Effektive relative Dielektrizitätszahl [-]
f	Frequenz [Hz]
$f(\cdot)$	Funktion einer oder mehrerer Variablen
f	Wärmestromdichte [W/m^2]
$F_{S_1-S_2}(\lambda)$	Abbildungsfaktor (engl. viewfactor) [-]
$dF_{S_1-da_2}(\lambda)$	Differentieller Abbildungsfaktor [$1/m^2$]
ϕ	Magnetischer Fluss [Vs]
Φ	Wärmefluss [W]
$\Phi_a(\lambda)$	Spektraler absorbiertes Strahlungsfluss [W/m]
$\Phi_e(\lambda)$	Spektraler emittierter Strahlungsfluss [W/m]
$\phi_p, \theta_E, \theta_P$	Einfallswinkel ebene Welle [$^{\circ}$]
G	Verstärkungsfaktor [V/A]
G_{th}	Thermischer Leitwert [W/K]

$\gamma_d(\lambda)$	Relative spektrale Detektorempfindlichkeit [-]
h	Planck'sche Konstante = 6.626×10^{-34} Js
H	Wärmeübergangszahl [W/m ² K]
$H(j\omega)$	Übertragungsfunktion, komplex
η	Lin. Temperaturkoeffizient für die Wärmeleitfähigkeit [K ⁻¹ , °C ⁻¹]
I	Elektrischer Strom [A]
I_{AF-DC}	EED All-Fire DC-Strom [A]
I_{NF-DC}	EED No-Fire DC-Strom [A]
I_{CM}	Common-Mode (Gleichtakt) Strom [A]
I_{DM}	Differential-Mode (Gegentakt) Strom [A]
I_D	EED Drahtbrückenstrom [A]
j	imaginäre Zahl [-]
k	Boltzmann Konstante = 1.3807×10^{-23} J/K
$K(y)$	Strombelag in Abhängigkeit der y-Koordinate [A/m]
$K(T)$	Wärmeleitfähigkeit, temperaturabhängig [W/(mK)] oder [W/(m°C)]
K_d	Absolute Detektorempfindlichkeit [A/W]
κ_V, κ_I	Sondenfaktoren für Spannung- und Stromsensor
l	Länge, allgemein [m]
l_D	Länge des Brückendrahtes [m]
L	Induktivität [H]
\dot{L}	Induktivitätsbelag [H/m]
L_D	EED Brückendrahtinduktivität [H]
L_S	Selbstinduktivität [H]
λ	Wellenlänge [m]
m_D	Masse des Brückendrahtes [kg]
M	Gegeninduktivität [H]
M_λ	Spezifische Ausstrahlung [W/m ³]
$M_{b\lambda}$	Spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers [W/m ³]
$n(\lambda)$	Brechungsindex [-]
μ	Mittelwert
μ_0	Permeabilitätskonstante in Vakuum = $4\pi \times 10^{-7}$ H/m
μ_r	Relative Permeabilitätszahl [-]
P	Elektrische Leistung [W]
P_{NF-DC}	EED No-Fire DC-Leistung [W]
P_{AF-DC}	EED All-Fire DC-Leistung [W]
p_D	Umfang des Brückendrahtes [m]
r_D	Radius des Brückendrahtes [m]
$r_{RE}(j\omega)$	Reflexionsfaktor an einer Referenzebene (RE) [-]
$\mathbf{r}', \mathbf{n}_1$	Aufpunkt und Normalenvektor auf Fläche S_1

\mathbf{r}, \mathbf{n}_2	Aufpunkt und Normalenvektor auf Fläche S_2
R	Ohmscher Widerstand [Ω]
R_B	Blendenradius [m]
R_D	EED Brückendrahtwiderstand [Ω]
R_{DC}	EED Gleichstromwiderstand [Ω]
$R_V(f)$	EED Verlustwiderstand, frequenzabhängig [Ω]
$R_{rad}(f)$	Strahlungswiderstand, frequenzabhängig [Ω]
$R_{Lot}(f)$	Übergangswiderstand in Lotverbindung, frequenzabhängig [Ω]
ρ	Dichte [kg/dm^3]
$s(t)$	Sprungfunktion (Heaviside-Funktion)
S_1	Emitterfläche [m^2]
S_2	Empfängerfläche [m^2]
$S_{11}(j\omega)$	Reflexionsstreuparameter, Messgröße [-]
$S_{21}(j\omega)$	Transmissionsstreuparameter, Messgröße [-]
σ	Standardabweichung
$\sigma(T)$	Spezif. elektrische Leitfähigkeit, temperaturabhängig [Sm/mm^2]
σ_s	Stefan-Boltzmann Konstante = $5.670 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$
t	Zeit [s]
T, τ	Einfachlaufzeit [s]
$T(t)$	Drahttemperatur, zeitabhängig [K oder $^\circ\text{C}$]
T_e	Emittertemperatur [K oder $^\circ\text{C}$]
T_m	Drahtmittentemperatur [K oder $^\circ\text{C}$]
T_u	Umgebungstemperatur [K oder $^\circ\text{C}$]
T_M	Schmelztemperatur [K oder $^\circ\text{C}$]
τ	Elektrische Zeitkonstante [s]
$\tau(\lambda)$	Relative spektrale Transmissionsverluste [-]
τ_{NF}, τ_{AF}	Thermische Zeitkonstanten bei NF- und AF [s]
τ_{th}	Thermische Zeitkonstante [s]
v	Geschwindigkeit [m/s]
V	Elektrische Spannung [V]
V_e	Detektorspannung oder Emission [V]
$V_e \text{ _LWL}$	Detektorspannung od. Emission am Ausgang der LWL-Strecke [V]
V_{CT6}	Messspannung am CT6-Stromsensor [V]
V_{FUL26}	Messspannung am FUL26-Magnetfeldsensor [V]
V_{50}	Messspannung am Spannungssensor [V]
w	Energiedichte [J/m^2]
W	Energie [J]
$W_{NF-Puls}$	EED No-Fire Zündenergie [J]
$W_{AF-Puls}$	EED All-Fire Zündenergie [J]

ω	Kreisfrequenz, $\omega = 2\pi f$ [Hz]
ω_g	Grenzfrequenz [Hz]
x, y, z	Ortskoordinaten
ψ	Lin. Temperaturkoeffizient der spezif. Wärmekapazität [K^{-1} , $^{\circ}C^{-1}$]
$Z(j\omega)$	Komplexe Impedanz [Ω]
Z_0	Freifeld-Wellenwiderstand = 377 Ω
Z_c	Leitungs-Wellenwiderstand [Ω]
Z_p	Wellenwiderstand der Zweidrahtleitung im Polkörper [Ω]

Abkürzungen

AF	All-Fire
BW-EED	Bridge Wire EED
CW	Continious-Wave (Dauerstrich)
DGL	Differentialgleichung
DS	Damped-Sinusoid
EBW	Exploding Bridge Wire
EDX	Energie Dispersive Röntgenspektroskopie
EED	Electro-Explosive-Device
EFI	Exploding Foil Initiator
EMP	Elektromagnetischer Puls
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
ESB	Ersatzschaltbild
ESD	Electrostatic Discharge
FDTD	Finite Difference Time Domain
HERO	Hazards of electromagnetic radiation to ordnance
HPEM	High Power Electromagnetics
HPM	High Power Microwaves
IR	Infrarot
LWL	Lichtwellenleiter
MS	Mikrostreifenleiter
NF	No-Fire
PDGL	Partielle Differentialgleichung
PSPICE	SPICE-Simulationsprogramm, Hersteller Cadence
SPICE	Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis
STANAG	Standard Agreements
UWB	Ultra-Wide-Band
VG	Verteidigungsgeräte
VNWA	Vektorieller Netzwerkanalysator
WDGL	Wärmedifferentialgleichung

1 Einführung

Der Begriff EED steht für die Abkürzung „Electro Explosive Device“, was soviel wie „elektro-explosiver Gegenstand“ bedeutet. Damit ist allgemein ein Übertrager für einmalige Anwendungen bezeichnet, der elektrische Energie entweder in Hitze oder mechanische Arbeit wandelt. EED werden vielfach in militärischen Anwendungen für die elektrische Zündung von Sprengstoffen eingesetzt, aber auch im zivilen Bereich wird der EED, z.B. als Anzündelement von Gaskartuschen für Airbagsysteme und Gurtstrammer im Automobilbereich verwendet. Allerdings gibt es noch eine Vielzahl weiterer Einsatzgebiete für die pyrotechnische Betätigung von Ventilen oder Kappvorrichtungen im sicherheitskritischen Umfeld, wie z.B. im Bereich Brand- oder Personenschutz, ohne das sie im täglichen Leben groß auffallen. Ein großer Vorteil in ihrer Anwendung ist, dass sie über lange Zeit inaktiv bleiben können und bei Bedarf zuverlässig und schnell ihre Funktion erfüllen.

Ein grundlegender Nachteil hingegen ist, dass ihre Funktion auf direkte Zuführung von elektrischer Energie beruht. Deshalb könnten elektromagnetische Störungen den EED direkt oder indirekt durch negative Beeinflussung der angeschlossenen Zündkreiselektronik ungewollt zünden. Die Sicherstellung der elektromagnetischen Verträglichkeit von Munition mit elektrischen Zündkreisen und EED ist weitgehend in den VG-Normen 95371 - 95374, 95378 und 95379 geregelt und deckt den Schutz gegenüber EMP, Blitz, ESD sowie leitungsgeführten CW-Störsignalen und externen gestrahlten CW-Feldern ab. Nicht betrachtet werden können mit den Vorgaben aus den genannten Normen gestrahlte impulsförmige und transiente Störsignale, wie z.B. Puls-Radar, HPM (High-Power-Microwave) oder DS/UWB (Damped Sinusoidal / Ultra Wide Band) aufgrund nicht vorhandener etablierter Messverfahren zur Bestimmung der elektromagnetischen Gefährdung. Demzufolge kann aufgrund der fehlenden messtechnischen Prüfgrößen auch kein Sicherheitsabstand bei impulsförmiger Einstrahlung vorgeschrieben werden, womit eine Lücke bei der sicherheitstechnischen Beurteilung von Zündsystemen verbleibt.

Schwerpunkt der Arbeit ist daher die Empfindlichkeitsuntersuchung von (inerten) EED mit angeschlossener Zündkreiselektronik bei gestrahlten impulsförmigen Feldern. Motiviert wird die Untersuchung dadurch, dass zunehmend elektromechanische und elektronische Zündsysteme eingesetzt werden. Auf der anderen Seite ist eine rasante Entwicklung von stationären und portablen gepulsten elektromagnetischen Hochleistungsquellen für Anwendungen im militärischen, als auch zivilen Bereich zu beobachten ist [1], [2]. Im Rahmen der Arbeit werden an einem EED-Testsystem drei

unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der Spitztemperatur bzw. absorbierten Energie im stromführenden Hitzeelement vorgestellt. Die erste Methode verwendet einen schnellen Infrarot-Photodetektor zur direkten Beobachtung der zeitlichen Wärmeentwicklung im hitzeführenden Element. Der Temperaturverlauf wird aus der gemessenen Emission (Detektorspannung) durch Lösen der algebraischen Detektorgleichung nach der unbekanntem Temperatur gewonnen. Die zweite Methode basiert auf einer direkten Strom- oder Spannungsmessung in Kombination mit einem messtechnisch validiertem EED-Impedanzmodell und einem thermischen Brückendrahtmodell. Die dritte Methode verwendet eine Leistungsmessung basierend auf einer Strom- und Spannungsmessung in Kombination mit dem bekannten Rosenthal-Temperaturmodell für Brückendraht-EED. In der Arbeit werden die einzelnen Methoden verglichen und ihre Limitierungen aufgezeigt. Im Rahmen experimenteller Bestrahlungsuntersuchungen mit einer pulsformigen DS-Quelle werden für einige ausgewählte Leitungskonfigurationen die Störsicherheitsabstände bestimmt. Eine Validierung der experimentellen Ergebnisse erfolgt durch Feldsimulationen und approximativen SPICE-Einkopplungsmodellen.

Zunächst erfolgt im Rahmen dieser Einführung ein kurzer Überblick über Aufbau und Funktion verschiedener EED-Typen, bevor die Zielsetzung der Arbeit näher erläutert wird. Ein Überblick relevanter Literatur zu den behandelten Themen ist am Ende dieses Kapitels gegeben.

1.1 Typen von EED

EEDs sind mit Systemen in vielfältiger Weise verkoppelt. Je nach Verwendungszweck sind die Ausführungen unterschiedlich. Einige Beispiele sollen dies zeigen [3], [4]:

- EED mit Flammausgang, auch Anzünder genannt. Diese EED dienen zum schnellen Abbrand eines vorgesehenen Wirkteils, z.B. ein Leuchtsatz oder ein Treibladungspulver. Bekannte zivile Vertreter sind Großfeuerwerke oder der Airbag in Kraftfahrzeugen. Durch die entstehende Hitze wird Natriumazid zur Reaktion gebracht, dessen Verbrennungsprodukte den Airbag füllen. Die Zeit von der Detektion bis zum vollständigen Aufblasen muss innerhalb von 20 ms geschehen, um die lebensrettende Wirkung zu erzielen.
- EED mit detonativem Ausgang, auch Zünder genannt. Je nach Menge des enthaltenen Sprengstoffs, können sie entweder direkt oder über eine zwischengeschaltete Verstärkerstufe ein Wirkteil aus Sprengstoff zur Detonation bringen. Sie sind in vielen Munitionsbaugruppen enthalten und werden im zivilen Bereich für Sprengungen aller Art eingesetzt.

- EED mit Formänderung, auch Kraftelemente genannt. Dieser Typ von EED generiert keine pyrotechnische Reaktion nach außen, sondern durch den inneren Gasdruck eine Kraft oder Bewegung, die z.B. einen Zylinder ein- bzw. ausfährt oder Sicherungsbolzen entfernt. Typische Vertreter sind Gurtstrammer in Kraftfahrzeugen, Seilkappvorrichtungen in Notfallsituationen oder Sicherungs- und Sprengventile in der Feuerlöschtechnik.

Hinsichtlich ihrer Ausführung unterscheidet man mehrere Typen, die im Folgenden kurz beschrieben werden:

- Drahtbrücken EED (BW-EED oder Bridge-Wire EED)

Bei diesem EED-Typ erfolgt die Reaktion des Explosivstoffs durch einen elektrischen Stromstoß, der einen Widerstandsdraht zum Glühen erhitzt. Brückenzünder sind der verbreitetste EED-Typ überhaupt und werden in außerordentlich vielen Ausführungen gefertigt. Wegen des hohen spezifischen Widerstands wird für den Glühdraht oft eine Chrom-Nickel-Legierung mit einem Chromanteil von 15 – 20 % verwendet. Dieser besitzt eine nicht allzu große thermische Leitfähigkeit, so dass eine homogene Erwärmung über die Drahtlänge gewährleistet ist. Der Widerstandsbereich der Drahtbrücke reicht üblicherweise von 0.1 Ω bis 20 Ω , wobei die Werte von 0.5 – 5 Ω überwiegen. Zur Auslösung benötigen Brückenzünder je nach Typ Ströme in der Größenordnung von 50 mA bis 10 A oder Energien von 100 μ J bis zu 1 J [3]. Die Zündenergie wird üblicherweise über einen aufgeladenen Kondensator bereitgestellt und bei Aktivierung durch einen Halbleiterschalter in den EED entladen. Unter EMV-Gesichtspunkten wird man möglichst unempfindliche EED mit hohen Zündenergien und Zündströmen einsetzen wollen. Dies ist aber nicht immer möglich, da für bestimmte Anwendungen elektrische Zündmittel mit kleinen Abmessungen und niedrigem elektrischen Zündenergiebedarf benötigt werden. Im Rahmen der Arbeit wurde beispielhaft als Prüfling ein Drahtbrücken EED vom Typ DM 1275 mit detonativem Ausgang herangezogen. Es handelt sich hierbei um einen relativ empfindlichen EED mit einem All-Fire Strom von 140 mA bzw. einer All-Fire-Energie von etwa 300 μ J.

- Schichtbrücken EED (FB-EED oder Foil-Bridge EED)

Bei diesem EED besteht die Glühbrücke nicht aus einem Widerstandsdraht, sondern aus einer meist halbleitenden Schicht wie Tantal oder Kohlenstoff oder aus einer Metaldünnschicht, die auf einen Glas- oder Keramikträger aufgesputtert wird. Ihr Einsatzgebiet sind Zündsysteme, bei denen nur sehr wenig Energie verfügbar ist. Ein Vorteil ist ihre höhere

Beschleunigungsfestigkeit, so dass sie praktisch nur im militärischen Bereich oder bei Weltraumapplikationen verwendet werden.

Die Reaktionszeiten variieren von einigen wenigen Mikrosekunden für die schnelleren Schichtbrückenzündler bis zu Millisekunden für Drahtbrückenzündler [5, S. C-1]. Die betrachteten EED gehören zur Gruppe der NiederspannungseED, da zur Aufladung des Zündkondensators je nach verwendeter Kapazität (üblicherweise im Bereich 1 – 100 μF) und Brückenwiderstand Spannungen zwischen 10 V bis zu einigen 100 V ausreichend sind. Beispielhaft schematisch dargestellt ist in Bild 1-1 die Ausführung eines symmetrischen und unsymmetrischen Brückendraht-EED und eines unsymmetrischen Schichtbrücken-EED. In der symmetrischen Variante wird der Zündstrom über zwei Drähte oder Anschlußpole geführt. In der unsymmetrischen oder einpoligen Variante wird der Zündstrom dagegen über einen Anschlußpol und dem Metallgehäuse des EED geleitet. Ist das Gehäuse niederohmig mit der Systemmasse verbunden, kann diese als Pfad für den Rückstrom dienen und nur eine zuführende Leitung ist notwendig. Die Gefahr in dieser Konfiguration ist aber, dass durch Blitzeinschlag oder andere Störfelder große Ströme auf der Systemmasse generiert werden, die dann wiederum zu einer hohen induzierten Spannung zwischen EED-Anschlußpol und Gehäuse führen. Aus diesem Grund sollten auch keine koaxialen Leitungen verwendet werden, deren Schirm mit der Systemmasse verbunden ist. Somit ist die Verwendung von Zweidrahtleitungen auch für einpolige EED durchaus üblich. Weiterführende Betrachtungen zur Einkopplung in Zweidraht-Zündleiterkonfigurationen sind in Kapitel 7 gegeben.

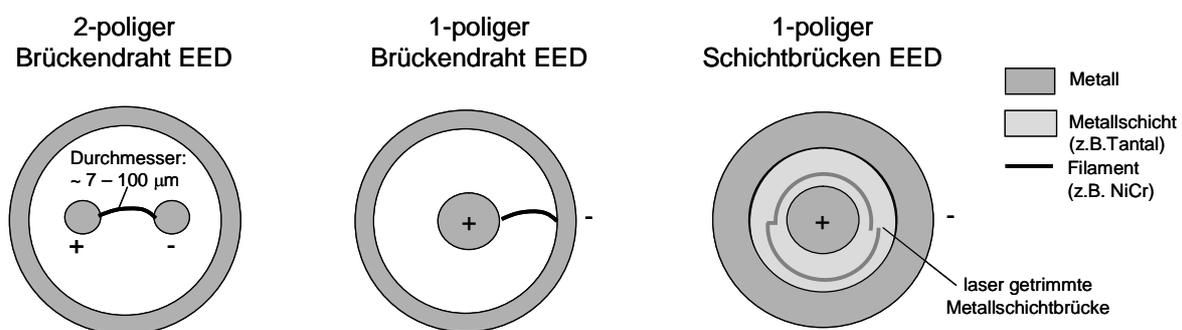


Bild 1-1: Typen von NiederspannungseED.

HochspannungseED wie initialsprengstofffreie EED benötigen keine Zündmittel zur Initiierung und sind damit in ihrer Handhabung und in Bezug auf elektromagnetische Einstrahlung außerordentlich sicher. Die Initiierung erfolgt durch einen explodierenden Brückendraht (EBW) oder eine Kunststoffolie, die auf den Sprengstoff geschossen wird (EFI). Hierzu werden Stromstöße von mehreren 100 A bis kA benötigt, womit ihrer Anwendung auf spezielle militärische Sonderaufgaben beschränkt bleibt.

Die No-Fire / All-Fire Schwelle für Energie ist definiert als diejenige Energie, die eine 0.1% / 99.9% Wahrscheinlichkeit einer Zündung bei einer Konfidenzzahl von 95% hervorruft, wenn die Zeit der Energiezuführung kurz im Vergleich zur thermischen EED Zeitkonstante ist. In der Regel wird die Energie auf den jeweiligen DC-Widerstand bezogen [J/Ω] und als Zündimpuls oder Stromquadratimpuls bezeichnet. Bei kontinuierlicher Energiezuführung ist anstelle der Energie gemäß den deutschen VG-Normen ein No-Fire / All-Fire DC-Strom definiert, der ebenfalls mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.1% / 99.9% eine Zündung hervorruft. Andere Länder, z.B. Großbritannien definieren anstelle des DC-Stromes eine No-Fire / All-Fire DC-Leistung. Die Ermittlung der Schwellwerte erfolgt über statistische Verfahren, z.B. Bruceton-Test oder Rampenstromverfahren [3] durch den Hersteller gemäß VG 95378 Teil 3. Beispielhaft sind Schwellwerte für verschiedene Brückendraht EED in Tabelle 1-1 gelistet. Im Kfz-Bereich sind 1 Ω Brückendraht EED mit typischerweise 1A /1W No-Fire DC-Schwelle üblich. EED mit höherem DC-Widerstand müssen dann eingesetzt werden, wenn wenig Platz und wenig Zündenergie zur Verfügung steht.

Tabelle 1-1: No- und All-Fire Schwellwerte für verschiedene Brückendraht EED [6].

Widerstand R_{DC}	Zündimpuls		DC-Zündstrom	
	No Fire $W_{NF-Puls}/R_{DC}$	All Fire $W_{AF-Puls}/R_{DC}$	No Fire I_{NF-DC}	All Fire I_{AF-DC}
1 Ω	80 mJ/Ω	140 mJ/Ω	1.2 A	1.8A
1 Ω	20 mJ/Ω	70 mJ/Ω	0.5 A	1.6 A
3 Ω	0.8 mJ/Ω	2 mJ/Ω	180 mA	350 mA
7 Ω	0.15 mJ/Ω	0.3 mJ/Ω	90 mA	220 mA
25 Ω	4 μJ/Ω	20 μJ/Ω	30 mA	120 mA

Für den Zündvorgang ist wichtig, dass die Erwärmung des Zündmittels genügend schnell erfolgt. Aus diesem Grund wird der Zündstrom in aller Regel über einen geladenen Kondensator zugeführt, der seine Energie im Millisekundenbereich zum EED transferiert. Damit das Zündmittel spontan reagieren soll, ist außerdem eine bestimmte thermische Mindestenergie in die Randschicht des den Draht umgebenden Zündmittels einzubringen, so dass die Temperatur des Brückendrahtes immer beträchtlich höher ist als die Zersetzungstemperatur des Zündmittels [3, S. 91]. Einige Zahlenwerte für Verpuffungspunkte sind:

- Bleiazid	315 – 360°C
- Silberazid	270 – 275°C
- Tetrazen	140 – 145°C
- Knallquecksilber	165 – 170°C

Nach [3] muss z.B. für Bleiazid mit einem Verpuffungspunkt von 315 – 360°C die Drahttemperatur etwa 420 – 450°C betragen, damit eine spontane Zündung einsetzt. Allerdings kann der EED-Hersteller durch fertigungseigene Maßnahmen, wie Körnung und Verpressung, die erforderliche Drahttemperatur und damit die Zündleistung bzw. Zündenergie zusätzlich beeinflussen.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Im Rahmen der Arbeit wird ein generisches EED-Testsystem zur quantitativen Erfassung der elektromagnetischen Einflüsse auf EED mit angeschlossener Zündelektronik bei impulsförmiger Bestrahlung vorgestellt. Zur Bestimmung der induzierten Pulsformen am EED werden drei voneinander unterschiedliche Messverfahren gegenübergestellt und bewertet, die allesamt eine messtechnische Bestimmung des Störsicherheitsabstandes bei impulsförmiger Bestrahlung erlauben. Für den experimentellen Nachweis wurde das EED-Testsystem mit und ohne angeschlossene Zündkreiselektronik einer impulsförmigen, breitbandigen Bestrahlungsquelle vom Typ einer damped-sinusoidalen (DS) Quelle mit elektrischen Feldstärkepegeln bis zu 40 kV/m ausgesetzt. Die Ergebnisse aus der Bestrahlungsuntersuchung sowie der dominanten Einkopplungsmechanismen werden diskutiert. Für die Validierung werden Impedanz, Temperatur- und Einkopplungsmodelle abgeleitet, die überwiegend in Form einer SPICE-Netzwerkstruktur angegeben wurden. Dies hat den Vorteil, dass die einzelnen Modelle in einer einheitlichen numerischen Simulationsumgebung übersichtlich zusammengeschaltet werden können.

1.3 Gliederung der Arbeit

Die Gliederung der Arbeit ist wie folgt:

- Kapitel 2 beinhaltet eine physikalische Charakterisierung des für die Untersuchung verwendeten Drahtzündmittels DM 1275 hinsichtlich seiner Material und Geometrieigenschaften.
- In Kapitel 3 wird ein hochfrequentes elektrisches Ersatzschaltbild (ESB) des verwendeten EED angegeben, welches sowohl modelliert als auch bis 8 GHz vermessen wurde. Das ESB ist insoweit erforderlich, als es die Transformation des messbaren Stromes an den EED-Eingangsklemmen

zum eigentlich interessierenden Strom in der Drahtbrücke erlaubt. Außerdem können mögliche frequenzabhängige Verluste im EED quantifiziert werden. Es dient ferner als unabhängige Kontrolle der verwendeten Strom-/Spannungsmesstechnik. So kann beispielsweise der gemessene Strom über die gemessene Spannung und dem Impedanz-ESB validiert werden (und umgekehrt). Zur Bestimmung der in den EED fließenden Leistung kann dann auf eine Sonde verzichtet werden, welches zu Vereinfachungen bei der Instrumentierung führt. Es wird ferner benötigt, um die Einkopplung in eine Zweidrahtleitung mit angeschlossenem EED und Zündelektronik zu modellieren.

- In Kapitel 4 erfolgt eine Temperaturmodellierung des verwendeten Brückendraht-EED. Die Modellierung ist nicht nur aus physikalischen Gesichtspunkten sinnvoll. Bei der photometrischen IR-Messung ist es erforderlich, dass sich der Brückendraht in Luft befindet, d.h. der umgebende Zündstoff muss entfernt werden. Aufgrund der verringerten Wärmeableitung ändern sich die thermischen Eigenschaften zum realen EED mit Auswirkungen auf die Drahttemperatur und der EED-Zeitkonstanten. Außerdem lässt sich mit Hilfe des Temperaturmodells unter Einbeziehung der Messgrößen Strom- und Spannung und dem Impedanz-ESB die Temperatur der Drahtbrücke abschätzen und mit der photometrischen Messung vergleichen. Es wird gezeigt, wie aus der allgemeinen gültigen Beschreibung der Wärmeverteilung in einem dünnen Draht das vielfach verwendete Rosenthal-Modell [7] abgeleitet werden kann. Die Unterschiede der Wärmeverteilung bei Pulsanregung im Vergleich zu CW-Dauerstrich (stationär) werden für beide Konfigurationen (Draht in Inertmaterial bzw. Draht in Luft) erörtert. Zum Abschluss des Kapitels werden Impedanz-ESB und Temperaturmodell miteinander verbunden. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Drahtwiderstandes ergeben sich zwei verkoppelte Differentialgleichungen, die über Drahtstrom und Drahttemperatur miteinander verknüpft sind. Die Lösung soll zeigen, inwieweit die Temperaturabhängigkeit des Drahtwiderstandes sich auf den Drahtstrom und insbesondere auf die Drahttemperatur auswirkt.
- In Kapitel 5 erfolgt eine Kalibrierung des verwendeten IR-Detektorsystems. Zudem werden zwei voneinander unabhängige Verfahren zur Bestimmung der Drahttemperatur aus der gemessenen IR-Detektorspannung vorgestellt. Damit wird ein Vergleich zu der elektrischen Leistungsmessung unter Einbindung von Impedanz-ESB und Temperaturmodell ermöglicht. Das eine Verfahren basiert auf Lösen der so genannten algebraischen Detektorgleichung nach der Temperatur des Emitters (Drahtbrücke). Hier gehen alle relevanten Detektorgrößen wie die relative und absolute spektrale Detektorempfindlichkeit, der optische

Abbildungsfaktor, Linsenverluste und auch der Emissionsgrad der Drahtbrücke ein. Dieser ist entweder aus Tabellen zu entnehmen oder messtechnisch zu bestimmen. Eine mögliche Methode, die in dieser Arbeit vorgestellt wird, ist die Auswertung des Phasensprungs von NiCr 8020 bei adiabatischer Aufheizung des Brückendrahtes bis zur Schmelzung.

- Kapitel 6 beschreibt den Messaufbau und insbesondere die Kalibrierung der verwendeten Strom- und Spannungssonde im Zeit- und Frequenzbereich. Für die Strommessung wurde im Frequenzbereich 50 MHz – 1.5 GHz ein 5:1 Stromteiler entwickelt, in dessen hochohmigerem Nebenzweig eine breitbandige CT6-Stromsonde (Tektronix) eingefügt wird. Der Stromteiler war notwendig, um auch Ströme über 10 A bei gleichzeitig konstantem Frequenzgang messen zu können. Für die Spannungsmessung wurde ein breitbandiger Spannungsteiler aufgebaut.
- Kapitel 7 enthält Ergebnisse zu Bestrahlungsuntersuchungen mit angeschlossener Zündleitung und Zündelektronik, die mit einer gepulsten damped-sinusoidalen Hochleistungsquelle bei einer Feldstärke mit bis zu 40 kV/m durchgeführt wurden. Unterschiedliche Einkopplungsgeometrien und Modelle demonstrieren die Gegentakt- zu Gleichtaktkonvertierung, die letztlich immer durch eine Unsymmetrie in der Leitungsführung oder im Leitungsabschluss hervorgerufen wird. Feldstärkeschwellwerte für unterschiedliche Konfigurationen zum Erreichen der EED No-Fire Puls Schwelle werden angegeben. Für die experimentellen Versuche wird ein EED-Testsystem verwendet, in dem sowohl EED, als auch alle erforderlichen Sensoren zur Messung der induzierten Energie bzw. Drahttemperatur integriert sind.
- Kapitel 8 enthält die Zusammenfassung und einen Ausblick auf mögliche weitere Forschungsgebiete.

1.4 Abgrenzung der Arbeit

In der Arbeit wird als Prüfling ein inerter Brückendraht-EED von Typ DM 1275 benutzt. Auf dieses Zündmittel ist die Prüflingsadaption ausgelegt worden. Andere Typen können grundsätzlich auch eingesetzt werden, erfordern aber in der Regel eine andere Prüflingsaufnahme. Das Testsystem ist für inerte Messungen ausgelegt, d.h. für EED ohne Explosivstoff. Es ist für die Evaluierung von Effekten an EED und Zündkreiselektronik in einer Testumgebung mit hohen elektrischen Feldstärken und speziell für breitbandige Signalformen (UWB, DS) bis 1.5 GHz Bandbreite entwickelt worden. Eine

faseroptische IR-Messung ist nicht Bestandteil dieser Arbeit. Effekte auf der Zündkreiselektronik werden im Rahmen dieser Arbeit nur qualitativ behandelt.

1.5 Literaturüberblick

EED-Temperaturmodelle:

In der Literatur werden EED-Temperaturmodelle für inerte (Drahtbrücke in Luft) und nicht inerte (Drahtbrücke in Explosivstoff) Brückendrahtzündmittel angegeben. So benutzt z.B. [8] für inerte EED als Näherung die Lösung der 1-dimensionalen, partiellen Wärmedifferentialgleichung (WDGL) ohne Wärmeübergang. Für inerte und nicht inerte EED ist oftmals das so genannte „Rosenthal-Modell“ aus den 60er Jahren zitiert, welches z.B. auch in der VG 953 78 Teil 12 zitiert wird. Es unterscheidet zwischen langsamen (stationären) und schnellen (adiabatischen) Wärmetransportvorgängen und ist in seinem Formalismus besonders anwenderfreundlich. In [9] wird das „Blackwell-Temperaturmodell“ angewendet, welches ähnlich wie beim Rosenthal-Modell zwischen zwei Zeitskalen, dem quasi-stationären und dem adiabatischen Zustand unterscheidet. Allerdings berücksichtigt es einen nichtlinearen Term für den Wärmeübergang zum Explosivstoff. Das Modell beschreibt wie auch bei Rosenthal nur die zeitliche Temperaturentwicklung aber keine örtliche Verteilung. In der vorliegenden Arbeit wird ausgehend von der allgemeinen WDGL eines dünnen Drahtes [10, S. 149-161] durch sukzessive Vereinfachung das Rosenthal-Modell für inerte (Drahtbrücke in Luft) und geladene EED (Drahtbrücke in Inertmaterial) hergeleitet. Die hierfür erforderlichen Wärmeübergangszahlen wurden durch Schmelzversuche messtechnisch bestimmt.

EED-Impedanzmodelle:

Ein Brückendrahtimpedanzmodell ist in [11] angegeben, wobei die Impedanz durch einen reellen Widerstand, einer Drahtinduktivität und einer Anschlusskapazität nachgebildet wurde. Die Messungen wurden allerdings nur bis ca. 100 MHz durchgeführt, da, so der Autor, der Testaufbau für höhere Frequenzen zu Diskontinuitäten geführt hat. Grundsätzlich trat diese Schwierigkeit auch bei den durchgeführten Impedanzmessungen in dieser Arbeit auf und konnte nur durch ein sorgfältiges Design der Prüflingsadaption und die Art der Kalibrierstrategie beseitigt werden. Das in dieser Arbeit entwickelte Impedanzmodell stimmt mit VNWA-Messungen bis zu etwa 3 GHz gut überein.

EED IR-Messung:

Für eine direkte Messung der EED-Drahttemperatur werden in der VG 95 379-4 lichtwellenleiterbasierte Verfahren vorgeschlagen, die letztlich auf thermischen Kontakt beruhen. Aufgrund der limitierten Zeitkonstante im Millisekundenbereich sind sie nur für stationäre Messungen (z.B. bei CW-Bestrahlung) einsetzbar. In [12] ist ein Verfahren vorgestellt, welches eine Messung der Temperatur über die emittierende IR-Strahlung vorsieht. Das Messverfahren basiert auf einer spektroskopischen Infrarot-Strahlungsmessung mittels eines InSb-Detektors im Wellenlängenbereich von ca. 2 – 5 μm und ist vom Prinzip vergleichbar wie das in dieser Arbeit verwendete Messverfahren, welches einen HgCdTe-Detektor verwendet. Die Anstiegszeit des in [12] präsentierten Messaufbaus lag im Mikrosekundenbereich. Für die IR-Messung wurde zusätzlich eine IR-Faser verwendet, die es prinzipiell erlaubt einen EED direkt im System zu instrumentieren. Die gleiche Methode wird auch in [13] zur Beschreibung von impulsförmigen Störeffekten an Schichtzündmitteln bei HF-Direkteinspeisung verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Testumgebung so definiert, dass auf eine faseroptische Messung verzichtet werden kann. Die Emissionsanstiegszeit des in dieser Arbeit präsentierten Messaufbaus ist kleiner 100 ns und damit deutlich schneller als die Zeitkonstante der meisten EED-Typen. Eine andere Methode zur Temperaturbestimmung ist der sog. „Thermal Transient Test“ [9], bei dem der EED in eine Wheatstonbrücke eingebunden wird und die temperaturabhängige Änderung der Widerstandsdrahtbrücke ausgewertet wird. Eine Anwendung bei HF-Bestrahlungsuntersuchungen erscheint schwierig, da die Impedanzen von EED und Brückenwiderstände in aller Regel auch frequenzabhängig sind. Außerdem ermöglicht die Schaltung keine unmittelbare Ankopplung der Zündkreiselektronik an den EED, so dass diese Methode nicht weiter betrachtet wird.

EED-Einkopplungsmodelle:

EED-Einkopplungsmodelle werden in der Literatur auf einfache Geometrien reduziert. So betrachtet z.B. [14] die angeschlossene Zündleitung des EEDs als Empfangsdipol im Fernfeld. In [15] werden ebenfalls einige einfache Zündkabelkonfigurationen (Dipol-Antenne, und Schleifenantenne) betrachtet. In [16] erfolgt die Modellierung der Einkopplung in einen EED über einen Dipol mit angeschlossener Zweidrahtleitung auf einen EMP. Ein sehr guter Überblick über HF-Einkopplung in EED Schaltkreise ist in [5, S. E1-5ff] zusammen mit einer Sicherheitsabschätzung über die maximal zulässige empfangene HF-Leistungsdichte in Abhängigkeit von Frequenz und Leiterkonfiguration dargestellt.

Das in dieser Arbeit verwendete Einkopplungsmodell ist vollständig im Zeitbereich formuliert und basiert auf einer Zweidrahtleitung mit eng

benachbarter Leitungsführung mit und ohne angeschlossene Zündkreiselektronik.

1.6 Normen und Standards

Um einen sicheren Umgang von Systemen mit Spreng- oder Zündstoffen zu garantieren, müssen relevante EMC Normen und Standards bezüglich ESD, Blitz, EMP sowie leitungsgebundenen und gestrahlten Störgrößen erfüllt werden. Neben den allgemein militärischen nationalen Normen zur elektromagnetischen Verträglichkeit (VG 95370 – VG 95377) von Systemen und Geräten, gelten spezielle Normen im Zusammenhang mit Zünd- und Anzündmitteln und Zündkreiselektroniken. Zurzeit sind die nationalen Normen nach wie vor gültig, obwohl zukünftig die Testverfahren in internationale STANAG Normen (Standard Agreements) oder in die AECTP 250/500 übergeführt werden sollen. Die folgende Auflistung repräsentiert nur einen geringen Teil der verschiedenen nationalen und internationalen Normen. Umfassendere Auskünfte sind z.B. in [17] oder in den Verweisen der angegebenen Normen enthalten.

Nationale Normen (militärisch):

Für die deutschen VG-Normen sind insbesondere die **VG 95 378 / 379** relevant. Die **VG 95 378** (Teil 1-20) [18] behandelt die EMV von Anzünd- und Zündmitteln (EED). Der Teil 3 enthält statistische Verfahren zur Bestimmung der No-Fire-Stromschwelle an EEDs mit Explosivstoffen. Die Tests werden in der Regel durch den Hersteller durchgeführt. In Teil 11 sind die Vorgaben für eine ESD-Prüfung festgelegt. Hierbei wird eine 500 pF-Kapazität auf 25 kV geladen und die gespeicherte Ladungsmenge impulsartig über einen Begrenzungswiderstand von 5 k Ω über den EED entladen und die Reaktion oder Nicht-Reaktion beobachtet. Teil 12 beschreibt zwei mögliche Testverfahren zur Bestimmung der thermischen Zeitkonstante für Drahtzündmittel. Grundlage hierfür bildet das so genannte Rosenthal-Modell, welches auf einer eindimensionalen, linearen Wärmetransportgleichung aufbaut. Danach ist die Zündtemperatur bei langen Pulsbreiten (quasi stationär) nur von der zugeführten Leistung und bei genügend kurzen Pulsbreiten (adiabatisch) von der zugeführten Energie abhängig. Der Schnittpunkt beider Kurven ergibt die thermische Zeitkonstante. Teil 11 enthält Richtlinien zur messtechnischen Bestimmung des EED-Impedanzverhaltens für den hochfrequenten Bereich. Die VG 95 378 soll in die STANAG 4560 & AOP43, STANAG 4239 bzw. AECTP 500 und in die STANAG 4324 bzw. in eine neuere Version davon aufgehen.

Die **VG 95 379** [19] behandelt die EMV von elektrischen Zündkreisen mit Anzünd- und Zündmitteln in Systemen. Insbesondere sei der Teil 12 hervorgehoben, der das Messverfahren zur Ermittlung der Störsicherheits-

abstände gegenüber externen elektromagnetischen Feldern im Bereich 20 kHz – 40 GHz beschreibt. Die Prüfung wird an einem inerten, instrumentierten EED durchgeführt. Neu hinzugekommen sind in Teil 4 zwei anzuwendende Messprinzipien für die faseroptische Temperaturmessung. Bei dem einen Verfahren wird ein kleiner GaAs-Kristall auf den Zünddraht aufgesetzt und mit Laserlicht beleuchtet. Der Kristall ändert seine spektrale Reflexionseigenschaft mit der Temperatur, so dass aus einem Vergleich zwischen hin- und rücklaufender Welle die Temperatur berechnet werden kann. Bei dem anderen Verfahren wird auf dem Zünddraht eine geringe Menge Phosphor angebracht und mit einem UV-Lichtimpuls bestrahlt. Damit wird der Phosphor in einen angeregten Zustand versetzt und sendet seinerseits einen IR-Lichtpuls aus. Die Zeitkonstante des Abklingvorgangs ist umgekehrt proportional zur Temperatur. Aus dem allmählichen Rückgang der Stärke des zurückgesandten Lichts, kann auf die Temperatur des Phosphors und somit des Zünddrahts geschlossen werden. Die Messgenauigkeit beider Verfahren ist bei einer Auflösung von kleiner gleich 0.1 °C sehr hoch. Die Zeitkonstante beider Verfahren liegt typischerweise im Millisekundenbereich. In Teil 20 sind die Grenzwerte für Störsicherheitsabstände für zwei verschiedene Auswirkungsklassen festgelegt. Die VG 95 379 soll in die STANAG 4324 bzw. in eine neuere Version davon übergeführt werden.

Gegenüber Blitz und EMP gelten allgemein die Richtlinien nach **VG 95 374** [20] / **96 903** [21]. Eine Differenzierung hinsichtlich EED und Zündkreiselektroniken erfolgt nicht.

Insbesondere für Hersteller von Zündkreiselektroniken ist noch die **VG 95 095** [22] relevant, die die Prüftechnik an Zündkreisen festlegt.

Internationale Normen (zivil):

Für zivile Anwendungen gelten allgemein die IEC **61000-4-2** [23] zum Nachweis der ESD-Festigkeit und die **IEC 62305-1** [24] / **61024-1-2** [25] für den Blitzschutz.

Internationale militärische Standards (NATO):

Für die sicherheitstechnische Beurteilung von EED gilt für NATO Belange übergeordnet die **STANAG 4560** [26] in Verbindung mit der AOP 43, in der die Anforderungen aus der STANAG näher erläutert werden. Insbesondere ist der Annex D von Bedeutung, in dem die Testverfahren zur elektrischen / thermischen Charakterisierung (z.B. Widerstandsmessung, Bestimmung der No-Fire / All-Fire Grenzwerte, thermische Zeitkonstante) und Umweltprüfung (z.B. Feuchtigkeit, Schock, Temperatur) von EED festgelegt werden. Der Annex C verweist zudem auf gültige nationale Standards, wie z.B. in Deutschland die VG 95 378 und die technischen Lieferbedingungen TL 1375 – 1100. Die ESD-Prüfung für EED ist in der **STANAG 4235** [27] und **4239** [28] hinterlegt, in der

sowohl die Umgebungsbedingungen, als auch die hierfür notwendigen Testverfahren beschrieben werden. Die physikalischen Testparameter für den Umgang mit EED (Ladespannung 25 kV, Kapazität 500 pF, Last 5 kΩ) sind identisch zur VG 95 378. Für den Transport von EED in Helikoptern sind aufgrund erhöhter Gefährdung durch ESD strengere Testparameter definiert.

Für die sicherheitstechnische Beurteilung von elektrischen Zündsystemen gilt für NATO Belange übergeordnet die **STANAG 4187** [29]. Hierin erfolgt ein Verweis auf den Blitzschutz nach **STANAG 4236 / 4327** [30] und den Schutz gegenüber EMP nach **STANAG 4416** [31]. Für korrekte EMC-Umgebungsbedingung gilt die **STANAG 4370** [32] mit den angehängten Dokumenten AECTP, insbesondere **AECTP 250, 500**. Von Bedeutung ist ebenfalls die **STANAG 4234** [33], die Prüffeldstärken für den Bereich 200 kHz – 40 GHz in Abhängigkeit der Risikoklasse vorschreibt. Für Systeme, die sich in unmittelbarer Umgebung von hohen EM-Feldern befinden (z.B. Elektroniken neben Schiffsradar) gelten die in Tabelle 1-2 geforderten Prüffeldstärken für Puls und CW.

Tabelle 1-2: Maximal-Prüffeldstärken nach STANAG 4234 Ed 2.

Severe Electromagnetic Radiation Environment For Use When Specified by the National Safety Authority (STANAG 4234, EDITION 2)

Frequency	Peak	RMS Electric Field Strength	Mean Power Density
	V/m	V/m	W/m ²
10 k – 150 MHz	200	200	100
150 – 225 MHz	3120	270	193
2225 – 400 MHz	2830	240	153
400 – 700 MHz	4000	750	1492
700 – 790 MHz	3500	240	153
790 – 1000 MHz	3500	614	1000
1 – 2 GHz	5670	1000	2653
2 – 2.7 GHz	21270	850	1916
2.7 – 3.6 GHz	27460	1230	4013
3.6 – 4 GHz	21270	850	1916
4 – 5.4 GHz	15000	610	1000
5.4 – 5.9 GHz	15000	1230	4013
5.9 – 6 GHz	15000	610	1000
6 – 7.9 GHz	12650	670	1191
7.9- 8 GHz	12650	810	1740
8 – 14 GHz	21270	1270	4278
14 – 18 GHz	21270	614	1000
18 – 40 GHz	5000	750	1492

Militärische Standards (USA):

Anzuwendende Dokumente betreffend den Schutz von Systemen gegenüber EM-Feldern ist die **MIL-STD 464** [34]. Insbesondere enthält sie Prüffeldstärken für Systeme mit Explosivstoff (HERO). Auf Subsystem- und Komponentenebene gilt die **MIL-STD 461E** [35]. Speziell für HERO sind im Handbuch **MIL-HDBK 240** [36] Anleitungen für Instrumentierung und Test von Systemen mit EED und Zündelektroniken gegeben.

Zur Sicherstellung der elektromagnetischen Verträglichkeit von EED ist speziell die **MIL-STD-1512** mit dem beiliegenden Handbuch **MIL-HDBK-1512** [37] relevant, welches EED Design Richtlinien und EED Testverfahren beinhaltet. Sie deckt praktisch die gleichen Inhalte ab, wie die STANAG 4560. Neueren Datums (2007) ist die **MIL-DTL-23659** [38], wobei hier die EED in zwei Klassen (Klasse A und Klasse B) in Abhängigkeit ihres Zündstromes und Zündzeit aufgeteilt werden. Die MIL-DTL-23659 beinhaltet keine Spezifikation zu gestrahlten Störfestigkeitstests.

Sicherheitskriterien für elektrische Zündsysteme sind in der **MIL-STD-1316** [39] enthalten, mit Verweisen auf Störfestigkeitsuntersuchungen gegenüber ESD (MIL-STD 331), EMP (MIL-STD-2169), Blitz (MIL-STD-464) und EMI (MIL-STD-461/462).

Sonstige länderspezifische Standards:

Des Weiteren existieren nationale Standards, wie z.B. für FR die GAM-Standards und für UK die DEF-STD. Erwähnenswert sind insbesondere die Pillar-Proceeding OB 101, 102 [5], die Richtlinien für Design und die Sicherheitsbeurteilung von EED mit Zündkreisen enthalten.

2 Material- und Geometriedaten des Brückendraht-EED DM 1275

2.1 Mechanischer Aufbau

Der Aufbau eines zweipoligen Brückenzünders ist am Beispiel des DM 1275 Brückendraht-EED skizziert. Die Glühdrahtbrücke besteht aus einer (nicht magnetischen) Nickel-Chrom-Legierung mit 80% Nickel und 20% Chromanteil und ist an beiden Enden auf silberne Kontaktflächen gelötet, die als sehr gute Wärmeleiter dienen. Die silbernen Anschlussstifte werden durch eine Keramikhalterung, dem so genannten Polkörper nach außen geführt. Das verwendete Material ist eine silikatische Keramik, die sich durch hohe Temperaturbeständigkeit, Kriechstrom- und Durchschlagsfestigkeit auszeichnet und vielfach als Isolierstoff in der Elektrotechnik verwendet wird. Enthält der EED Explosivstoffe, dann wird der gesamte Satz aus Zünd- und Sprengstoffen schichtweise in eine Stahlhülle eingepresst und verschlossen. Bild 2-1 links zeigt den schematischen Aufbau des DM 1275 Brückendraht-EED und rechts in einer Vergrößerung den Polkörper mit Brückendraht.

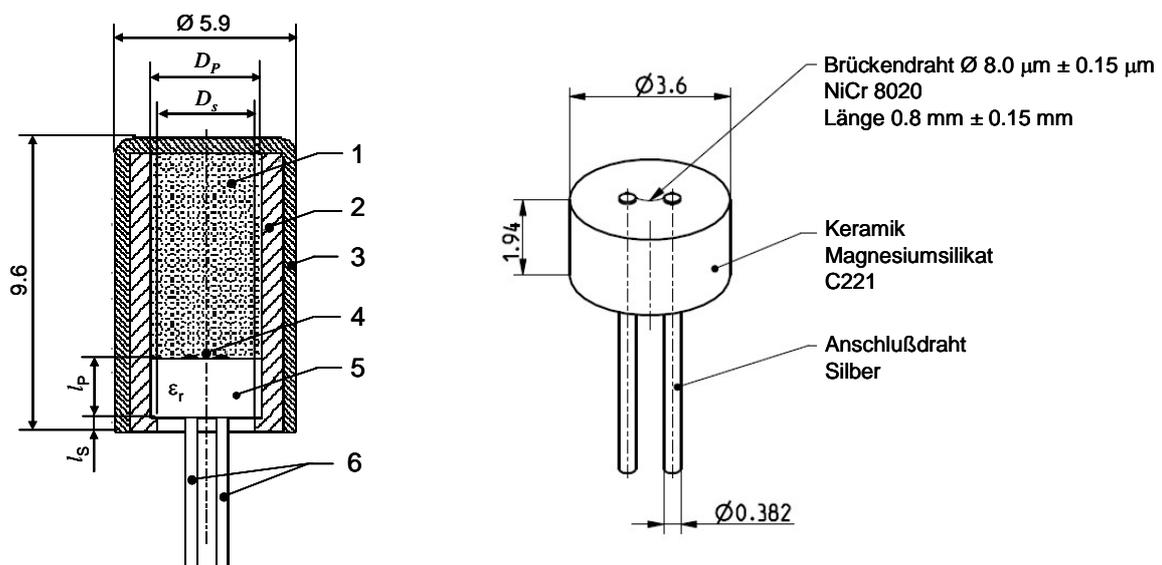


Bild 2-1: Schematischer Aufbau eines zweipoligen Drahtzündmittels am Beispiel des DM1275 (1 Pyrotechnikum, 2 Metallring, 3 Stahlhülle, 4 Brückendraht, 5 Polkörper, 6 Kontaktstift) nach [6].

Im Rahmen der Impedanzmessungen (Kapitel 3) und der Temperaturmodellierung (Kapitel 4) wurde anstelle des Explosivstoffs ein inertes, nicht explosives Schwestermaterial (Pentaerythrit) mit ähnlichen Material- und Stoffeigenschaften verwendet.

2.2 Physikalische, elektrische und mechanische Kenndaten

Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften des DM 1275 Brückendraht-EED sind in Tabelle 2-1 bei Raumtemperatur angegeben.

Tabelle 2-1: Physikalische Eigenschaften von NiCr 8020 [40], [41].

Dichte (20°C)	ρ	kg / dm ³	8.3 [40]
Wärmeleitfähigkeit (20°C)	K	W / (m·°C)	14.3 [41]
Spez. elektrische Leitfähigkeit (20°C)	σ	S·m / mm ²	0.926 [41]
Spezifische Wärmekapazität (20°C)	c	J / (kg·°C)	440 [41]
Schmelztemperatur	T_M	°C	1400 [40]
Relative Permeabilität	μ_r	-	1.001 [41]

Die Temperaturabhängigkeit der Materialkonstanten K , σ , und c sind in Tabelle 2-2 nach [40], [41] angegeben.

Tabelle 2-2: Thermische und elektrische Eigenschaften einer NiCr 8020 Verbindung.

T [°C]	K [41] W / (m·°C)	σ [41] S·m / mm ²	σ [40] S·m / mm ²	c [41] J / (kg·°C)
26	14.3	0.926	0.893	440
100	15.8	0.917	0.885	461
200	17.7	0.909	0.885	488
300	19.5	0.901	0.877	515
400	21.4	0.893	0.870	540
500	23.4	0.877	0.862	567
600	25.0	0.870	0.870	595
700	27.0	0.877	0.877	620
800	28.9	0.877	0.877	647
900	30.8	0.870	0.877	672
1000	32.6	0.862	0.870	695
1100	34.2	0.847	0.862	720
1200	35.8	0.840	0.855	-

Die Werte der elektrischen Leitfähigkeit sind als Durchschnittswerte zu verstehen. Sie selbst ist nur geringfügig von der Temperatur abhängig und reduziert sich von 20°C bis auf 1200°C um ca. 10 % [41]. Nach [40] ist die Verringerung mit ca. 4 % sogar noch geringer angegeben. Die anderen beiden Größen K und c erhöhen sich dagegen bis zur dokumentierten Endtemperatur um etwa das Doppelte. Man bemerke, dass im Gegensatz zu Metallen die Wärmeleitfähigkeit einer Widerstandslegierung mit der Temperatur steigt. Dies liegt daran, dass der Wärmetransport durch Wärmeleitung bei hochohmigen Legierungen, also Legierungen mit geringer elektrischer Leitfähigkeit überwiegend durch Gitterschwingungen und weniger über die Leitungselektronen bestimmt wird.

Es ist sinnvoll die tabellarisch protokollierten Werte durch geeignete Funktionen zu approximieren, die dann später in Temperaturmodelle eingebunden werden können. Die Wärmeleitfähigkeit K und die spezifische Wärmekapazität c steigen praktisch linear mit der Temperatur T (Bild 2-2), so dass in guter Näherung

$$K(T) \cong K_0(1 + \eta T), \quad c(T) \cong \chi_0(1 + \psi T) \quad (2-1)$$

mit den in Tabelle 2-3 gelisteten Koeffizienten geschrieben werden kann. In dieser Darstellung entsprechen die Koeffizienten η und ψ den linearen Temperaturkoeffizienten für die Wärmeleitfähigkeit und der spezifischen Wärmekapazität bei der Bezugstemperatur $T_0 = 0^\circ\text{C}$.

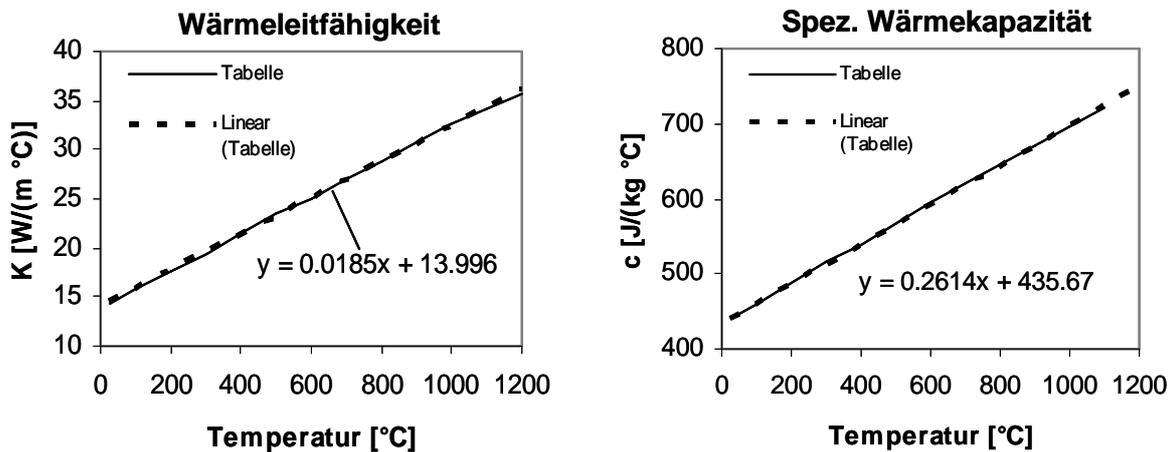


Bild 2-2: Approximation von $K(T)$ und $c(T)$ von NiCr 8020 durch lineare Funktionen.

Tabelle 2-3: Koeffizienten für die linearisierten Funktionen $K(T)$ und $c(T)$ nach [2].

K_0	η	χ_0	ψ
$W/(m \cdot ^\circ C)$	$^\circ C^{-1}$	$J/(kg \cdot ^\circ C)$	$^\circ C^{-1}$
14.0	1.32×10^{-3}	436	5.96×10^{-4}

Der Verlauf des spezifischen elektrischen Widerstandes nach [40] zeigt Bild 2-3 links und nach [41] Bild 2-3 rechts. Die einfachste Näherung stellt ebenfalls eine lineare Funktion dar, mit

$$\frac{1}{\sigma(T)} \approx \frac{1}{\sigma_0} (1 + \alpha T) \quad (2-2)$$

und den in Tabelle 2-4 und Tabelle 2-5 gelisteten Koeffizienten nach [40] und [41]. In dieser Darstellung entspricht der Koeffizient α dem linearen Temperaturkoeffizienten für den elektrischen Widerstand bei der Bezugstemperatur $T_0 = 0^\circ C$.

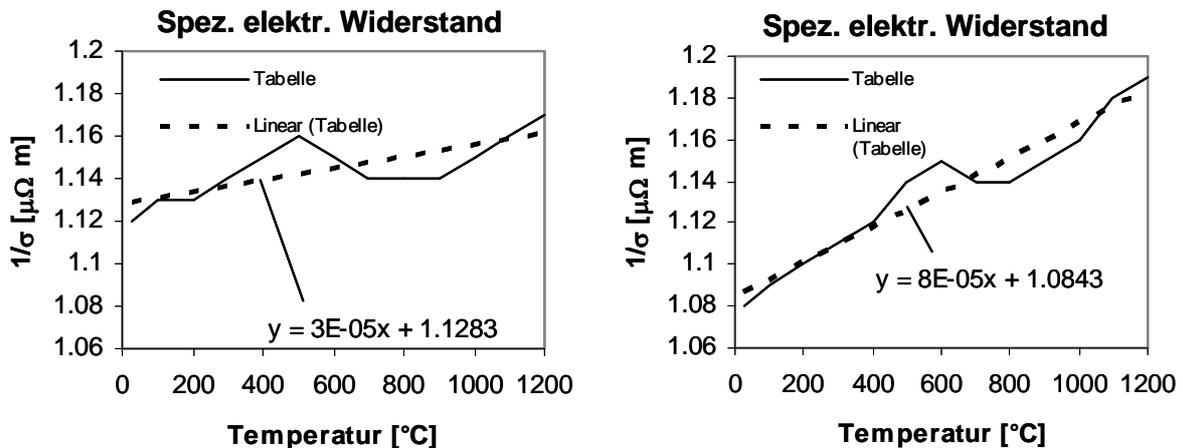


Bild 2-3: Approximation von $1/\sigma(T)$ von NiCr 8020 durch lineare Funktionen. Links Quelle [40], rechts Quelle [41].

Tabelle 2-4: Koeffizienten für die linearisierten Funktionen $1/\sigma(T)$ nach [40].

$1/\sigma_0$	α
$\mu\Omega \cdot m$	$^\circ C^{-1}$
1.128	2.66×10^{-5}

Tabelle 2-5: Koeffizienten für die linearisierten Funktionen $1/\sigma(T)$ nach [41].

$1/\sigma_0$	α
$\mu\Omega \cdot m$	$^{\circ}C^{-1}$
1.084	7.38×10^{-5}

Im Mittel ist der Temperaturkoeffizient α nach [41] über den Temperaturbereich bis $1200^{\circ}C$ knapp dreimal höher als in [40] angegeben. Um den wahren Wert α für die DM 1275 Glühdrahtbrücke besser einordnen zu können, wurde der (inerte) Prüfling in einem Ofen aufgeheizt und parallel dazu der elektrische Widerstand an den Anschlussklemmen mittels einer Vierleiterschaltung aufgezeichnet. Über zwei Leitungen wird ein Konstantstrom eingepreßt, während über die anderen beiden Leitungen die Spannung an den Klemmkontakten gemessen wird (Bild 2-4). Im Rahmen einer Referenzmessung bis $260^{\circ}C$ wurde bei Verwendung einer Kurzschlussbrücke die maximale Drift des Messsystems zu $0.8 \text{ m}\Omega$ bestimmt.

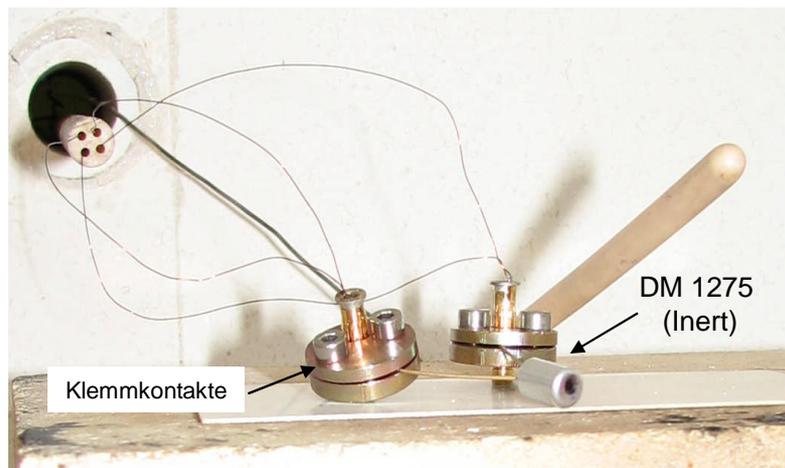


Bild 2-4: Messaufbau zur Widerstandmessung.

Bei gleichzeitiger Messung von Temperatur und elektrischem Widerstand wurde der Ofen in $10^{\circ}C$ – Schritten bis zu etwa $130^{\circ}C$ aufgeheizt. Höhere Temperaturen haben gezeigt, dass der Widerstand abrupt ansteigt, was vermutlich auf der Schmelzung der Lötstelle zurückzuführen ist, mit der der Draht an seinen Anschlussstiften kontaktiert ist. Für die Darstellung des Widerstands-Temperatur-Diagramms wurde zur Auswertung der elektrische Widerstand der Temperatur beim Abkühlpunkt als auch beim Aufheizpunkt zugeordnet (Bild 2-5).

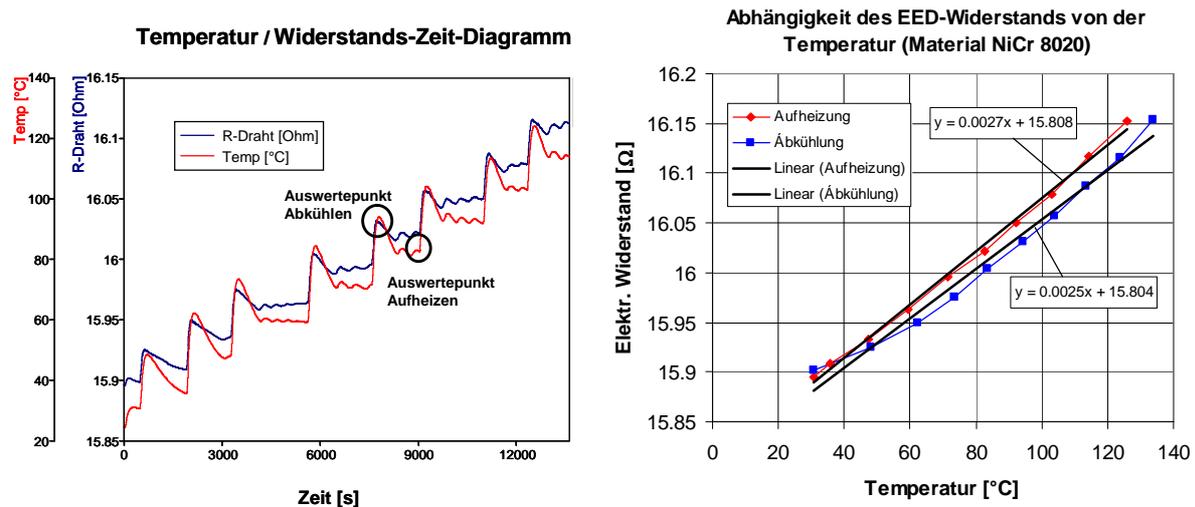


Bild 2-5: Änderung des EED-Widerstandes bei Temperaturbeaufschlagung.

Die beiden Messkurven für Aufheizung und Abkühlung mögen durch Geraden approximiert werden, mit

$$R(T) \cong R_0 (1 + \alpha_{Mess} T), \quad (2-3)$$

wobei R_0 = Elektrischer Widerstand bei 0°C , T = Temperatur [$^\circ\text{C}$] und α_{Mess} = gemessener Temperaturkoeffizient für den elektrischen Widerstand bei der Bezugstemperatur $T_0=0^\circ\text{C}$. Für diesen errechnet sich ein Wert von $\alpha_{Mess}=1.71 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$ (Aufheizung) bzw. $\alpha_{Mess}=1.58 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$ (Abkühlung) über den gemessenen Temperaturbereich. Damit ist der gemessene Wert um etwa Faktor 2 höher als in Quelle [41] bzw. Faktor 6 höher als in Quelle [40]. Der etwas niedrige Wert in [40] liegt aber auch an der Mittelung über den Temperaturbereich bis 1200°C . Würde man nur den Temperaturbereich bis etwa 500°C betrachten, dann wäre der Temperaturkoeffizient nur um Faktor 3 höher. Ein Grund für den höheren Messwert könnte darin begründet sein, dass bei der Messung der gesamte Prüfling aufgeheizt wurde und die Lötstellen zu erhöhten Übergangswiderständen geführt haben. Da dieser Schmutzeffekt nicht ganz auszuschließen ist, wird für die weitere Betrachtung im Rahmen der thermischen Modellierung (Kapitel 4) immer mit der Literaturangabe nach [41] in Tabelle 2-4 und nicht mit dem Messwert gerechnet.

Drahtlänge und Drahtdurchmesser des Brückendrahtes sind toleranzbehaftet. Der EED-Hersteller gibt deshalb einen maximalen Widerstandsbereich von 11 – 19 Ω an [42]. Bei einem mittleren Widerstand von 15 Ω ergibt sich damit eine Toleranz von ca. $\pm 30\%$. Die Länge des Brückendrahtes beträgt ca. 0.8 mm. Der Drahtdurchmesser wurde in einem Querschliff unter dem Rasterelektronenmikroskop zu ca. 8 μm ermittelt (Bild 2-6).

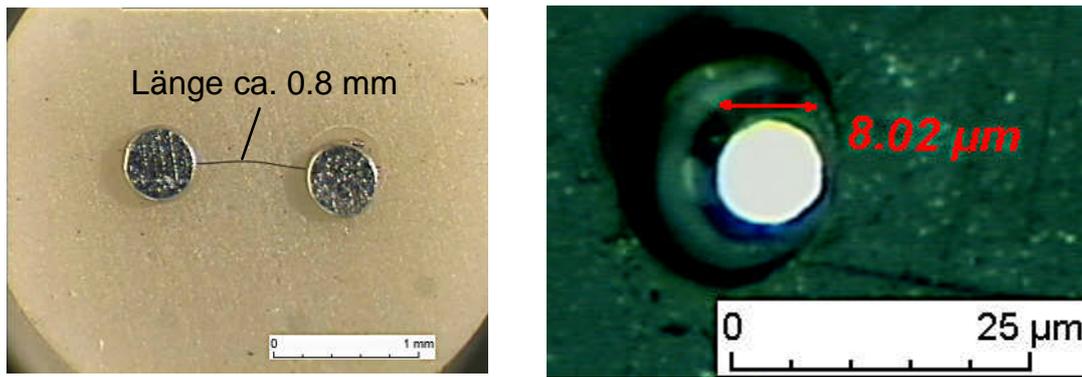


Bild 2-6: Drahtlänge und Drahtdurchmesser im Querschliff des Brückendraht-EED DM 1275.

Nimmt man an, dass die relative Abweichung von Drahtlänge und Drahtquerschnitt zum jeweiligen Nominal- oder mittleren Wert gleich groß ist, dann ergibt sich für Länge und Querschnitt eine Toleranz von jeweils $\pm 15\%$ [43, S. 449]. Die Toleranz für den Drahtdurchmesser beträgt dann $\pm 7.5\%$. Zum Vergleich gibt ein Drahthersteller [40] eine Toleranz von ca. $\pm 2.4\%$ an. Allerdings ist nicht klar, ob diese auch für sehr dünne Drähte eingehalten werden kann.

Der EED-Hersteller gibt als verteilten Widerstand für die verwendete Charge einen Wert von $20000 \Omega/\text{m}$ an, woraus sich bei einem mittleren DC-Widerstand von 15 Ohm eine Zünddrahtlänge $l_D = 0.75 \text{ mm}$ errechnet. Der Drahtdurchmesser ergibt sich dann zu $D_D = 8.3 \mu\text{m}$ bei einer angenommenen Leitfähigkeit von $\sigma = 0.9226 \text{ Sm}/\text{mm}^2$. Genauere Angaben über Mittelwerte und Toleranzen wären nur durch eine Reihe von Stichprobenuntersuchungen zu erzielen. Im Rahmen der weiteren Themen dieser Arbeit wird die Genauigkeit aber als ausreichend und akzeptabel betrachtet (Tabelle 2-6).

Tabelle 2-6: Verwendete geometrische Eigenschaften der DM 1275 Drahtbrücke.

Zünddrahtlänge	l_D	mm	$0.75 \pm 15\%$
Durchmesser	D_D	μm	$8.3 \pm 7.5 \%$
Umfang	p_D	μm	$26.1 \pm 7.5 \%$
Querschnittsfläche	A_D	μm^2	$54.1 \pm 15 \%$

Für die photometrische IR-Temperaturmessung des Brückendrahtes wird der temperaturabhängige Emissionsgrad benötigt. Aus [44] sind folgende Angaben erhältlich, wobei die jeweiligen Werte in den einzelnen Zeilen mit der Anfangs- bzw. Endtemperatur korrespondieren (Tabelle 2-7).

Tabelle 2-7: Emissionsgrade von Nickel und Chrom [44].

Material		Temperatur °C	Emissionsgrad ϵ
Chrom	Draht, rein	50°C	0.65
Chrom	Draht, rein	500°C bis 1000°C	0.71 bis 0.79
Chrom	Draht, oxidiert	50°C bis 500°C	0.95 bis 0.98
Nickel	absolut rein, poliert	100°C	0.045
Nickel	dto.	200°C bis 400°C	0.07 bis 0.09
Nickel	bei 600°C oxidiert	200°C bis 600°C	0.37 bis 0.48
Nickel	Draht	200°C bis 1000°C	0.1 bis 0.2
Nickel	Nickel oxidiert	500°C bis 650°C	0.52 bis 0.59
Nickel	Nickel oxidiert	1250°C	0.75 bis 0.86

Laut Herstellerangaben handelt es sich um einen reinen, nicht oxidierten Draht. Für Nickel liegt der Emissionsgrad im Bereich 200 – 1000°C im Bereich 0.1 bis 0.2. Vergleichbare Werte liefert auch [45, S. 750] mit 0.096 bis 0.186 im Bereich 185 – 1005°C. Für Chrom liegt der Emissionsgrad im Bereich 500 – 1000°C zwischen 0.71 – 0.79. Bei 50°C beträgt er 0.65. Gewichtet man die Anteile entsprechend dem Legierungsverhältnis 80% Nickel und 20% Chrom, ergibt sich näherungsweise ein Emissionsgrad von NiCr 8020 zwischen 0.17 – 0.32 im Bereich 50°C – 1000°C. Der Emissionsgrad ist mit der Temperatur steigend und kann aus den Tabellendaten nur linear interpoliert werden.

Die Materialien von Brückendraht, Lotverbindung, Polkörperkeramik und der Anschlussstifte wurden durch eine EDX-Materialanalyse bestimmt, so dass deren physikalische Eigenschaften spezifiziert werden konnten (Bild 2-7).

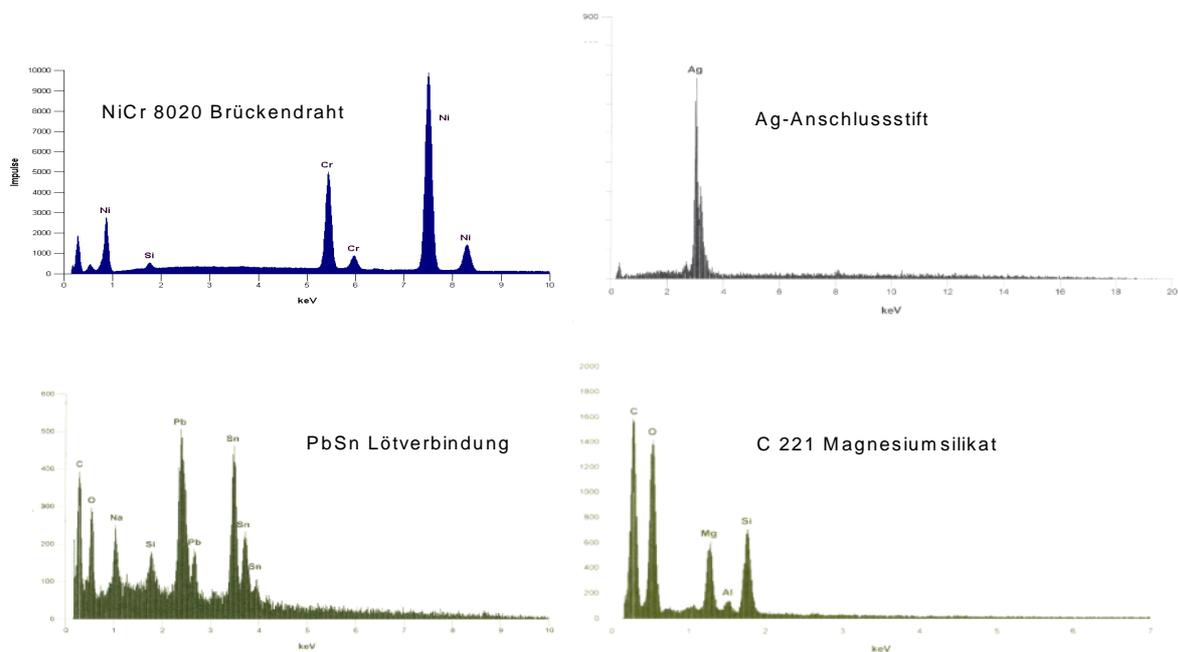


Bild 2-7: EDX-Materialanalyse.

In der Tabelle 2-8 sind die geometrisch / physikalischen Eigenschaften des DM 1275 Brückenzünders nach Bild 2-1 und Bild 2-8 gelistet, wobei eine Toleranz von $\pm 10\%$ auf alle Messgrößen als realistisch erscheint.

Die Dielektrizitätszahl des Polkörpers wurde aus [46] entnommen und gilt nur im extremen Niederfrequenzbereich. Für hohe Frequenzen bis in den GHz-Bereich sind keine Angaben verfügbar, so dass im Impedanzmodell (Kapitel 3) immer mit dem quasi DC-Wert gerechnet wird.

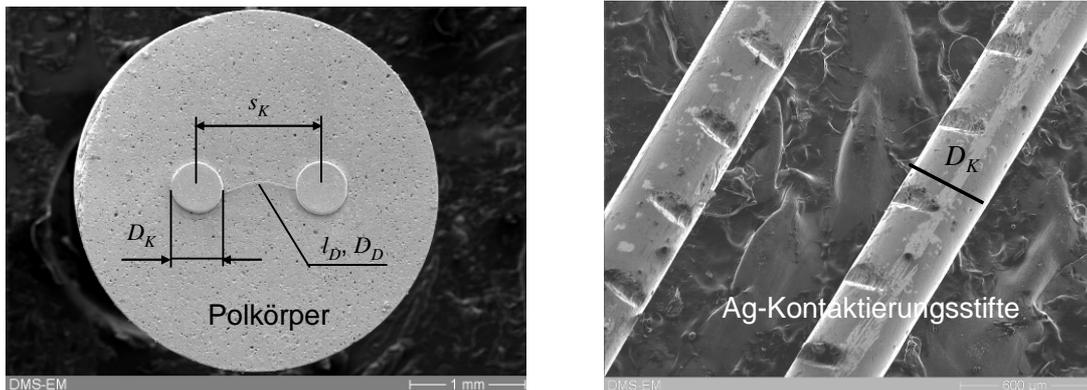


Bild 2-8: DM 1275 Detailaufnahmen unter dem Rasterelektronenmikroskop.

Tabelle 2-8: Geometrisch / Physikalische Eigenschaften des DM 1275 Brückenzünders.

Kontaktierungsstift (Ag)	Durchmesser	D_K	mm	0.40
	Abstand	s_K	mm	1.10
Polkörper, Magnesiumsilikat (C 221)	Länge	l_P	mm	1.95
	Durchmesser	D_P	mm	3.58
	Dielektrizitätszahl 48-62 Hz, 20°C	ϵ_r		6 [46]
	Verlustfaktor 1 MHz, 20°C	$\tan \delta$		0.0012 [46]
	Wärmeleitfähigkeit 30 – 100°C	K_P	W/(mK)	1 – 1.5 [7]
Spalt Polkörper-Hülse	Abstand	l_S	mm	0.5
	Durchmesser	D_S	mm	3.0

Die Tabelle 2-9 listet die elektrischen Eigenschaften des DM 1275 Brückenzünders gemäß den Herstellerangaben.

Tabelle 2-9: Elektrische Eigenschaften des DM 1275 Brückenzünders [42].

Elektrischer DC-Widerstand	R_{DC}	Ω	11-19
No-Fire Strom (DC)	I_{NF-DC}	mA	60
All-Fire Strom (DC)	I_{AF-DC}	mA	140
No-Fire Zündimpuls	$W_{NF-Puls} / R_{DC}$	$A^2 \mu s [\mu J/\Omega]$	4
All-Fire Zündimpuls	$W_{AF-Puls} / R_{DC}$	$A^2 \mu s [\mu J/\Omega]$	20

Die DC No-Fire (NF) und All-Fire (AF) Stromstärken gelten bei kontinuierlicher bzw. quasistationärer Energiezuführung. Wird die Energie nur über einen sehr kurzen Zeitraum zugeführt, der unterhalb der thermischen EED Zeitkonstanten liegt, werden die No-Fire und All-Fire Puls Schwellwerte über einen Zündimpuls definiert. Er repräsentiert die absorbierte maximal erlaubte No-Fire Energie bzw. mindest erforderliche All-Fire Energie bezogen auf den jeweiligen DC-Widerstand. Aus den Herstellerangaben lassen sich für einen bekannten DC-Widerstand die Grenzwerte für die absorbierte Leistung und Energie berechnen. Diese sind in Tabelle 2-10 für einen mittleren Widerstand $R_{DC} = 15\Omega$ angegeben.

Tabelle 2-10: Grenzwerte für absorbierte EED Leistung und Energie für $R_{DC} = 15 \Omega$.

No-Fire Leistung (DC)	$P_{NF-DC} = R_{DC} I_{NF-DC}^2$	mW	54
All-Fire Leistung (DC)	$P_{AF-DC} = R_{DC} I_{AF-DC}^2$	mW	294
No-Fire Zündenergie (Puls)	$W_{NF-Puls}$	μJ	60
All-Fire Zündenergie (Puls)	$W_{AF-Puls}$	μJ	300

Die Schwellwerte und letztlich auch die Drahttemperatur werden durch den Strom in der Drahtbrücke festgelegt, der aber aufgrund der sehr kleinen Abmessungen messtechnisch nur schwer ermittelbar ist. Eher möglich ist die Erfassung des Klemmenstroms an den zuführenden Anschlusskontakten. Bei DC-Anregung oder gepulsten, rechteckförmigen Signalen mit genügend langer Pulsbreite ist der Klemmenstrom praktisch identisch dem Strom in der Drahtbrücke. Jedoch bei hochfrequenter Energiezuführung weichen die Ströme voneinander ab. Grund sind unter anderem Verluste, Streukapazitäten und die induktive Wirkung des Brückendrahts. Im nächsten Kapitel wird der Zusammenhang zwischen EED Klemmenstrom und Drahtstrom durch ein Ersatzschaltbild (ESB) nachgebildet. Die Validierung erfolgt durch Impedanzmessungen im Frequenzbereich bis 8 GHz.

3 EED Impedanzmodellierung und -messung

3.1 Einleitung

Im folgenden Kapitel wird das HF-Verhalten von zwei EED Geometrien am Beispiel des Brückendrahtes EED DM 1275 untersucht. Zur Bestimmung des elektrischen Ersatzschaltbildes (ESB) werden die folgenden beiden Konfigurationen betrachtet: In der Konfiguration 1 (Polkörper inert, Drahtbrücke in Luft) wurde sowohl das Pyrotechnikum als auch die umgebende Metallhülse entfernt. Übrig bleibt der Polkörper mit dem freiliegenden und sichtbaren Brückendraht. Diese Konfiguration ist erforderlich, um Temperaturmessungen an der Drahtbrücke mit einem IR-Thermometer durchführen zu können. Es ist daher zu prüfen, welchen Einfluss die veränderte Geometrie auf das HF-Impedanzverhalten ausübt. Aus Sicherheitsgründen konnten keine vergleichenden Impedanzmessungen mit einem realen EED durchgeführt werden. Daher wurde in der Konfiguration 2 (EED inert, Drahtbrücke in Inertmaterial) der Brückenzünder mit einem inerten Schwestermaterial vom Typ Pentaerythrit ($C_5 H_{12} O_4$) geladen. Dieses Material kommt dem original verwendeten Nitropenta in der Verarbeitung und Konsistenz sehr nahe, kann aber ohne Beimischung von Zündmitteln selbst bei einer Schmelzung des Brückendrahtes nicht zur Reaktion gebracht werden.

Für die Angabe einer Impedanz ist es erforderlich eine Referenzebene (RE) festzulegen (Bild 3-1).



Bild 3-1: Polkörper DM 1275 inert (unten) und EED DM 1275, inert geladen (oben).

Diese wird in der Konfiguration 1 an die dem Brückendraht gegenüberliegende Außenkante des Polkörpers gelegt. In der Konfiguration 2 ist sie an die

Außenkante der Metallhülse gelegt, die etwa 0.5 mm vom Polkörper entfernt ist. In diesem Bereich verlaufen die beiden Anschlussstifte in Luft.

3.2 Modellierung des DM 1275 Impedanzverhaltens

In der Konfiguration 1 wird der Polkörper mit den eingebetteten Anschlussstiften als verlustlose Zweidrahtleitung modelliert (Bild 3-2) [47, S. 250]. Für den Brückendraht wird neben seinem reellen ohmschen Widerstand R_D eine Serieninduktivität L_D berücksichtigt. Skineffekte sind aufgrund des kleinen Drahtdurchmessers und der relativ schlechten Leitfähigkeit von NiCr erst oberhalb 10 GHz wirksam und werden nicht berücksichtigt. Kleine Verluste durch Abstrahlung und durch Skineffektverluste in der Lotverbindung zwischen Brückendraht und Kontaktstift sind im frequenzabhängigen Verlustwiderstand R_V enthalten.

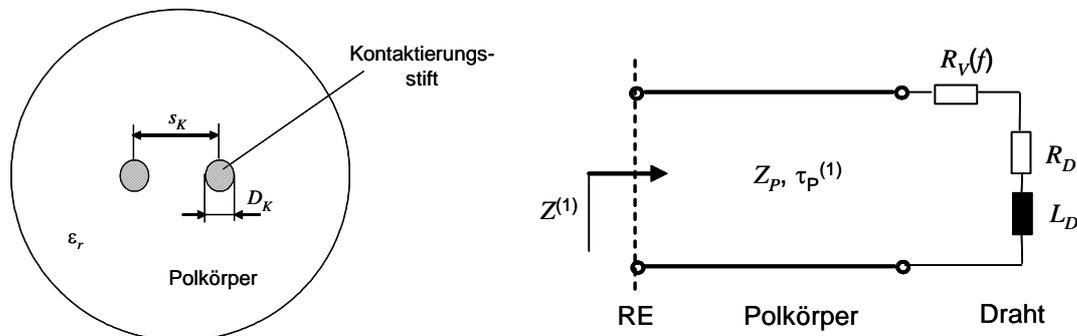


Bild 3-2: Elektrisches ESB für den Polkörper DM 1275 (Konfiguration 1).

In der Konfiguration 2 wird die Metallhülse als dritter Leiter betrachtet und in Näherung seine influenzierende Wirkung gegenüber den beiden stromführenden Leitern durch eine zusätzliche konzentrierte Kapazität C_M modelliert (Bild 3-3)¹. Im ESB wirkt nur die Kapazität $C_M/2$, da die beiden Einzelkapazitäten über die Metallhülse in Serie geschaltet sind. Der Wellenwiderstand der Zweidrahtleitung (Polkörper) ermittelt sich zu:

$$Z_p = \frac{377\Omega}{\sqrt{\epsilon_r} \pi} \operatorname{acosh}\left(\frac{s_K}{D_K}\right) = 81.8\Omega \quad (3-1)$$

In der Konfiguration 2 befindet sich zwischen Polkörper und der Referenzebene ein Luftspalt l_s von etwa 0.5 mm (siehe Bild 2-1), der genau genommen, als

¹ Für eine exakte Rechnung muss ein Mehrleitersystem betrachtet werden. Der Vergleich von Messung und dem vorgeschlagenen Modell zeigen aber später (Bild 3-13), dass es ausreichend ist, die Metallhülse als konzentrierte Kapazität zu betrachten.

zusätzliche Zweidrahtleitung modelliert werden müsste. Aufgrund der kurzen Länge wird aber nur die zusätzliche Laufzeit berücksichtigt und diese mit in die bestehende Zweidrahtleitung des Polkörpers eingerechnet.

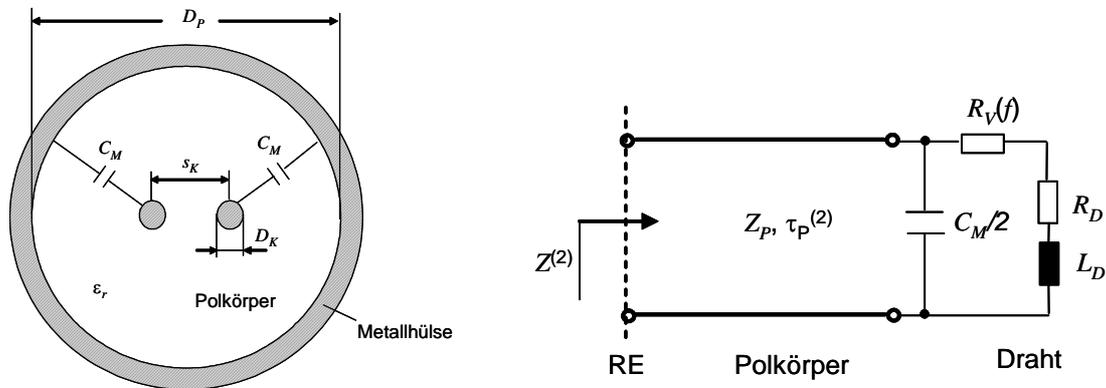


Bild 3-3: Elektrisches ESB für den EED DM 1275 (Konfiguration 2).

Für die beiden Laufzeiten errechnen sich

$$\tau_P^{(1)} = \frac{l_P \sqrt{\epsilon_r}}{c_0} = 15.9 \text{ ps} \quad \text{und} \quad \tau_P^{(2)} = \tau_P^{(1)} + \frac{l_S}{c_0} = 17.5 \text{ ps} \quad (3-2)$$

mit $c_0 = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$. Die Gehäusekapazität in Konfiguration 2 wird über einen koaxialen Ansatz mit nicht zentriertem Innenleiter abgeschätzt [48, S. 55]. Für den Anteil im Polkörper gilt:

$$C_P = \frac{2\pi l_P \epsilon_r \epsilon_0}{\cosh^{-1} \left[\frac{D_P}{2D_K} \left(1 - \left(\frac{s_K}{D_P} \right)^2 \right) + \frac{D_K}{2D_P} \right]} = 0.31 \text{ pF} \quad (3-3)$$

und entsprechend für den Leitungsanteil im Luftspalt:

$$C_S = \frac{2\pi l_S \epsilon_0}{\cosh^{-1} \left[\frac{D_S}{2D_K} \left(1 - \left(\frac{s_K}{D_S} \right)^2 \right) + \frac{D_K}{2D_S} \right]} = 0.015 \text{ pF} \quad (3-4)$$

mit $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$. Die Gesamtkapazität jedes Einzelleiters gegenüber der Metallhülse ergibt sich aus Addition der Einzelkapazitäten:

$$C_M = C_P + C_S = 0.325 \text{ pF.} \quad (3-5)$$

Die Selbstinduktivität L_D des Brückendrahtes wird nach [48, S. 382] für einen geraden runden Draht abgeschätzt. Ohne Skinneffektverluste gilt für den Induktivitätsbelag:

$$L'_D = L' \cdot \left(\ln \frac{4l_D}{D_D} - 1 + \frac{D_D}{2l_D} + \frac{\sqrt{0.873}}{4} \right). \quad (3-6)$$

mit der Konstante $L' = 200$ nH/m. Die Drahtinduktivität errechnet sich dann mit den mittleren Geometrieangaben des Brückendrahtes nach Tabelle 2-6 zu $L_D = l_D L'_D = 0.8$ nH. Aufgrund der Längentoleranz kann die Induktivität um ca. ± 20 % schwanken.

Verlustbetrachtung:

Neben dem reellen DC-Wirkwiderstand des Glühdrahtes mögen zusätzliche Skinneffektverluste in den Leitern auftreten, die durch einen zusätzlichen frequenzabhängigen Verlustwiderstand $R_V(f)$ modelliert werden können. Dielektrische Verluste in der Keramik werden aufgrund des kleinen Verlustfaktors von $\tan \delta = 0.0012$ und der geringen Keramiklänge nicht weiter betrachtet. Skinneffekte im silbernen Zuleitungsdraht treten zwar auf, führen aber zu keiner signifikanten Widerstandserhöhung aufgrund der extrem guten Leitfähigkeit. Insoweit verbleiben noch Skinneffektverluste im Glühdraht selbst, in der Lotverbindung zwischen Anschlussdraht und Glühdraht sowie Abstrahlungsverluste durch die Drahtgeometrie. Die Verlustfaktoren sollen im Folgenden näher betrachtet und abgeschätzt werden:

1. Skinverluste im Kontaktierungsstift

Die Eindringtiefe in den silbernen Kontaktierungsstift ist nach [47, S. 154] mit $\delta_{Ag} = 0.0642 \cdot [f / \text{Hz}]^{-1/2}$ m angegeben und in Tabelle 3-1 bis 8 GHz gelistet. Der Drahtradius beträgt $r_K = 0.2$ mm. Für $r_K > 2\delta_{Ag}$ kann der Verlustwiderstand durch die Approximation [68, S. 167]

$$R_K(f) = \frac{l_K}{2\pi r_K \delta_{Ag}(f) \sigma_{Ag}} \quad [\Omega] \quad \text{für } r_K > 2\delta_{Ag} \quad (3-7)$$

berechnet werden. Die Länge von der Referenzebene bis zum Glühdraht ist gleich der Dicke des Polkörpers $l_K = l_p = 1.95$ mm. Mit der Leitfähigkeit $\sigma_{Ag} = 6.17 \times 10^7$ S/m ergeben sich die Verluste nach Tabelle 3-1. Die Widerstände sind jedoch so klein, dass sie bis zur betrachteten Frequenz von 8 GHz vernachlässigbar sind.

Tabelle 3-1: Skinverluste im Kontaktierungsstift.

f [GHz]	1	2	3	4	5	6	7	8
δ_{AG} [μm]	2.0	1.4	1.2	1.0	0.91	0.83	0.77	0.72
$R_K(f)$ [Ω]	0.012	0.018	0.021	0.025	0.028	0.030	0.033	0.035

2. Skinverluste im NiCr-Glühdraht:

Die Eindringtiefe in die NiCr-Drahtbrücke mit der Leitfähigkeit $\sigma_{NiCr} = 0.89 \times 10^6$ S/m ergibt sich nach [47, S. 151] zu $\delta_{NiCr} = 0.5338 \cdot [f / \text{Hz}]^{-1/2}$ m. NiCr ist aufgrund des Chrom-Anteils nicht magnetisch. Da der Drahtradius mit $r_D \sim 4 \mu\text{m}$ im betrachteten Frequenzbereich kleiner als die Eindringtiefe ist (Tabelle 3-2), kommen Skinverluste nicht in Betracht.

Tabelle 3-2: Eindringtiefe in NiCr.

f [GHz]	1	2	3	4	5	6	7	8
$\delta_{NiCr}(f)$ [μm]	16.9	11.9	9.8	8.4	7.5	6.9	6.4	6.0

3. Skinverluste in der Lotverbindung

Die Kontaktierung des Glühdrahtes mit den Anschlussstiften erfolgt über eine Blei-Zinn Lotverbindung (Bild 3-4). Da bei hohen Frequenzen der Strom nur entlang einer dünnen Außenschicht $\delta_L(f)$ fließt, besteht die effektive Verbindung zwischen Glühdraht und Lot nur aus einem Lotring der Höhe $\delta_L(f)$. Zur Berechnung des Übergangswiderstandes sei im Modell angenommen, dass der Lotdraht nicht seitlich, sondern mittig nach oben herausgeführt ist. Mit dieser Vereinfachung haben alle Stromfilamente im Lot die gleiche Länge von etwa $L_F = 0.3$ mm. Der Übergangswiderstand pro Lötstelle errechnet sich wie oben näherungsweise zu:

$$R_{Lot}(f) = \frac{L_F}{2\pi r_D \delta_L(f) \sigma_L} \quad [\Omega] \quad (3-8)$$

mit $\sigma_L = 6.7 \times 10^6$ S/m für eine angenommene 50% Blei und 50% Zinn-Legierung [49]. Die Eindringtiefe ergibt sich nach [47, S. 151] zu $\delta_L = 0.195 \cdot [f / \text{Hz}]^{-1/2}$ m. In Tabelle 3-3 sind für einige Frequenzen die Übergangswiderstände für beide Lötstellen tabelliert. Die zusätzlichen Verluste

sind vergleichsweise gering und machen bei 8 GHz ca. 10 % des DC-Brückenwiderstandes aus.

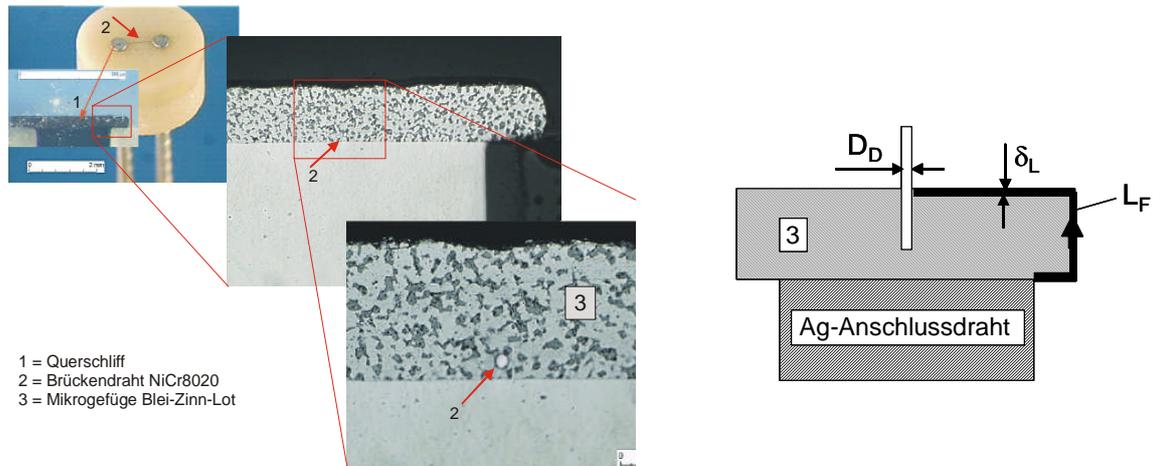


Bild 3-4: Querschliff DM 1275 Anschlusskontaktierung.

Tabelle 3-3: Skinverluste in der Lotverbindung bei zwei Lötstellen (Modell).

f [GHz]	1	2	3	4	5	6	7	8
$2R_{Lot}(f)$ [Ω]	0.58	0.82	1.01	1.16	1.30	1.42	1.54	1.64

4. Abstrahlungsverluste

Zur Behandlung von parasitären Abstrahlungsverlusten sind die beiden elektrischen Ersatzschaltbilder für die Konfigurationen 1 und 2 (Bild 3-2, Bild 3-3) weniger geeignet, da sie über einen Leitungsansatz hergeleitet wurden. Hierbei wurden im Wesentlichen die Anschlusskontakte in der Polkörperkeramik als eine Zweidrahtleitung betrachtet, die mit dem ohmschen Brückenwiderstand und der Brückendrahtinduktivität abgeschlossen wurde. Aus Sicht der Antennentheorie lässt sich die Geometrie aber auch als elektrisch kleine Schleifenantenne auffassen, deren Abstrahlung vergleichbar zu einem infinitesimalen magnetischen Dipol ist. Üblicherweise ist mit „elektrisch klein“ eine Schleifenantenne gemeint, deren gesamte Länge K_{Loop} (Umfang) kleiner als ca. ein Zehntel der Wellenlänge ist ($K_{Loop} < \lambda/10$), so dass der Strom entlang der Schleife als ortsunabhängig angesehen werden kann [50, S. 231]. Für die Konfiguration 1 wird der rechteckförmige Gesamtumfang $K_{Loop}^{(1)}$ aus der Länge des Anschlusskontaktes und der Länge des Brückendrahtes festgelegt:

$$K_{Loop}^{(1)} = 2 \cdot (l_p + l_D) = 2 \cdot (1.95 \text{ mm} + 0.75 \text{ mm}) = 5.4 \text{ mm} .$$

Bei der Konfiguration 2 ist der Gesamtumfang $K_{\text{Loop}}^{(2)}$ aufgrund der konstruktionsbedingt etwas verlängerten Anschlusskontakte durch den zusätzlichen Luftspalt geringfügig größer:

$$K_{\text{Loop}}^{(2)} = 2 \cdot (l_P + l_S + l_D) = 2 \cdot (1.95 \text{ mm} + 0.5 \text{ mm} + 0.75 \text{ mm}) = 6.4 \text{ mm}.$$

Da sich die betrachtete Leiterschleife in der Polkörperkeramik befindet, verringert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit v des Stromes, als auch seine Wellenlänge λ um den Faktor $\sqrt{\epsilon_r}$ im Vergleich zur Freiraumausbreitung. In der Tabelle 3-4 sind die beiden Längen $K_{\text{Loop}}^{(1)}$ und $K_{\text{Loop}}^{(2)}$ auf die jeweilige Wellenlänge $\lambda = v/f$ mit $v = c_0/\sqrt{\epsilon_r}$ dargestellt. Danach ist die „ $\lambda/10$ -Regel“ in der Konfiguration 1 für Frequenzen bis ca. 2.3 GHz und in der Konfiguration 2 für Frequenzen bis ca. 2 GHz erfüllt. Für höhere Frequenzen wird die Stromverteilung in der Schleife inhomogen, und es ist im Einzelfall zu entscheiden, ob die Antenne noch als elektrisch kurz betrachtet werden kann.

Tabelle 3-4: Ausdehnung der parasitären Schleifenantenne.

f [GHz]	1	2	3	4	5	6	7	8
$K_{\text{Loop}}^{(1)}$ [mm]	$\lambda/22.7$	$\lambda/11.3$	$\lambda/7.6$	$\lambda/5.7$	$\lambda/4.5$	$\lambda/3.8$	$\lambda/3.2$	$\lambda/2.8$
$K_{\text{Loop}}^{(2)}$ [mm]	$\lambda/19.1$	$\lambda/9.6$	$\lambda/6.4$	$\lambda/4.8$	$\lambda/3.8$	$\lambda/3.2$	$\lambda/2.7$	$\lambda/2.4$

Das elektrische Ersatzschaltbild einer elektrisch kurzen Schleifenantenne im Sendebetrieb zeigt Bild 3-5 nach [50, S. 244].

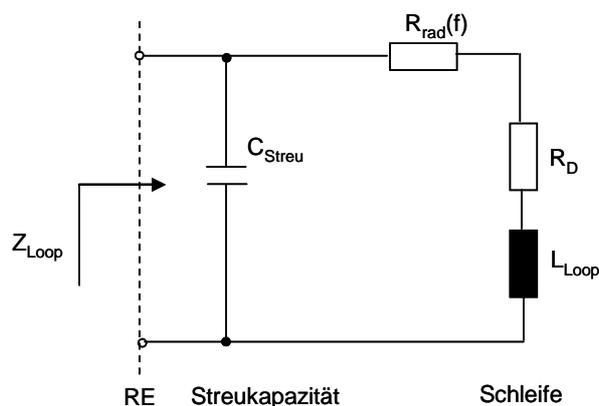


Bild 3-5: Elektrisches ESB für eine elektrisch kleine Schleifenantenne im Sendebetrieb.

Hierbei bezeichnen:

- R_{rad} = Strahlungswiderstand (frequenzabhängig) [Ω]
- R_D = Ohmscher Drahtwiderstand [Ω]
- L_{Loop} = Schleifeninduktivität [H]
- C_{Streu} = Streukapazität [F].

Am Beispiel der Konfiguration 1 sei gezeigt, dass das elektrische ESB einer kurzen Schleifenantenne nach Bild 3-5 im hierfür gültigen Frequenzbereich bis ca. 2.3 GHz durch geeignete Wahl von L_{Loop} und C_{Streu} gleichwertig zu dem elektrischen ESB aus dem Leitungsansatz nach Bild 3-2 ist. Hierzu werden Real- und Imaginärteil der jeweiligen Eingangsimpedanz $Z^{(1)}$ und Z_{Loop} mit PSPICE berechnet und in Bild 3-6 gegenübergestellt. Frequenzabhängige Verluste in Reihe zum ohmschen Widerstand werden in der Darstellung nicht berücksichtigt, d.h. $R_V(f) = R_{rad}(f) = 0$.

Die Schleifeninduktivität setzt sich aus der konzentriert gedachten Leitungsinduktivität der Zweidrahtleitung und der Induktivität des Brückendrahtes zusammen, also $L_{Loop} = Z_P \tau_P^{(1)} + L_D = 1.3 \text{ nH} + 0.8 \text{ nH} = 2.1 \text{ nH}$. Die Streukapazität wurde mit $C_{Streu} = 0.12 \text{ pF}$ so gewählt, dass sowohl Real-, als auch Imaginärteil nicht nur bei 2.3 GHz, sondern bis ca. 5 GHz nahezu übereinstimmen. Bis zu dieser Frequenz sind beide Ersatzschaltbilder gleichwertig. Insbesondere fließt unabhängig von der Art der Einspeisung der jeweils gleiche Strom durch den ohmschen Drahtwiderstand R_D .

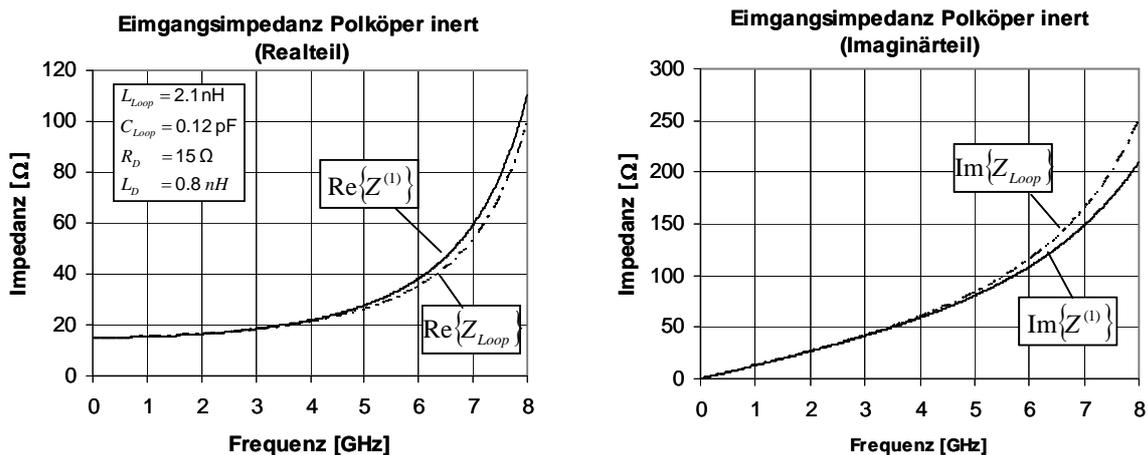


Bild 3-6: Vergleich der Eingangsimpedanzen nach dem ESB in Bild 3-2 und Bild 3-5.

Aufgrund Übereinstimmung beider Ersatzschaltbilder kann geschlossen werden, dass die Abstrahlung, zumindest im hierfür betrachteten Frequenzbereich, durch eine elektrisch kleine Schleifenantenne beschrieben werden kann. Ihr Strahlungswiderstand ist mit

$$R_{rad} = 60\pi^2 \left(\frac{K_{Loop}}{\lambda} \right)^4 = 320\pi^4 \left(\frac{A_{Loop}}{\lambda^2} \right)^2 [\Omega] \quad (3-9)$$

gegeben [50, S. 238], wobei $A_{Loop} = l_p l_D = 1.46 \text{ mm}^2$ die rechteckförmige Schleifenfläche bezeichnet. Der erstere Ausdruck gilt nur für runde Schleifen, während die letztere Form für beliebige Schleifengeometrien, wie z.B. kreisförmige, elliptische oder insbesondere auch rechteckförmige Schleifen gilt. Die Strahlungswiderstände sind in Tabelle 3-5 für einige Frequenzen gelistet. Es ist ersichtlich, dass die Strahlungswiderstände extrem kleine Werte annehmen. Genau genommen gelten sie je nach Konfiguration nur bis etwa 2 - 2.3 GHz. Für höhere Frequenzen kann die Schleife nach der $\lambda/10$ -Regel nicht mehr als elektrisch klein betrachtet werden. Jedoch stellen sie eine Obergrenze dar, da der Anstieg des Strahlungswiderstandes sich mit zunehmendem K_{Loop} / λ -Verhältnis verringert. So steigt z.B. der Strahlungswiderstand für elektrisch große (runde) Schleifen ($K_{Loop} / \lambda > \pi$) im Mittel nur proportional zu K_{Loop} / λ und nicht mit der vierten Potenz [50, S. 252].

Tabelle 3-5: Abstrahlungsverluste der Brückendrahtschleife.

f [GHz]	1	2	3	4	5	6	7	8
R_{rad} [Ω]	8.1E-6	1.3E-4	6.6E-4	0.002	0.005	0.011	0.020	0.034

5. Frequenzabhängige Gesamtverluste im EED DM 1275

Die frequenzabhängigen Gesamtverluste werden im Wesentlichen durch Skineffektverluste in der Lotverbindung bestimmt. Abstrahlungsverluste durch die Brückendrahtschleife sind in Anbetracht des extrem kleinen Strahlungswiderstandes zu vernachlässigen. Somit gilt:

$$R_V(f) \cong 2R_{Lot}(f). \quad (3-10)$$

Die Zahlenwerte sind in Tabelle 3-3 gegeben. Im Vergleich zum mittleren DC-Widerstand von 15Ω beträgt der Verlustwiderstand bei 8 GHz ca. 1.6Ω , was in etwa 10 % ausmacht. Bei 2 GHz sind die Verluste nur halb so hoch. Es sei jedoch angemerkt, dass die frequenzabhängigen Verluste in die gleiche Größenordnung wie der DC-Widerstand kommen können, wenn niederohmigere EED mit Brückenwiderständen von z.B. 1 Ohm verwendet werden.

3.3 EED-Impedanzmessung

Zur Überprüfung des vorgeschlagenen Modells wird eine Impedanzmessung des Prüflings über eine 1-Tor Reflexionsmessung mittels eines vektoriiellen 8 GHz Netzwerkanalysators (VNWA) bis 8 GHz durchgeführt. Eine alternative Methode wäre die Verwendung eines HF-Strom/Spannungsanalysators. Bei der erstgenannten Methode erfolgt die Impedanzbestimmung durch Messung von Amplitude und Phase der hin- und rücklaufenden Spannungswelle mittels eines eingebauten Richtkopplers, während bei der zweiten Methode eine direkte Impedanzbestimmung durch Messung von Strom und Spannung über Shuntwiderstände erfolgt. Die erste Methode ist über einen weiten Frequenzbereich bis ca. 10 GHz einsetzbar, während die zweite Methode zwar nur bis ca. 3 GHz anwendbar ist, dafür aber höhere Genauigkeit bei einem größeren Widerstandsmessbereich verspricht [51].

Die Prüflingsaufnahme basiert auf einer 50-Ohm Mikrostreifenleitung, deren Geometrie- und Materialdaten in Tabelle 3-6 angegeben sind. Um den Modenübergang von der Streifenleitung zum Prüfling möglichst homogen zu gestalten, wurde die Substrathöhe in etwa gleich dem Abstand der beiden Anschlussstifte und die Breite des Streifens näherungsweise gleich dem Durchmesser des Anschlussstiftes gewählt. Als Substratmaterial wurde Teflon vom Typ RT 6006 (Fa. Rogers) verwendet, welches im Vergleich zu FR4 eine etwas höhere DK-Zahl besitzt und damit kleinere Leiterbahnbreiten erlaubt. Eingangsseitig wird die Leitung über eine koaxiale Einspeisebuchse mit Streifenleiterübergang gespeist. Auf der Lastseite wird der Prüfling direkt an das Ende der Streifenleitung kontaktiert, um die Referenzebene (RE) eindeutig zu definieren (Bild 3-7).

Tabelle 3-6: Materialdaten und elektrische Parameter der verwendeten Mikrostreifenleitung.

Teflonsubstrat (RT 6006, Fa. Rogers) mit Kupfer-Metallisierung	Zeichen	Einheit	Wert
Substrathöhe	h	mm	0.635
Streifenbreite	w	mm	0.85
Streifendicke	t	μm	35
Leiterbahnlänge	l	mm	45
Relative Dielektrizitätskonstante	ϵ_r	-	6.15 ± 0.15 [52]
Effektive relative DK ($f \rightarrow 0$)	$\epsilon_{r,eff}(0)$	-	4.40 ± 0.05 [48]
Wellenwiderstand	Z_c	Ω	50 ± 1.5 [48]
Verlustfaktor (10 GHz)	$\tan \delta$	-	0.0027 [52]

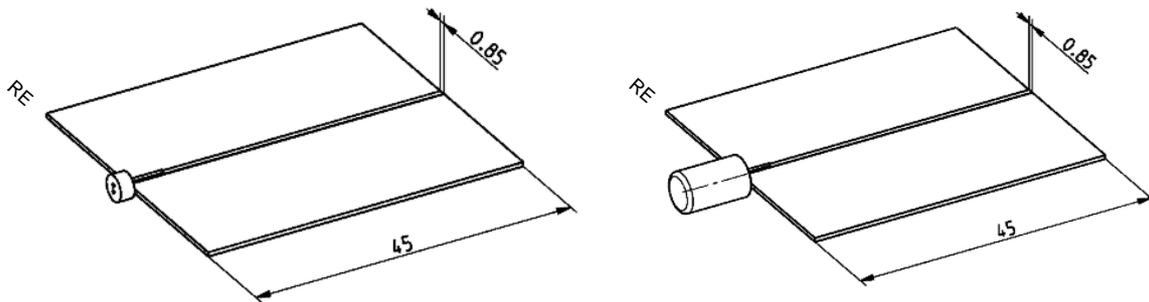


Bild 3-7: Festlegung der Referenzebene für die Impedanzmessung (Links: Polkörper DM 1275 inert, Rechts: EED DM 1275 inert geladen).

Im Allgemeinen ist die Referenzebene nicht unbedingt identisch zur Kalibrierebene, an der die Kurzschluss, Leerlauf, und 50-Ohm Lastnormale angelegt werden. Insoweit müssen die Messwerte nachträglich auf die Referenzebene transformiert werden. Je näher aber Kalibrier- und Referenzebene zusammen liegen, desto kleiner sind die zu erwartenden Fehler bei der Transformation. Aus diesem Grund wurde im Rahmen des Kalibriervorgangs ein koaxialer SMA-Stecker an das Ende der MS-Leitung befestigt, um die Kalibrierebene nicht vor, sondern hinter die MS-Leitung zu legen. Hierdurch ergibt sich der Vorteil, dass die MS-Leitung in den Kalibriervorgang mit eingeschlossen wird und ihre frequenzabhängigen Dämpfungs- und Laufzeiteigenschaften nachträglich nicht weiter berücksichtigt werden müssen. Nach Durchführung des Kalibriervorgangs wird der ausgangsseitige SMA-Stecker wieder entfernt und eine Reflexionsfaktormessung ohne angeschlossenen Prüfling (Leerlauf) zur Bestimmung der Transformationsparameter durchgeführt. Dieser Reflexionsfaktor ist mit $S_{11}^{LL}(j\omega)$ bezeichnet und in Bild 3-8 (links) dargestellt. Durch das Entfernen des Steckers hat sich sein Betrag um die Steckerdämpfung auf Werte größer eins erhöht. Außerdem hat sich seine Phase um die Steckerlaufzeit von der Kalibrier- in Richtung Referenzebene gedreht. Um den Reflexionsfaktor an der Referenz- oder Lastebene $r_{RE}(j\omega)$ zu erhalten, wird der gemessene S_{11} -Parameter betragsmäßig um $|S_{11}^{LL}(j\omega)|$ verringert und um seine Phase $\beta_{SMA}(\omega)l_{SMA}$ korrigiert, wobei $\beta_{SMA}(\omega)$ die Phasenkonstante des Steckers und l_{SMA} die physikalische Steckerlänge bezeichnet:

$$r_{RE}(j\omega) = S_{11}(j\omega) \frac{1}{|S_{11}^{LL}(\omega)|} e^{-2j\beta_{SMA}(\omega)l_{SMA}} \quad (3-11)$$

$$\beta_{SMA}(\omega)l_{SMA} = \frac{\omega}{c_0}l_{el,SMA} \quad \text{mit} \quad l_{el,SMA} = c_0\tau_{SMA} \quad (3-12)$$

Die Dispersion des Steckers wird aufgrund seines coaxialen Aufbaus und seiner geringen Dämpfung als so klein angesehen, dass von einer frequenzunabhängigen Laufzeit τ_{SMA} , bzw. elektrischen Länge $l_{el,SMA}$ ausgegangen wird. Setzt man für $S_{11}(j\omega)$ den gemessenen Streuparameter $S_{11}^{LL}(j\omega)$ ein, dann erzwingt die Transformation für alle Frequenzen einen Betrag gleich eins an der Referenzebene. Tatsächlich ist er aufgrund von Abstrahlungsverlusten am Ende MS-Leitung etwas kleiner, was aber unberücksichtigt bleiben soll. Die elektrische Länge wird so gewählt, dass die Phase

$$\arg\{r_{RE}^{LL}(j\omega)\} = \arg\{S_{11}^{LL}(j\omega)\} - 2\beta_{SMA}(\omega) \rightarrow 0$$

für alle Frequenzen nahe bei null liegt. Dies ist bei einer elektrischen Länge $l_{el,SMA} = 12.4 \text{ mm}$ für Frequenzen bis 4 GHz nahezu ideal erfüllt. Messunsicherheiten führen zu kleinen Winkelabweichungen mit zunehmender Frequenz, die maximal 5 Grad ausmachen. Bild 3-8 rechts zeigt den transformierten Reflexionsfaktor $r_{RE}^{LL}(j\omega)$ an der Referenzebene bei leer laufender MS-Leitung.

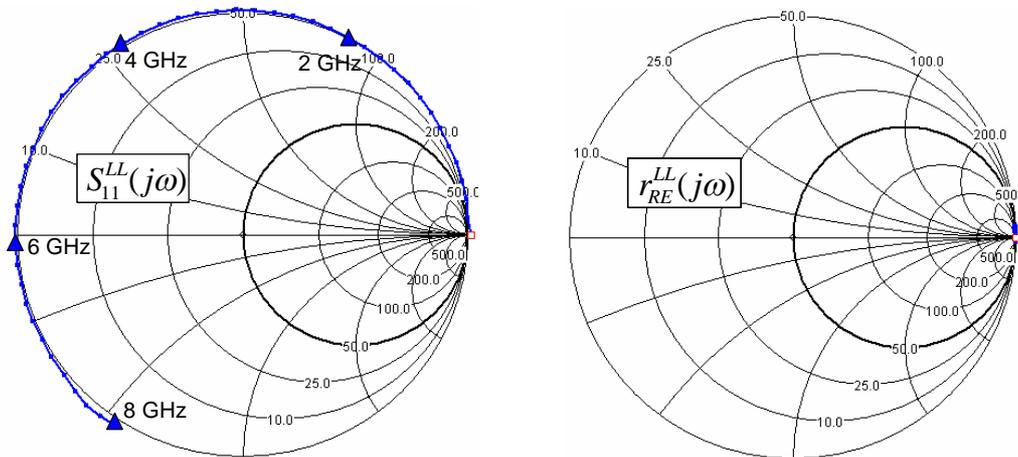


Bild 3-8: Transformation des Reflexionsfaktors von der Kalibrierebene auf die Referenzebene ohne angeschlossenen Prüfling (Leerlauf).

Die EED-Eingangsimpedanz $Z(j\omega)$, gemessen an der Referenzebene, ergibt sich aus dem transformierten Reflexionsfaktor $r_{RE}(j\omega)$ zu:

$$Z(j\omega) = R_0 \frac{1 + r_{RE}(j\omega)}{1 - r_{RE}(j\omega)} \quad (3-13)$$

mit $R_0 = 50 \Omega$. In Bild 3-9 ist der nach Real- und Imaginärteil getrennte gemessene Impedanzverlauf $Z^{(1)}(j\omega)$ von vier Prüflingen vom Typ „Polkörper inert“ (Konfiguration 1) zusammen mit dem modellierten Verlauf aus dem zugehörigen Impedanzmodell (Bild 3-2) dargestellt, wobei die Induktivität der Drahtbrücke L_D entsprechend angepasst wurden. Bis ca. 7 GHz ist eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Modell festzustellen. Die Induktivität des Glühdrahtes liegt im erwarteten Bereich zwischen 0.8 bis 1.0 nH. Der flache Anstieg des Realteils weist auf nur geringe Verluste hin, die im Modell durch einen kleinen frequenzabhängigen Widerstand $R_V(f)$ beschrieben wurden. Mit zunehmender Frequenz wird die Impedanz in Richtung Leerlauf transformiert. Kleine Änderungen der Modellparameter wirken sich speziell im Resonanzbereich besonders stark auf die Steigung und die Resonanzfrequenz aus. Der gemessene Realteil ist ab 7 GHz etwas größer als im Modell, was ein Zeichen für erhöhte Verluste sein kann. Allerdings steigen auch die Messunsicherheiten mit zunehmender Frequenz, so dass von einer Änderung der Modellparameter abgesehen wird. Insgesamt weisen alle vier vermessenen Polkörper ein ähnliches Impedanzverhalten auf.

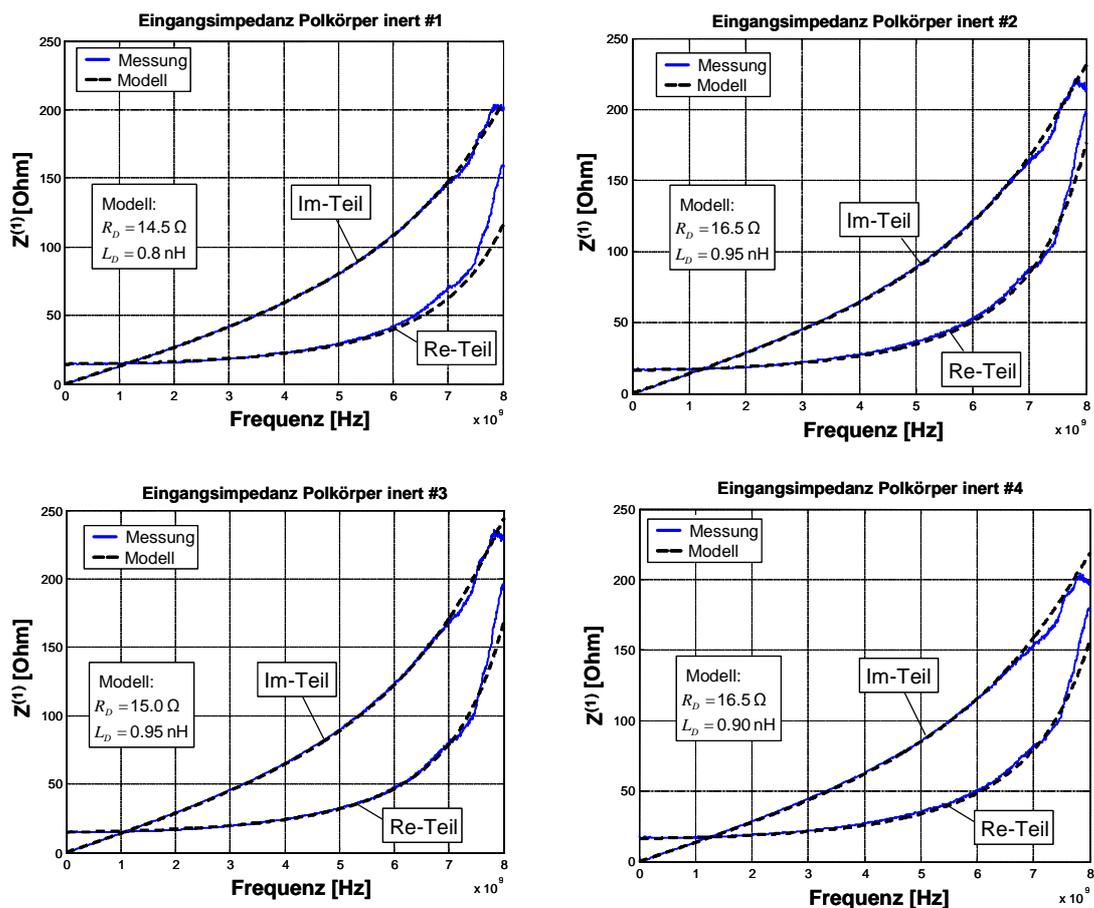


Bild 3-9: Eingangsimpedanz des DM 1275 Polkörpers inert bis 8 GHz.

Bild 3-10 zeigt den gemessenen Impedanzverlauf $Z^{(2)}(j\omega)$ von vier Prüflingen vom Typ „EED inert“ (Konfiguration 2) zusammen mit dem zugehörigen Impedanzmodell (Bild 3-3), wobei die Induktivität der Drahtbrücke L_D wieder entsprechend angepasst wurde. Die prinzipielle Charakteristik wird durch das Modell recht gut wiedergegeben, allerdings sind Welligkeiten in den Messkurven ab ca. 3 GHz zu beobachten, die im Wesentlichen auf die abstrahlende Wirkung der Metallhülse zurückzuführen sein dürften. Obwohl die Hülse galvanisch mit keinem Leiter verbunden ist, werden durch kapazitive Kopplung und durch Strahlungskopplung Oberflächenströme generiert, deren Felder in Wechselwirkung mit der Prüflingsaufnahme treten und letztlich die gemessene Impedanz beeinflussen. Bringt man z.B. in einem Versuch Absorbermaterial in die Umgebung zwischen Metallhülse und MS-Leitung, dann ändert sich die gemessene Impedanz tendenziell dahingehend, dass die Verzerrungen verringert werden.

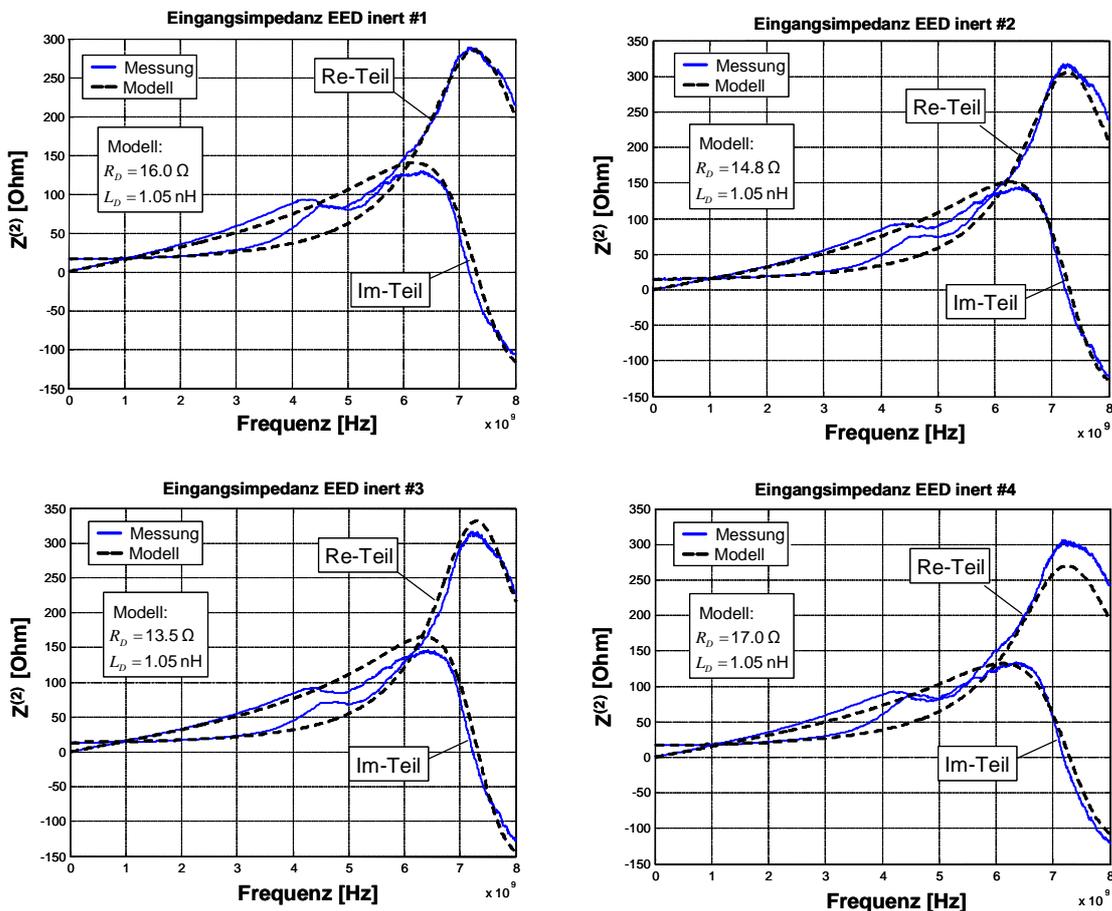


Bild 3-10: Eingangsimpedanz des DM 1275 EED inert bis 8 GHz.

Eine andere übliche Repräsentation ist die Darstellung der Impedanz in einem Smith-Chart, in dem exemplarisch der Reflexionsfaktor $r_{RE}(j\omega)$ des Polkörpers inert #1 und EED inert #1 eingetragen wurde (Bild 3-11). Während der gemessene und modellierte Impedanzverlauf des Polkörpers gut

übereinstimmen, zeigt der EED inert in der Messung Abweichungen im Bereich 4 – 6 GHz mit einer Resonanz bei 5 GHz. Für höhere Frequenzen läuft die Messkurve wieder mit dem Modell zusammen.

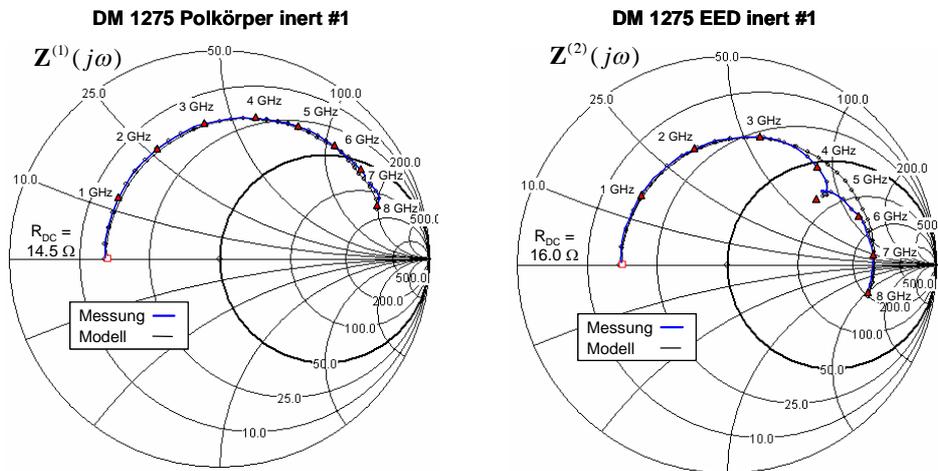


Bild 3-11: Smith-Chart-Darstellung der Eingangsimpedanz bis 8 GHz.

Als mögliche Verbesserung wäre eine getaperte Prüflingsaufnahme denkbar, um die zuführende Leiterstruktur an der Verbindungsstelle zum Prüfling zu verkleinern. Sie wirkt außerdem als Symmetrierglied und könnte die Anpassung an den zweipoligen Prüfling verbessern. Schwierigkeiten sind aber beim Kalibrierungsvorgang zu erwarten, da an dem getaperten, symmetrischen Ende wieder ein koaxialer, unsymmetrischer Übergang geschaffen werden muss. Die Verwendung von geschirmten Leitungsstrukturen für die Prüflingsaufnahme, wie z.B. geschirmte MS-Leitungen oder Koplanarleitungen, deren Schirm entweder als Wellenleiter [48, S. 280] oder als zusätzliche Masseflächen [48, S. 90] realisiert ist, mögen ebenfalls die Wechselwirkung zwischen der abstrahlenden Metallhülse und den stromführenden Leitern minimieren. Allerdings werden diese Leiterstrukturen schnell unübersichtlich und die Schwierigkeit bei der Kalibrierung in der koaxialen VNWA-Umgebung bleibt bestehen. Wahrscheinlich am effektivsten ist die Verwendung eines breitbandigen Absorbers, der auf die Hülse aufgesteckt werden kann.

In einem zweiten Messdurchgang wurde die MS-Leitung auf eine Länge von 20 mm verkleinert, um die Anregung der Antennenmoden bei Resonanz zu höheren Wellenlängen zu verschieben. Außerdem wurde, wie vorgeschlagen, auf die Hülse eine Absorberkappe aufgesteckt, um die Abstrahlung und insbesondere deren Rückwirkung auf die MS-Leitung zu minimieren. Der Messaufbau ist in Bild 3-12 und der erneut gemessene Impedanzverlauf in Bild 3-13 gezeigt. Die Messungen sind insoweit verbessert, dass sie ein glattes Erscheinungsbild zeigen. Tendenziell weisen die Messungen etwas höhere Verluste auf, als bei den vorangegangenen Messungen und auch im Vergleich zum Modell. Ursache hierfür könnte der Absorber sein, der am Ende der MS-Leitung den Leitungsmodus etwas abschwächt.

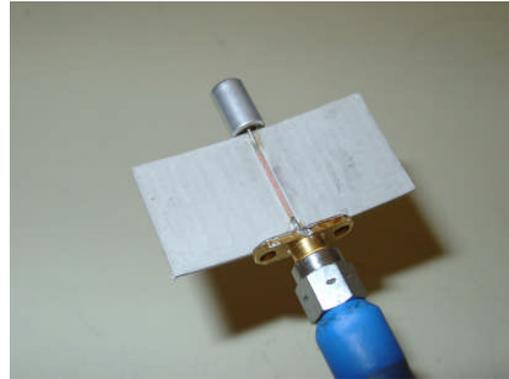
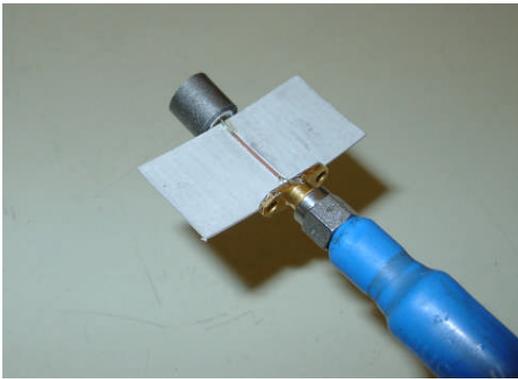


Bild 3-12: EED-Impedanzmessung bei verkürzter MS-Leitung (mit und ohne aufgesteckter Absorberkappe).

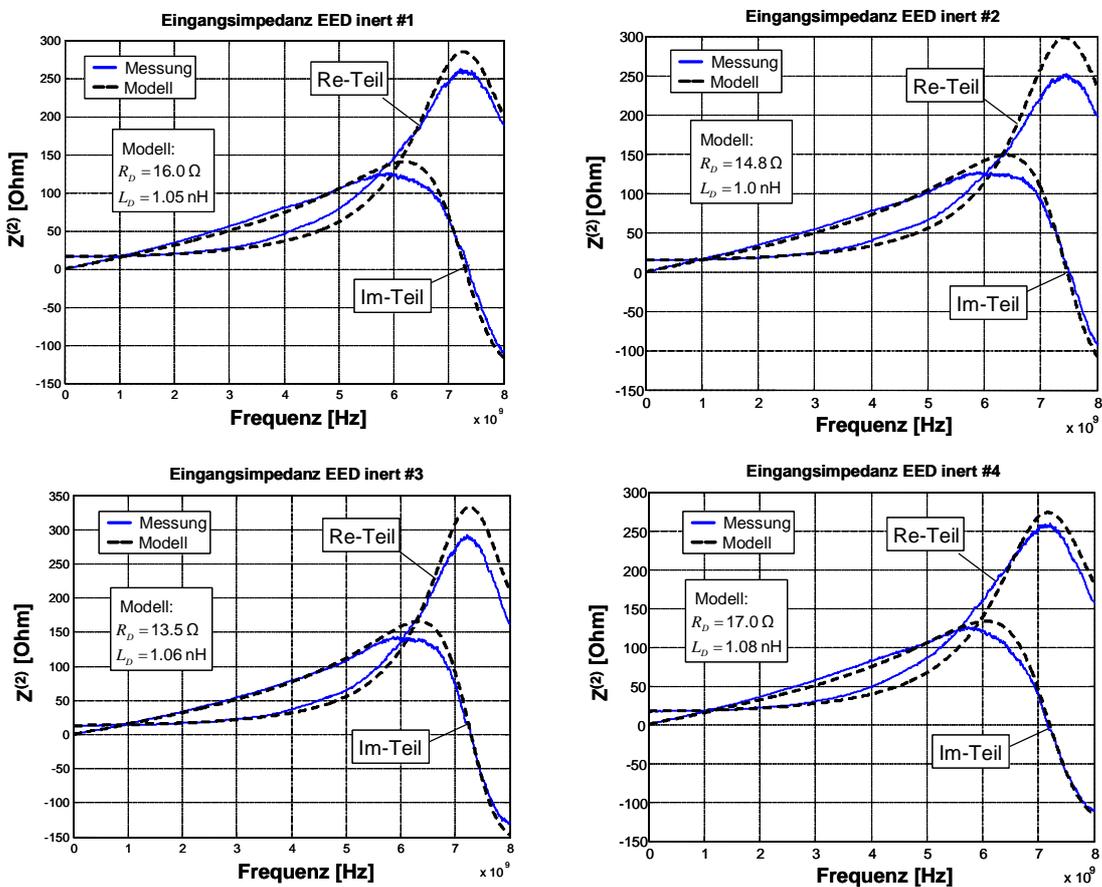


Bild 3-13: Eingangsimpedanz des DM 1275 EED inert bis 8 GHz bei verkürzter MS-Leitung und aufgesteckter Absorberkappe.

Bild 3-14 zeigt die Impedanzdarstellung bei Verwendung der verkürzten MS-Leitung im Smith-Chart mit und ohne aufgesteckten Absorber. Die Resonanz bei ca. 5 GHz ist verschwunden. Dies deutet sehr stark darauf hin, dass sie nicht durch den Prüfling, sondern durch den Messaufbau verursacht wurde. Der Absorber minimiert die Verkopplung zwischen EED-Hülse und MS-Leitung, so dass der Messverlauf insgesamt homogener wird.

In der Zusammenfassung sind Modell und Messung beim Polkörper bis ca. 7 GHz und beim EED bis ca. 3 GHz in relativ guter Übereinstimmung mit einer Abweichung von maximal ca. 10%. Zu höheren Frequenzen weisen die EED Messergebnisse etwas höhere Verluste auf als die Vorhersage durch das Modell.

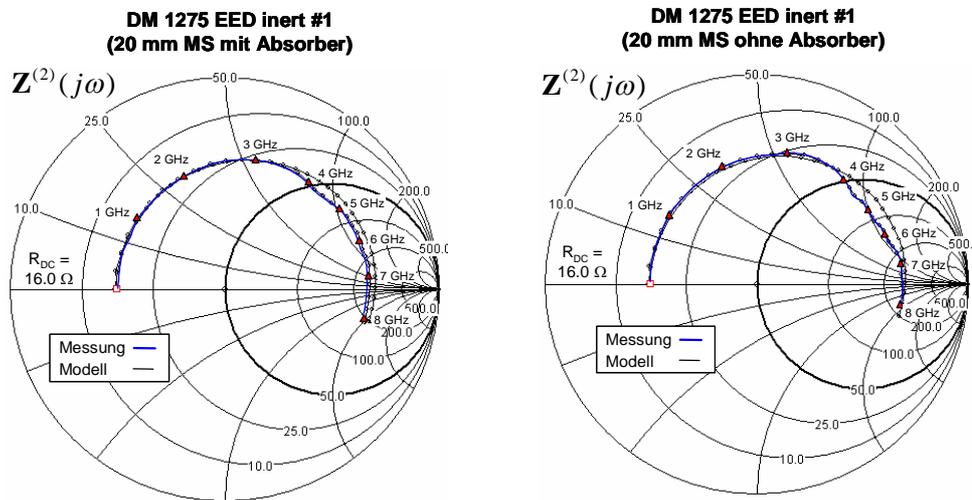


Bild 3-14: Smith-Chart-Darstellung der Eingangsimpedanz bis 8 GHz bei verkürzter MS-Leitung mit und ohne aufgesteckten Absorber.

Messtechnisch hat sich als sehr vorteilhaft herausgestellt, die Kalibrierebene an das Ende und nicht an den Anfang der MS-Leitung zu legen und die frequenzabhängigen Eigenschaften der MS-Leitung wie Verluste und Laufzeit mit in die Kalibrierstrategie des VNWA einzubeziehen. Die Wechselwirkung zwischen EED-Hülse und MS-Leitung ist besonders groß, wenn ein Antennenmode in Resonanz angeregt wird. Der Einfluss kann durch Verkürzen der Leitung minimiert werden, so dass sich der resonante Bereich außerhalb des zu betrachtenden Frequenzbereichs verschiebt. Zusätzlich wurde ein Absorber um die strahlende EED-Hülse gelegt, um den Leitungsmode auf der MS-Leitung möglichst störungsarm bis zum EED zu leiten. Für nicht allzu hohe Frequenzen kann man den Polkörper in einer Approximation auch als L-C-Kombination modellieren (Bild 3-15).

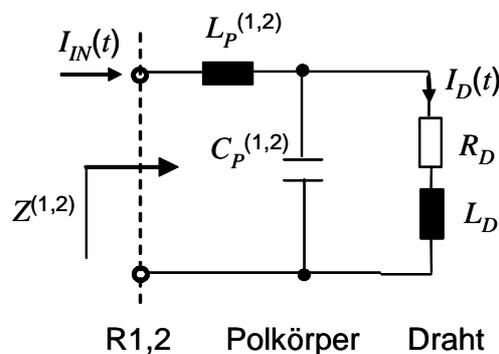


Bild 3-15: Vereinfachtes ESB bis zu ca. 3 GHz.

Aus den Beziehungen $Z_p = \sqrt{L_p / C_p}$ und $\tau_p = \sqrt{L_p C_p}$ ergibt sich für den Polkörper inert (Konfiguration 1) ein $L_p^{(1)} = 1.3 \text{ nH}$ und $C_p^{(1)} = 0.194 \text{ pF}$ und für den EED inert (Konfiguration 2) ein $L_p^{(2)} = 1.43 \text{ nH}$ und $C_p^{(2)} = 0.377 \text{ pF}$, wobei in $C_p^{(2)}$ die Gehäusekapazität $C_M / 2$ mit eingerechnet wurde. Die Verluste durch Skin Effekt und Abstrahlung werden ebenfalls vernachlässigt. Bild 3-16 zeigt am Beispiel des Polkörper inert #1 und EED inert #1 die Abweichungen zwischen Messung und den beiden Modellen bis 3 GHz, die über den Frequenzbereich betrachtet, nicht größer als 10% sind.

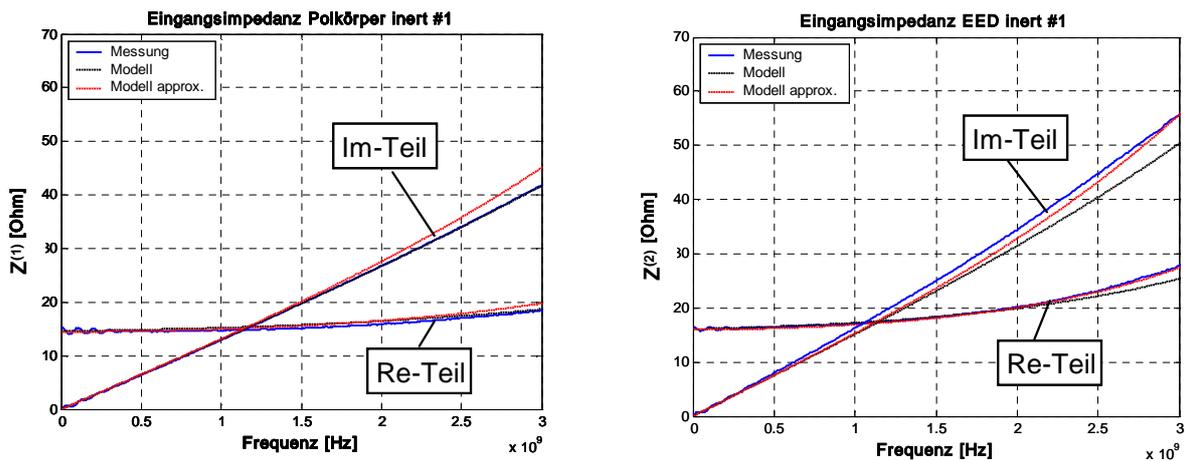


Bild 3-16: Eingangsimpedanz von Polkörper und EED bis 3 GHz.

3.4 Ergebnis

Die Impedanzmessungen an dem EED DM 1275 haben gezeigt, dass die Verluste selbst bei 8 GHz relativ zum Nominalwiderstand nicht besonders hoch sind und ca. 10% Widerstandserhöhung verursachen. Bis zu einer Frequenz von 3 GHz unterscheiden sich zudem die beiden Konfigurationen „EED inert“ und „Polkörper inert“ nur unwesentlich in ihrer Impedanzcharakteristik. Die Abweichungen werden im Wesentlichen nur durch den zusätzlichen kapazitiven Einfluss der Metallhülse beim „EED inert“ verursacht.

Vom HF-Verhalten aus betrachtet, ist es daher vertretbar, bei Bestrahlungsversuchen den realen EED bzw. den „EED inert“ durch die Konfiguration „Polkörper inert“ (Drahtbrücke in Luft) zu ersetzen, sofern man sich auf Frequenzen kleiner 3 GHz beschränkt. Diese Beschränkung ist für impulsförmige Störgrößen in aller Regel ausreichend. Die Aussage ist insoweit von Bedeutung, da nur in der Konfiguration „Polkörper inert“ eine Infrarot-Temperaturmessung durchführbar ist. Es ist allerdings noch zu prüfen, inwieweit sich das thermische Verhalten der beiden Konfigurationen unterscheidet. Die Rückwirkung der Drahttemperatur auf den Drahtwiderstand wird im nächsten Kapitel betrachtet.

4 Thermische Modellierung von Brückendraht-EED

4.1 Einleitung

Das Ziel dieses Kapitels ist die Untersuchung des thermischen Verhaltens der beiden Konfigurationen „EED inert“ (Drahtbrücke in Inertmaterial) und „Polkörper inert“ (Drahtbrücke in Luft). Die letztere Konfiguration ist erforderlich, um die IR-Temperaturmessung durchführen zu können. Da sich jedoch hier die Drahtbrücke in Luft befindet, ist zumindest bei längeren Stromflusszeiten eine höhere Aufheizung der Drahtbrücke zu erwarten. Es ist zu prüfen, inwieweit sich die unterschiedlichen thermischen Umgebungsbedingungen der beiden Konfigurationen auf den temperaturabhängigen Brückenwiderstand und damit auf die Impedanz auswirken.

4.2 Temperaturverhalten „EED inert“

Zur Beschreibung des Temperaturverhaltens werden zwei Modelle miteinander verglichen. Das eine Modell basiert auf einer partiellen Differentialgleichung (PDGL) für einen stromdurchflossenen, dünnen Draht. Das andere Modell basiert auf einer Differentialgleichung (DGL) erster Ordnung, die von Rosenthal erstmals 1961 für Brückendraht-EED verwendet wurde [7], um deren thermische Zeitkonstante messtechnisch zu bestimmen.

4.2.1 PDGL für „EED inert“

Das hier betrachtete Modell geht von einer eindimensionalen Temperaturverteilung $T = T(x, t)$ und einem linearen Wärmeübergang an das umgebende Medium aus. Diese lässt sich für einen Draht der Dichte ρ , Querschnittsfläche A_D , Umfang p_D , Länge l_D und Wärmeübergangszahl H durch folgende PDGL beschreiben [10, S. 133ff]:

$$\rho \cdot c(T) A_D \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{I_D^2(t)}{\sigma(T) A_D} + A_D \frac{\partial}{\partial x} \left[K(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] - H \cdot p_D \cdot (T - T_u) \quad [\text{W/m}] \quad (4-1)$$

Die einzelnen Terme sind wie folgt zu interpretieren:

In Wärmekapazität pro Längenelement strömende Wärmeleitung	=	Joulesche Wärme pro Zeit und pro Längenelement	+	Durch Wärmestrom in Längsrichtung einem Längenelement zugeführte Leistung	-	Über die Oberfläche durch Wärmeübergang abgegebene Wärmeleistung pro Längenelement
--	---	--	---	---	---	--

Zusätzliche Verluste durch Thomson Effekt (nur für DC-Strom) und Längenausdehnung wurden nicht berücksichtigt, da sie vergleichsweise gering sind. Als Anfangsbedingung zum Zeitpunkt $t = 0$ wird die Drahttemperatur an allen Stellen gleich der Umgebungstemperatur T_u gesetzt. Die silbernen Kontaktstifte wirken als sehr gute Wärmesenke, so dass näherungsweise als Randbedingung für alle Zeiten immer Umgebungstemperatur angenommen wird:

$$T(x,0) = T_u, \quad T(0,t) = T_u, \quad T(l_D,t) = T_u \quad (4-2)$$

Die temperaturabhängigen Koeffizienten $K(T)$, $\sigma(T)$ und $c(T)$ können nach (2-1) – (2-2) linearisiert werden. Der Drahtstrom $I_D(t)$ ist als Erregerterm zu verstehen. Er ist unabhängig von der Drahttemperatur und mag z.B. durch eine geregelte Konstantstromquelle generiert werden. Der ohmsche Widerstand der Drahtbrücke hängt von der zeitlichen und örtlichen Temperaturverteilung ab: Für ihn gilt:

$$R(T(t)) = R_D + \frac{\alpha}{\sigma_0 A_D} \int_0^{l_D} T(x,t) dx \quad (4-3)$$

mit $R_D = l_D / (\sigma_0 A_D)$. Hierbei wird Rechnung getragen, dass die Drahttemperatur entlang der Drahtachse variiert. Es sei angemerkt, dass in der obigen PDGL als Anregungsfunktion der elektrische Strom durch die Drahtbrücke und nicht die Leistung eingeht. Diese ergibt sich wiederum zu:

$$P(t,T) = I_D^2(t) R(T(t)). \quad (4-4)$$

Die PDGL ist nicht linear über $T(x,t)$ und nur mit numerischen Methoden zu lösen, wobei der Wert des Wärmeübergangskoeffizienten H noch bestimmt werden muss. Die anderen Parameter sind reine Materialgrößen und wurden entweder vermessen oder entstammen aus Materialtabellen für NiCr 8020. Eine

Angabe von H ist jedoch außerordentlich schwierig, da aufgrund der Körnung des Zündmittels die umgebende Schicht nicht homogen ist. Tatsächlich findet der Wärmeübergang nur an den Auflagepunkten statt, an denen das Korn den Draht physikalisch berührt. Viele unbekannte Faktoren beeinflussen den Wert, wie z.B. die Korngröße, die Verpressung, die Materialzusammensetzung und letztlich der gesamte Herstellungsprozess. Als Orientierung sei auf Quelle [53] verwiesen, in der Zahlenwerte für einen Wärmeübergang zu einem pyrotechnischen Gemisch aus Bleioxid und Zirkonium mit gemessenen Werten $H = 16 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ und einem Verweis zu simulierten Werten von $H = 31.2 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ angegeben sind.

Die folgenden beiden Abschnitte behandeln eine messtechnische und eine theoretische Näherungslösung zur Bestimmung des unbekanntes Wärmeübergangskoeffizienten H für die gegebene Geometrie.

4.2.2 Messtechnische Bestimmung von H

Ein mögliches Verfahren, welches hier vorgestellt wird, basiert auf zerstörende Schmelzuntersuchungen an verschiedenen „EED inert“. Über einen Pulsgenerator werden über einen Vorwiderstand R_0 die einzelnen EED mit rechteckförmigen Gleichspannungspulsen unterschiedlicher Amplitude gespeist und die Zeit τ_s bis zur Stromunterbrechung gemessen. Parallel dazu wird sowohl Strom, als auch Spannungsabfall am jeweiligen EED aufgezeichnet und daraus die Zerstörleistung berechnet. Bild 4-1 zeigt als Beispiel die Zerstörung eines EED bei einer Pulsbreite von $\tau_s = 1.44 \text{ ms}$ bei einer zugeführten Leistung $P_s = 0.72 \text{ W}$. Insgesamt wurden zehn Prüflinge mit unterschiedlichen Zerstörleistungen beaufschlagt und die zugehörige Pulsbreite τ_s und Leistung P_s in ein Diagramm aufgetragen (Bild 4-2). Der Messpunkt aus Bild 4-1 ist in dem Diagramm symbolisch mit einem Pfeil markiert. Das Verfahren ist ähnlich wie es auch zur statistischen Bestimmung der No-Fire und All-Fire Schwellwerte am realen EED benutzt wird [VG 95378-Teil 12], nur dass in dem Fall das Ereignis „Stromunterbrechung“ und nicht das Ereignis „Zündung“ ausgewertet wird². Die einzelnen Messpunkte sind im adiabatischen Bereich über eine 20 dB-Gerade (Bereich konstanter Energie) und im stationären Zustand über eine Gerade konstanter Leistung verbunden. Der Schnittpunkt beider Geraden wird als thermische Zeitkonstante τ_{th} definiert, die sich aus den Messergebnissen zu etwa $\tau_{th} = 1.3 \text{ ms}$ ergibt. Im Modell wird zur Bestimmung von H die PDGL für den adiabatischen und stationären Bereich getrennt bis zur

² Für die statistische Ermittlung der No-Fire / All-Fire Schwelle wird in der Regel kein Konstantstrom, sondern ein rampenförmiger Stromanstieg benutzt (Rampenstromverfahren).

4 Thermische Modellierung von Brückendraht-EED

Schmelztemperatur gelöst. Den adiabatischen Bereich erhält man durch Setzen von $H \rightarrow 0$, $K(T) \rightarrow 0$ und den stationären Bereich durch $\partial T / \partial t = 0$ in (4-1).

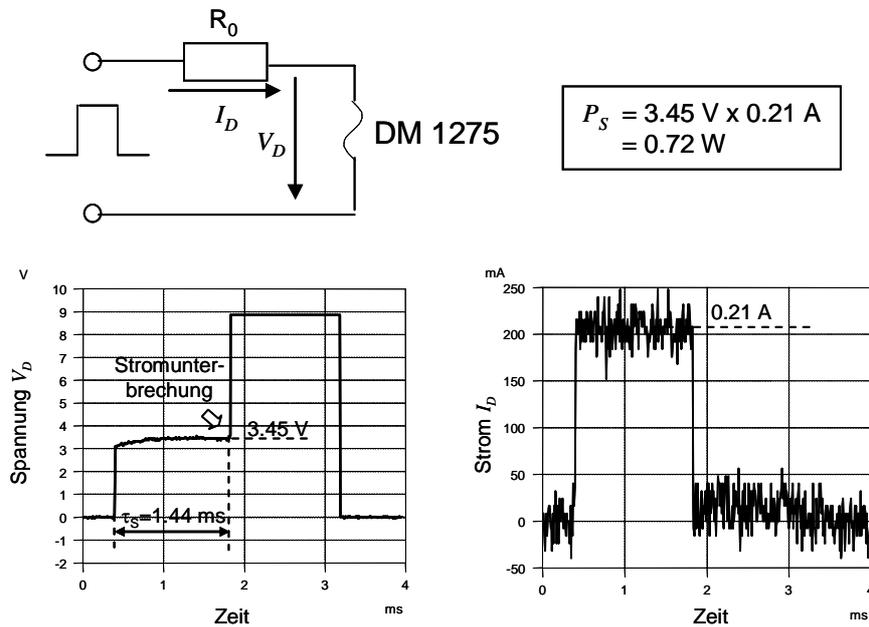


Bild 4-1: Schmelzmessung am „EED inert“.

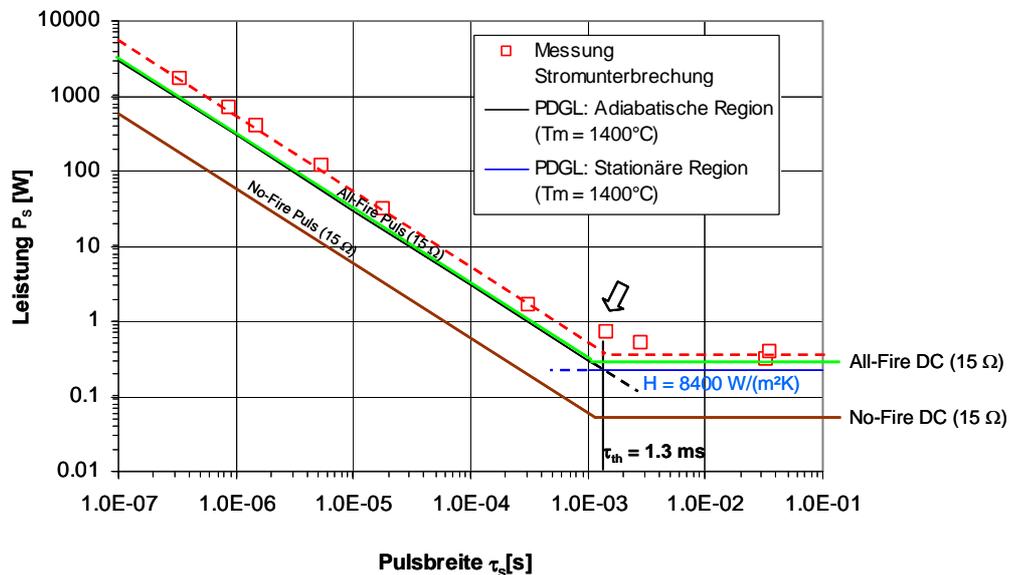


Bild 4-2: Leistung – Pulsbreite - Diagramm, DM 1275 EED inert (Draht in Inertmaterial).

Der Drahtstrom $I_D(t)$ ist ein rechteckförmiger Strompuls der Amplitude I_0 und Breite τ_s , wobei die Stromamplitude I_0 so zu wählen ist, dass sich zum Zeitpunkt $t = \tau_s$ an der Stelle $x = x_m = l_D / 2$ eine Drahtmittentemperatur von

$T_m(\tau_s) = T(l_D / 2, \tau_s) = T_M = 1400^\circ\text{C}$ (Schmelztemperatur von NiCr 8020) einstellt:

$$I_D(t) = I^{1400}(t) = \left. \begin{cases} I_0 & \text{für } 0 < t \leq \tau_s \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \right\}_{T(x_m, \tau_s) = 1400^\circ\text{C}} \quad (4-5)$$

Die sich unter dieser Bedingung örtlich einstellende Temperaturverteilung sei mit $T^{1400}(x, \tau_s)$ bezeichnet. Zum Zeitpunkt τ_s , also beim Erreichen der Schmelztemperatur, wird die Leistung P^{1400} in der Drahtbrücke umgesetzt:

$$P^{1400}(\tau_s) = I_0^2 \cdot R(T^{1400}(\tau_s)) \quad (4-6)$$

Die Leistung als auch die zugehörige Pulsbreite wird für beide Regionen numerisch berechnet. Für die Simulation wurde eine Drahtlänge $l_D = 0.75 \text{ mm}$ und ein Durchmesser $D_D = 8.3 \mu\text{m}$ verwendet, die zusammen mit der spezifischen Leitfähigkeit $\sigma(20^\circ\text{C}) = 0.926 \text{ Sm/mm}^2$ einen mittleren Widerstand von 15Ω repräsentieren. Trotz der temperaturabhängigen Koeffizienten kann die adiabatische Region in guter Näherung durch eine Gerade konstanter Energie und die stationäre Region durch eine Gerade konstanter Leistung repräsentiert werden. Der unbekannte Parameter H wird im stationären Bereich so gewählt, dass der Schnittpunkt beider Geraden die messtechnisch ermittelte Zeitkonstante $\tau_{th} = 1.3 \text{ ms}$ ergibt. Dies ist für ein $H = 8.4 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ der Fall. Die erforderliche elektrische Energie zur Zerstörung der Drahtbrücke beträgt ca. $600 \mu\text{J}$ und ist damit etwa doppelt so hoch wie die All-Fire-Energie von $300 \mu\text{J}$ bezogen auf einen mittleren 15Ω -Widerstand.

Im Diagramm sind zusätzlich die jeweiligen Geraden für die Schwellwerte No-Fire / All-Fire Puls bzw. No-Fire / All-Fire DC für einen mittleren Widerstand von 15Ω für den realen EED gemäß den Herstellerdaten eingetragen. Die Zeitkonstanten ergeben sich rein rechnerisch aus Tabelle 2-9 zu:

$$\tau_{NF} = \frac{W_{NF-Puls} / R_{DC}}{I_{NF-DC}^2} = \frac{4 \text{ A}^2 \mu\text{s}}{(60 \text{ mA})^2} = 1.1 \text{ ms} \quad (4-7)$$

$$\tau_{AF} = \frac{W_{AF-Puls} / R_{DC}}{I_{AF-DC}^2} = \frac{20 \text{ A}^2 \mu\text{s}}{(140 \text{ mA})^2} = 1.0 \text{ ms} \quad (4-8)$$

und liegen etwas unterhalb der ermittelten $\tau_{th} = 1.3 \text{ ms}$ aus den Schmelzuntersuchungen. Die All-Fire Pulsgerade ist nahezu identisch der simulierten 20 dB-Geraden zum Erreichen der Schmelztemperatur. Im

stationären Bereich liegt die All-Fire DC-Leistung etwas oberhalb der simulierten Leistung zum Erreichen der Schmelztemperatur. Beide Teilgeraden liegen aber immer noch unterhalb dem Ereignis „Stromunterbrechung“, da der Strom auch bei Erreichen der Schmelztemperatur noch nicht abreißt. Für eine Stromunterbrechung muss zusätzlich Energie für Schmelz- und evtl. Verdampfungswärme aufgewendet werden.

Der Wert der thermischen Zeitkonstante hängt von der Drahttemperatur ab, bei der diese ermittelt wird. Höhere Drahttemperaturen ergeben auch größere thermische Zeitkonstanten, da sich die spezifische Wärmekapazität mit der Temperatur erhöht.

4.2.3 Theoretische, approximative Bestimmung von H

Für eine theoretische Abschätzung sei ein infinitesimales dünnes Drahtstück nach Bild 4-3 betrachtet.

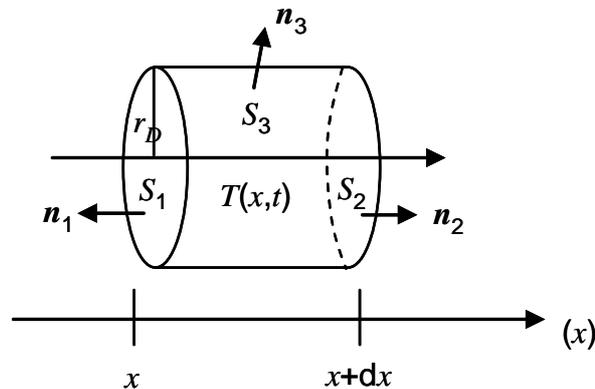


Bild 4-3: Infinitesimales dünnes Drahtstück

Ein linearer Wärmeübergang über die Außenfläche S_3 an das umgebende Medium mit der Temperatur T_0 wird durch den Ansatz

$$\iint_{S_3} f_{Lin}(x,t) \cdot da = \iint_{S_3} H (T(x,t) - T_u) \mathbf{n}_3 \cdot da = H \cdot p_D \cdot (T(x,t) - T_0) dx \quad (4-9)$$

beschrieben. Es wird angenommen, dass der stromdurchflossene dünne Draht von Radius r_D und Länge l_D vom Substrat mit Wärmeleitfähigkeit K_S und Radius r_S zylindrisch im Bereich $r_D < r < r_S$, $0 < x < l_D$ umschlossen ist. Die Außenflächen $r = r_S$, $x = 0$ und $x = l_D$ werden auf konstant Umgebungstemperatur T_u gehalten. Ferner verläuft der Wärmetransport radial nach außen und es existiert kein Temperatursprung an der Schnittebene $r = r_D$ zwischen Draht und Substrat. Dann gilt im Grenzfall für einen unendlich langen Zylinder für den Wärmestrom durch die Fläche S_3 [10, S. 193]:

$$\iint_{S_3} f(x,t) \cdot da = \frac{2\pi K_S}{\ln(r_S / r_D)} \cdot (T(x,t) - T_u) dx. \quad (4-10)$$

Das Verfahren wird praktisch eingesetzt, um die (unbekannte) Wärmeleitfähigkeit eines Materials über eine Messung der Drahttemperatur, z.B. über eine Veränderung des elektrischen Widerstandes zu bestimmen. Durch Vergleich mit (4-9) gilt unter den genannten Bedingungen

$$H \cdot p_D = \frac{2\pi K_S}{\ln(r_S / r_D)} \quad (4-11)$$

mit $T_0 = T_u$. In der realen Geometrie liegt der Draht aber auf seinem Polkörper und nur seine obere Hälfte ist mit dem Substrat bedeckt (Bild 4-4). Der Wärmestrom in das Substrat ist deshalb zu halbieren. Ferner wird ein imaginärer Halbzylinder mit Radius $r_S = D_p / 2$ angenommen, auf dessen Außenfläche $T = T_u$ gilt. Zumindest an den Rändern erscheint die Randbedingung aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit der Metallhülse sinnvoll gewählt.

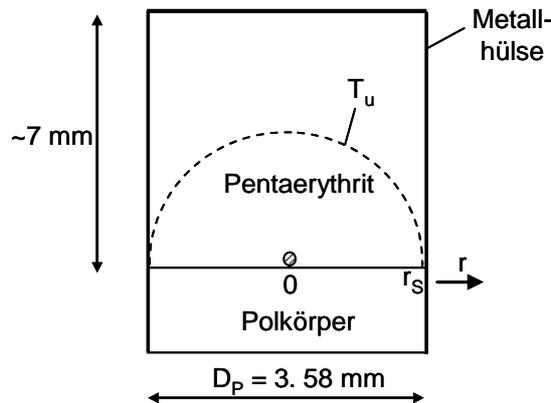


Bild 4-4: EED (inert)-Modell zur Abschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten H .

Für die Wärmeleitfähigkeit von Pentaerythrit wird in der Literatur ein Wert von $K_S = 0.18 \text{ W/(mK)}$ bei 200°C angegeben [54]. Der Wärmeübergangskoeffizient für das Inertmaterial lässt sich daraufhin abschätzen zu:

$$H_{\text{Inertmaterial}} = \frac{K_S}{2r_D \ln(r_S / r_D)} \quad (4-12)$$

Mit $r_D = 4 \mu\text{m}$ und $r_S = 1.8 \text{ mm}$ ergibt sich ein $H_{\text{Inertmaterial}} = 3.7 \text{ kW/(m}^2\text{K)}$. Zusätzlich erfolgt eine Wärmeabfuhr in die Polkörperkeramik. In Abschnitt 4.3.1 (Drahtbrücke in Luft) wird der Wert zu $H_{\text{Polkörper}} = 2 \text{ kW/(m}^2\text{K)}$

abgeschätzt, so dass sich zusammen ein $H = 5.7 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ ergibt. Der Wert könnte in der betrachteten Konfiguration „Drahtbrücke in Inertmaterial“ aufgrund der Verpressung und der damit verbundenen intimeren Auflage zwischen Draht und Polkörper höher sein.

Für kleinere Substrattemperaturen als 200°C reduziert sich die Wärmeleitfähigkeit von Pentaerythrit erheblich. Der Wert beträgt nach [54] im Bereich zwischen $20^\circ\text{C} - 150^\circ\text{C}$ nur etwa $K_s = 0.04 \text{ W}/(\text{mK})$ und ist damit nahezu identisch wie Luft. Die Wärmeableitung dürfte dann im Wesentlichen nur in die Polkörperkeramik stattfinden.

4.2.4 Rosenthal-Modell für „EED inert“

Für die Beschreibung des thermischen Verhaltens von Drahtzündmitteln hat sich in der Praxis das von Rosenthal [7] vorgeschlagene Modell, basierend auf einer 1-dimensionalen Differentialgleichung (DGL), durchgesetzt. Dieses kann direkt aus der obigen PDGL approximiert werden. Zunächst wird die PDGL etwas vereinfacht. Sie kann näherungsweise durch eine DGL erster Ordnung beschrieben werden, wenn man sich ausschließlich für die Temperatur T_m in der Drahtmitte x_m interessiert. Zunächst gilt $\partial T(x,t)/\partial x = 0$ für $x = x_m$ und der Wärmeleitungsterm reduziert sich zu:

$$A_D \frac{\partial}{\partial x} \left(K(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) = A_D K(T) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \Big|_{x=x_m} \quad (4-13)$$

Für einen halbumendlichen Draht ($x > 0$) strebt $\partial^2 T(x,t)/\partial x^2 \rightarrow 0$ für $x \rightarrow \infty$ [10, S. 155]. In Näherung ist dies auch für lange Drähte erfüllt, so dass die Krümmung in der Drahtmitte ebenfalls vernachlässigt wird. Der Wärmeleitungsterm kann dann komplett gestrichen werden. Es folgt dann die DGL:

$$C_{th}(T_m) \frac{dT_m(t)}{dt} = R(T_m) I_D^2(t) - G_{th}(T_m(t) - T_u), \quad T_m(0) = T_u \quad (4-14)$$

mit

- $C_{th}(T_m)$ = Thermische Wärmekapazität, temperaturabhängig [$\text{J}/^\circ\text{C}$] oder [J/K]
- G_{th} = Thermischer Leitwert [$\text{W}/^\circ\text{C}$] oder [W/K]
- $R(T_m)$ = Drahtwiderstand, temperaturabhängig [Ω]
- T_u = Umgebungstemperatur [$^\circ\text{C}$]

Diese Form wurde von L.A. Rosenthal zur Beschreibung des thermischen Verhaltens von Brückendraht-EED verwendet, wobei in der ursprünglichen Fassung die thermische Wärmekapazität temperaturunabhängig angesetzt wurde. Der Drahtwiderstand $R(T_m)$ ist bei der Frequenz $f = 0$ zu verstehen und entspricht im Impedanzmodell dem als temperaturunabhängig angenommenen Widerstand R_D . Für die Temperatur des Zündmaterials wird Umgebungstemperatur angenommen. Dies stellt ebenfalls nur eine Näherung dar, da sich zumindest in der näheren Drahtumgebung das Zündmittel erwärmt. Die Erwärmung setzt wiederum chemische Reaktionen frei, die zu einer zusätzlichen Aufheizung des Drahtes führen. Diese Wechselwirkung wurde in [55], [56] durch eine zweite Differentialgleichung mit radialem Wärmefluss beschrieben. Für die Koeffizienten gelten:

$$\left. \begin{aligned} C_{th}(T_m) &= m_D \chi_0 (1 + \psi T_m) \\ G_{th} &= H l_D p_D \\ R(T_m) &= R_D (1 + \alpha T_m) \end{aligned} \right\} \quad (4-15)$$

Für einen zylindrischen Draht ergibt sich seine Masse zu $m_D = \rho l_D A_D$. Der thermische Leitwert kann z.B. aus dem in Abschnitt 4.2.2 messtechnisch gewonnenen $H = 8.4 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ berechnet werden. Es ergibt sich mit $l_D = 0.75 \text{ mm}$ und $p_D = \pi \cdot 8.3 \mu\text{m}$ ein $G_{th} = 1.64 \times 10^{-4} \text{ W/K}$.

Alternativ zu den Schmelzuntersuchungen mag G_{th} direkt aus den No-Fire / All-Fire-Herstellerangaben bestimmt werden. Die NF- und AF-Schwellen sind abgeleitete Größen aus den tatsächlich ermittelten mittleren Zündenergien bzw. Zündströmen. Der mittlere Zündimpuls und Zündstrom ergibt sich aus [3, S.78] und Tabelle 2-9 zu:

$$W_{\text{Zünd-Puls}} / R_{DC} = 0.5 \times (W_{\text{NF-Puls}} + W_{\text{AF-Puls}}) / R_{DC} = 12 \mu\text{J} / \Omega \quad (4-16)$$

$$I_{\text{Zünd-DC}} = 0.5 \times (I_{\text{NF-DC}} + I_{\text{AF-DC}}) = 100 \text{ mA}.$$

Die thermische Zeitkonstante (bei Zündtemperatur) ergibt sich zu:

$$\tau_{\text{Zünd}} = \frac{W_{\text{Zünd-Puls}} / R_{DC}}{I_{\text{Zünd-DC}}^2} = \frac{12 \text{ A}^2 \mu\text{s}}{(100 \text{ mA})^2} = 1.2 \text{ ms} \quad (4-17)$$

Es sei angenommen, dass die Temperatur zum Zünden unabhängig von der gewählten Pulsbreite ist, dass also eine bestimmte Maximaltemperatur den Zündvorgang initiiert. Analog zum Vorgehen in Abschnitt 4.2.2 wird diesmal die DGL für den adiabatischen und stationären Bereich gelöst und G_{th} so adjustiert, dass die Zeitkonstanten übereinstimmen. Für den adiabatischen

Bereich ergibt sich bei Einspeisung mit einer mittleren Zündenergie von 180 μJ bei einem mittleren Widerstand von 15-Ohm eine Maximaltemperatur von 930°C. Die gleiche Temperatur ergibt sich bei stationärer Anregung mit einem DC-Strom von 100 mA für ein $G_{th} = 1.78 \times 10^{-4}$ W/K. Der Wärmeübergangskoeffizient errechnet sich dann zu $H = 9.1 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$.

In der Tabelle 4-1 sind die jeweils ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten für die Konfiguration „EED inert“ zusammengefasst.

Tabelle 4-1: Wärmeübergangskoeffizient für den “EED inert”

H aus Schmelzmessung	H aus Modell	H aus abgeleiteten No-/All-Fire Schwellen
8.4 kW/(m ² K)	5.7 kW/(m ² K)	9.1 kW/(m ² K)

Eine weitere Vereinfachung ist die Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit von $C_{th}(T_m)$, $R(T_m)$. Für $\psi = \alpha = 0$ (Umgebungstemperatur) erhält man die lineare DGL mit konstanten Koeffizienten:

$$C_{th} \frac{dT_m(t)}{dt} = P(t) - G_{th}(T_m(t) - T_u), \quad T_m(0) = T_u \quad (4-18)$$

mit $C_{th} = m_D \chi_0$ und $P(t) = R_D I_D^2(t)$. Setzt man eine Sprungfunktion $P(t) = P_0 s(t)$ als Erregungsterm an, ergibt sich mit der Zeitkonstanten

$$\tau_{th} = C_{th} / G_{th} \quad (4-19)$$

als Lösung die Exponentialfunktion

$$T_m(t) - T_u = \frac{P_0}{G_{th}} (1 - e^{-t/\tau_{th}}) \quad (4-20)$$

In Abschnitt 4.4 werden die zeitlichen Temperaturverläufe der einzelnen Modelle miteinander verglichen.

4.3 Temperaturverhalten „Polkörper inert“

Um eine photometrische Temperaturmessung an der Drahtbrücke durchführen zu können, muss sich der Draht in Luft befinden. Aufgrund des fehlenden Substrats verringert sich die Wärmeableitung an die Umgebung, so dass zumindest für längere Einwirkungsauern höhere Drahttemperaturen zu erwarten sind. Ein Modell in dieser Konfiguration ist sinnvoll, da es einerseits einen Vergleich mit den photometrischen Infrarotmessungen ermöglicht und

außerdem die Drahttemperaturen zu den jeweiligen No-Fire und All-Fire Schwellwerten prognostiziert.

4.3.1 PDGL für „Polkörper inert“

Das hier betrachtete Modell ist ähnlich zum vorherigen Abschnitt, nur dass zusätzlich zu einem linearen auch nichtlineare Wärmeübergänge $f(T - T_0)$ berücksichtigt werden:

$$\rho \cdot c(T) A_D \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{I_D^2(t)}{\sigma(T) A_D} + A_D \frac{\partial}{\partial x} \left[K(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] - H \cdot p_D \cdot (T - T_u) - p_D \cdot f(T - T_u). \quad (4-21)$$

Die Wärmeverluste durch erzwungene Konvektion und eine eventuelle Wärmeableitung des Drahtes an seinen Polkörper werden durch eine Wärmeübergangszahl H beschrieben. Diese wird im Rahmen von Schmelzuntersuchungen analog zum vorherigen Abschnitt bestimmt.

Bei freier Konvektion werden die Wärmeverluste nicht proportional zur Temperaturdifferenz $T - T_u$ (wie bei erzwungener Konvektion), sondern zur 5/4 Potenz davon angesetzt [10, S. 21]:

$$f_{FK} = K_0 \left(\frac{T(x,t) - T_u}{T_{1K}} \right)^{5/4} \quad (4-22)$$

mit $T_{1K} = 1K$ und einer Konstanten K_0 [W/m²]. Für sehr dünne Drähte in Luft kann der Wert gemäß der angegebenen Literatur in der Größenordnung von 40 W/m² oder höher liegen. Die Wärmeverluste durch Wärmestrahlung erfolgen nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz, mit

$$f_{Rad} = \sigma_s \varepsilon (T^4(x,t) - T_u^4) \quad (4-23)$$

wobei $\sigma_s = 5.67 \times 10^{-8}$ W/(m²K⁴) die Stefan-Boltzmann Konstante und ε den Emissionsgrad der Drahtoberfläche bezeichnet. Da die Verluste durch Wärmestrahlung nur einen geringen Teil in der gesamten Wärmebilanz ausmachen, wird ein temperaturunabhängiger Wert von $\varepsilon = 0.2$ angesetzt.

Die beiden nichtlinearen Terme werden in die obige Wärmedifferentialgleichung eingebunden, und wieder wird die notwendige Schmelzleistung für unterschiedliche Pulsbreiten berechnet und mit Messungen verglichen (Bild 4-5). Der unbekannte Parameter H wird im stationären Bereich so gewählt, dass der Schnittpunkt beider Geraden die messtechnisch ermittelte Zeitkonstante $\tau_{th} = 3$ ms ergibt. Dies ist für ein $H = 3.17$ kW/(m²K) der Fall.

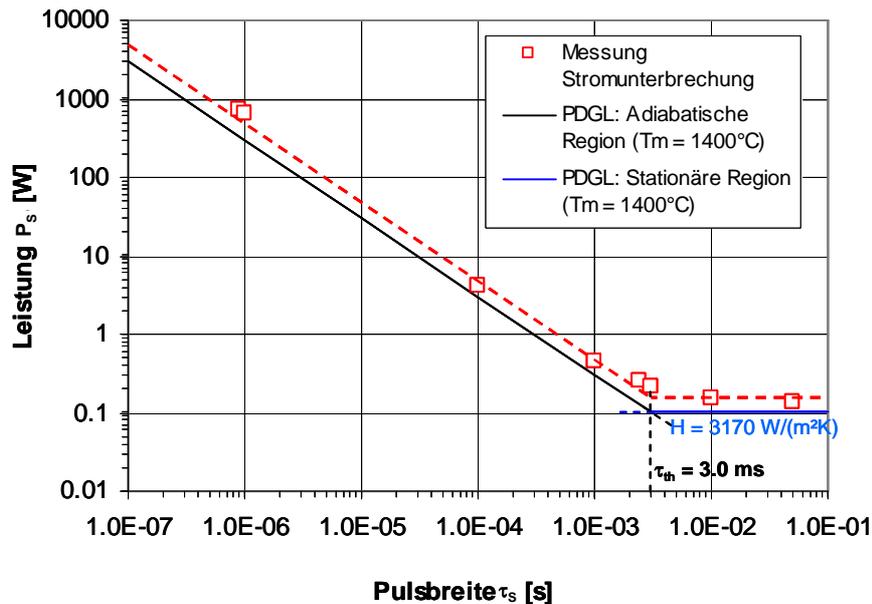


Bild 4-5: Leistung – Pulsbreite - Diagramm, DM 1275 Polkörper inert (Draht in Luft).

Für kurze Zeiten ist der Verlauf identisch zum EED inert. Im stationären Fall wird jedoch weniger Leistung benötigt, um die Schmelztemperatur zu erreichen. Dies begründet sich darin, dass Luft ein relativ schlechter Wärmeleiter ist. Für einen Wärmestrom durch erzwungene Konvektion wird in [10, S. 20] ein empirisch ermittelter Wärmeübergangskoeffizient H für einen kreisförmigen Zylinder angegeben, der von turbulenter Luft mit einer Geschwindigkeit v senkrecht zur Zylinderwand umflossen wird:

$$H = 3.3 \sqrt{\frac{v}{D_D}} \frac{W}{m^2 K} \quad (4-24)$$

Nimmt man für Raumbedingungen, Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 0.5 – 2 m/s an, dann liegt der Wert H für das betrachtete Drahtstück mit Durchmesser $D_D = 8.3 \mu\text{m}$ in etwa zwischen 800 und 1600 W/(m²K). Um auf den Wert $H = 3170$ W/(m²K) zu kommen, müsste die Strömungsgeschwindigkeit 7 m/s betragen, was in einer Laborumgebung sicherlich zu hoch angesetzt ist. Am wahrscheinlichsten ist, dass neben dem Wärmeübergang zur Luft auch ein Übergang in die Polkörperkeramik stattfindet. Der Draht berührt den Polkörper zwar nur lose, aber durch die Erhitzung dehnt der Draht sich etwas aus, was die Berührung und damit die Wärmeableitung verstärken kann. Nimmt man einen realistischen Wert für den Wärmeübergang zur Luft von etwa $H_{Luft} = 1200$ W/(m²K) an, dann beträgt der Wärmeübergang in die Keramik mit $H_{Polkörper} = 1970$ W/(m²K) ungefähr nochmal das 1.5-fache. Für kurze Pulsdauern kleiner als 1 ms wirken sich jedoch weder H, K_0 noch ε auf die benötigte

Schmelzleistung aus. Die Leistung wird praktisch nur durch die Wärmekapazität und das Volumen des Drahtes festgelegt.

4.3.2 Rosenthal-Modell für „Polkörper inert“

Um eine lineare DGL für den „Polkörper inert“ zu erhalten, müssen die beiden nichtlinearen Terme ersetzt werden. Der gesamte Wärmefluss über die Außenfläche ergibt sich aus der Addition der Teilflüsse.

$$\Phi_{Ges} = \iint_{S_3} H (T(x,t) - T_u) n_3 \, da + \iint_{S_3} f_{FK} (T(x,t) - T_u) n_3 \, da + \iint_{S_3} f_{Rad} (T(x,t) - T_u) n_3 \, da \quad (4-25)$$

Die einzelnen Beiträge sind in Bild 4-6 dargestellt. Der Strahlungsanteil trägt in der gesamten Wärmebilanz selbst für hohe Temperaturen nur unbedeutend bei. Der Einfluss der freien Konvektion ist nahezu linear bis zur Schmelztemperatur.

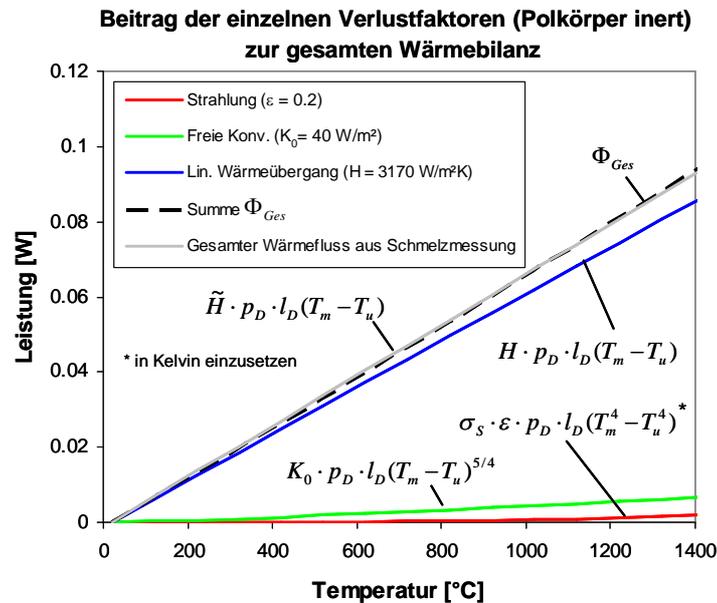


Bild 4-6: Vergleich der einzelnen Wärmeverlustfaktoren für den Polkörper DM 1275 inert.

In guter Näherung kann der gesamte Strahlungsfluss daher durch einen linearen Wärmeübergang repräsentiert werden, mit

$$\Phi_{Ges} \cong \iint_{S_3} \tilde{H} (T(x,t) - T_u) n_3 \, da \quad (4-26)$$

und $\tilde{H} = 3.48 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$, womit sich mit $l_D = 0.75 \text{ mm}$ und $p_D = \pi \cdot 8.3 \mu\text{m}$ ein $G_{th} = 6.8 \times 10^{-5} \text{ W/K}$ ergibt.

4.4 Thermisches Verhalten bei No-Fire / All-Fire

Der folgende Abschnitt zeigt die modellierten Temperaturverläufe (Rosenthal und PDGL für impulsförmige und kontinuierliche Erregung bei den No-Fire / All-Fire Puls- und DC-Schwellwerten der beiden Konfigurationen DM 1275 EED und Polkörper inert. Die Pulsanregung wird durch einen rechteckförmigen Strompuls der Breite $1 \mu\text{s}$ und die kontinuierliche Erregung durch einen rechteckförmigen Strompuls der Breite 5 ms repräsentiert.

4.4.1 Zeitliche Temperaturentwicklung „EED inert“

In Bild 4-7 ist der modellierte zeitliche Verlauf der Drahtmittentemperatur bei Zuführung der No-Fire-Pulsenergie von $60 \mu\text{J}$ bzw. dem No-Fire DC-Strom von 60 mA für einen 15 Ohm Brückenwiderstand dargestellt. Als mittlere Drahtlänge wurde $l_D = 0.75 \text{ mm}$ und als mittlerer Durchmesser $D_D = 8.3 \mu\text{m}$ verwendet. Es sind die drei Modelle „PDGL“, „Rosenthal-Modell mit temperaturabhängigen Koeffizienten“ und „Rosenthal-Modell mit konstanten Koeffizienten“ gegenübergestellt. Die verwendeten Koeffizienten sind in Tabelle 4-2 gelistet. Der Wert für den Wärmeübergangskoeffizienten H , als auch für den thermische Leitwert G_{th} wurde über die No-Fire / All-Fire-Herstellerangaben unter Verwendung des Rosenthal-Modells bestimmt (siehe Abschnitt 4.2.4). Im Vergleich dazu lieferten experimentelle Schmelzuntersuchungen einen etwa 10% niedrigeren Wert. Die thermische Zeitkonstante ist in der Tabelle bei Raumtemperatur angegeben und errechnet sich über (4-19).

Tabelle 4-2: Koeffizienten der einzelnen Temperaturmodelle für die Konfiguration „EED inert“.

PDGL		Rosenthal-Modell mit temperaturabh. Koeffizienten (Nichtlin. DGL)		Rosenthal-Modell mit temperaturunabh. Koeffizienten bei Raumtemperatur (Lin. DGL)		
H	$K(T), c(T), \sigma(T)$	G_{th}	$C_{th}(T_m)$ $R(T_m)$	G_{th}	C_{th}	τ_{th}
9.1 kW/m ² K	Siehe (2-1), (2-2)	1.78×10^{-4} W/K	Siehe (4-15)	1.78×10^{-4} W/K	1.48×10^{-7} J/K	0.83 ms

Bei Pulsanregung (Bild links) liefern die Modelle „PDGL“ und „Nichtlineare DGL“ praktisch identisches Zeitverhalten, d.h. die Vernachlässigung des Wärmeleitungsterms ist für die Konfiguration gerechtfertigt. Die lineare DGL

mit konstanten Koeffizienten liefert aufgrund der bei Umgebungstemperatur genommenen spezifischen Wärmekapazität eine um ca. 10% höhere Spitztemperatur.

Bei DC-Anregung mit dem No-Fire Strom von 60 mA (Bild rechts) liefern alle drei Modelle vergleichbares Zeitverhalten. Die Endtemperatur ist bei der linearen DGL geringfügig etwas niedriger aufgrund der Nichtberücksichtigung des temperaturabhängigen DC-Widerstandes.

Zudem ist die thermische Zeitkonstante mit ca. 0.8 ms aufgrund der bei Raumtemperatur genommenen spezifischen Wärmekapazität etwas kleiner als die statistisch ermittelten 1.2 ms aus den Herstellerangaben bei Zündung. Die Spitztemperatur bei No-Fire-Puls beträgt ca. 380°C und bei No-Fire DC ca. 330°C.

Bei Pulsanregung mit der All-Fire Energie $W_{AF-Puls} = 300 \mu\text{J}$ beträgt die Drahttemperatur etwa 1400°C. Bei DC-Anregung mit dem All-Fire DC-Strom $I_{AF-DC} = 140 \text{ mA}$ ist sie rein rechnerisch sogar etwas größer als 1400°C. NF- und AF-Schwellwerte sind abgeleitete Grenzen aus den Zündbedingungen. Die Reaktionszeit für den EED wird vom Hersteller mit kleiner 300 μs angegeben. Während dieser Zeit fällt aber die Drahttemperatur bei Pulsanregung schon wieder ab. Dies könnte der Grund sein, weshalb die Spitztemperatur bei Pulsanregung etwas höher ist, als die stationäre Endtemperatur bei DC-Anregung. Im Mittel dürfte der EED bei einer Temperatur von etwa 850°C zünden.

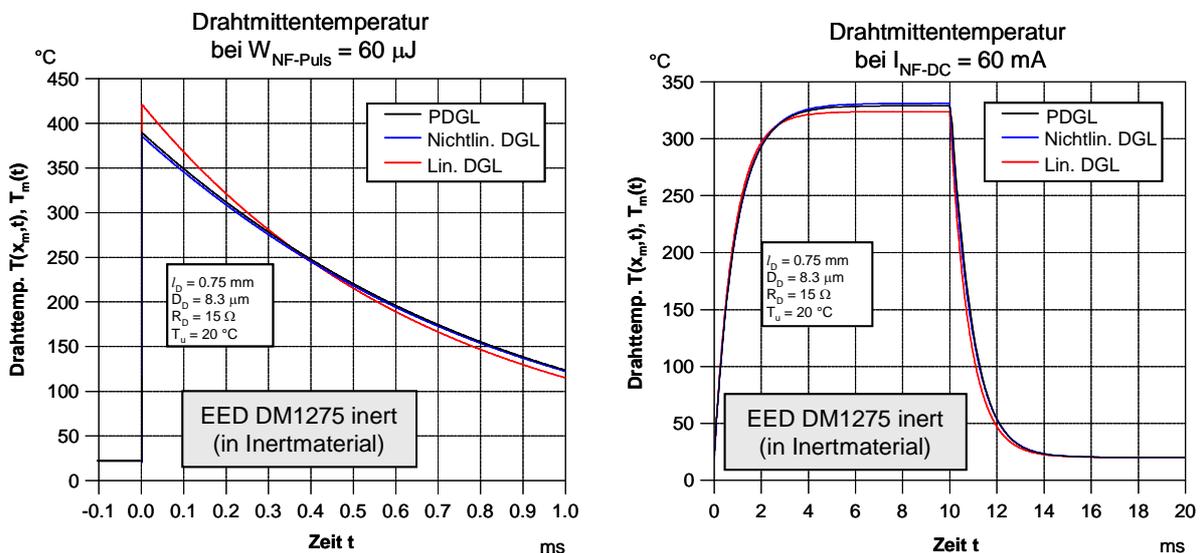


Bild 4-7: Modellierter zeitlicher Temperaturverlauf in der Drahtbrücke bei Zuführung der No-Fire Pulsenergie (links) bzw. des No-Fire DC-Stromes (rechts) für den EED DM 1275 inert (Draht in Inertmaterial).

4.4.2 Zeitliche Temperaturentwicklung „Polkörper inert“

Zum Vergleich zeigt Bild 4-8 den modellierten Temperaturverlauf für die Konfiguration „Polkörper inert“ (Draht in Luft). Die Koeffizienten der einzelnen Modelle sind in Tabelle 4-3 gegeben.

Wie zu erwarten, ist der Temperaturverlauf bei Pulsanregung identisch zum EED inert (Draht in Inertmaterial). Bei DC-Anregung werden jedoch deutlich höhere Endtemperaturen im stationären Zustand erzielt. Die Temperatur für den DC-No-Fire Strom beträgt ca. 800°C im Vergleich zu 330°C beim EED inert. Die Beaufschlagung mit dem DC-All-Fire Strom führt zu einer Zerstörung des Prüflings. Ebenfalls verändert hat sich die thermische Zeitkonstante, die sich um knapp Faktor drei je nach Modell auf 2.2 - 3 ms erhöht hat.

Tabelle 4-3: Koeffizienten der einzelnen Temperaturmodelle für die Konfiguration „Polkörper inert“

PDGL				Rosenthal-Modell mit temp.abh. Koeffizienten (Nichtlin. DGL)		Rosenthal-Modell mit temp.unabh. Koeffizienten bei Raumtemperatur (Lin. DGL)		
H	K_0	ε	$K(T), c(T), \sigma(T)$	G_{th}	$C_{th}(T_m)$ $R(T_m)$	G_{th}	C_{th}	τ_{th}
3.17 kW/m ² K	40 W/m ²	0.2	Siehe (2-1), (2-2)	6.8 x 10 ⁻⁵ W/K	Siehe (4-15)	6.8 x 10 ⁻⁵ W/K	1.48 x 10 ⁻⁷ J/K	2.2 ms

Die Approximation durch eine nichtlineare DGL führt aufgrund der Vernachlässigung des Wärmeleitungsterms zu etwas höheren Endtemperaturen. Die Abweichung ist ausgeprägter als bei der Konfiguration „EED inert“, da der örtliche Temperaturverlauf in der Drahtmitte stärker gekrümmt ist und damit die Näherung $\partial^2 T(x,t) / \partial x^2 \rightarrow 0$ für $x \rightarrow x_m$ nicht ganz so gut erfüllt ist (siehe hierzu auch den folgenden Abschnitt). Die einfachste Approximation durch eine lineare DGL mit konstanten Koeffizienten liefert nahezu den gleichen Temperaturverlauf wie das PDGL-Modell. Grund ist, dass die zusätzliche Vernachlässigung des temperaturabhängigen Widerstands der Nichtberücksichtigung des Wärmeleitungsterms entgegenwirkt.

Dass der Draht bei DC No-Fire tatsächlich so heiß wird, kann durch visuelle Beobachtung bestätigt werden. Bild 4-9 zeigt ein erkennbares Leuchten der Drahtbrücke bei einer Belastung von 60 mA Gleichstrom. Für Eisen ist bekannt, dass ab ca. 600°C (Eisen rot glühend) Spektralanteile im sichtbaren Licht vorhanden sind. Ähnlich dürfte sich auch der Werkstoff Nickel-Chrom verhalten, so dass die modellierte Drahttemperatur von 800°C durchaus realistisch erscheint.

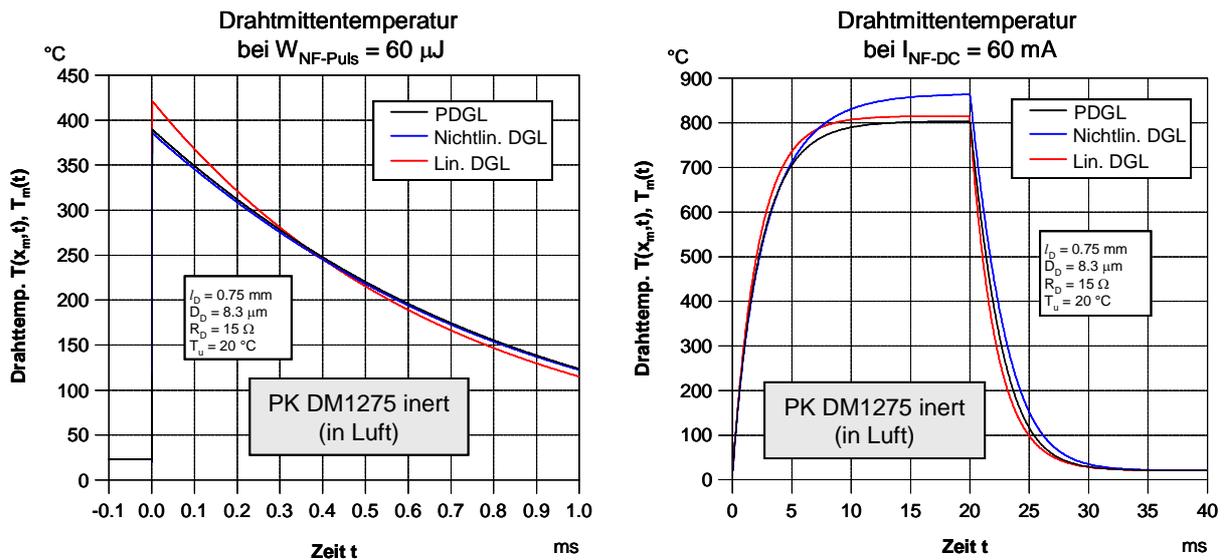


Bild 4-8: Modellierter zeitlicher Temperaturverlauf in der Drahtbrücke bei Zuführung der No-Fire Pulsenergie (links) bzw. des No-Fire DC-Stromes (rechts) für den Polkörper (PK) DM 1275 inert (Draht in Luft).

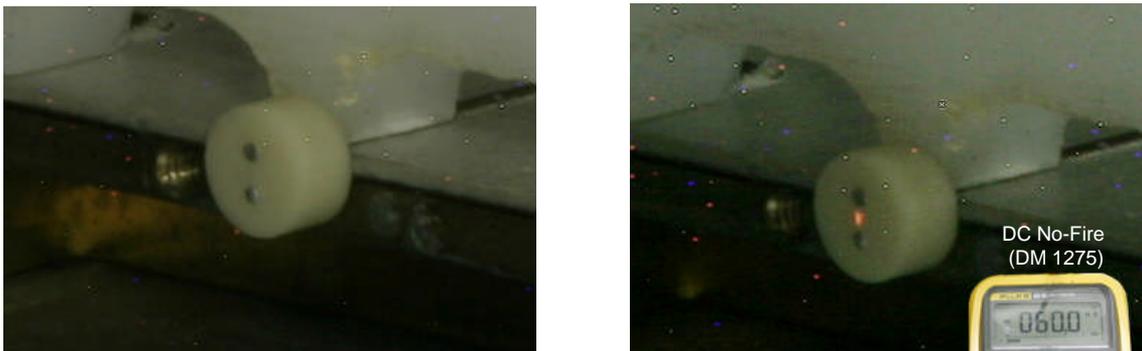


Bild 4-9: Visuelle Beobachtung der Drahttemperatur bei DC No-Fire für den Polkörper inert (Draht in Luft).

4.5 Örtliche Temperaturverteilung

Bild 4-10 zeigt die aus dem PDGL-Modell ermittelte örtliche Temperaturverteilung entlang der Drahtbrücke für den Polkörper (Draht in Luft) bzw. EED DM 1275 inert (Draht in Inertmaterial) bei Zuführung der No-Fire Pulsenergie bei einer Pulsbreite von $1 \mu\text{s}$ bzw. bei quasistationärer Anregung mit dem DC No-Fire Strom von 60 mA. Die Drahttemperatur für No-Fire-Puls ist praktisch homogen über der gesamten Drahtlänge mit steilen Temperaturgradienten an den Kontaktstellen aufgrund der angenommenen Randbedingung 1. Art. Im Vergleich dazu ist die Drahttemperatur für DC No-Fire im mittleren Bereich des Drahtstücks zwar ebenfalls homogen, fällt dann aber zu den Kontaktstellen langsamer ab. Das heißt, die Temperaturverteilung

entlang des Drahtes unterscheidet sich bei impulsförmiger elektromagnetischer Einstrahlung gegenüber CW-Dauerstrich.

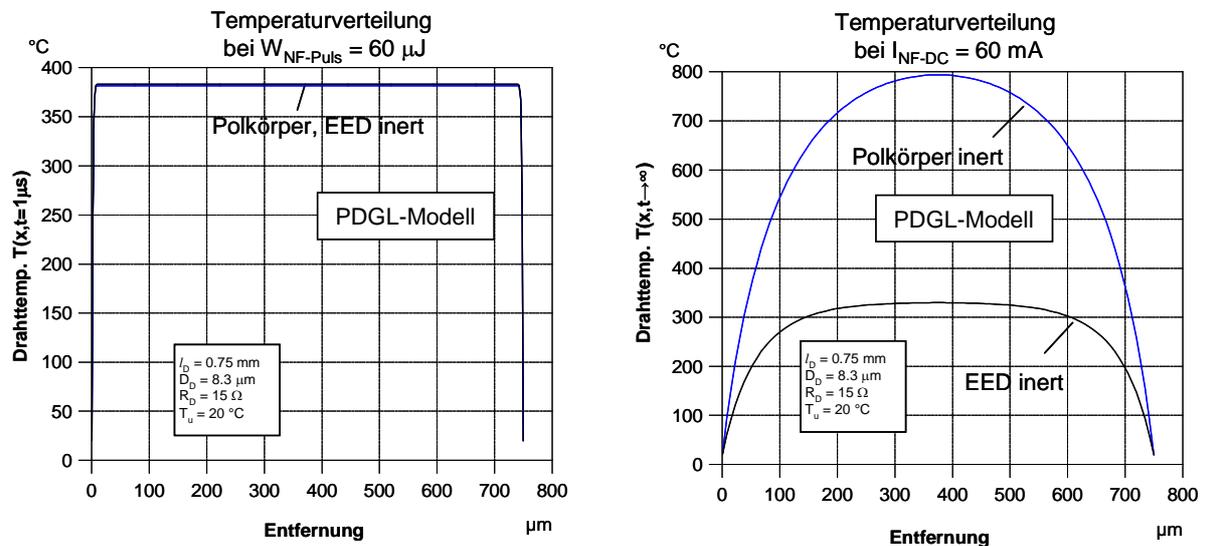


Bild 4-10: Modellierte örtliche Temperaturverteilung für Polkörper und EED DM 1275 inert bei No-Fire-Puls (Pulsbreite 1 μs) und DC No-Fire.

Im Folgenden soll auf einen Zerstörungseffekt hingewiesen, der bei der Konfiguration „Polkörper inert“ bei sehr kurzen Wirkdauern häufig zu beobachten war. Für Pulsbreiten kleiner als ca. 1 μs war ein irreversibler Defekt der Drahtbrücke bereits bei zugeführten Energien von ca. 100 μJ zu beobachten (15 Ω-Widerstand). Während der kurzzeitigen Energiezuführung konnte durch Messung von Strom und Spannung in aller Regel noch ein niederohmiger Drahtwiderstand gemessen werden. Nach der Versuchsdurchführung zeigte eine Widerstandsmessung jedoch hochohmiges Verhalten. Es ist daher zu vermuten, dass der Defekt während der Abkühlphase entstanden ist. Ein typisches Schadensbild zeigt Bild 4-11. Der Defekt zeigt einen Drahtabriss in unmittelbarer Nähe der Kontaktierung. Es ist keine Einschnürung erkennbar, was auf einen schnellen Zerstörungsvorgang hindeutet. Die sichtbaren Schweißperlen deuten darauf hin, dass der Defekt in Zusammenhang mit einem erhöhten Temperaturanstieg aufgetreten ist. Das visuelle Schadensbild ist typisch für einen Spröbruch, der durch zu hohe thermische Spannungen verursacht wurde. Thermoschock ist ein Effekt, der das Schadensbild erklären könnte. Er tritt in aller Regel bei spröden Materialien mit geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten auf. Ursache sind hohe örtliche Temperaturgradienten, die zu einer Verspannung im Material führen. Technisch wird der Effekt bei der Stahlbearbeitung genutzt, um bestimmte Werkstoffeigenschaften, wie z.B. den Härtegrad durch schnelles aber definiertes Abkühlen festzulegen. Die Spannungen werden hier unter anderem durch Querkräfte hervorgerufen, indem sich die Mantelfläche aufgrund der niedrigeren Temperatur im Vergleich zum Kern zusammenziehen möchte. Überschreiten die

Spannungen jedoch einen kritischen Wert, bilden sich Risse, die bis zum Bruch ausarten können. Im vorliegenden Fall der stromdurchflossenen Drahtbrücke sind die Verhältnisse etwas anders. Bei Aufheizung wird angenommen, dass sich der Draht mehr oder weniger frei ausdehnen kann. Die mechanischen Spannungen an der Kontaktstelle sind deshalb gering. Bei Abkühlung des Drahtes nach Energiezuführung sinkt die Drahttemperatur in der Nähe der Kontaktstellen von Maximaltemperatur schnell wieder auf Umgebungstemperatur ab, während die Temperatur in der Drahtmitte noch nahezu konstant bleibt. Der Drahtabschnitt in unmittelbarer Nähe der Kontaktstellen möchte sich zusammenziehen, während der viel größere mittlere Drahtabschnitt sein Volumen beibehält. Hohe thermische Spannungen treten somit in den Drahtabschnitten nahe der Kontaktierung auf.

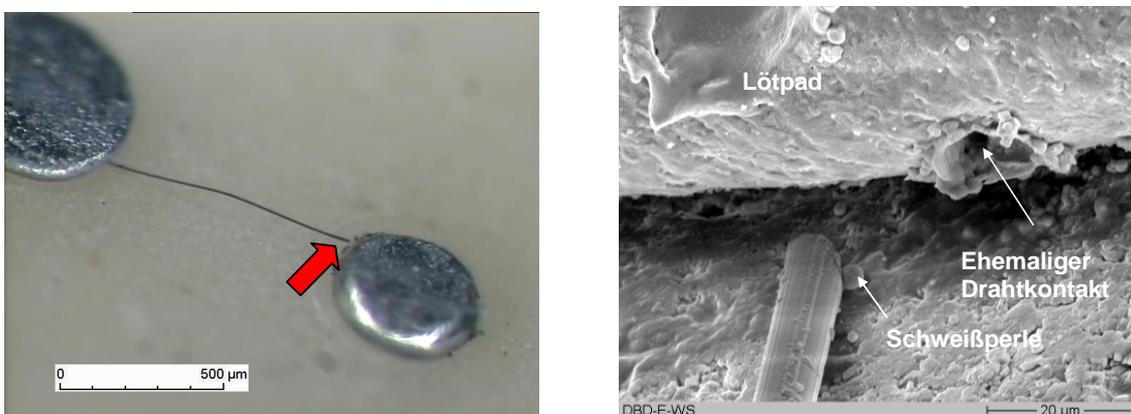


Bild 4-11: Drahtbrückendefekt bei einer Pulsbreite von 200 ns und zugeführten Energie von 94 μJ in der Konfiguration „Polkörper inert“ (Drahtbrücke in Luft).

Anschaulich lassen sich die Temperaturgradienten nahe den Kontaktstellen bei Aufheizung und Abkühlung durch das PDGL-Modell verdeutlichen. Bild 4-12 links zeigt zunächst bei jeweils gleich zugeführter Energie von 100 μJ den örtlichen Temperaturverlauf $T(x, t = t_0)$ in Abhängigkeit der Wirkungsdauer $t_0 = 1 \mu\text{s}$, 100 ns und 10 ns zum Zeitpunkt $t = t_0$, also direkt im Anschluß des Aufheizungsprozesses. Je kürzer die Pulsbreite, desto mehr verschiebt sich das Temperaturmaximum in Richtung Kontaktstelle. Bild rechts dagegen zeigt die örtliche Temperaturverteilung während der Abkühlungsphase nach einer Zeit $t = 10 \mu\text{s}$. Während der Bereich nahe den Kontaktstellen sich schon wieder deutlich abgekühlt hat, verbleibt der Draht bei hoher Temperatur je weiter sich man der Drahtmitte nähert. Zur besseren Auflösung wurde die Drahttemperatur in der Graphik nur im Abschnitt $x = 0$ bis $x = 10 \mu\text{m}$ dargestellt, wobei der Ort $x = 0$ die eine Kontaktstelle repräsentiert.

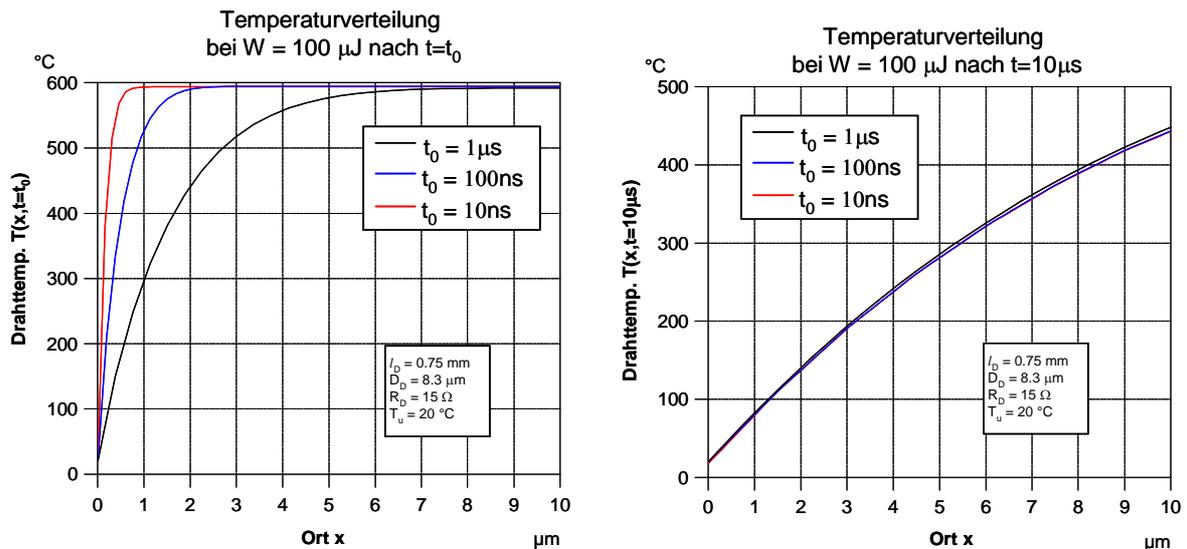


Bild 4-12: Temperaturgradienten in Abhängigkeit der Pulsbreite bei Aufheizung und Abkühlung.

Die örtliche Dehnung ist definiert zu

$$\varepsilon_T(x) = \alpha_T \Delta T(x) \quad (4-27)$$

mit dem thermischen Ausdehnungskoeffizient α_T [1/K]. Dieser ist temperaturabhängig und beträgt $13 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ zwischen 20°C und 100°C bzw. $15 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ zwischen 20°C und 400°C [40]. Als Temperaturdifferenz sei die Temperatur zwischen den Zeitpunkten $t = t_0$ und $t = 10 \mu\text{s}$ betrachtet:

$$\Delta T(x) = T(x, t = 10 \mu\text{s}) - T(x, t = t_0) \quad (4-28)$$

Der Verlauf von $\varepsilon_T(x)$ zeigt Bild 4-13 links über die Drahtlänge $x = 0$ bis $x = 20 \mu\text{m}$. Die maximale Dehnung ist negativ und beträgt zwischen 0.5 – 0.8% je nach gewählter Pulsbreite. Sie wird ausschließlich durch Temperaturspannungen hervorgerufen. Zum Vergleich gibt ein Hersteller für einen NiCr 8020 Draht die maximale Dehnung in Abhängigkeit des Drahtdurchmessers an. Diese wird üblicherweise durch Zugversuche bei Umgebungstemperatur ermittelt. Die Herstellerangaben enden bei einem Drahtdurchmesser von $20 \mu\text{m}$, doch ist zu erkennen, dass mit kleinerem Durchmesser auch die maximale zulässige Dehnung abnimmt. Interpoliert man die Kurve wie dargestellt zu einem Durchmesser von $8 \mu\text{m}$, dann beträgt die maximal zulässige Dehnung ca. 2% der Ausgangslänge. Demnach dürfte der Draht eigentlich nicht reißen, doch möglicherweise hat der Drahtbereich in der Nähe der Kontakte eine Schwächung durch die Verlotung erfahren. Außerdem trat der Effekt in der Regel bei mehrmaliger Belastung (bei gleicher zugeführter Energie) auf, so dass der thermische Stress die Festigkeit reduziert haben dürfte.

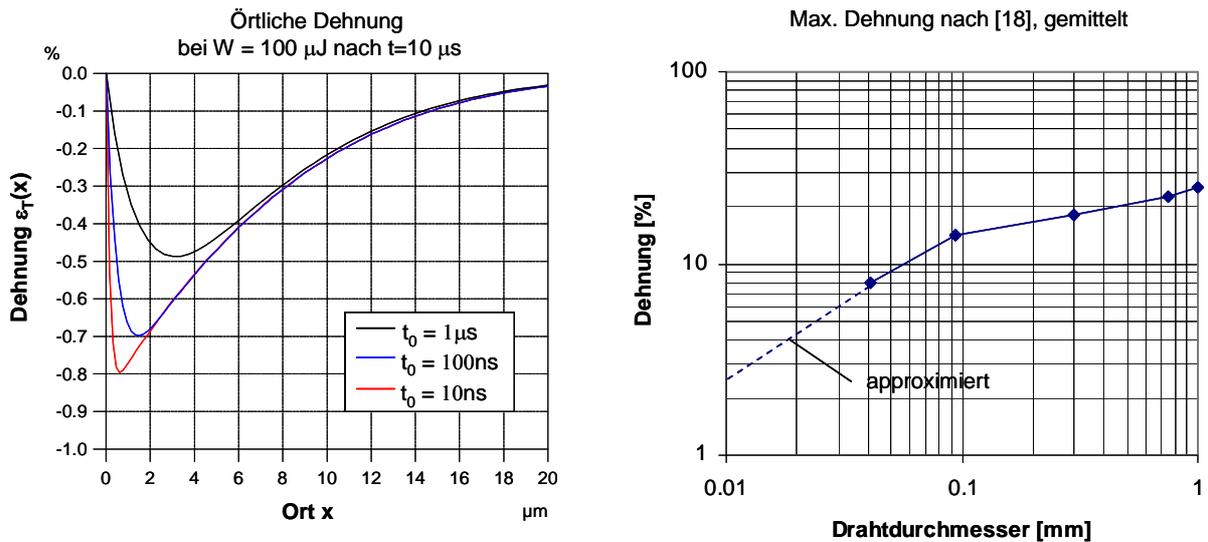


Bild 4-13: Örtliche Dehnung der Drahtbrücke bei Abkühlung.

Der Effekt trat ebenfalls bei DS-Bestrahlung auf, jedoch erscheint er insgesamt von geringerer Bedeutung, da die zugeführte Energie von ca. $100 \mu\text{J}$ bei einem 15Ω Widerstand oberhalb der No-Fire-Schwelle liegt ($60 \mu\text{J} @ 15 \Omega$). Außerdem scheint die Zerstörung durch den Abkühlungsprozess hervorgerufen worden zu sein. Bei einmaligen (Zünd-)Vorgängen ist dieser sowieso irrelevant. Zudem wurde der Effekt in der Konfiguration „EED inert“ nicht beobachtet. Eventuell erfährt der Draht zwar auch eine Schädigung, wird aber durch die Verpressung mit dem Zündmittel bzw. Inertmaterial mechanisch stabilisiert.

4.6 Bestimmung des Sicherheitsabstandes

Der Sicherheitsabstand für Systeme, die Anzünd- oder Zündkreise mit EED enthalten, ist in der VG 95379 Teil 20 definiert. Je nachdem, ob ein Ansprechen des EED ein funktionales oder ein sicherheitsrelevantes Ereignis auslöst, werden zwei Auswirkungsklassen definiert. Für die Auswirkungsklasse 1 (sicherheitsrelevant) wird ein Störsicherheitsabstand von 17 dB bzw. für die Auswirkungsklasse 2 (funktionsrelevant) ein Störsicherheitsabstand von 7 dB bezogen auf die EED No-Fire Schwellwerte gefordert. Sofern die Einwirkungsdauer wesentlich kleiner (adiabatische Region) oder wesentlich größer (stationäre Region) als die EED-Zeitkonstante ist, gibt der Hersteller No-Fire Grenzwerte für Energie und DC-Strom an. In dem Fall ist es einfach, den Sicherheitsabstand auf diese Grenzwerte zu beziehen. Den Bereich um die thermische Zeitkonstante herum mag man besser auflösen, indem ein exponentieller Temperaturanstieg als Antwort auf einen Leistungssprung angenommen wird, und dass den No-Fire Schwellwerten für Leistung bzw. Energie eine einheitliche maximale No-Fire Drahttemperatur unabhängig von der Pulsbreite zugeordnet ist. Die erste Annahme ist in guter Übereinstimmung

für Brückendraht EED, für die das Rosenthal-Temperaturmodell angewandt werden kann. Die zweite Annahme ist nicht so klar, allerdings repräsentiert sie den ungünstigsten Fall, dass die maximal erlaubte Spitztemperatur bei gepulster Anregung nicht höher sein darf als die stationäre Temperatur bei Zuführung der No-Fire (DC) Leistung.

4.6.1 Sicherheitsabstand Konfiguration "EED inert"

Mit $\tilde{T}(t) = T_m(t) - T_u$ und $\tau_{th} = \tau_{NF}$ ergibt sich als Antwort auf einen rechteckförmigen Leistungspuls der Amplitude P_0 und Breite t_0 für die maximale Temperatur nach (4-18):

$$\max\{\tilde{T}(t)\} = \tilde{T}(t_0) = \frac{P_0}{G_{th}} \left(1 - e^{-t_0/\tau_{NF}}\right) = \tilde{T}_{NF} \quad (4-29)$$

Diese darf höchstens gleich der stationären No-Fire Temperatur $\tilde{T}_{NF} = P_{NF-DC} / G_{th}$ werden. Somit ergibt sich als obere Schwelle für einen Einzelpuls

$$P_0 \leq P_{NF}(t_0) = \frac{P_{NF-DC}}{1 - e^{-t_0/\tau_{NF}}} \quad (4-30)$$

mit der statistisch ermittelten mittleren Zeitkonstante τ_{NF} nach (4-7). Für die beiden Grenzfälle $t_0 \rightarrow 0$ gilt $P_0 \leq W_{NF-Puls} / t_0$ und für $t_0 \rightarrow \infty$ wird $P_0 \leq P_{NF-DC}$ entsprechend den Herstellervorgaben. Die maximale Drahttemperatur ist unabhängig von der Pulsbreite immer gleich. Mit einem angenommenen $C_{th} = 1.48 \times 10^{-7} J/K$ ergibt sich $G_{th} = C_{th} / \tau_{NF}$ zu $G_{th} = 1.35 \times 10^{-4} W/K$ und daraus eine No-Fire-Temperaturänderung $\tilde{T}_{NF} = P_{NF-DC} / G_{th} = 400^\circ C$ bei einem mittleren 15 Ohm-Widerstand. Bild 4-14 zeigt die No-Fire-Schwellen für Leistung und Temperatur zusammen mit dem Sicherheitsabstand von 7 dB bzw. 17 dB für die Konfiguration „EED inert“. Um einen 17 dB-Sicherheitsabstand einzuhalten, darf die Temperaturerhöhung lediglich $8^\circ C$ betragen.

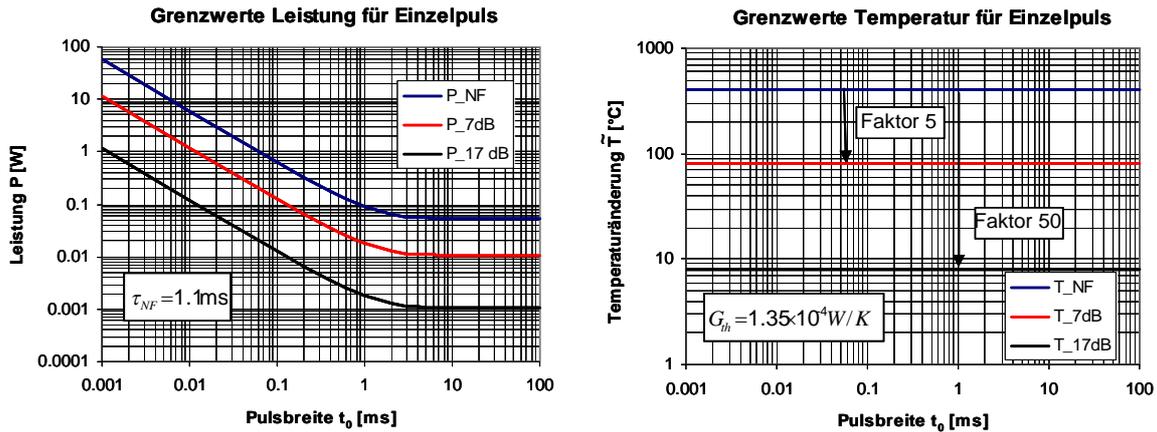


Bild 4-14: No-Fire Schwellwerte und Sicherheitsabstände für Einzelpuls in Abhängigkeit der Pulsbreite für den Brückendraht EED DM 1275 in Konfiguration „EED inert“.

4.6.2 Sicherheitsabstand Konfiguration ”Polkörper inert”

Die maximal zugeführte Leistung P_0 für einen rechteckförmigen Einzelpuls ist identisch zu (4-30). Aufgrund der veränderten thermischen Zeitkonstanten ist die maximale Temperaturänderung nicht mehr konstant über alle Pulsbreiten. Für sie gilt:

$$\max \{ \tilde{T}(t) \} = \tilde{T}(t_0) = \frac{P_0}{G_{th-PK}} \left(1 - e^{-t_0 / \tau_{th-PK}} \right) \quad (4-31)$$

mit $G_{th-PK} = 6.8 \times 10^{-5} \text{ W/K}$ und $\tau_{th-PK} = 2.2 \text{ ms}$ nach Tabelle 4-3. Bild 4-15 zeigt die No-Fire-Schwellen für Leistung und Temperatur zusammen mit dem Sicherheitsabstand von 7 dB bzw. 17 dB für die Konfiguration „Polkörper inert“.

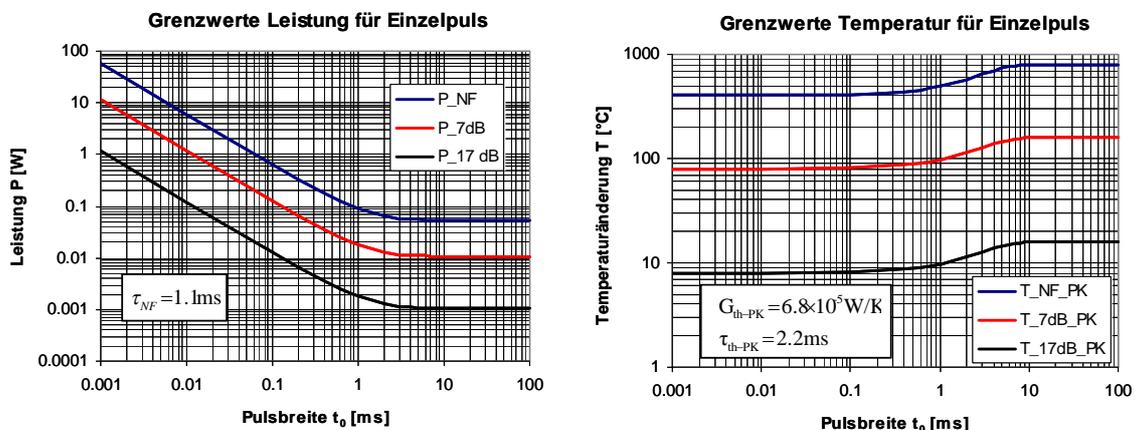


Bild 4-15: No-Fire Schwellwerte und Sicherheitsabstände für Einzelpuls in Abhängigkeit der Pulsbreite für den Brückendraht EED DM 1275 in Konfiguration „Polkörper inert“.

Für Wirkdauern bis Pulsbreiten von ca. 200 μs ist die maximale Temperatur konstant. Für längere Pulsbreiten erhöht sich die Temperatur aufgrund der veränderten Umgebungsbedingungen. Daher kann im allgemeinen Fall keine Grenztemperatur unabhängig von den Bestrahlungsbedingungen angegeben werden. Bei kontinuierlicher CW-Erregung gelten die erhöhten Temperaturen, während bei impulsförmiger Anregung die Grenztemperatur identisch zur Konfiguration „EED inert“ ist. Die pulsbreiteabhängigen Grenzwerte sind bei Verwendung eines Thermometers zur Messung der Drahttemperatur zu berücksichtigen.

4.6.3 Sicherheitsabstand bei repetierender Pulsfolge

Der betrachtete Einzelpuls wird mit der Periodendauer t_1 fortgesetzt gedacht, so dass eine sukzessive Temperaturerhöhung bis zum Gleichgewichtszustand möglich ist, wie in Bild 4-16 angedeutet.

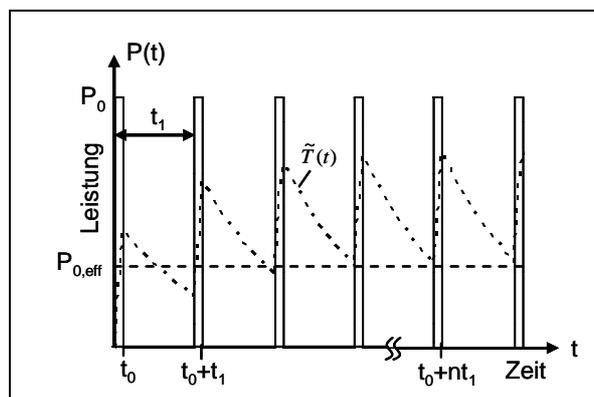


Bild 4-16: Sukzessive Tempertaurerhöhung bei einer Pulsfolge.

Die Drahtbrückentemperatur nach dem n-ten Puls beträgt [57]

$$\max\{\tilde{T}(t)\} = \tilde{T}(t_0 + nt_1) = \frac{P_0}{G_{th}} \frac{(1 - e^{-t_0/\tau_{NF}})(1 - e^{-nt_1/\tau_{NF}})!}{1 - e^{-t_1/\tau_{NF}}} = \tilde{T}_{NF} \quad (4-32)$$

und damit

$$P_0 \leq P_{NF}(t_0, t_1, n) = P_{NF-DC} \frac{1 - e^{-t_1/\tau_{NF}}}{(1 - e^{-t_0/\tau_{NF}})(1 - e^{-nt_1/\tau_{NF}})} \quad (4-33)$$

In Bild 4-17 sind am Beispiel des Brückendraht EED DM 1275 für $n \rightarrow \infty$ die Schwellwerte für die No-Fire Pulsleistung in Abhängigkeit der Pulsbreite t_0 für eine Pulswiederholrate von 1 kHz, 10 kHz und 100 kHz im Vergleich zum Einzelpuls dargestellt. So reduziert sich die No-Fire Leistung P_{NF} für einen

Pulszug mit 1 kHz Pulswiederholrate etwa um die Hälfte, bei 10 kHz um Faktor 10 und bei 100 kHz um Faktor 100.

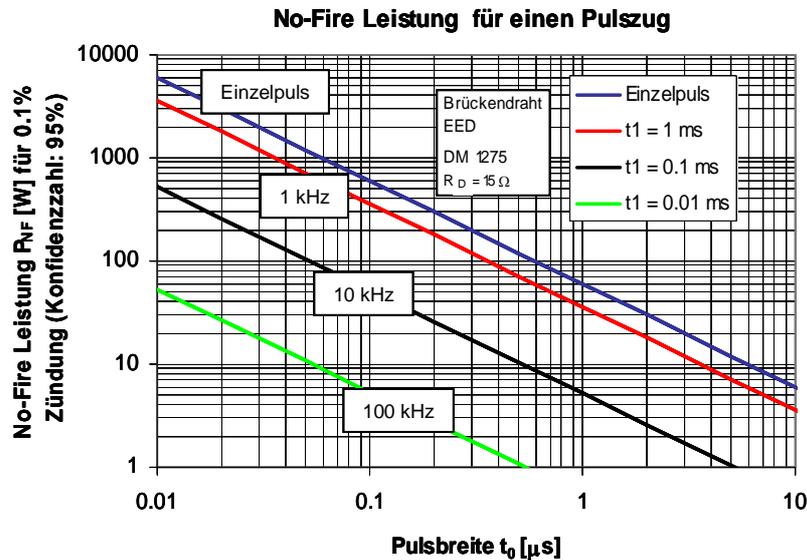


Bild 4-17: No-Fire Schwellwerte für einen Pulszug in Abhängigkeit der Pulsbreite für den Brückendraht EED DM 1275.

4.7 Verknüpfung von Impedanz- und Temperaturmodell

Eine Erhöhung der Drahttemperatur bewirkt eine Erhöhung des elektrischen DC-Widerstandes, der wiederum das Impedanzmodell beeinflusst. Dieses wurde in Kapitel 3 für Raumtemperatur hergeleitet bzw. vermessen. Dieser Abschnitt hat das Ziel zu untersuchen, inwieweit die veränderte Drahttemperatur sich auf das Impedanzverhalten auswirkt.

Das Impedanzmodell verknüpft Klemmenstrom $I_{IN}(t)$ bzw. Klemmenspannung $V_{IN}(t)$ mit dem Strom in der Drahtbrücke $I_D(t)$. Bild 4-18 zeigt das EED-Impedanzmodell bis 3 GHz, diesmal aber mit temperaturabhängigem Drahtwiderstand.

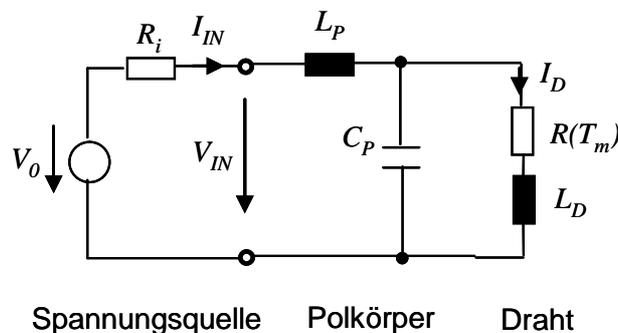


Bild 4-18: EED-Impedanzmodell mit temperaturabhängigem Drahtwiderstand bis 3 GHz.

Nimmt man an, dass der EED bzw. Polkörper mit einer Spannungsquelle $V_0(t)$ mit Innenwiderstand R_i gespeist wird, gilt für den Brückenstrom die folgende DGL:

$$I_D'''(t) + \left(\frac{R(T_m)}{L_D} + \frac{R_i}{L_P} \right) I_D''(t) + \frac{L_P + L_D + R_i R(T_m) C_P}{C_P L_P L_D} I_D'(t) + \frac{R(T_m) + R_i}{C_P L_P L_D} I_D(t) = \frac{1}{C_P L_P L_D} V_0(t)$$

$$I_D(0) = I_D'(0) = I_D''(0) = 0. \quad (4-34)$$

Die Anfangsbedingungen ergeben sich bei energielosem Anfangszustand der Energiespeicherelemente zum Zeitpunkt $t=0$. Die Temperaturabhängigkeit des Drahtwiderstands sei berücksichtigt, mit

$$R(T_m) = R_D (1 + \alpha T_m(t)). \quad (4-35)$$

Für das Temperaturmodell sei das Rosenthal-Modell angenommen, wobei anstelle der Leistung, der Drahtstrom verwendet und die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes berücksichtigt wurde. Die thermische Wärmekapazität wird als konstant angenommen.

$$C_{th} \frac{dT_m(t)}{dt} = R(T_m) I_D^2(t) - G_{th} (T_m(t) - T_u), \quad T_m(0) = T_u \quad (4-36)$$

Die beiden über Drahttemperatur und Drahtstrom verkoppelten Differentialgleichungen werden numerisch für ein $R_i = 50 \Omega$ gelöst. Beispielhaft sei für die Spannungsquelle V_0 ein mit der Frequenz f modulierter HPM- oder Radarpuls von einer Breite $t_0 = 100$ ns angenommen:

$$V_0(t) = \begin{cases} A \sin(2\pi f t), & 0 \leq t \leq t_0 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}.$$

Als Referenz wird die Amplitude A so gewählt, dass für die einfache Spannungsteilerschaltung ohne Berücksichtigung der Elemente L_P, C_P, L_D (DC-Verhalten) in Bild 3-15 und ohne Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit eine No-Fire Energie von $W_{NF-Puls} = 60 \mu\text{J}$ im Drahtwiderstand $R_D = 15$ Ohm absorbiert wird. Dies ist bei einer Frequenz von 1 GHz bzw. 3 GHz für ein $A = 580$ V der Fall. Um den Einfluss der Temperaturabhängigkeit des Drahtwiderstandes bei HF-Anregung zu verdeutlichen, werden die verkoppelten DGL mit der gewählten Anregung einmal mit ($\alpha = 7.38 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$) und einmal ohne ($\alpha = 0$) Temperaturkoeffizienten gelöst.

Im Ergebnis zeigt Bild 4-19 den induzierten Drahtstrom $I_D(t)$ und die zugehörige Drahtmittentemperatur für die Konfiguration „EED inert“ bei der Frequenz $f = 1$ GHz bzw. $f = 3$ GHz für die Parameter $L_p = 1.43$ nH, $C_p = 0.377$ pF, $R_D = 15$ Ω und $L_D = 1.05$ nH.

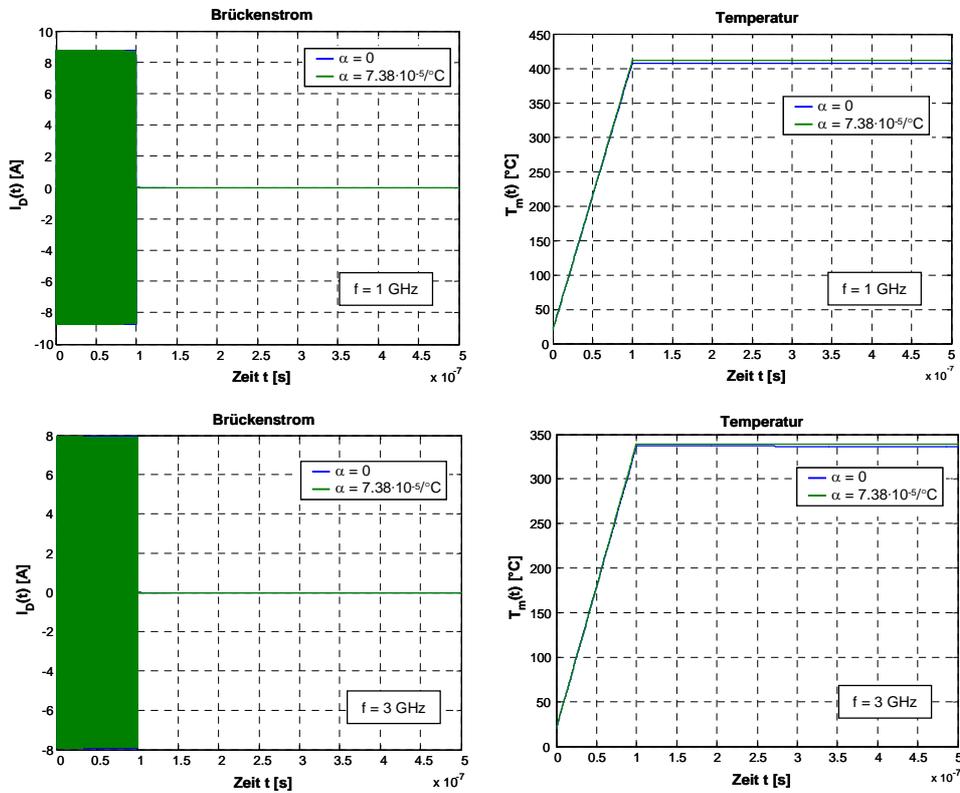


Bild 4-19: EED inert: Einfluss der Temperaturabhängigkeit des Brückenwiderstandes auf Drahtstrom und -temperatur bei 1 GHz und 3 GHz HPM-Puls (Modell).

Die Modellierung zeigt, dass auch bei hohen Frequenzen die Temperaturabhängigkeit zumindest bis zur No-Fire-Schwelle praktisch vernachlässigbar ist. Das gleiche gilt für die Konfiguration „Polkörper inert“ mit den Parametern $L_p = 1.3$ nH, $C_p = 0.194$ pF, $R_{DC} = 15$ Ω und $L_D = 0.95$ nH (Bild 4-20). Der Drahtstrom und damit auch die Temperatur sind bei 3 GHz aufgrund der erhöhten Betrags-Eingangsimpedanz etwas geringer.

Ohne Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit, lässt sich obiges Modell bequem in einen Netzwerksimulator, z.B. PSPICE überführen (Bild 4-21). Die Simulation mit PSPICE führt zu den gleichen Ergebnissen, die in Bild 4-19 und Bild 4-20 für den Fall $\alpha = 0$ dargestellt wurden.

4 Thermische Modellierung von Brückendraht-EED

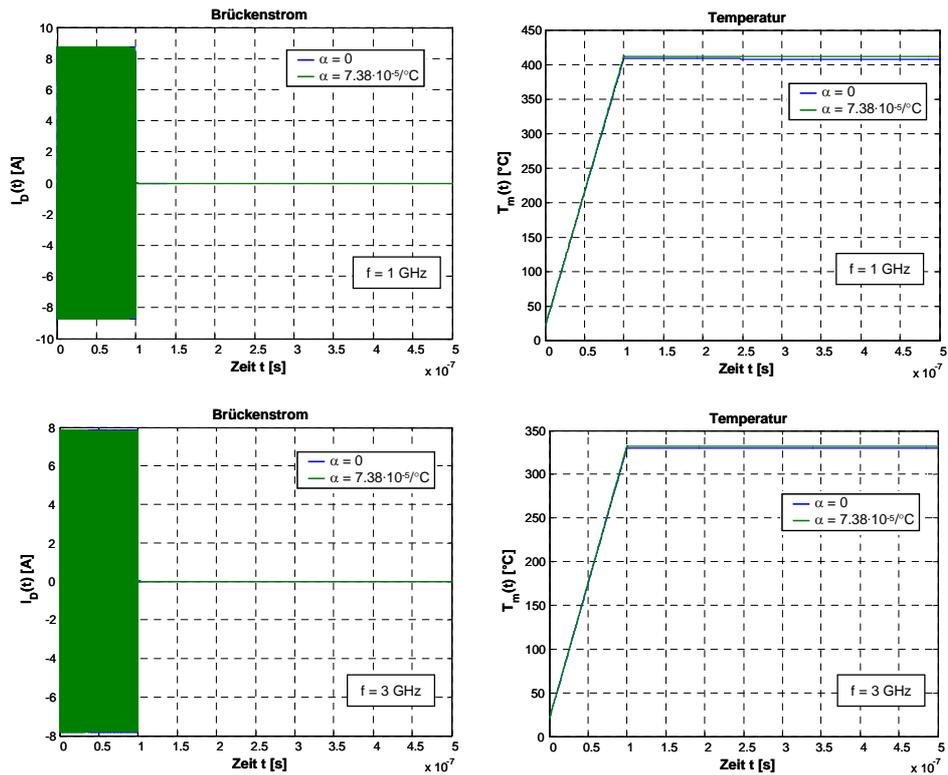


Bild 4-20: Polkörper inert: Einfluss der Temperaturabhängigkeit des Brückenwiderstandes auf Drahtstrom und -temperatur bei 1 GHz und 3 GHz HPM-Puls (Modell).

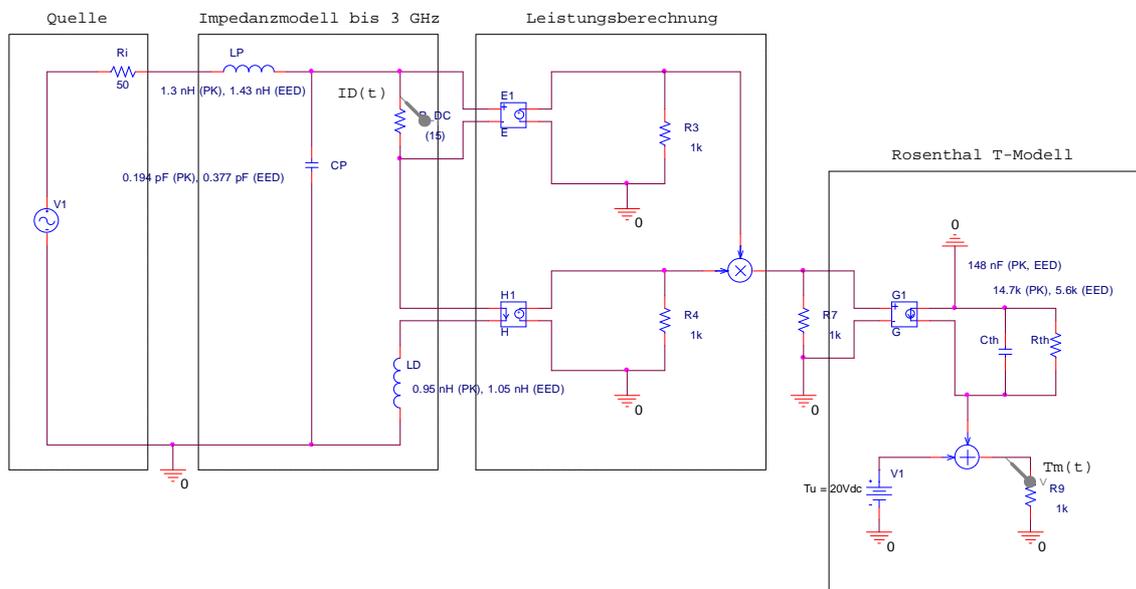


Bild 4-21: PSPICE-Modell für die Verknüpfung von Impedanz- und Temperaturmodell.

5 Photometrische EED Strahlungsmessung

Thermisch kontaktierende Temperaturmessmethoden, also Verfahren bei denen der Temperatursensor das zu beobachtende Objekt berührt, sind von Haus aus limitiert in der Geschwindigkeit der Temperaturmessung, da der Wärmeübergang von Objekt zum Sensor nicht schlagartig, sondern zeitverzögert erfolgt. Die Zeitkonstante wird über den thermischen Ableitwert und der thermischen Wärmekapazität des Sensors bestimmt und liegt bei etablierten Verfahren im Millisekundenbereich. Letztlich beruhen die Verfahren darauf, dass sich eine physikalische Eigenschaft des Sensors mit der Temperatur ändert, die dann ausgewertet wird (z.B. Thermospannung von Thermoelementen, Lage der Bandkante von GaAs-Kristallen, elektrischer Widerstand bei Thermistoren oder ähnliches). Infrarot (IR)-Temperaturmessverfahren, also Methoden bei denen die emittierte Wärmestrahlung des Objekts berührungslos gemessen wird, unterliegen dieser Geschwindigkeitsbegrenzung nicht. Eine Änderung der Oberflächentemperatur bewirkt unmittelbar eine Änderung der Strahlungsemission. Die Schnelligkeit zur Erfassung von Temperaturänderungen wird einzig und allein durch die Anstiegszeit des Detektorsystems bestimmt.

Für den Einsatz der IR-Methode zur dynamischen Messung der EED-Drahttemperatur bei gepulsten EM-Feldern ist es erforderlich, dass die Zeitkonstante des Detektors wesentlich kleiner als die thermische Zeitkonstante des EEDs ist, um die Maximaltemperatur des Drahtes zu detektieren. Typische Zeitkonstanten für BW-EED liegen im Bereich von einigen 100 μs bis zu mehreren Millisekunden und für FB-EED im Bereich 100 ns bis 200 μs [5, S. C4]. Um insbesondere auch die schnelleren FB-EED zu erfassen, sollte die Anstiegszeit des Detektors daher möglichst unterhalb von 100 ns liegen.

Das Messprinzip wurde bereits 1991 für einen EED-Brückendraht in [12] veröffentlicht, wobei Anstiegszeiten von etwa 3 Mikrosekunden realisiert wurden. Heutzutage existieren Detektorsysteme mit Anstiegszeiten von kleiner gleich 20 Nanosekunden, die oftmals zur Detektion von Laserpulsen eingesetzt werden. Die schnelle Anstiegszeit wird unter anderem durch Miniaturisierung der Detektorfläche erreicht. Allerdings reduziert sich mit der verkleinerten Fläche auch der generierte Photostrom, so dass in aller Regel ein Kompromiss zwischen Geschwindigkeit und Detektorempfindlichkeit zu treffen ist.

Trotz des hohen Geschwindigkeitsvorteils hat sich das Messverfahren bis dato noch nicht durchgesetzt. Mögliche Limitierungen für einen etablierten Einsatz sind ein relativ schlechtes Signal-zu-Rauschverhältnis aufgrund der im Allgemeinen sehr kleinen strahlenden Emitterfläche. Nimmt man beispielsweise eine No-Fire-Temperatur von 400°C an, dann beträgt zum Nachweis des 17 dB

Sicherheitsabstandes die Temperaturuntergrenze 8°C oberhalb der Umgebungstemperatur für den DM 1275. Zum Vergleich liegt bei dem in diesem Kapitel präsentierten Messaufbau die Nachweisgrenze bei etwa $45\text{-}50^{\circ}\text{C}$ oberhalb der Umgebungstemperatur bei einer Bandbegrenzung auf 10 MHz. Die Nachweisgrenze lässt sich zwar durch Verringerung der Bandbreite nach unten verschieben, allerdings mit dem Nachteil, dass die Anstiegszeit ebenfalls reduziert wird. Die zweite Limitierung betrifft die Instrumentierung in einem realen System mittels (langwelligen) Infrarotfasern. Mögliche Hersteller sind z.B. in [58], [59], [60] aufgeführt. Nachteilig sind gegenwärtig ihre Alterungserscheinungen durch Umwelteinflüsse und ihre im Vergleich zu konventionellen Glasfasern auf Siliziumbasis relativ hohe Dämpfung (typischerweise im 1 dB/m Bereich), so dass nur kleine Distanzen zwischen Emitter und Detektor überbrückt werden können [61]. Ihre Instrumentierung wird zudem erschwert, da sie aufgrund ihrer Fragilität relativ unflexibel sind und daher große Biegeradien aufweisen. Eine dritte Limitierung entsteht unter Umständen dadurch, dass auch temperaturveränderliche Hintergrundstrahlung mit detektiert wird. Diese kann dadurch generiert werden, dass sich das Trägermaterial, auf dem die Drahtbrücke oder Metallschicht aufliegt, mit erwärmt wird. Die Erwärmung ist zwar deutlich geringer als der stromführende Pfad, jedoch ist im Allgemeinen die emittierende Hintergrundfläche auch viel größer, so dass trotz der geringen Temperatur immer noch ein signifikanter Beitrag an IR-Strahlung vom Detektor erfasst werden kann. Da zudem das Trägermaterial aufgrund der größeren Masse auch eine höhere thermische Zeitkonstante aufweist, sind Fehlinterpretationen bei Bestimmung der Drahttemperatur speziell bei repetierenden Pulsen möglich. Eine vierte Limitierung ist grundsätzlicher Art, da sich der zu beobachtende stromführende Pfad in Luft befinden muss. Hierauf wurde bereits in Kapitel 4 eingegangen. Im Gegenzug dazu, treten bei einer elektrischen Leistungsmessung (Kapitel 6) viele der genannten Einschränkungen nicht auf. Dafür existieren andere Limitierungen in Bezug auf Frequenzbereich und unerwünschten Wechselwirkungen mit der Messtechnik.

In diesem und im nächsten Kapitel werden beide Messmethoden erläutert. Ein Vergleich beider Verfahren enthält Kapitel 7 bei dem ein EED mit angeschlossener Zündleitung und Zündkreiselektronik mit impulsförmigen elektromagnetischen Feldern bestrahlt wird.

5.1 Einleitung

Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wurde ein auf 80°K zu kühlender Quecksilber-Cadmium-Tellurit (HgCdTe, MCT) Quantendetektor der Firma Fermionics, CA, USA mit 0.25 mm-Kantenlänge verwendet. Er ist in einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Dewar eingebaut, dessen Frontfenster aus ZnSe besteht. Im Unterschied zu thermischen Detektoren reagiert der Quanten- oder Photonendetektor nicht auf die Photonenleistung, sondern auf den

Photonenfluss. Das heißt, bei einem thermischen Detektor verursacht eine absorbierte Leistung von einem Watt von z.B. 200 nm UV Photonen die gleiche Antwort wie ein Watt von 10 μm absorbierten Infrarot Photonen. Die Anzahl der UV Photonen ist aber um den Faktor 50 geringer, so dass der Quantendetektor bei gleicher Leistung im spektralen UV-Bereich eine deutlich schlechtere Effizienz hat als im Infrarot-Bereich. Als Maß wird die so genannte Quanteneffizienz (QE) verwendet, die den prozentualen Photonenfluss angibt, der tatsächlich in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Für einen Detektor mit 100% QE wird jedes ankommende Photon in ein Elektron umgewandelt. Alternativ dient zur Charakterisierung die spektrale Empfindlichkeit des Detektors. Die Kurve gibt an, wie viel an absorbierte Leistung pro Wellenlänge in ein elektrisches Signal (hier: Diodenstrom) umgewandelt wird. Tatsächlich beinhaltet die vom Hersteller angegebene spektrale Empfindlichkeit nicht nur die QE des Detektors, sondern auch die Dämpfungseigenschaften des ZnSe-Fensters, als auch Verluste durch Reflexionen an der Detektoroberfläche.

Die Quantendetektoren werden noch unterschieden in PV (photovoltaic) und PC (photoconductive)-Typen. PC-Typen (Photoleiter) verändern bei Photoneneinstrahlung ihre elektrische Leitfähigkeit und wirken ähnlich einem Photowiderstand, während PV-Typen einer Photodiode entsprechen. Überschreitet die Energie des Photons die Bandlückenenergie des Halbleiters, dann wird in der Sperrschicht ein Elektron – Lochpaar generiert, welches zu den Enden abgesaugt wird und den Diodenstrom generiert. Die obere Grenzwellenlänge wird also durch den Bandabstand des Detektormaterials begrenzt. Je nach Zusammensetzung des ternären HgCdTe – Materials (Alloy) können Grenzwellenlängen bis 25 μm erzielt werden.

Bei dem vorliegenden Detektor handelt es sich um einen PV-Typ mit einer oberen Grenzwellenlänge von 12.38 μm ³ der Fa. Fermionics, USA. Die hohe Grenzwellenlänge wurde deshalb gewählt, um die mit abnehmenden Temperaturen drastisch reduzierte Bestrahlungsstärke teilweise zu kompensieren. Die Austrittsöffnung repräsentiert ein ZnSe-Fenster, welches zur Minimierung von Streulicht mit einem Aperturstop von 60° versehen ist. Der Abstand zwischen Detektor und Vorderkante des ZnSe-Fensters wird zur Auslegung der Strahlfokussierung benötigt und wurde mit einem Stereomikroskop vermessen. Hierzu wird einmal auf den Detektor und einmal auf das Fenster fokussiert und der Verfahrensweg vermessen (Bild 5-1). Vor dem Fenster befindet sich in einer Halterung eine Sammellinse in Planer-Konvexer Ausführung für die Strahlfokussierung. Davor wiederum wird der eigentliche EED-Prüfling bzw. für Kalibrierungszwecke ein Hohlraumstrahler mit bekannter spezifischer Ausstrahlung platziert.

³ Zum Vergleich: Photodioden basierend auf Silizium-Halbleiter haben eine Grenzwellenlänge von etwa 800-900 nm.

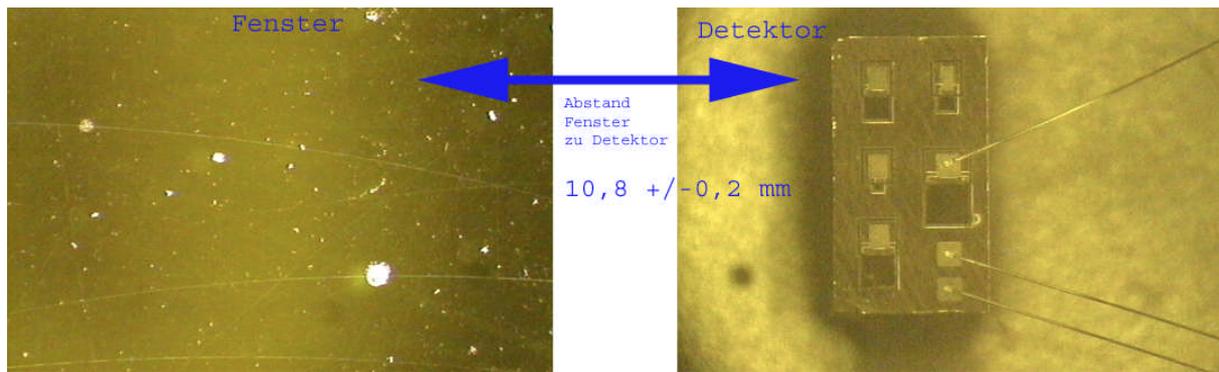


Bild 5-1: Positionsbestimmung des Detektors hinter dem Dewar-Austrittsfenster

Zur Umwandlung des Photostroms in Messspannung wird ein Transimpedanzverstärker (Fa. Fermionics) verwendet. Laut Herstellerangabe besitzt er eine Grenzfrequenz von 100 MHz. Das Ausgangssignal wird zusätzlich über einen 26.2 dB Spannungsverstärker (Fa. MAXIM) mit einer Grenzfrequenz von 70 MHz verstärkt. Für die Übertragung des verstärkten Detektorsignals $V_e(t)$ bei HF-Bestrahlungsuntersuchungen wird ein Lichtwellenleiter (LWL)-Modul mit einer Grenzfrequenz von 10 MHz verwendet. Dieses reduziert die Anstiegszeit des gesamten Systems auf etwa 100 ns. Für den betrachteten EED-Prüfling DM 1275 mit einer thermischen Zeitkonstante von etwa 2 ms ist diese Bandbegrenzung unerheblich. Der Messaufbau ist in Bild 5-2 skizziert.

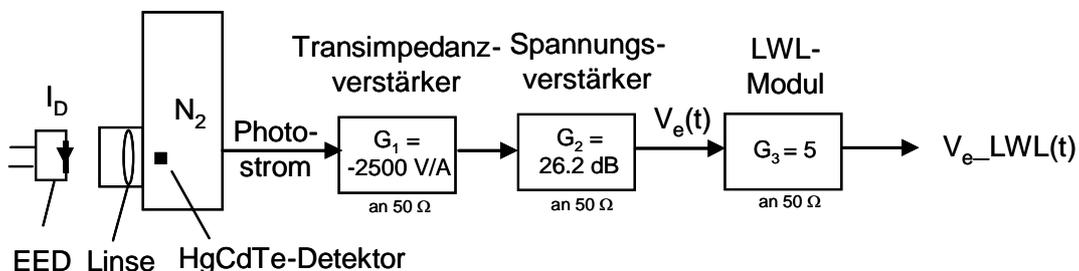


Bild 5-2: Detektor-Messaufbau mit EED.

Befindet sich bei Bestrahlungsmessungen der EED in einem realen System, kann der Abstand zwischen EED und Detektor mittels einer kurzen IR-Faser überbrückt werden. Für den generischen Messaufbau, wie er im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird, wurde allerdings darauf verzichtet.

Die folgenden Abschnitte sind wie folgt gegliedert: In Abschnitt 5.2 wird die Anstiegszeit des Detektorsystems mittels eines Nd-Yag Lasers bestimmt. In Abschnitt 5.3 erfolgt eine Puls- und DC-Kalibrierung des Detektorsystems mit eingespeisten Gleichspannungspulsen in den EED. In Abschnitt 5.4 wird aus der Detektorspannung die Temperatur des Brückendrahtes ermittelt. Damit gewinnt man eine physikalisch interpretierbare Ausgangsgröße, die einen

messtechnischen Vergleich mit den aufgestellten EED-Temperaturmodellen ermöglicht. Zudem kann aus dem zeitlichen Verlauf die für den EED relevante Zeitkonstante bestimmt werden. Einschränkend muss jedoch gesagt werden, dass sowohl Temperaturverlauf als auch Zeitkonstante nur für den EED im inerten Zustand (Drahtbrücke in Luft) gelten. Zur Bestimmung der Drahttemperatur müssen die spektralen Eigenschaften von Detektor und Linse aus Herstellerdaten und Messung berücksichtigt werden. Außerdem ist es erforderlich, die Bestrahlungsstärke auf den Detektor zu ermitteln. Dies wird numerisch mit dem optischen Programm SOLSTIS durchgeführt. Der temperaturabhängige Emissionsgrad der Drahtbrücke wird aus Tabellenwerten linear interpoliert bzw. zur Validierung indirekt über eine Temperaturmessung bestimmt, indem der Draht sehr schnell bis zu seinem Phasensprung aufgeheizt wird. Abschließend erfolgt in Abschnitt 5.5 eine Gegenüberstellung und Diskussion des IR-Temperaturverfahrens mit den Lösungen aus den beiden Temperaturmodellen (PDGL und Rosenthal-Modell), wobei als Messgrößen einmal die elektrische Leistung und einmal der zugeführte Strom eingehen.

5.2 Messung der Detektoranstiegszeit mit einem Nd-YAG Laser

Für die Messung der Detektoranstiegsgeschwindigkeit wird ein optisches Signal benötigt, dessen Pulsbreite wesentlich kleiner als die Anstiegszeit des Detektors selbst ist. Als Strahlungsquelle wird ein Nd-YAG Laser verwendet, dessen Pulsbreite vom Hersteller mit kleiner gleich 10 ns angegeben wird. Da die Wellenlänge des Nd-YAG-Lasers mit 1000 nm zu klein ist und nicht mehr im Empfindlichkeitsbereich des Detektors liegt, werden über einen optisch parametrischen Oszillator (OPO) zwei Subharmonische mit einer Wellenlänge von 1.6 μm und 3.8 μm erzeugt. Der Laserpuls wird dann durch zwei halbdurchlässige Spiegel geleitet, die die nicht benötigten Wellenlängen von 1 μm und 1.6 μm in zwei so genannte „Beam-Dumps“ lenken, in denen die Strahlung vollständig absorbiert wird. Der verbleibende Anteil von nunmehr 3.8 μm wird auf einen diffusen Reflektor gerichtet, der aus einer einfachen Kartonage besteht. Ein Teil der Streustrahlung wird von dem verwendeten HgCdTe-Detektor aufgenommen, dessen zeitlicher Emissionsverlauf im rechten Bild dargestellt ist. Zum Vergleich ist ebenfalls die gemessene Pulsantwort eines InSb-Detektors mit einer Grenzwellenlänge bis zu ca. 6 μm dargestellt. Aufgrund seiner kleineren Fläche (Kantenlänge 100 μm) besitzt der InSb-Detektor eine schnellere Anstiegs-/Abfallzeit von ca. 11.5 / 10 ns (10% - 90%) im Vergleich zu 14 / 30 ns (10% - 90%) beim HgCdTe-Detektor. Offenbar besitzt der HgCdTe-Detektor eine längere Ausräumzeit der Ladungen aus der pn-Sperrschicht, als der von seinen Abmessungen kleinere InSb-Detektor. Zur Messung des Aufheizvorgangs ist aber ausschließlich der Anstieg von Bedeutung, da der Abfall von der Zeitkonstante des EED-Prüflings abhängt und sehr viel länger ist. Insoweit ist die Anstiegszeit maßgeblich für die Bestimmung

des dynamischen Verhaltens, die für das verwendete Detektorsystem etwa 14 ns beträgt (inkl. Verstärker aber ohne LWL-Modul).

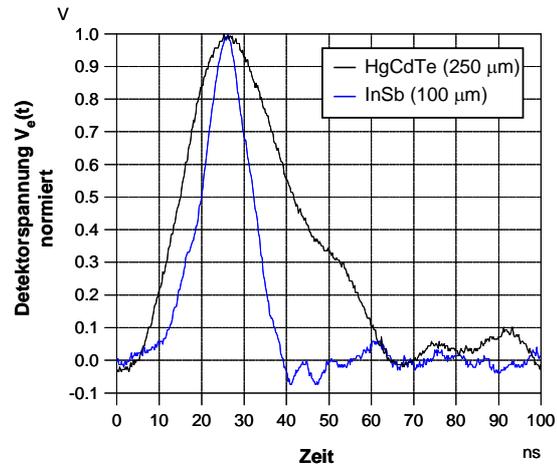
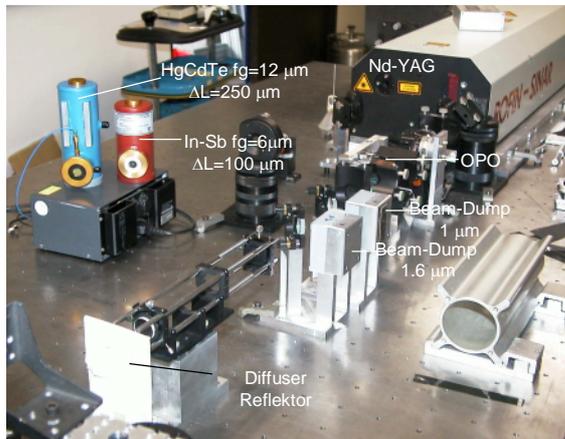


Bild 5-3: Messung der Anstiegszeit von zwei unterschiedlichen IR-Detektoren (HgCdTe und InSb) mit einem Nd-YAG Laser.

5.3 Puls- und DC-Kalibrierung

Die Detektorspannung $V_e(t)$ nimmt mit der Temperatur des Emitters (Brückendraht) in etwa quadratisch (und nicht mit der vierten Potenz) zu, da der detektierbare Wellenlängenbereich auf den Bereich von etwa 2 – 13 μm limitiert ist. Eine Puls-Kalibrierung kann derart erfolgen, dass dem EED mittels eines Pulsgenerators eine bekannte elektrische Energie in Form eines Gleichspannungspulses kurzzeitig zugeführt und der Spitzenwert der Detektorspannung dabei gemessen wird. Die Zeit der Energiezuführung ist hierbei klein gegenüber der thermischen EED-Zeitkonstante zu wählen. Die zugeführte Leistung / Energie wird aus der Messung von Strom und Spannung berechnet. Die Spannungsmessung erfolgt über einen 30 dB-Teiler und die Strommessung über eine AM503 Stromzange (Tektronix). Beispielhaft zeigt Bild 5-4 den gemessenen Strom $I_{IN}(t)$ und Spannung $V_{IN}(t)$ an den EED-Eingangsklemmen und die zugehörige Detektorspannung $V_e_LWL(t)$ für den inerten EED DM 1275 (Drahtbrücke in Luft) #4 bei einem 500 ns breiten Rechteckpuls. Der Puls wirkt wie eine quasi Gleichspannung, so dass in guter Näherung der Klemmenstrom identisch zum Drahtstrom ist, d.h. $I_D(t) \cong I_{IN}(t)$. Die angelegte Spannung beträgt 36 V bei einem Strom von 2 A. Daraus errechnen sich ein ohmscher Drahtwiderstand von $R_D = 18 \Omega$ und eine Energie von $W = 38 \mu\text{J}$. Die Detektorspannung wurde am Ausgang des LWL-Moduls gemessen und beträgt ca. -68 mV. Die Konfiguration ist identisch wie sie auch bei den späteren Bestrahlungsuntersuchungen verwendet wird.

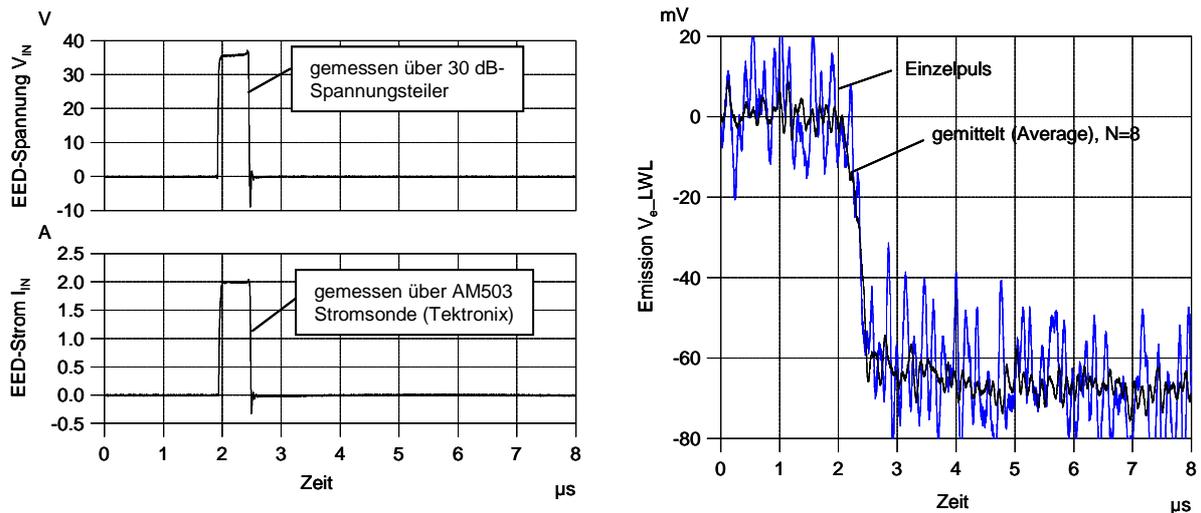


Bild 5-4: Beispiel zur Puls-Kalibrierung am EED #4.

Die Messungen wurden mit verschiedenen eingespeisten Leistungen und Pulsbreiten von $1\ \mu\text{s}$ und $10\ \mu\text{s}$ an insgesamt vier EED-Prüflingen wiederholt. Den Zusammenhang zwischen eingespeister Energie und Spitzendetektorspannung zeigt Bild 5-5 in linearer und logarithmischer Darstellung, wobei der Pfeil den Messpunkt aus dem vorangegangenen Beispiel kennzeichnet. Die Messpunkte liegen für jeden EED einzeln betrachtet auf der gleichen Kurve, unabhängig ob die Pulsbreite $10\ \mu\text{s}$, $1\ \mu\text{s}$ oder $500\ \text{ns}$ gewählt wurde, solange nur die zugeführte Energie identisch ist. Untereinander variieren sie aufgrund unterschiedlicher Drahtdurchmesser und Justageungenauigkeiten. Die Detektorspannung bei der No-Fire-Pulsschwelle $W_{NF-Puls}$ liegt je nach Probe zwischen $-110\ \text{mV}$ und ca. $-220\ \text{mV}$. Der Mittelwert beträgt $-165\ \text{mV}$ bei einem relativen Streuungsmaß von 30%.

Die Rauschspannung am LWL-Ausgang V_e_LWL beträgt $\pm 20\ \text{mV}$ (ohne Mittelungsfunktion) bei einer Bandbegrenzung auf $10\ \text{MHz}$. Somit ergibt sich ein Signal/Rauschverhältnis (S/N) gleich eins für eine zugeführte Energie von $20\ \mu\text{J}$, welches $1/3$ der No-Fire Energie für den betrachteten EED DM 1275 entspricht. Mit Average-Bildung ($N=8$) kann die Rauschspannung auf etwa Faktor 3 reduziert werden. Damit lassen sich minimale Energien von ca. $7\ \mu\text{J}$ detektieren, entsprechend $1/10$ der No-Fire Pulsenergie. Der Dynamikbereich ist bei der gewählten Bandbreite auf ca. $10\ \text{dB}$ unterhalb der No-Fire-Pulsenergie beschränkt, womit sich ein Sicherheitsabstand von $7\ \text{dB}$ (Auswirkungsklasse 1), nicht aber ein Sicherheitsabstand von $17\ \text{dB}$ (Auswirkungsklasse 2) nachweisen lässt. Um einen höheren Dynamikbereich zu erzielen, muss entweder die Optik verbessert oder die Bandbreite weiter eingeschränkt werden.

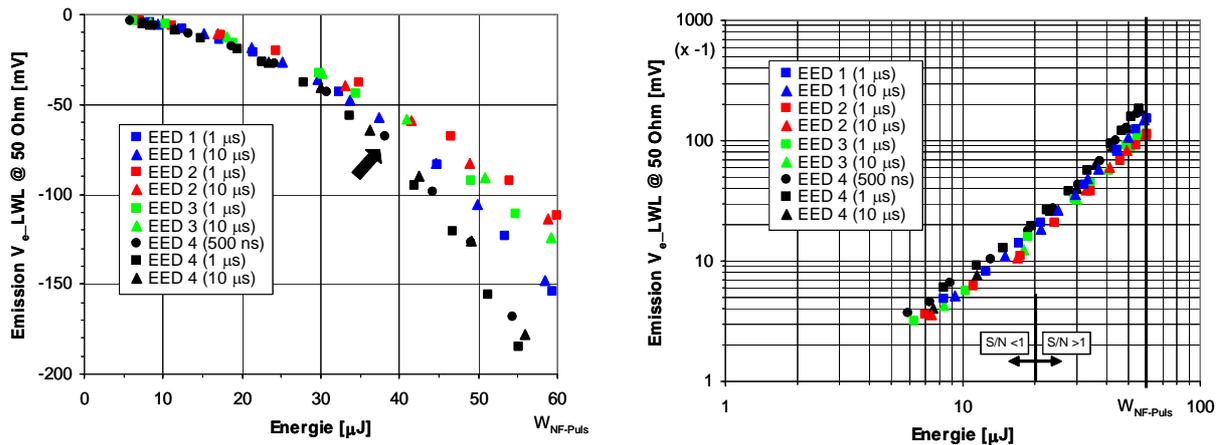


Bild 5-5: Zusammenhang EED-Energie zu Detektorspannung (peak) gemessen an vier EED Prüflingen (#1 - #4) in linearer und doppelt-logarithmischer Darstellung.

Eine entsprechende Kalibrierung lässt sich auch für statische DC-Anregungen bis zur DC-No-Fire Schwelle durchführen (Bild 5-6). Die Detektorspannung bei der No-Fire-DC-Schwelle I_{NF-DC} liegt je nach Probe zwischen -500 mV und -1200 mV und ist damit deutlich höher als bei der korrespondierenden No-Fire-Puls-Schwelle $W_{NF-Puls}$. Der Mittelwert beträgt -850 mV bei einem relativen Streuungsmaß von ebenfalls 30%.

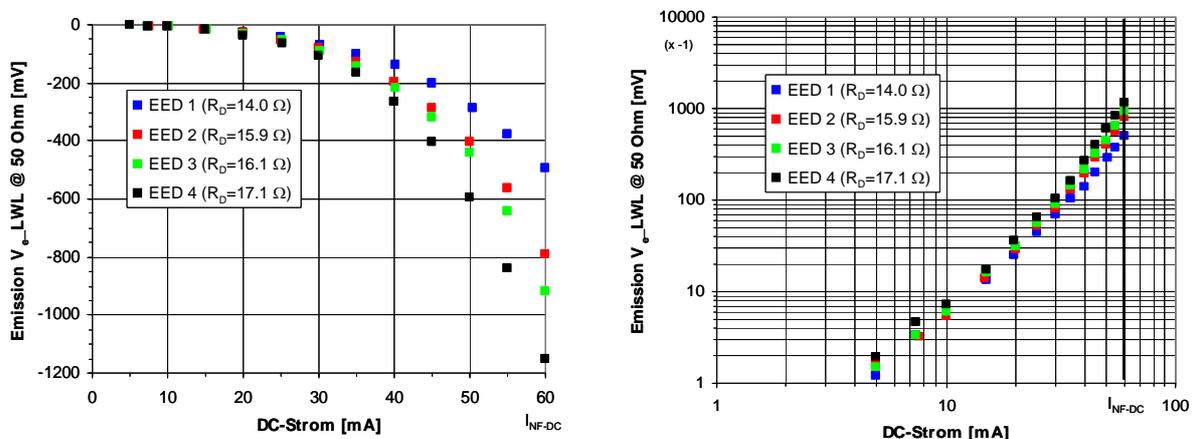


Bild 5-6: Zusammenhang EED-DC-Strom zu Detektorspannung gemessen an vier EED Prüflingen (#1 - #4) in linearer und doppelt-logarithmischer Darstellung.

Bestimmung der thermischen Zeitkonstanten:

Setzt man bei gleicher Emission auch gleiche Drahttemperaturen voraus, lässt sich aus den beiden Einspeisungsarten (Puls bzw. DC) die thermische Zeitkonstante unter Verwendung des Rosenthal-Modells ermitteln. Bei Pulsanregung (Bild 5-5) beträgt die mittlere Emission -165 mV bei $W_{NF-Puls}$ und entspricht damit der gleichen Temperatur wie bei Einspeisung mit einem DC-

Strom $I_{DC} = 0.63 \times I_{NF-DC} = 38 \text{ mA}$ (Bild 5-6). Aus dem Rosenthal-Modell gilt folgende Beziehung:

$$\Delta T_m = \frac{W_{NF-Puls}}{C_{th}} = \frac{I_{DC}^2 R_D}{G_{th}}, \quad (5-1)$$

woraus sich die thermische Zeitkonstante bei einem mittleren Widerstand der vier Prüflinge von $R_D = 15.7 \text{ Ohm}$ zu

$$\tau_{th} = \frac{C_{th}}{G_{th}} = \frac{W_{NF-Puls}}{(0.63)^2 I_{NF-DC}^2 R_D} = 2.67 \text{ ms} \quad (5-2)$$

ergibt. Für das Verhältnis der Endtemperaturen bei $W_{NF-Puls}$ und I_{NF-DC} gilt:

$$\frac{\Delta T_{NF-DC}}{\Delta T_{NF-Puls}} = \tau_{th} \frac{I_{NF-DC}^2 R_D}{W_{NF-Puls}} = 2.5.$$

Im Vergleich dazu ergaben aus Kapitel 4 die Schmelzuntersuchungen eine Zeitkonstante von 3 ms (siehe Bild 4-5) und das vereinfachte Rosenthal-Modell ohne Temperaturabhängigkeit eine Zeitkonstante von 2.2 ms (siehe Tabelle 4-3). Der Temperaturunterschied zwischen T_{NF-DC} und $T_{NF-Puls}$ betrug Faktor 2.1 bei Verwendung des PDGL-Modells und Faktor 1.9 bei Verwendung des vereinfachten Rosenthal-Modells (siehe Bild 4-8). Die Abweichung zwischen den unterschiedlichen Methoden beträgt ca. 20%.

Absolute Temperaturmessungen können mit dieser Art von Kalibrierung nicht durchgeführt werden. Der Vorteil bei Bestrahlungsuntersuchungen ist jedoch, dass die gemessene Emission direkt auf die EED No-Fire-DC bzw. No-Fire-Puls Schwellen bezogen werden können. Voraussetzung ist aber, dass die Pulsbreite sehr viel kürzer oder sehr viel länger als die thermische EED-Zeitkonstante ist.

5.4 Temperatur-Kalibrierung

Ziel des folgenden Kapitels ist aus der gemessenen Emission die Drahttemperatur zu berechnen, um das Messverfahren mit den aufgestellten dynamischen Temperaturmodellen zu vergleichen. Aufgrund von Toleranzen im Drahtdurchmesser und Unsicherheiten im Emissionsfaktor ist die Temperatur nur mit einer gewissen Unsicherheit ermittelbar. Zwei unterschiedliche Techniken werden gegenübergestellt. Das eine Verfahren basiert auf Lösen der so genannten Detektorgleichung. Hierbei handelt es sich um eine nichtlineare algebraische Integralgleichung, die nur mit numerischen Methoden zu lösen ist. Vorab müssen alle spektralen Kenndaten, wie Detektorempfindlichkeit, Brechungsindex und Transmission der Linse und die Bestrahlungsstärke

ermittelt werden. Teilweise können Herstellerdaten herangezogen werden, die aber mitunter nicht vollständig über den relevanten Spektralbereich angegeben wurden und eine nachträgliche Messung erfordern. Das Verfahren wird in den Abschnitten 5.4.1 - 5.4.3 erläutert.

Das zweite Verfahren ist eine zerstörende Messung und beruht auf Vorkenntnisse, dass die Temperatur des Drahtes bei kurzer Pulsanregung in Näherung linear ansteigt. Das heißt, zur Beschreibung der Temperaturgeraden werden lediglich zwei Punkte am Anfang und Ende des Pulses benötigt. Der triviale Punkt zu Beginn entspricht der Umgebungstemperatur, während für den zweiten Punkt der Phasensprung von NiCr 8020 herangezogen wird, der sich mit der IR-Methode eindeutig beobachten lässt. Das Verfahren ist Gegenstand von Abschnitt 5.4.4.

5.4.1 Detektorkalibrierung

Die spektrale Empfindlichkeit des verwendeten Detektors ist vom Hersteller für den Bereich 7.2 – 12.6 μm angegeben (Bild 5-10), welcher sowohl die obere, als auch die untere 3-dB Grenzwellenlänge abdeckt. Allerdings ist der Detektor auch noch außerhalb des angegebenen Bereichs, nach unten bis ca. 1 μm und nach oben bis ca. 13.5 μm , empfindlich (Herstellerangabe) und trägt entsprechend gewichtet zu dem gemessenen Photostrom bei. Diese beiden noch fehlenden Äste sollen im Folgenden aus Messdaten interpoliert werden.

Üblicherweise nimmt die spektrale Empfindlichkeit bei Photonendetektoren zu kürzeren Wellenlängen hin ab. Im idealen Fall ist die Abnahme linear, da für die gleiche absorbierte Strahlungsenergie immer weniger Photonen benötigt werden und damit auch der Photostrom entsprechend geringer wird. Unterhalb von ca. 0.6 – 0.7 μm wirkt auf jeden Fall das ZnSe-Fenster als Begrenzung. Im oberen Wellenlängenbereich liegt der letzte vom Hersteller angegebene Wert bei 12.6 μm . Hier beträgt die relative spektrale Empfindlichkeit ca. 0.32. Die Kurve fällt üblicherweise steil bis zur maximalen Empfindlichkeit von ca. 13.5 μm ab.

5.4.1.1 Detektorgleichung

Zur Bestimmung der relativen spektralen Empfindlichkeit von Detektoren können für den betrachteten Wellenlängenbereich Spektrometer mit geeigneten Monochromatoren verwendet werden, die einfallende Strahlung spektral über Gitter oder interferometrische Filter zerlegen. Über einen Vergleich mit einem Referenzdetektor (Substitutionsmethode) kann so die relative spektrale Empfindlichkeit des zu kalibrierenden Detektors ermittelt werden.

Für den vorliegenden Fall wird auf diese präzise, allerdings auch aufwendige Messung verzichtet und ein Interpolations-Verfahren angewandt, welches die

beiden unbekanntem Zweige der spektralen Empfindlichkeit bei Verwendung eines Hohlraumstrahlers als Primär-Standardnormal auf Basis gemessener Emissionswerte approximiert. Ausgangspunkt ist die Detektorgleichung, die den Zusammenhang zwischen absorbierten Strahlungsfluss und Detektorspannung beschreibt, die im Folgenden als Emission $V_e(T)$ bezeichnet⁴ werden soll:

$$V_e(T) = G K_d \int_0^{\infty} \gamma_D(\lambda) \Phi_a(T, \lambda) d\lambda \quad [\text{V}] \quad (5-3)$$

mit $0 \leq \gamma_d(\lambda) \leq 1$. $V_e(T)$ entspricht der Messspannung hinter dem Spannungsverstärker in der Signalkette in Bild 5-2. Vor dem Integral stehen nur temperaturunabhängige Größen. Im Einzelnen bedeutet G den Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers [V/A], der den Photostrom in Messspannung umwandelt und K_d die absolute Empfindlichkeit des Detektors [A/W]. Unter dem Intergral stehen frequenzabhängige Größen, wie die relative spektrale Empfindlichkeit des Detektors $\gamma_d(\lambda)$ und der spektrale absorbierte Strahlungsfluss $\Phi_a(T, \lambda)$ [W/m]. Das Verhältnis zwischen absorbiertem und emittiertem Strahlungsfluss, wird durch den so genannten Abbildungsfaktor (engl. viewfactor) und einem Verlustterm beschrieben:

$$\Phi_a(T, \lambda) = F_{S_1-S_2}(T, \lambda) \tau(\lambda) \Phi_e(T, \lambda). \quad (5-4)$$

Hier sei mit S_1 die Fläche des Senders (Emitters) und mit S_2 die Fläche des Empfängers (Detektor) gemeint. Der Abbildungsfaktor $F_{S_1-S_2}(T, \lambda)$ ist eine rein geometriebedingte Funktion. Er kann von der Wellenlänge abhängen, wenn das Medium zwischen Sender und Empfänger einen frequenzabhängigen Brechungsindex aufweist. Dies ist zum Beispiel immer der Fall, wenn Linsen in den Strahlengang eingefügt werden. Des Weiteren kann er im Allgemeinen auch von der Temperatur des Emitters abhängen, und zwar dann, wenn die Temperaturverteilung über der strahlenden Emitterfläche örtlich nicht konstant ist. Die Transmissionsverluste des Mediums werden über den Verlustterm $\tau(\lambda) \in [0,1]$ beschrieben. Der emittierte Strahlungsfluss ergibt sich durch Aufintegration der spezifischen Ausstrahlung M_λ über der Emitterfläche S_1 :

$$\Phi_e(T, \lambda) = \int_{S_1} M_\lambda(T, \lambda) da'. \quad (5-5)$$

⁴ Die Emission ist als offset-bereinigt zu verstehen, d.h. der Spannungs-Gleichanteil, der nicht durch die Strahlungsquelle, sondern durch die Umgebung verursacht wird, ist wegzukalibrieren.

Für den Fall, dass die Temperatur T über der Emittierfläche S_1 ortsunabhängig ist, also $T(\mathbf{r}', t) = T_e(t) \forall \mathbf{r}' \in S_1$, gilt:

$$V_e(T_e) = G K_d S_1 \int_0^{\infty} \gamma_d(\lambda) \tau(\lambda) F_{S_1-S_2}(\lambda) M_\lambda(T_e, \lambda) d\lambda. \quad (5-6)$$

Hierbei bezeichnet T_e die Temperatur des Emitters. Ändert sich diese über der Zeit, hat dies unmittelbar eine zeitliche Änderung der Emission V_e zur Folge. Nimmt man zunächst an, dass die relative spektrale Empfindlichkeit des Detektors $\gamma_d(\lambda)$ und alle anderen Größen bekannt sind, dann lässt sich aus gemessenen Emissionswerten bei verschiedenen Temperaturen die spezifische Ausstrahlung eines (unbekannten) Emitters interpolieren [62]. Für die vorgenommene Messung wird umgekehrt eine Strahlungsquelle mit berechenbarer spezifischer Ausstrahlung als Referenznormal verwendet und aus dem gemessenen Emissionsverlauf in Abhängigkeit der Temperatur T_e der noch fehlende Abschnitt aus der relativen spektralen Empfindlichkeitskurve interpoliert.

5.4.1.2 Interpolation der spektralen Detektorempfindlichkeit

Der verwendete Aufbau ist in Bild 5-7 skizziert: Als Hohlraumstrahler wird ein Hochtemperatur-Blackbody (BB) der Firma CI-Systems, Typ SR-2-32 verwendet. Er besitzt eine konische Cavity, die auf maximal 1000°C geheizt werden kann. Die spezifizierte Genauigkeit beträgt +/- 2.5% von 100°C bis zur Maximaltemperatur. Der Emissionsgrad wird zwischen 0.99 und 1 angegeben. Vor der strahlenden Fläche $S_1 = R_C^2 \pi$ befindet sich eine Blende mit Radius R_B im Abstand $a = 35.5$ mm. Der Detektor wird auf der optischen Achse im Abstand b hinter der Blende positioniert. Die Strahlung wird allerdings nicht direkt an der Austrittsöffnung emittiert, sondern von einer ebenen, nahezu kreisförmigen Fläche mit Radius $R_C = 12.7$ mm, die sich ein Stück innerhalb der konischen Cavity befindet. Bild 5-8 zeigt Aufnahmen der emittierten BB-Strahlung, die mit einer Infrarotkamera für verschiedene Kamerawinkel durchgeführt wurden. Bild links zeigt die Strahlungsverteilung bei direkter Draufsicht (Kamerawinkel 0°). In der betrachteten Projektionsebene ist eine kreisförmige, homogene Strahlungsverteilung gut erkennbar, die sich bis an den Rand der Cavityöffnung erstreckt.

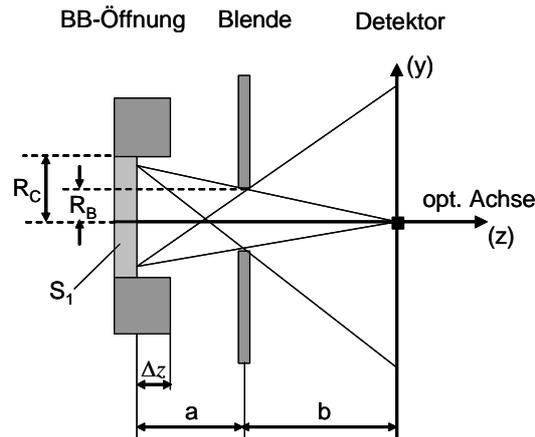


Bild 5-7: Geometrie zur Detektorvermessung.

Für einen Kamerawinkel von etwa 30° erfolgt bereits eine Teilabschattung und die effektiv strahlende Fläche reduziert sich auf die in Bild mitte dargestellte Ellipse. Für einen Kamerawinkel von etwa 40° erfolgt eine vollständige Abschattung (Bild rechts), und sichtbar sind lediglich die an der Austrittsöffnung diffus gestreuten Reflexionen.



Bild 5-8: Visualisierung der emittierten Hohlraumstrahlung mittels einer Infrarotkamera für verschiedene Kamerawinkel (Links: 0° , Mitte: 30° , Rechts: 40°).

Die strahlende, kreisförmige Fläche S_1 ist also nicht direkt an der Cavity-Austrittsöffnung anzusetzen, sondern ein Stück Δz zurückversetzt. Der Abstand hierfür wurde mit einer Schieblehre gemessen (Bild mitte) und beträgt $\Delta z = 17 \text{ mm}$.

Für die Berechnung des Abbildungsfaktors wird die strahlende Fläche als diffuser Strahler betrachtet, d.h. die Strahldichte oder Intensität ist unabhängig vom Beobachtungspunkt bzw. Blickwinkel (Lambert-Strahler). Des Weiteren wird die Temperaturverteilung über der Emitterfläche S_1 als konstant angenommen. Beide Annahmen sind in Bild 5-8 verdeutlicht und für Hohlraumstrahler näherungsweise erfüllt. Transmissionsverluste durch das Medium (Luft) werden aufgrund der kurzen Entfernung vernachlässigt, d.h.

$\tau(\lambda) = 1 \forall \lambda$. Für den Brechungsindex in Luft wird näherungsweise der Wert 1 gesetzt. Der Abbildungsfaktor errechnet sich für diffuse Strahler mit konstanter Temperatur T_e zu [45, S. 135]⁵

$$F_{S_1-S_2} = \frac{1}{S_1} \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{\cos \gamma_1 \cos \gamma_2}{\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} da_2 da_1, \quad \text{für } T(\mathbf{r}') = T_e \quad (5-7)$$

mit

$$\cos \gamma_1 = \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \mathbf{n}_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad \cos \gamma_2 = -\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \mathbf{n}_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (5-8)$$

und $\mathbf{r}', \mathbf{n}_1 \in S_1$; $\mathbf{r}, \mathbf{n}_2 \in S_2$. Die beiden Normalenvektoren stehen senkrecht auf den jeweiligen Flächenelementen da_1 und da_2 und sind entgegengesetzt gerichtet. Es ist zweckmäßig, das Vierfachintegral aufzutrennen mit Einführung eines differentiellen Abbildungsfaktors auf ein Flächenelement da_2 :

$$dF_{S_1-da_2}(\mathbf{r}) = F'_{S_1-da_2}(\mathbf{r}) da_2 \quad (5-9)$$

mit

$$F'_{S_1-da_2}(\mathbf{r}) = \frac{1}{S_1} \int_{S_1} \frac{\cos \gamma_1 \cos \gamma_2}{\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} da_1. \quad (5-10)$$

Der differentielle Abbildungsfaktor hängt nun von der Position \mathbf{r} ab, an der sich das Flächenelement da_2 befindet. Für den Abbildungsfaktor gilt dann:

$$F_{S_1-S_2} = \int_{S_2} F'_{S_1-S_2}(\mathbf{r}) da_2. \quad (5-11)$$

Ist der Abstand b genügend groß, dann errechnet sich für den differentiellen Abbildungsfaktor an der Detektorposition $\mathbf{r} = 0$:

$$F'_{S_1-da_2}(x = y = z = 0) = \frac{1}{S_1} \frac{R_B^2}{R_B^2 + b^2} [1/\text{m}^2] \quad (5-12)$$

für

⁵ Der angegebene Abbildungsfaktor gilt für nur diffus strahlende Flächen, d.h. für Flächen deren spezifische Ausstrahlung in alle Richtungen gleich ist (Lambert-Strahler). In guter Näherung sind alle Hohlraumstrahler Lambertstrahler.

$$b > a \frac{R_B}{R_C - R_B}, \text{ mit } R_C > R_B \quad (5-13)$$

Der Wert $F'_{S_1-da_2}$ ($x = y = z = 0$) ist gleich der am Punkt $x=y=z=0$ vorliegenden Bestrahlungsstärke [W/m²], wenn die gesamte Emitterfläche total 1 Watt Strahlungsleistung in den rechten Halbraum abgibt. Aufgrund der sehr kleinen Detektorfläche A_d , gilt der berechnete differentielle Abbildungsfaktor in guter Näherung auch für die anderen Punkte innerhalb der Detektorfläche, so dass:

$$F_{S_1-S_2} \cong A_d F'_{S_1-da_2}. \quad (5-14)$$

Für die Detektorgleichung erhält man:

$$V_e(T_e) = G K_d S_1 A_d F'_{S_1-da_2} \int_0^\infty \gamma_d(\lambda) M_\lambda(T_e, \lambda) d\lambda. \quad (5-15)$$

Der differentielle Abbildungsfaktor besitzt folgende Annehmlichkeiten: 1) Der Abstand Emitterfläche zu Blende a wird nicht benötigt, 2) Setzt man den Ausdruck in die Detektorgleichung ein, dann kürzt sich die Emitterfläche S_1 heraus. Das heißt, die gemessene Emission ist nur vom Blendendurchmesser und vom Abstand Blende – Detektor abhängig. Diese zwei Größen sind messtechnisch leicht ermittelbar.

Es wurden zwei Messungen mit unterschiedlichem Blendendurchmesser R_B und Detektor-Blendenabstand b durchgeführt, wobei die Ungleichung jeweils erfüllt wurde (Tabelle 5-1).

Tabelle 5-1: Geometriedaten.

Radius R_B (Blende)	Abstand b (Det.-Blende)	Radius R_C (Cavity)	Abstand a (Cavity – Blende)	$a \frac{R_B}{R_C - R_B}$	$F'_{S_1-da_2}$
6.25 mm	119 mm	12.7 mm	35.5 mm	34.3 mm	5.43 / m ²
4 mm	76 mm	12.7 mm	35.5 mm	16.3 mm	5.45 / m ²

Der berechnete differentielle Abbildungsfaktor $F'_{S_1-da_2}$ ist für beide Fälle nahezu identisch. Damit soll auch die auf der optischen Achse gemessene Emission für beide Aufbauten gleich sein. Das Ergebnis der Messungen zeigt Bild 5-9 zusammen mit dem arithmetischen Mittel und der mittleren quadratischen Abweichung (Standardabweichung).

Der Variationskoeffizient⁶ beider Messreihen liegt zwischen 3 – 7% und ist bei den beiden unteren Temperaturen mit 5.9% und 6.3% am größten. Grund hierfür sind maßgeblich Ablesefehler aufgrund der kleinen gemessenen Spannungen. Für die anderen Temperaturen liegt die Streuung zwischen 3.3 – 4.8%.

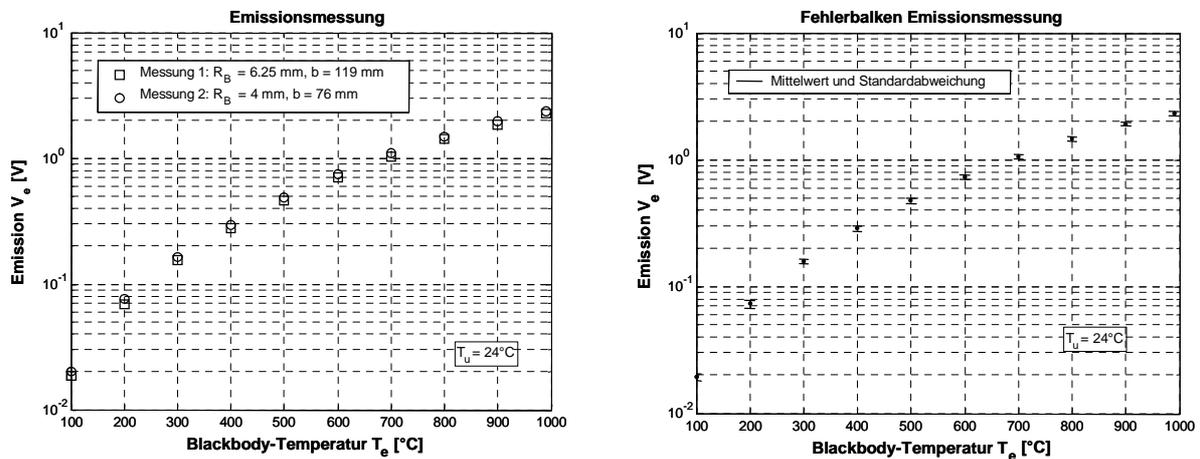


Bild 5-9: Emissionsmessungen für zwei unterschiedliche Blendendurchmesser.

Mit der Bestimmung des Abbildungsfaktors können nun alle Parameter vor dem Integral angegeben werden (Tabelle 5-2).

Tabelle 5-2: Parameterdaten.

Verstärkung Transimpedanz- verstärker (Fermionics)	G_1	-2500 V/A @ 50 Ω	Herstellerangabe und Messung
Verstärkung Spannungsverstärker (MAXIM)	G_2	26.2 dB @ 50 Ω	Messung
Gesamtverstärkung	$G = G_1 G_2$	-51×10^3 V/A @ 50 Ω	
Absolute Detektorempfindlichkeit	K_d	7.4 A/W	Herstellerangabe
Detektorfläche	A_d	6.25E-8 m ²	Herstellerangabe
BB-Emitterfläche	S_1	5.0645E-4 m ²	Herstellerangabe
Abbildungsfaktor	$F'_{S_1-da_2}$	5.44 / m ² (Mittel aus 5.43 / m ² und 5.45 / m ²)	Berechnung

⁶ Der Variationskoeffizient ist die Division aus arithmetischen Mittel und Standardabweichung.

Die spezifische Ausstrahlung eines Hohlraumstrahlers mit der Temperatur T_e [K] in eine Umgebung mit der Temperatur T_u [K] ist berechenbar und proportional der Planck'schen Strahlungsformel [45, S. 7]⁷:

$$M_\lambda(T_e, \lambda) = M_{b\lambda}(T_e, \lambda) - M_{b\lambda}(T_u, \lambda) \quad [\text{W/m}^3] \quad (5-16)$$

mit

$$M_{b\lambda}(T, \lambda) = \varepsilon_b(T, \lambda) \frac{2\pi hc_0^2}{n^2 \lambda^5 \left[e^{\frac{hc_0}{n\lambda kT}} - 1 \right]} \quad (5-17)$$

und den Konstanten $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ (Planck'sche Konstante), $k = 1.3807 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ (Boltzmann-Konstante) und $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ (Vakuum-Lichtgeschwindigkeit). Diese Formel gilt, wenn der Brechungsindex n konstant und nicht von der Wellenlänge λ abhängt [45, S. 8]. Für Luft gilt in guter Näherung $n \cong 1$. Für einen idealen schwarzen Körper ist der Emissionsgrad $\varepsilon_b(T, \lambda)$ gleich eins, während für kommerzielle Hohlraumstrahler der Wert nahe bei eins liegt. Genau genommen ist der Emissionsgrad nicht konstant, sondern auch von der Temperatur des Hohlraumstrahlers abhängig, was hier aber vernachlässigt wird.

Der teilweise unbekannte Verlauf der relativen spektralen Detektorempfindlichkeit $\gamma_d(\lambda)$ ist nun derart zu interpolieren, dass unter den einzuhaltenden Randbedingungen die Emissionsmessung mit den über die Detektorgleichung berechneten Werten möglichst gut übereinstimmt. Hierzu wird gemäß der Herstellerangabe eine Fortsetzung bis hinab zu $0.8 \mu\text{m}$ und hinauf zu $13.5 \mu\text{m}$ angesetzt (Bild 5-10). Für den unteren Wellenlängenbereich wird im Wesentlichen die Steigung der Kurve bei $7.2 \mu\text{m}$ bis zur Wellenlänge $6 \mu\text{m}$ fortgesetzt und dann eine Verbindung bis zu $0.8 \mu\text{m}$ gezogen. Für den oberen Bereich erfolgt eine lineare Fortsetzung bis zu $13.5 \mu\text{m}$.

⁷ Die Wien'sche Näherung sollte für die Kalibrierungsmethode nicht verwendet werden, da sich die nichtlineare Kennlinie der totalen spezifischen Ausstrahlung über der Temperatur im langwelligeren Bereich zwischen $4 - 13 \mu\text{m}$ gegenüber Planck schon deutlich verschiebt. So beträgt der Fehler bei 400°C ca. 6% und bei 800°C schon ca. 15%.

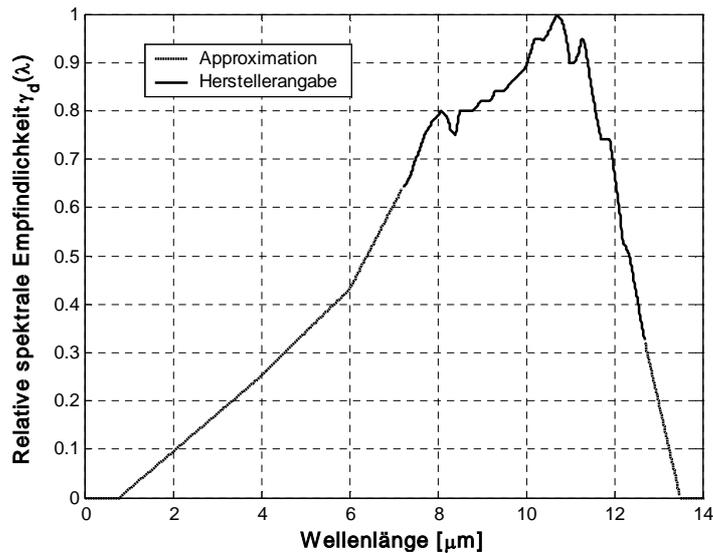


Bild 5-10: Relative spektrale Empfindlichkeit des verwendeten HgCdTe-Detektors. Nachgezeichnet aus Datenblatt mit Interpolation der Nebenäste.

Bild 5-11 zeigt den berechneten Emissionsverlauf mit der durchgeführten Interpolation nach Bild 5-10 für einen Temperaturbereich von 100 – 990 °C im Vergleich zu den gemittelten Emissionsmessungen, sowie den jeweils absoluten Fehler, wobei der gemittelte Messwert als „wahrer Wert“ betrachtet wird. Für die Berechnung wurde ein konstanter Emissionsgrad von $\varepsilon_b = 0.995$ und eine Umgebungstemperatur von $T_u = 24^\circ\text{C}$ angesetzt.

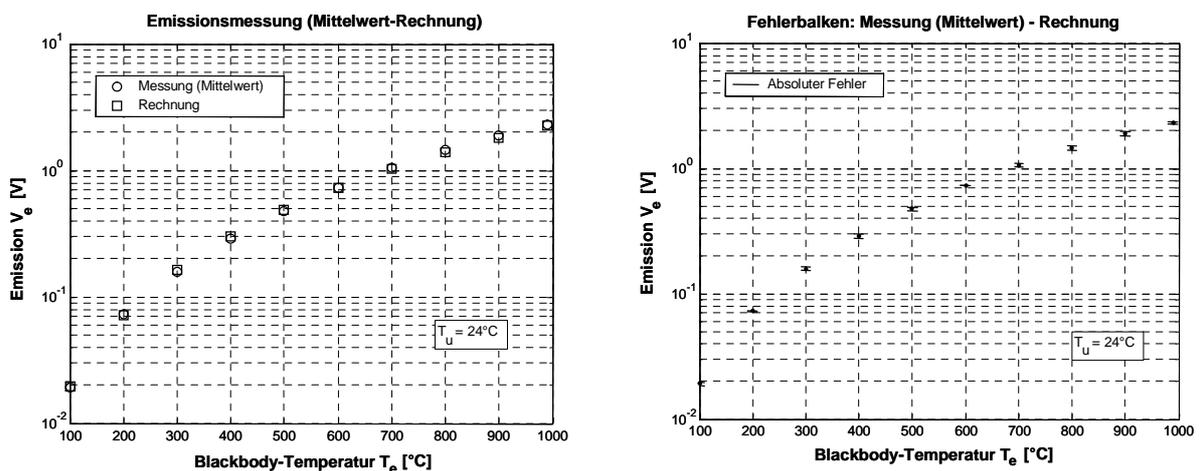


Bild 5-11: Berechneter Emissionsverlauf mit Interpolation im Vergleich zu den Messungen (Mittelwert).

Im Ergebnis ist der relative Fehler zwischen gemessener Emission (Mittelwert) und Rechnung für alle betrachteten Temperaturen kleiner gleich 4%. Aus dem Mittelwert der gemessenen Emission soll nun die zugehörige Temperatur des Emitters mit Hilfe der interpolierten spektralen Detektorempfindlichkeit

berechnet und mit den eingestellten Blackbody Temperaturen verglichen werden. Hierzu ist die Gleichung (6-15) mit (6-16) und (6-17) nach der Temperatur T_e aufzulösen. Dies ist nur numerisch über eine Nullstellenbestimmung der algebraischen Funktion

$$f(T_e) = G K_d A_d S_1 F'_{s_1-da_2} (x = y = z = 0) \int_0^{\infty} \gamma_d(\lambda) M_\lambda(T_e, \lambda) d\lambda - V_e(T_e) = 0 \quad (5-18)$$

möglich. Bild 5-12 zeigt den Vergleich zwischen eingestellter Blackbody Temperatur (wahrer Wert) und der aus den Emissionsmessungen berechneten Temperatur bei Verwendung des interpolierten Verlaufs der spektralen Detektorempfindlichkeit.

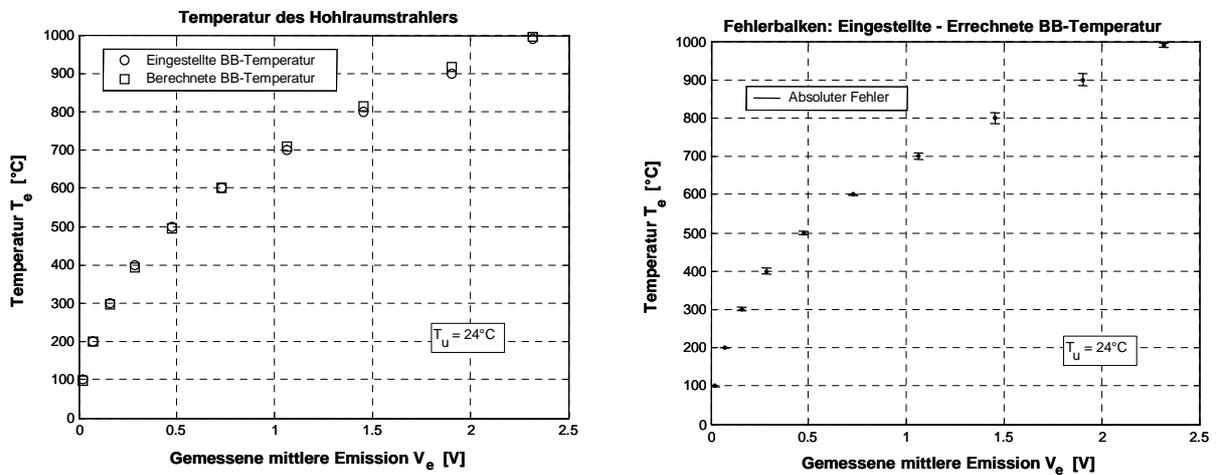


Bild 5-12: Gerechnete Emittertemperaturen aus den gemessenen Emissionsspannungen und Vergleich mit der eingestellten (wahren) BB-Temperatur.

Der relative Fehler bei Verwendung des approximierten Verlaufes von $\gamma_D(\lambda)$ ist kleiner gleich 2% für alle eingestellten Temperaturen von 100 – 990°C. Damit ist der Fehler im Bereich der vom Hersteller CI-Systems angegebenen Genauigkeit für die Einstellung der BB-Temperatur von 2.5%.

5.4.1.3 Ergebnis

Die Untersuchung hatte den Zweck, den nicht vollständig vom Hersteller angegebenen Verlauf der relativen spektralen Detektorempfindlichkeit $\gamma_D(\lambda)$ zu approximieren. Das hierfür angewandte Verfahren basiert auf Lösen der Detektorgleichung bei Verwendung eines Referenzhohlraumstrahlers mit berechenbarer spezifischer Ausstrahlung, wobei die Rekonstruktion auf absoluten Messwerten beruht.

Der relative Fehler bei der Rückrechnung auf die Strahlertemperatur liegt in einem Bereich kleiner gleich 2% für einen Temperaturbereich von 100°C bis ca. 1000°C. Dieser Wert liegt bereits innerhalb der von CI-Systemen angegebenen Genauigkeit von 2.5% für die einstellbare Hohlraumtemperatur.

5.4.2 Kalibrierung der EED-Optik mit Hohlraumstrahler

Für die Strahlfokussierung wird eine einzelne Ge-Planarkonvexlinse mit Anti-Reflexcoating (AR) in den Strahlengang eingefügt, deren Eigenschaften in Tabelle 5-3 gegeben sind:

Tabelle 5-3: Geometriedaten der Ge-Linse.

Material	Ge, AR 6 – 14 μm , Plankonvex
Durchmesser	16 mm
Krümmungsradius	30.48 mm
Dicke	2.51 mm
Brennweite	10 mm

Zum Zwecke der Kalibrierung wird zunächst anstelle des EED-Prüflings ein Hohlraumstrahler mit bekannter Ausstrahlung als Emitter verwendet und die berechnete Emission mit der Messung verglichen. Durch Einfügen der Linse müssen neben der spektralen Detektorempfindlichkeit zwei weitere wellenlängenabhängige Parameter, die Brechzahl $n(\lambda)$ und die Transmission $\tau(\lambda)$ der Linse in der Detektorgleichung berücksichtigt werden (Bild 5-13).

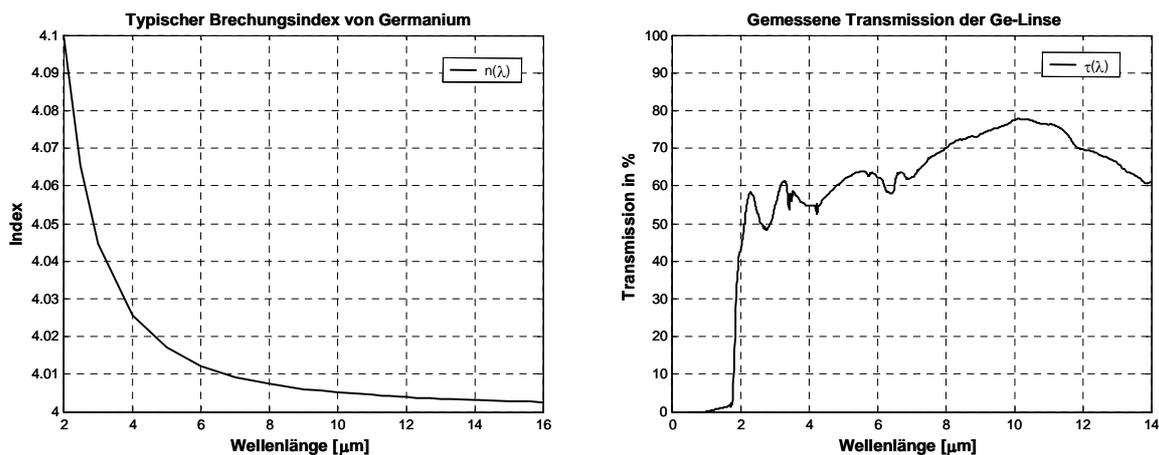


Bild 5-13: Brechungsindex von Germanium und Transmission der eingesetzten Ge-Linse mit AR-Beschichtung 6 – 14 μm .

Für die Berechnung der Emission wird wieder die Detektorgleichung (5-6) verwendet:

$$V_e(T_e) = G K_d S_1 \int_0^{\infty} \gamma_d(\lambda) \tau(\lambda) F_{S_1-S_2}(\lambda) M_\lambda(T_e, \lambda) d\lambda \quad (5-19)$$

Der Abbildungsfaktor $F_{S_1-S_2}(\lambda)$ wurde für die in Bild 5-14 angegebene Geometrie mit dem numerischen Programm SOLSTIS für unterschiedliche λ berechnet. Für jede Wellenlänge λ wurde die Brechzahl der Linse entsprechend Bild 5-13 eingestellt. Der Abstand a wurde groß genug gewählt, so dass der Detektor bis zur maximalen Emittertemperatur von ca. 1000°C nicht in Sättigung gerät.

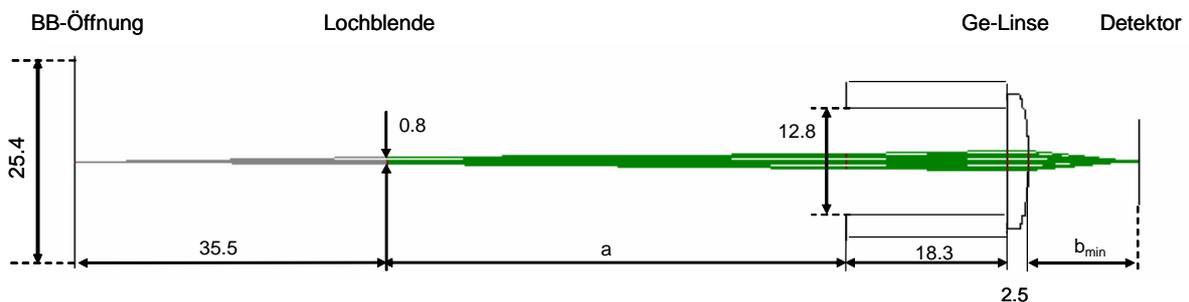


Bild 5-14: Geometrie zur Detektor-Referenzmessung mit Linse.

Während man den Abstand Blende – Linse relativ gut ausmessen kann, ist der Abstand Linse – Detektor mit Unsicherheiten behaftet. Der kleinste einstellbare Abstand setzt sich aus dem Abstand Detektor – Fenster von 10.8 +/- 0.2 mm und einem zusätzlich konstruktionsbedingten Abstand von 1.7 +/- 0.1 mm zusammen, welches ein $b_{min} = 12.5 +/- 0.3$ mm ergibt. Um sowohl den minimalen Abstand, als auch die Linsenparameter zu überprüfen, wurden zwei unabhängige Messreihen auf einer optischen Bank durchgeführt mit den in Tabelle 5-4 aufgeführten Abständen.

Tabelle 5-4: Abstände für den Kalibrierbau mit Linse.

Abstand [mm]	Messung 1	Messung 2
a	52.1	61.9
b_{min}	12.5 +/- 0.3	12.5 +/- 0.3

Die wellenlängenabhängigen Abbildungsfaktoren wurden für unterschiedliche b_{min} innerhalb der angegebenen Toleranz simuliert und die daraus berechnete Emission mit den Messwerten verglichen. Die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation ergab für Messung 1 ein $b_{min} = 12.66$ mm und für Messung 2 ein nahezu identisches $b_{min} = 12.70$ mm. Die hierfür berechneten Abbildungsfaktoren sind in Tabelle 5-5 angegeben.

Tabelle 5-5: Simulierte Abbildungsfaktoren mit SOLSTIS für die Geometrie nach Bild 5-14.

λ [μm]	2	3	4	6	10	13
$F_{S_1-S_2}$ (Messung 1)	2.49×10^{-7}	3.47×10^{-7}	3.87×10^{-7}	4.26×10^{-7}	4.44×10^{-7}	4.48×10^{-7}
$F_{S_1-S_2}$ (Messung 2)	1.28×10^{-7}	1.66×10^{-7}	2.07×10^{-7}	2.33×10^{-7}	2.36×10^{-7}	2.38×10^{-7}

Bild 5-15 links zeigt den Vergleich der gemessenen bzw. berechneten Emissionswerte für die beiden Messreihen. Der eingetragene Fehlerbalken bezieht sich nicht auf die Messung, sondern auf die berechneten Werte. Grund hierfür sind Toleranzen bei den simulierten Abbildungsfaktoren mit SOLSTIS, da die Genauigkeit von der Anzahl der berechneten Strahlen abhängt, deren Aussendung statistisch erfolgt. Für die durchgeführten Simulationen wurden jeweils 50 Millionen Strahlen berechnet und als Ergebnis der Mittelwert aus jeweils zwei gleichartigen Simulationsläufen gebildet. Die Abweichung vom Mittelwert zum simulierten Maximal- bzw. Minimalwert kann in einigen Fällen bis zu 4% betragen, welche in das Diagramm eingetragen worden ist. Der Grund für den etwas hohen Wert liegt daran, dass sich der Detektor nicht im Fokus befindet und deshalb noch viele Strahlen neben der Detektorfläche auftreffen. Der Auftreffpunkt ist somit stärker vom Emissionspunkt und der zufällig gewählten Emissionsrichtung abhängig, als bei stark fokussierenden Anordnungen. Grundsätzlich kann die Konvergenz mit zunehmender Anzahl von berechneten Strahlen minimiert werden, was aber zu langen Rechenzeiten führt. Aus der gemessenen Emission lässt sich wiederum durch Nullstellenbestimmung der Funktion

$$f(T_e) = G K_d S_1 \int_0^{\infty} \gamma_d(\lambda) \tau(\lambda) F_{S_1-S_2}(\lambda) M_\lambda(T_e, \lambda) d\lambda - V_e(T_e) = 0 \quad (5-20)$$

die Emittertemperatur berechnen und mit der eingestellten Blackbody-Temperatur vergleichen (Bild 5-15 rechts). Alle Messwerte liegen innerhalb der berechneten Fehlertoleranz. Zusätzlich muss man berücksichtigen, dass die Messung selbst toleranzbehaftet ist. Die Ungenauigkeiten resultieren unter anderem aus Fehlern bei der Temperaturregelung des Hohlraumstrahlers von maximal 2.5%, Messgerädetoleranzen und Justagefehlern. Um den Gesamtfehler einordnen zu können, wurde die Messung partiell wiederholt mit dem Ergebnis einer maximalen Abweichung von 3%.

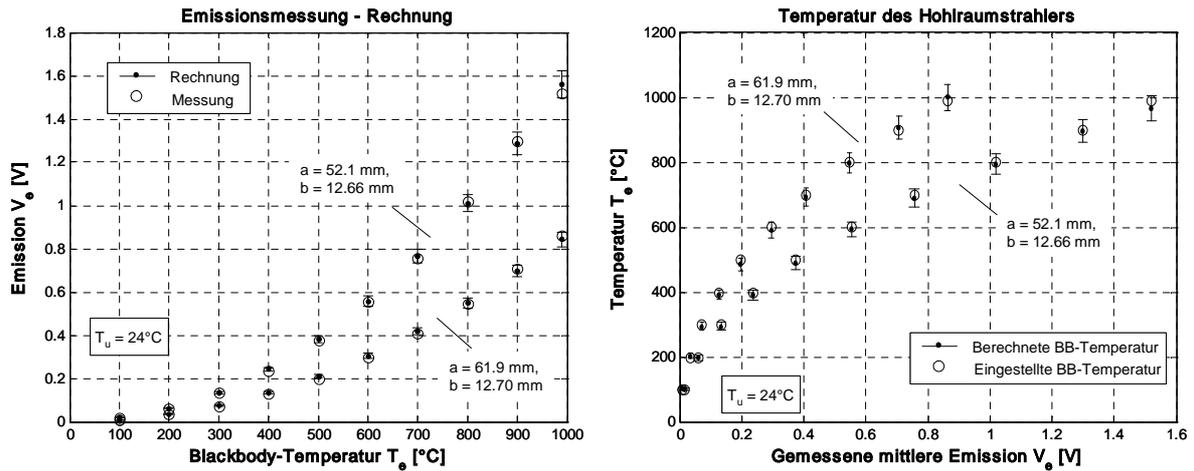


Bild 5-15: Kalibrierung der EED-Optik: Vergleich Messung und Rechnung.

Als Ergebnis bleibt festzuhalten, dass die eingestellten Temperaturen des Hohlraumstrahlers mit dem Detektorsystem innerhalb einer Genauigkeit von 4% angegeben werden können. Die Genauigkeit lässt sich vermutlich durch eine exaktere Berechnung des für den jeweiligen Aufbau gültigen Abbildungsfaktors verbessern. Auf der anderen Seite können die Messungen mit dem verwendeten Messaufbau auch nur mit einer Genauigkeit von ca. 3% angegeben werden, so dass für eine gesteigerte Genauigkeitsanforderung nicht nur die Berechnung, sondern auch die Messgenauigkeit bei der Kalibrierung verbessert werden muss.

5.4.3 Kalibrierung von EED-Draht mit Optik

Anstelle des Hohlraumstrahlers wird nun der eigentliche EED-Prüfling als Emitter betrachtet. Als strahlende Fläche wird ein Halbzylinder von 0.8 mm Länge und 8 μm Durchmesser angenommen, dessen Längsachse senkrecht zur optischen Achse ausgerichtet ist. Die Strahlfokussierung erfolgt über die im vorherigen Abschnitt betrachtete EED-Optik (Bild 5-16). Die Abstände a und b sind beim realen System in gewissen Bereichen mechanisch einstellbar, mit der Einschränkung $a > 0 \text{ mm}$ und $b > 12.7 \text{ mm}$. Die Positionierung des Prüflings sollte derart erfolgen, dass der Abbildungsfaktor und damit der absorbierte Strahlungsfluss auf den Detektor maximal werden. Bestimmt man z.B. die Entfernungen über die bekannte Linsenschleifergleichung ($a = 23.2 \text{ mm}$ und $b = 13.2 \text{ mm}$), dann wird der Draht zwar vollständig und scharf auf dem Detektor abgebildet, aber man nutzt nur einen Bruchteil der Detektorfläche als Empfangselement aus. Eine Verringerung von a führt zu einer unschärferen, aber insgesamt verbreiterten Abbildung. Obwohl nicht mehr die gesamte Drahtlänge auf den Detektor abgebildet werden kann, wird insgesamt mehr Leistung vom Detektor absorbiert. Im Rahmen einer numerisch durchgeführten Optimierung, wurden die Parameter $a = 1.1 \text{ mm}$ und $b = 18.5 \text{ mm}$ ermittelt.

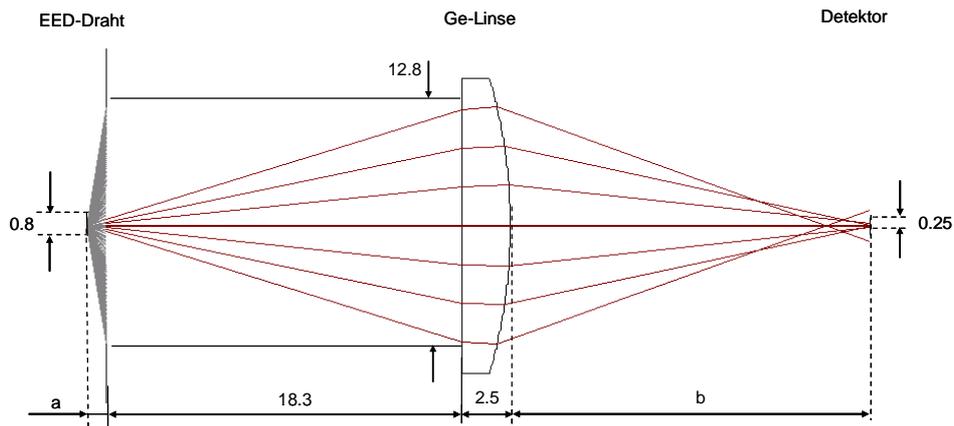


Bild 5-16: Geometrie von EED-Draht mit Optik und Detektor ($a = 1.1 \text{ mm}$, $b = 18.5 \text{ mm}$).

Bild 5-17 zeigt die Verteilung des differentiellen Abbildungsfaktors auf der Detektoroberfläche. Im linken Bild errechnet sich für die „scharfe“ Abbildung ein Abbildungsfaktor von ca. 3×10^{-3} , während man für die leistungsoptimierte Abbildung (rechtes Bild) einen Abbildungsfaktor von 11.7×10^{-3} erhält. Die Simulation wurde mit SOLSTIS für einen Brechungsindex $n = 4.008$ durchgeführt, wobei die spezifische Ausstrahlung des Drahtes in der Simulation als ortsunabhängig vorgegeben wurde.

Wie im rechten Bild ersichtlich, wird nur ca. ein Drittel des Drahtes auf dem Detektor abgebildet. Mit einer asphärisch gekrümmten Linse könnte man den Betrag zu einem gewissen Anteil auf die Detektorfläche lenken. Eine Leistungssteigerung von 200 – 300% wären theoretisch möglich, obwohl realistisch gesehen etwa 100% machbar erscheinen.

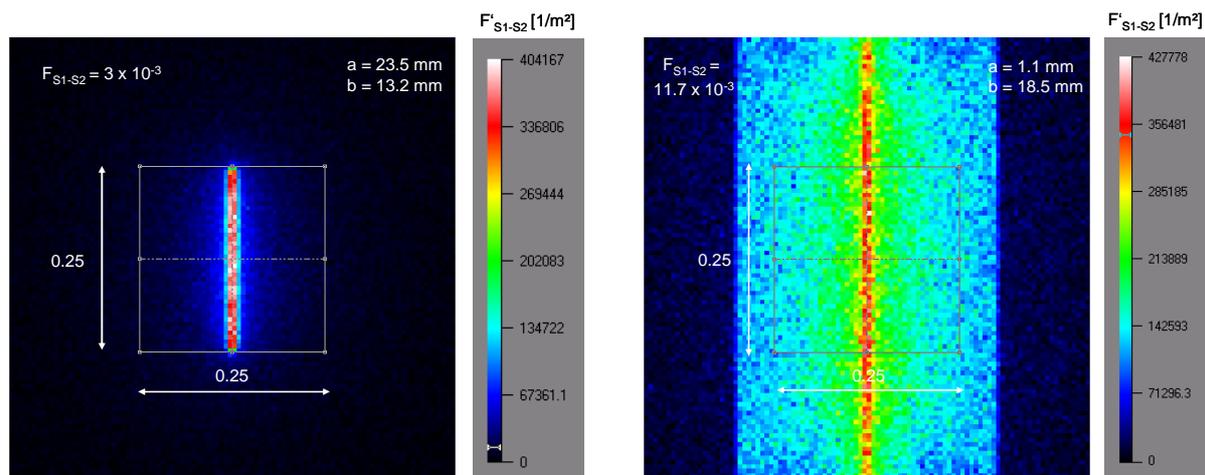


Bild 5-17: Differentieller Abbildungsfaktor $[1/m^2]$ auf der Detektorempfangsfläche für eine „scharfe“ (links) und eine leistungsoptimierte Abbildung (rechts).

Der Abbildungsfaktor wurde für unterschiedliche Wellenlängen und damit unterschiedliche Linsenbrechzahlen n berechnet (Tabelle 5-6).

Tabelle 5-6: Abbildungsfaktor in Abhängigkeit der Wellenlänge

λ [μm]	2	3	4	6	8	10	13	16
$n(\lambda)$	4.095	4.045	4.027	4.012	4.008	4.005	4.004	4.003
$F_{S_1-S_2} \times 10^{-3}$	9.6	12.3	12.0	11.7	11.7	11.6	11.6	11.5

Vergleich mit Messung:

Die Verteilung der Bestrahlungsstärke wurde durch Verschieben des EED-Prüflings in x-Richtung (quer zum Draht) und y-Richtung (längs des Drahtes) ermittelt. Die Messung dient dazu, den Hardwareaufbau mit der Simulation abzugleichen. Die Verschiebung des Prüflings in x-Richtung zeigt praktisch eine identische Strahlungsverteilung wie die Simulation, während die Verteilung in y-Richtung nur bis zu einer Prüflingsverschiebung bis 0.2 mm übereinstimmt. Grund für die Abweichung bei größeren Auslenkungen dürfte sein, dass zunehmend der im Vergleich zum Drahtdurchmesser viel größere Anschlusskontakt in das Gesichtsfeld des Detektors tritt, dessen Temperatur zwar deutlich kleiner als die Drahttemperatur, aber eben nicht Umgebungstemperatur ist. Der Anschlusskontakt wurde in der Simulation nicht berücksichtigt.

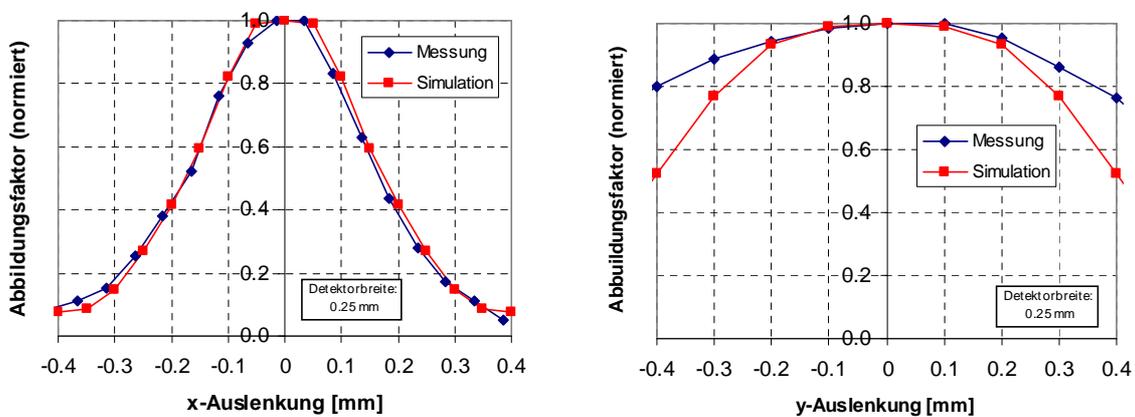


Bild 5-18: Verteilung des Abbildungsfaktors bei Verschieben des Prüflings in x- und y-Richtung.

Unter der Voraussetzung, dass die Drahttemperatur entlang des Drahtes konstant ist, gilt wieder die Detektorgleichung:

$$V_e(T_e) = G K_d S_1 \int_0^{\infty} \gamma_d(\lambda) \tau(\lambda) F_{S_1-S_2}(\lambda) M_\lambda(T_e, \lambda) d\lambda \quad (5-21)$$

mit der Fläche des Halbzylinders $S_1 = \pi r_D l_D$. Die vorausgesetzte Konstanz der Drahttemperatur ist allerdings nur für kurze Pulsbreiten während des Aufheizvorgangs näherungsweise erfüllt. Für örtlich nicht konstante Temperaturverteilungen ist der Abbildungsfaktor im Allgemeinen eine Funktion der dann ortsabhängigen spezifischen Ausstrahlung und die beiden Terme $F_{S_1-S_2}(\lambda)$ und $M_\lambda(T_e, \lambda)$ lassen sich nicht mehr trennen (siehe [45, S.135]). Im vorliegenden Fall wird auf dem Detektor jedoch nur der Mittenbereich des Drahtes abgebildet. Hier ist die örtliche Temperaturänderung weit weniger ausgeprägt als an den Rändern, so dass die konstante Emittertemperatur T_e als eine über den relevanten Drahtabschnitt herrschende mittlere Temperatur aufgefasst werden mag. Aus dem Temperaturmodell lässt sich zeigen, dass im Grenzfall des stationären Gleichgewichts die örtliche Abweichung im relevanten Drahtabschnitt gerade einmal 2% bezogen auf die Drahtmittentemperatur beträgt. Insoweit liegt praktisch Konstanz für alle Betriebszustände und nicht nur beim schnellen Aufheizen vor, so dass die Gleichung in guter Näherung verwendet werden kann.

Eine Variation der Drahtlänge l_D innerhalb seiner Toleranz wirkt sich auf die Bestrahlungsstärke und damit auf die Emission V_e nicht aus, da nur der Mittenbereich auf den Detektor abgebildet wird. Der Abbildungsfaktor wird damit um den gleichen Betrag größer bzw. kleiner wie l_D steigt oder fällt. Es ist daher ausreichend, den Abbildungsfaktor für eine einzige Drahtlänge zu berechnen und diese in S_1 zu verwenden. Unabhängig von der tatsächlichen Drahtlänge ist immer $l_D = l_{D0} = 0.8 \text{ mm}$ zu setzen, da nur für diese Länge der berechnete Abbildungsfaktor $F_{S_1-S_2}(\lambda)$ gilt.

Eine Variation des Drahtradius r_D innerhalb seiner Toleranz ändert wiederum den Abbildungsfaktor nicht. Die Bestrahlungsstärke steigt proportional zum Drahtdurchmesser und damit zu seiner Oberfläche, so dass $F_{S_1-S_2}(\lambda)$ konstant bleibt. In S_1 ist daher der tatsächliche Wert von r_D einzusetzen. Dieser ist aber nur durch Vermessen des Prüflings unter dem Rasterelektronenmikroskop mit besserer Genauigkeit als die vorgegebene Drahttoleranz von $\pm 7.5\%$ bestimmbar. Abgesehen davon, dass die Vermessung für jeden Prüfling sehr aufwendig ist, ist die erforderliche Genauigkeit praktisch nur durch einen Querschliff erreichbar, was den Draht zerstören würde. Im Folgenden wird daher immer mit einem Radius von $r_D = 4 \text{ }\mu\text{m}$ gerechnet und die Unsicherheit im Drahtdurchmesser im Rahmen einer Fehlerabschätzung berücksichtigt.

Die Emittertemperatur T_e erhält man wieder durch Lösen der algebraischen Gleichung:

$$f(T_e) = G K_d l_{D0} r_D \pi \int_0^{\infty} \varepsilon_{NiCr}(T_e, \lambda) \gamma_d(\lambda) \tau(\lambda) F_{S_1-S_2}(\lambda) M_\lambda(T_e, \lambda) d\lambda - V_e(T_e) = 0, \quad (5-22)$$

mit $M_\lambda(T_e, \lambda)$ entsprechend (5-16), wobei $\varepsilon_b(T, \lambda) = 1$ zu setzen ist. Für die spezifische Ausstrahlung des Drahtes wird angenommen, dass sie nach Planck verteilt ist. Der Emissionsgrad für die verwendete NiCr 8020-Legierung sei mit $\varepsilon_{NiCr}(T_e, \lambda)$ bezeichnet und ist allgemein von der Emittertemperatur, der Wellenlänge, sowie von der Material- und Oberflächenbeschaffenheit abhängig. Aus tabellierten Emissionsgraden von Nickel und Chrom liegt der Emissionsgrad von NiCr 8020 zwischen 0.17 bis 0.32 im Bereich 50°C bis 1000°C. Er wird linear interpoliert, mit

$$\varepsilon_{NiCr}(T_e) = \bar{\varepsilon}_{NiCr}(T_e) = 1.58 \times 10^{-4} / ^\circ C \times T_e [^\circ C] + 0.162 \quad (5-23)$$

Eine Abhängigkeit von der Wellenlänge wird nicht berücksichtigt. Damit sind alle Unbekannten bestimmt, so dass die Funktion $V_e(T_e)$ berechnet werden kann. Diese ist in Bild 5-19 im Groß- und Kleinsignalbetrieb für verschiedene Drahtdurchmesser dargestellt. Eine Variation von 10% bewirkt ca. 5% Variation in der Temperatur. Als Approximation wurde für beide Bereiche eine polynomische Trendlinie für den Drahtdurchmesser $D_D = 8 \mu m$ angegeben.

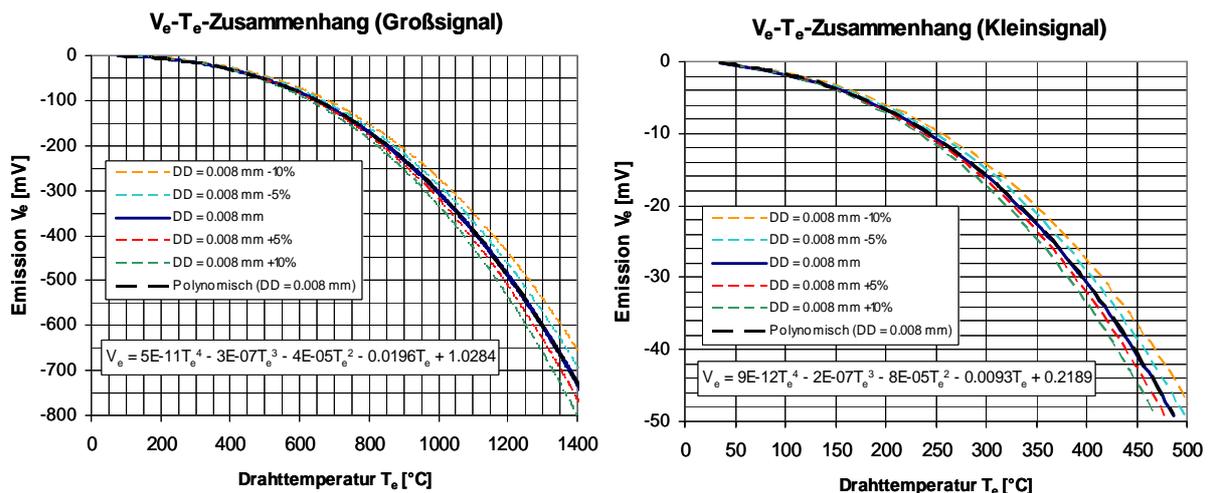


Bild 5-19: $V_e(T_e)$ -Funktion als Ergebnis aus der Detektorgleichung im Groß- und Kleinsignalbetrieb.

Vergleich mit Temperaturmodell:

Ein statischer Vergleich mit den Puls- und DC-Messungen nach Bild 5-5 und Bild 5-6 gibt einen ersten Überblick über die sich einstellende Temperatur bei den No-Fire-Schwellwerten.

Bei den Pulsmessungen wurde am LWL-Ausgang bei $W_{NF-Puls}$ eine Spannung V_e_LWL zwischen -110 mV bis -220 mV gemessen. Diese ist mit dem Faktor $G_3 = 5$ zu dividieren, um die Emission V_e zu erhalten (siehe Bild 5-2). D.h. die Emission V_e liegt zwischen -22 mV bis -44 mV entsprechend einer Drahttemperatur von 340°C bis 465°C (siehe Bild 5-19). Der Mittelwert beträgt 402°C bei einem relativen Streuungsmaß von 15%. Die höhere Streuung wird offenbar nicht nur von unterschiedlichen Drahtdurchmessern, sondern auch von Justageungenauigkeiten hervorgerufen. Zum Vergleich ergab das Temperaturmodell nach Rosenthal eine Drahttemperatur von 420°C und das PDGL-Modell eine Temperatur von 380°C in guter Übereinstimmung mit der IR-Messmethode.

Bei den DC-Messungen wurde am LWL-Ausgang bei I_{NF-DC} eine Spannung V_e_LWL zwischen -500 mV bis -1200 mV gemessen. D.h. die Emission V_e liegt zwischen -100 mV bis -240 mV entsprechend einer Drahttemperatur von 650°C bis 840°C. Der Mittelwert beträgt 745°C bei einem relativen Streuungsmaß von ca. 15%. Zum Vergleich ergab das PDGL-Temperaturmodell eine Drahttemperatur von 800°C ebenfalls in akzeptabler Übereinstimmung mit der IR-Messmethode.

Es sei angemerkt, dass die beschriebene IR-Messmethode eine lineare Interpolation des Emissionsgrades verwendet. In der Realität ist dies nur näherungsweise erfüllt.

5.4.4 Temperaturkalibrierung durch Auswerten des Phasensprungs

Das im Folgenden vorgestellte Verfahren zur Bestimmung der Drahttemperatur nutzt die Möglichkeit, dass der Draht relativ einfach zum Schmelzen gebracht werden kann und damit eine Zuordnung zwischen Emission und Schmelztemperatur ermöglicht. Der dabei auftretende Phasensprung vom festen in den flüssigen Aggregatzustand ist durch einen Knick im Temperaturverlauf charakterisiert, der in dem Emissionssignal eindeutig beobachtet werden kann. Hier wird die zugeführte elektrische Energie zu einem Großteil in Schmelzwärme und nur geringfügig in Temperatur umgewandelt. Aus dem Phasendiagramm von NiCr ist erkennbar (Bild 5-20), dass bei einer 80% Ni und 20% Cr Legierung nur ein einziger Phasensprung auftritt. Die Soliduslinie liegt bei ca. 1380°C und die Liquiduslinie bei 1450°C.

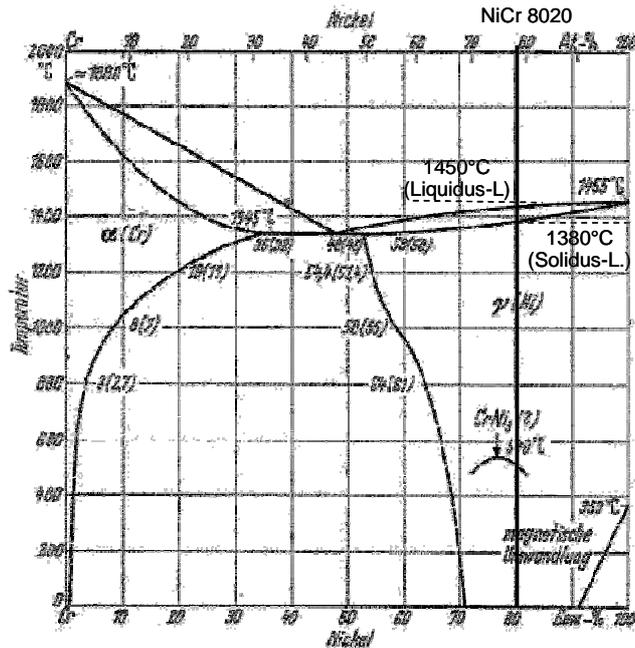


Bild 5-20: Zustandsdiagramm Ni-Cr [63].

Wird außerdem die Energie bis zum Phasensprung in genügend kurzer Zeit zugeführt, kann man aufgrund der adiabatischen Aufheizung annehmen, dass die Temperatur in Näherung linear bis zum Beginn des Phasensprungs ansteigt. Die spezifische Wärmekapazität wird in dieser Näherung als temperaturunabhängig betrachtet. Damit ist eine quantitative Zuordnung zwischen Drahttemperatur und Emission möglich. Der Vorteil bei dem Verfahren ist, dass die Temperatur direkt aus dem Emissionssignal und nicht durch eine andere (fehlerbehaftete) Messgröße gewonnen wird.

Bild 5-21 zeigt als Beispiel den gemessenen Emissionsverlauf an zwei unterschiedlichen Polkörpern. Der Phasensprung setzt in Abhängigkeit der zugeführten Leistung nach $t_s = 7.4$ bzw. bis $28.4 \mu s$ ein. Ausgewertet wird immer die Emission an der Soliduslinie $V_{e,S}$, die in den dargestellten Messkurven bei -470 mV bzw. -520 mV liegt. Die Emission an der Soliduslinie ist trotz gleicher Drahttemperatur $T_s = 1380^\circ C$ aufgrund zwei wesentlicher Einflussfaktoren nicht konstant: Zum einen ist der Drahtdurchmesser der Prüflinge toleranzbedingt unterschiedlich. Der zweite wesentliche Einflussfaktor sind Justageungenauigkeiten bei der Positionierung des Prüflings vor der Linse. Aufgrund des Signalrauschens kann die Emission nur auf etwa ± 2 mV genau bestimmt werden. Um den Draht nicht zu beschädigen, wird die Justierung bei einer Emission von -20 mV durchgeführt, was etwa $300^\circ C$ entspricht. Somit ergibt sich eine Justageungenauigkeit von ca. $\pm 10\%$. Zusammen mit der Toleranz des Drahtdurchmessers ist zu erwarten, dass die Emission trotz gleicher Drahttemperatur um $\pm 20\%$ schwanken kann.

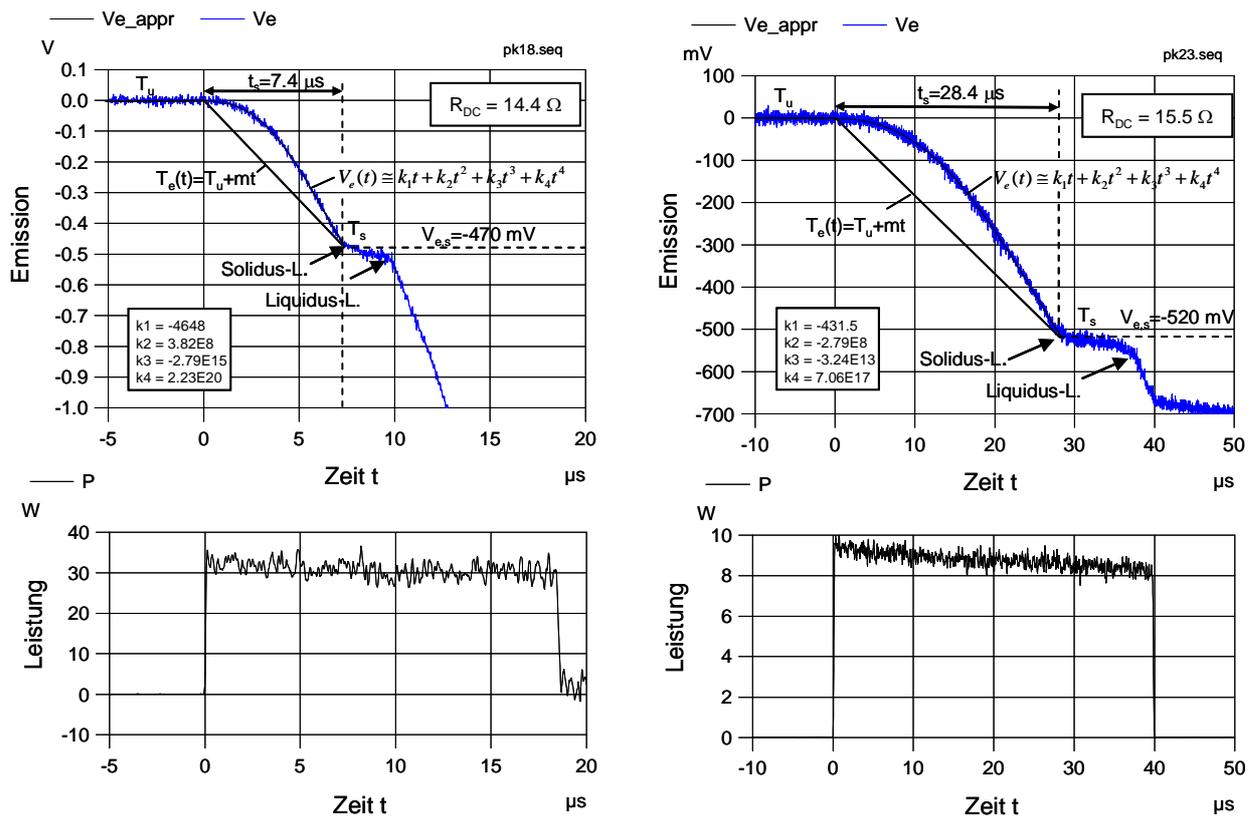


Bild 5-21: Zusammenhang von Emission und Temperatur im Großsignalbetrieb.

Um den Zusammenhang zwischen V_e und T_e zu erhalten, wird der Kurvenverlauf von $V_e(t)$ bis zum Zeitpunkt t_s durch ein Polynom 4. Ordnung approximiert:

$$V_e(t) \cong \sum_{n=1}^4 k_n t^n. \quad (5-24)$$

Für den Temperaturverlauf gilt zeitgleich der lineare Ansatz mit

$$T_e(t) = T_u + mt \quad (5-25)$$

und $T_u = 24^\circ\text{C}$. Der Koeffizient m ergibt sich aus der Bedingung $T_e(t_s) = T_s = 1380^\circ\text{C}$. Im Beispiel Bild 5-21 links ergibt sich ein $m = 1.83 \times 10^8 / ^\circ\text{C}$ und im Bild rechts ein $m = 4.77 \times 10^7 / ^\circ\text{C}$. Die Funktion $V_e(T_e)$ erhält man durch Auflösen der Temperaturgleichung nach t und mit Einsetzen in $V_e(t)$. Die beschriebene Vorgehensweise wurde an insgesamt 10 unterschiedlichen Prüflingen durchgeführt, um die Abweichung einschätzen zu können. Die gemessenen Emissionsspannungen zu Beginn des Phasensprungs sind in Tabelle 5-7 zusammenfassend gelistet.

Tabelle 5-7: Emissionsspannung $V_e = V_{e,S}$ beim Phasensprung.

PK Nr.	# 18	# 20	# 22	# 23	# 21	# 19	# 8	# 2	# 9	# 10
R_{DC} [Ω]	14.4	17.7	15.6	15.5	15.2	16.6	13.4	13.9	14.0	15.7
$V_{e,S}$ [mV]	-470	-412	-480	-520	-420	-516	-500	-600	-500	-506

Im Mittel wird bei einer Temperatur von 1380°C eine Emission von -492 mV gemessen. Die Standardabweichung beträgt 53 mV oder etwa 10%. Für jeden Polkörper wurde die Funktion $V_e(T_e)$ berechnet, die in Bild 5-22 für alle 10 Prüflinge dargestellt ist.

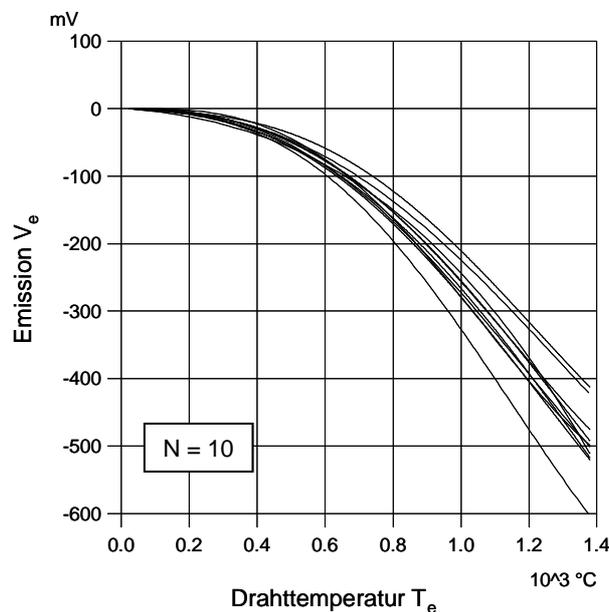


Bild 5-22: $V_e(T_e)$ -Verlauf im Großsignalbetrieb.

In Tabelle 5-8 ist die mittlere Drahttemperatur, die Standardabweichung und der relative Fehler der jeweiligen Emission zugeordnet. Um einen Vergleich mit den tabellierten Emissionsgraden zu erhalten, wurde die Emission und der zugehörige Temperaturwert in die algebraische Gleichung (5-22) eingesetzt und daraus der Emissionsgrad berechnet. Für den Drahtradius wurde der Wert $r_D = 4 \mu\text{m}$ gesetzt. Zusätzlich ist zum Vergleich der tabellierte, linearisierte Emissionsgrad nach (5-23) angegeben.

Tabelle 5-8: Emissionsgrad der NiCr 8020 Drahtbrücke für hohe Temperaturen (Polkörper DM1275 inert).

Emission V_e [mV]	Drahttemperatur			Emissionsgrad	
	$\mu(T_e)$ [°C]	$\sigma(T_e)$ [°C]	$\sigma(T_e) / \mu(T_e)$ Rel. Fehler	$\varepsilon_{NiCr}(\mu(T_e))$ Messung	$\bar{\varepsilon}_{NiCr}(T_e)$ Tabelle
-400	1229	74	± 6.0 %	0.274	0.365
-350	1148	66	± 5.7 %	0.275	0.343
-300	1066	62	± 5.8 %	0.275	0.330
-250	979	56	± 5.7 %	0.274	0.317
-200	885	49	± 5.5 %	0.272	0.302
-150	779	44	± 5.6 %	0.268	0.285
-100	657	38	± 5.8 %	0.257	0.266
-90	626	38	± 6.0 %	0.257	0.261
-80	595	37	± 6.2 %	0.254	0.256
-70	562	35	± 6.3 %	0.251	0.251
-60	527	34	± 6.5 %	0.247	0.245
-50	487	35	± 7.2 %	0.243	0.239

Es empfiehlt sich, den niedrigen Temperaturbereich kleiner 500°C in einem Kleinsignalbetrieb besser aufzulösen, da die Emissionswerte unterhalb -50 mV bei der Großsignalansteuerung stärker toleranzbehaftet sind. Dies ist erkennbar an dem mit sinkender Emission zunehmend steigenden relativen Fehler. Im Kleinsignalbetrieb wird der Polkörper lediglich auf eine Emission von -50 mV adiabatisch aufgeheizt. Der zugehörige Temperaturendwert kann aus Tabelle 5-8 entnommen werden und beträgt 487°C ± 35°C. Der $V_e(T_e)$ -Zusammenhang ergibt sich analog zu den beschriebenen Schmelzversuchen, nur dass der Temperaturendwert nicht fest, sondern toleranzbehaftet ist.

Für drei verschiedene Polkörper wurde die Funktion $V_e(T_e)$ berechnet und in Bild 5-23 dargestellt. Insgesamt ergeben sich 9 Kurven, da für jeden Polkörper drei unterschiedliche Endtemperaturen bei einer Emission von -50 mV angesetzt wurden (452°C, 487°C und 522°C). Alle neun Kurven werden als unabhängig betrachtet. Aus diesen werden der Mittelwert und die Standardabweichung für die Drahttemperatur als auch der Emissionsgrad berechnet (Tabelle 5-9).

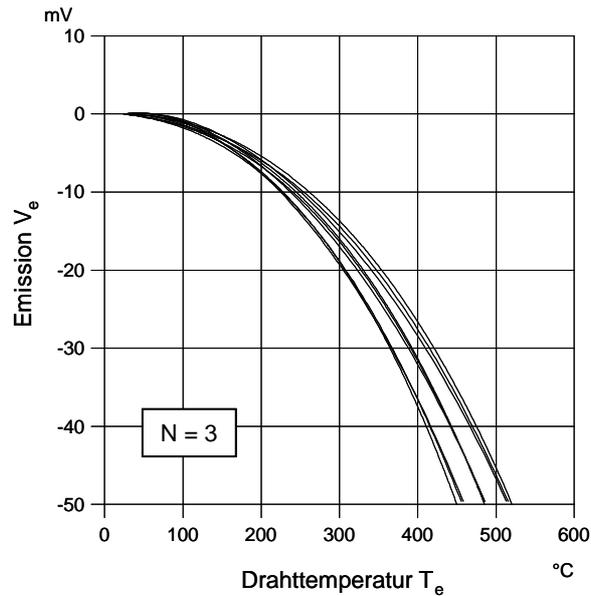


Bild 5-23: $V_e(T_e)$ -Verlauf im Kleinsignalbetrieb.

Tabelle 5-9: Emissionsgrad der NiCr 8020 Drahtbrücke für niedrige Temperaturen (Polkörper DM1275 inert).

Emission V_e [mV]	Drahttemperatur			Emissionsgrad	
	$\mu(T_e)$ [°C]	$\sigma(T_e)$ [°C]	$\sigma(T_e) / \mu(T_e)$ Rel. Fehler	$\varepsilon_{NiCr}(\mu(T_e))$ Messung	$\bar{\varepsilon}_{NiCr}(T_e)$ Tabelle
-45	464	26	± 5.6 %	0.245	0.235
-40	440	24	± 5.5 %	0.241	0.232
-35	415	23	± 5.5 %	0.238	0.228
-30	388	22	± 5.7 %	0.235	0.223
-25	358	20	± 5.6 %	0.231	0.223
-20	325	18	± 5.5 %	0.225	0.213
-15	285	17	± 5.8 %	0.220	0.207
-10	238	12	± 5.0 %	0.210	0.200
-8	214	11	± 5.1 %	0.206	0.196
-6	187	10	± 5.3 %	0.200	0.192
-4	154	8	± 5.2 %	0.191	0.186
-2	112	6	± 5.4 %	0.171	0.180

In Bild 5-24 sind die beiden Emissionsgrade für NiCr 8020 in Abhängigkeit der Drahttemperatur aufgetragen. Im Vergleich zur linearen Approximation aus den Tabelleneckpunkten flacht sich der gemessene Emissionsgrad mit zunehmender Temperatur ab. Dennoch sind beide Emissionsgrade bis 800°C in vergleichbarer Größenordnung mit einer Abweichung von maximal 10% zueinander.

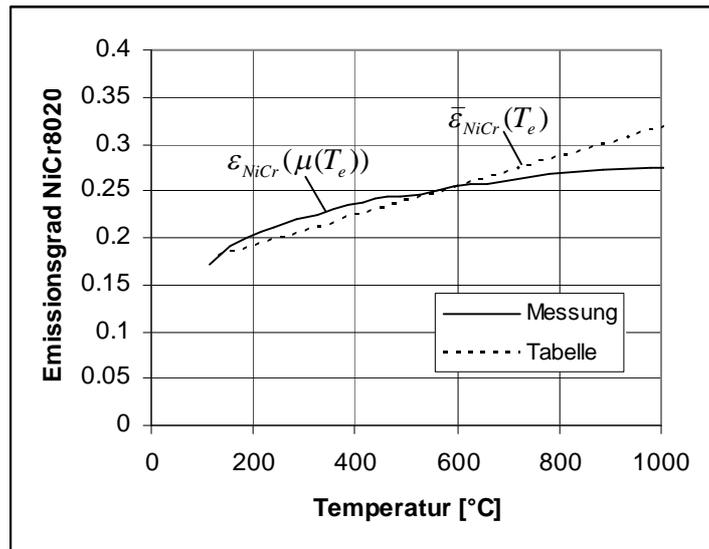


Bild 5-24: Emissionsgrad der NiCr 8020 Drahtbrücke des Polkörpers DM 1275 inert von 100°C – 1000°C.

Der durch Messung gewonnene Emissionsgrad mag durch ein Polynom 3. Ordnung interpoliert werden, mit

$$\varepsilon_{NiCr}(\mu(T_e)) = 7.96 \cdot 10^{-11} \times T_e^3 - 2.66 \cdot 10^{-7} \times T_e^2 + 3.10 \cdot 10^{-4} \times T_e + 0.149 \quad (5-26)$$

Setzt man diesen in die Detektorgleichung ein, ergibt sich ein $V_e(T_e)$ -Zusammenhang nach Bild 5-25, dargestellt bis 500°C.

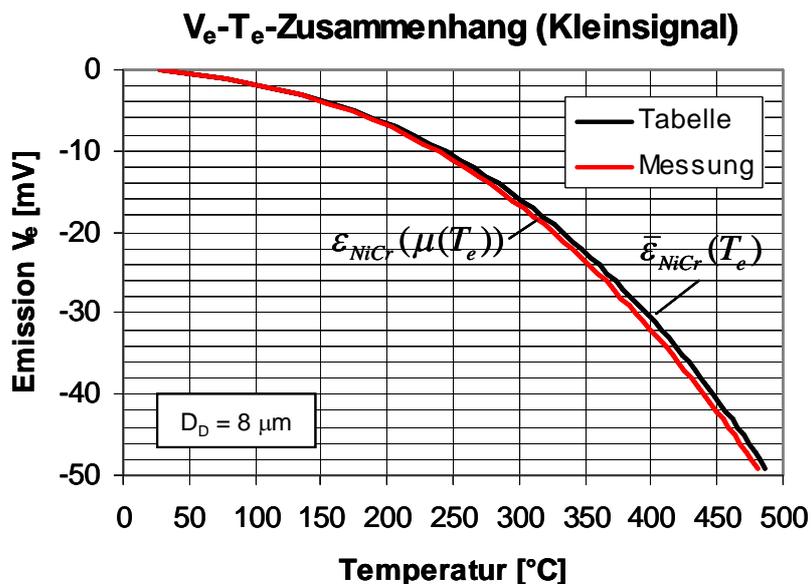


Bild 5-25: $V_e(T_e)$ -Funktion als Ergebnis aus der Detektorgleichung mit linearisiertem Emissionsgrad aus Tabelle bzw. gemessenem durch Detektion des Phasensprungs.

Zum Vergleich ist ebenfalls die $V_e(T_e)$ -Funktion mit dem tabelliertem, linearisierten Emissionsgrad nach Bild 5-19 eingezeichnet. Der Unterschied beider Kurven ist so gering, dass in guter Näherung immer mit dem linearisierten Emissionsgrad gerechnet werden kann.

5.5 Vergleich der Verfahren zur Temperaturbestimmung

Der folgende Abschnitt enthält einen Vergleich der beschriebenen Methoden zur Temperaturbestimmung (Bild 5-26). Hierzu wird einmal das Emissionssignal direkt ausgewertet und die Drahttemperatur nach (5-22) bestimmt. Die zweite Methode benutzt das Temperaturmodell über die allgemeine PDGL (4-21), in der als Messgröße der Drahtstrom eingeht. Sowohl die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Brückenwiderstandes als auch die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität und der Wärmeleitfähigkeit sind im Modell berücksichtigt. Die dritte Methode verwendet das Rosenthal-Modell nach (4-18) mit konstanten Koeffizienten nach Tabelle 4-3. Hier geht als Messgröße die gemessene elektrische Leistung ein, die aus dem Produkt Messstrom \times Messspannung gewonnen wird. Die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes braucht nicht extra im Modell beschrieben werden, da sie bereits in der Messgröße (Leistung) enthalten ist.

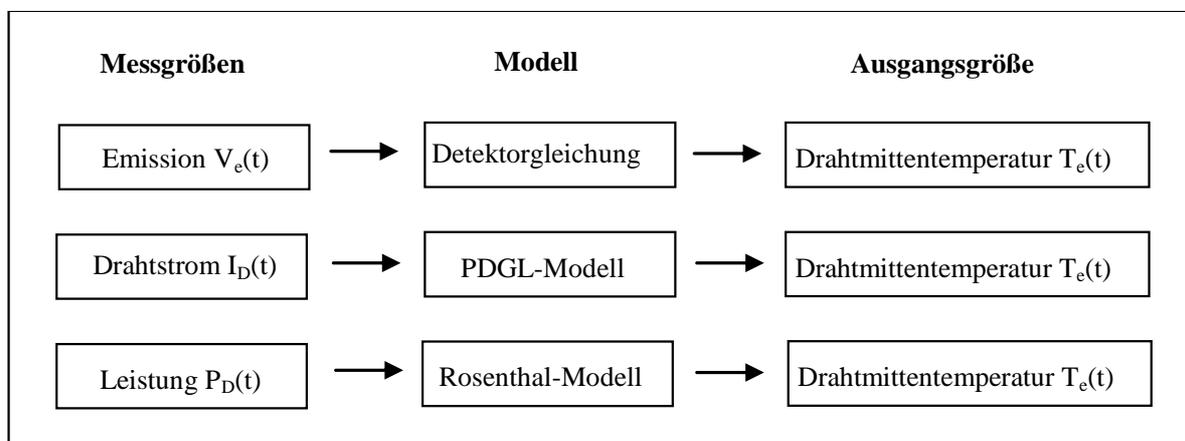


Bild 5-26: Vergleich der Temperaturverfahren.

Dargestellt sind im jeweils linken Bild die Messgrößen und im rechten Bild die berechnete zeitliche Temperaturentwicklung in der Drahtmitte für den Polkörper DM 1275 inert. Die Leistung wurde über einen selbstgebauten Pulsgenerator direkt eingespeist. Seine maximale Ausgangsleistung beträgt 2 kW bei einer minimalen Pulsbreite von 100 ns. Bild 5-27 zeigt zunächst die Temperatur bei Anregung mit dem DC-No-Fire Strom von 60 mA bis zum stationären Gleichgewicht.

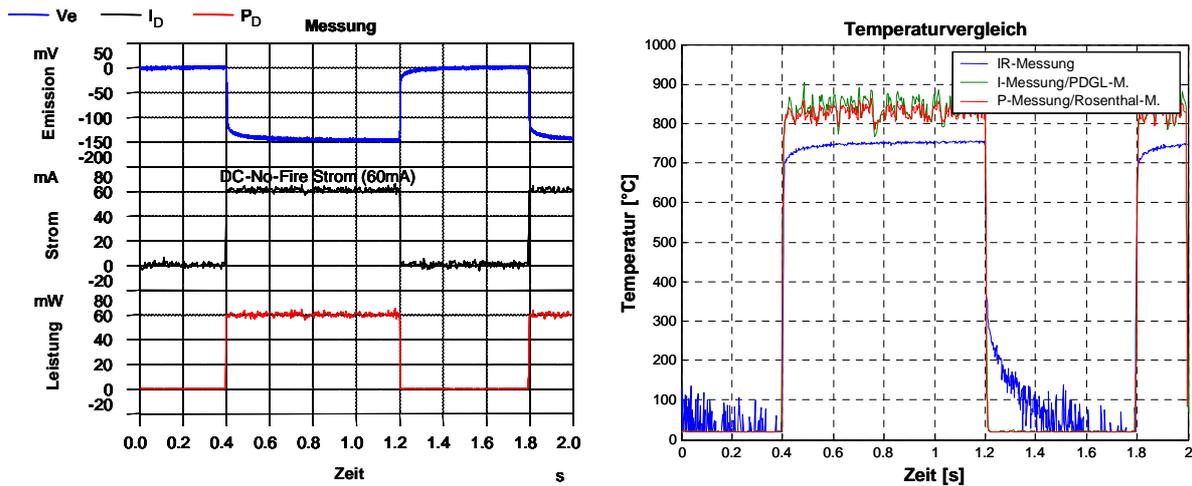


Bild 5-27: Temperaturvergleich bei quasi stationärer Anregung (DC-No-Fire Strom).

In Bild 5-27 fällt die Temperatur (IR-Messung) mit Abschalten der Stromanregung im betrachteten Zeitfenster von 200 ms / Kästchen zunächst steil von ca. 750°C bis auf etwa 300°C ab, verlangsamt dann ihren Abfall und erreicht die Umgebungstemperatur erst nach ca. 200 ms. Diese relativ lange Zeitkonstante ist mit großer Wahrscheinlichkeit nicht vom Draht selbst herrührend. Es wird vermutet, dass der zusätzliche Strahlungsanteil von der Polkörperkeramik herrührt. Unter Umständen erfährt sie während des Aufheizvorgangs durch Wärmestrahlung und losen Drahtkontakt eine Erwärmung. Diese verstärkt sich, wenn der Draht eine Zeitlang auf konstanter Temperatur gehalten wird, was sich durch den Temperaturanstieg von 700°C auf ca. 750°C bemerkbar macht. Nach Beendigung des Strompulses kühlt der Draht schnell ab, und übrig bleibt ein Nachleuchten der Polkörperkeramik. Die IR-Messung liefert eine etwas geringere Endtemperatur von 750°C im Vergleich zu etwa 830°C bei Verwendung der Temperaturmodelle.

In den übrigen Darstellungen (Bild 5-28 - Bild 5-31) wurde jeweils die No-Fire-Puls-Energie von 60 μ J für verschiedene Pulsbreiten (5 ms - 200 ns) eingespeist. Für Pulsbreiten kleiner 1 ms bleibt die Spitzentemperatur unabhängig von der Pulsbreite in etwa konstant und beträgt ca. 330°C – 370°C.

5.5 Vergleich der Verfahren zur Temperaturbestimmung

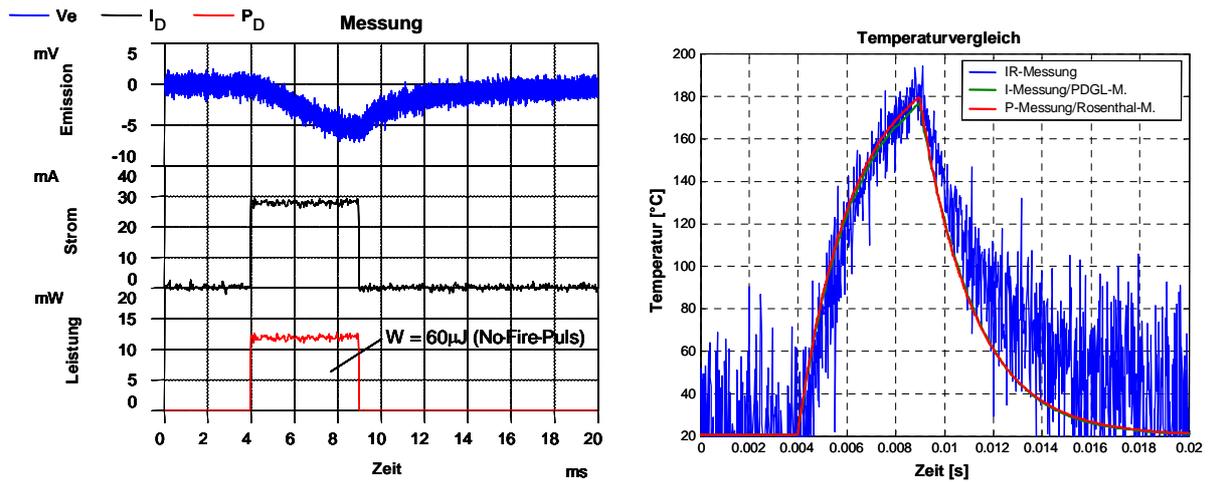


Bild 5-28: Temperaturvergleich bei einer Pulsbreite von 5 ms (No-Fire-Puls Energie).

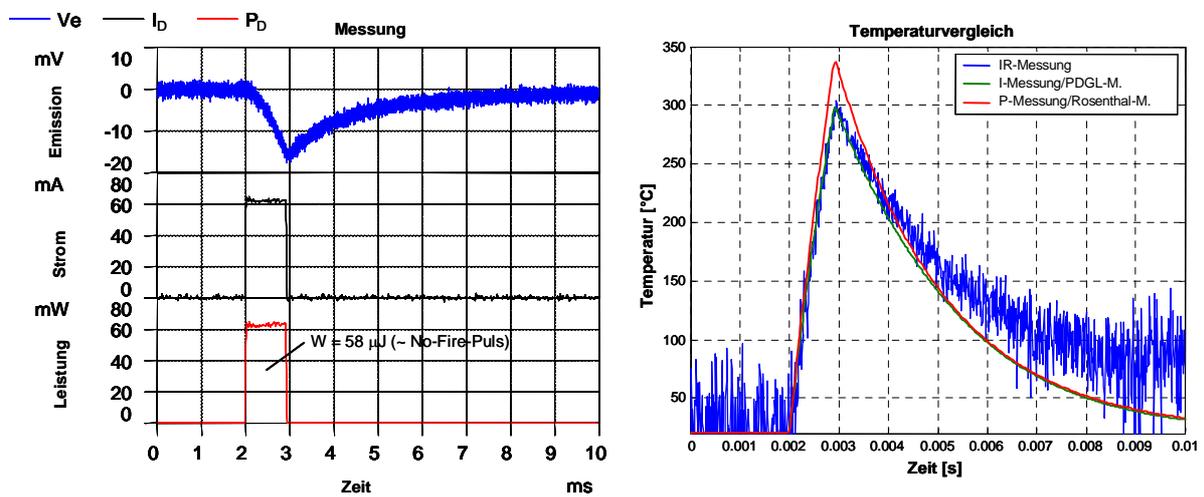


Bild 5-29: Temperaturvergleich bei einer Pulsbreite von 1 ms (No-Fire-Puls Energie).

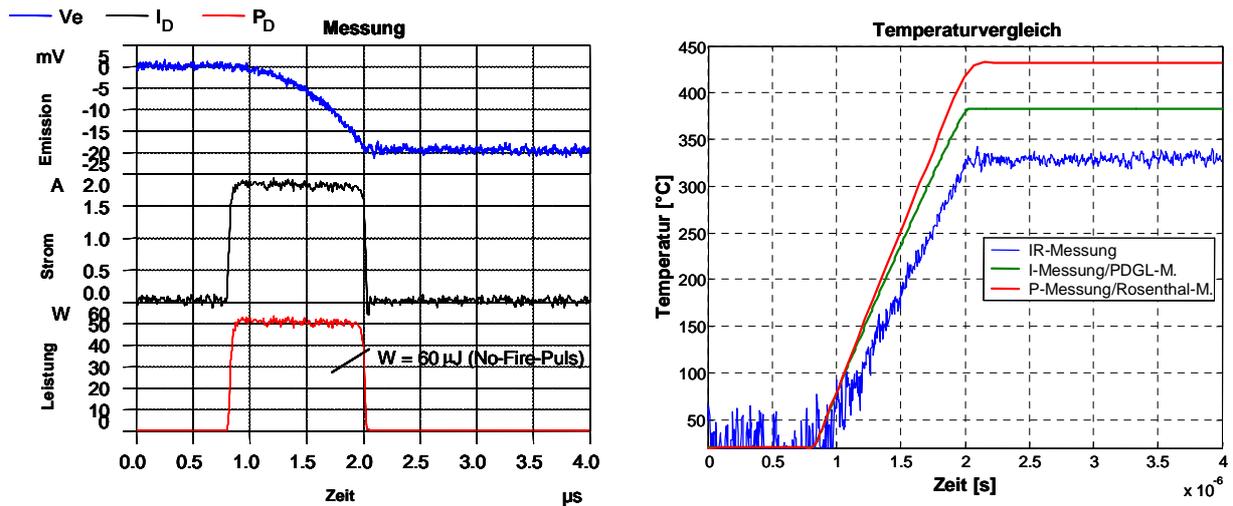


Bild 5-30: Temperaturvergleich bei einer Pulsbreite von 1 µs (No-Fire-Puls Energie).

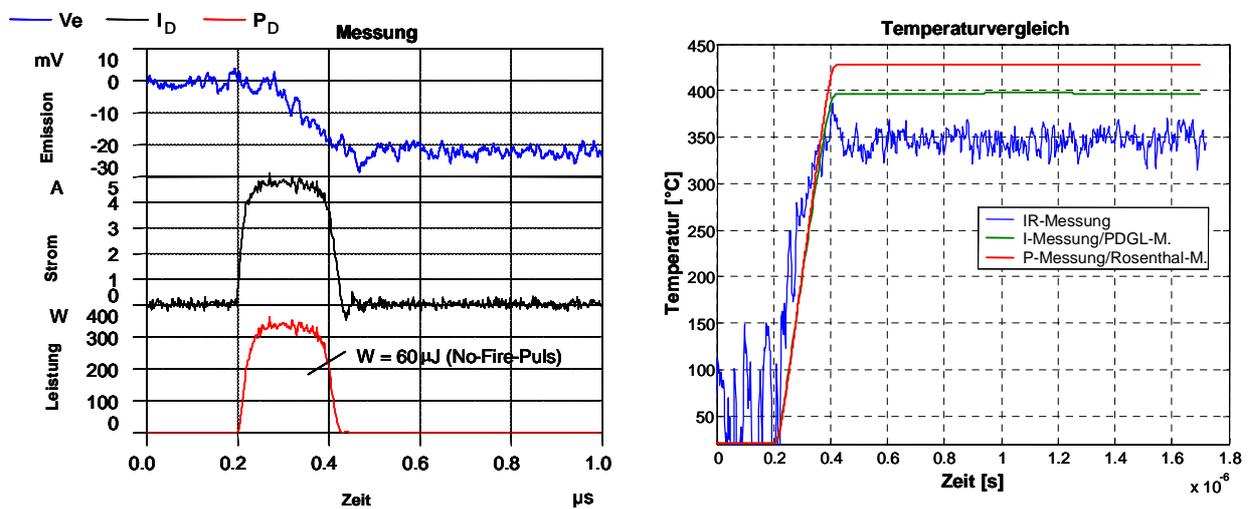


Bild 5-31: Temperaturvergleich bei einer Pulsbreite von 200 ns (No-Fire-Puls Energie).

Grundsätzlich ist bei allen drei Temperaturverfahren die zeitliche Entwicklung identisch. Die Abweichung in der Spitzentemperatur beträgt ca. 15% zwischen dem IR-Messverfahren und dem PDGL-Temperaturmodell mit Brückenstrom als Eingangsgröße. Das Rosenthal-Modell mit konstanten Koeffizienten liefert ohnehin etwas höhere Werte aufgrund Vernachlässigung der temperaturabhängigen thermischen Wärmekapazität. Die Toleranzen bei der IR-Methode rühren in erster Linie von der Variation des Drahtdurchmessers von Prüfling zu Prüfling und in Justageungenauigkeiten.

6 Breitbandige EED Leistungsmessung

6.1 Einleitung

Das übliche Verfahren zur Bestimmung der absorbierten Energie bei impulsförmigen Anregungen ist eine Strom- und/oder Spannungsmessung am EED. Käufliche Komponenten sind z.B. die Strom/Spannungsmesseinheit CAP-3 von EG&G (Bild 6-1). Sie erlaubt die simultane Messung von Strom und Spannung bis zu 2 kV (peak) und 20 A (peak). Nachteilig ist aber der relativ eingeschränkte Frequenzgang von 10 kHz – 200 MHz. Damit sind Antwortsignale von breitbandigen UWB / DS - Anregungen nicht mit hinreichender Genauigkeit zu messen. Aus diesem Grund wird eine eigene breitbandige Strom- und Spannungsmesseinheit bis 1.5 GHz entwickelt, so dass Anstiegszeiten bis ca. 300 ps gemessen werden können. Sie wird direkt auf die EED-Prüflingsaufnahme implementiert, um Fehlanpassungen und Verluste zu minimieren. Die Spannungsmessung wird über einen 30 dB – Widerstandsteiler realisiert. Für die Strommessung wurden zwei Verfahren untersucht. Die eine Methode basiert auf der Messung des magnetischen Nahfeldes dicht über der Streifenleitung mittels einer FUL26 Miniatur-Magnetfeldsonde vom FhG-INT Institut. Die zweite Methode beruht auf einem Stromteiler, wobei der Strom im Nebenzweig mittels einer CT6 Miniatur-Stromsonde von Tektronix gemessen wird. Der Vorteil der ersten Methode ist, dass die Messung berührungsfrei erfolgt und praktisch beliebig große Ströme gemessen werden können. Nachteilig ist, dass das Messsignal integriert und gegebenenfalls phasenkorrigiert werden muss. Bei der zweiten Methode ist die SONDENSPIGUNG direkt proportional zum zu messenden Strom, allerdings ist der Strom auf 6 A (peak) begrenzt. Um größere Ströme zu messen, könnte die Stromsonde CT1 bzw. CT2 von Tektronix benutzt werden, allerdings ist damit auch eine deutliche Reduktion der oberen Grenzfrequenz zu verzeichnen. Aus diesem Grund wird ein Stromteiler vorgeschlagen, der ein konstantes Teilverhältnis von 1:4.5 im Bereich 30 MHz bis 1.5 GHz aufweist. Die CT6 Stromsonde wird in den Nebenzweig eingefügt, so dass effektiv Ströme von 27 A (peak) gemessen werden können. Beim Einsatz der CT6 Stromsonde muss die Streifenleitung an einer Stelle unterbrochen werden. Dies führt zu einer kleinen Stosstelle, die jedoch bis zur Grenzfrequenz des Sensors von 2 GHz zu vernachlässigen ist. Beide Verfahren zur Strommessung werden in den beiden folgenden Abschnitten behandelt.



Bild 6-1: Strom/Spannungssensor CAP-3 von EG&G bis 200 MHz.

6.2 Aufbau der Strom- und Spannungsmesstechnik

Die beiden folgenden Abschnitte behandeln zwei Methoden für eine schnelle Strommessung. Letztlich wurde die Methode in 6.2.2 verwendet, unter anderem auch aufgrund der besseren Übertragungseigenschaften und der mechanischen Stabilität und Robustheit des CT6 Sensors.

6.2.1 Strommessung mit FUL26 Magnetfeldsensor

Der FUL26-Sensor (Hersteller: FHG-INT) repräsentiert eine geschirmte Schleifenantenne mit kleinem Innendurchmesser $D = 4$ mm, damit seine differenzierende Wirkung bis zu möglichst hohen Frequenzen aufrechterhalten wird. Die Schleife besitzt eine 3 dB-Grenzfrequenz von ca. 1.5 GHz und ist am vorderen Ende an der Stelle $z_0 = 7$ mm dicht oberhalb der MS-Leitung montiert (Bild 6-2). Für Kalibrierungszwecke ist sowohl der Ein-, als auch Ausgang der MS-Leitung mit einer SMA-Messbuchse versehen.

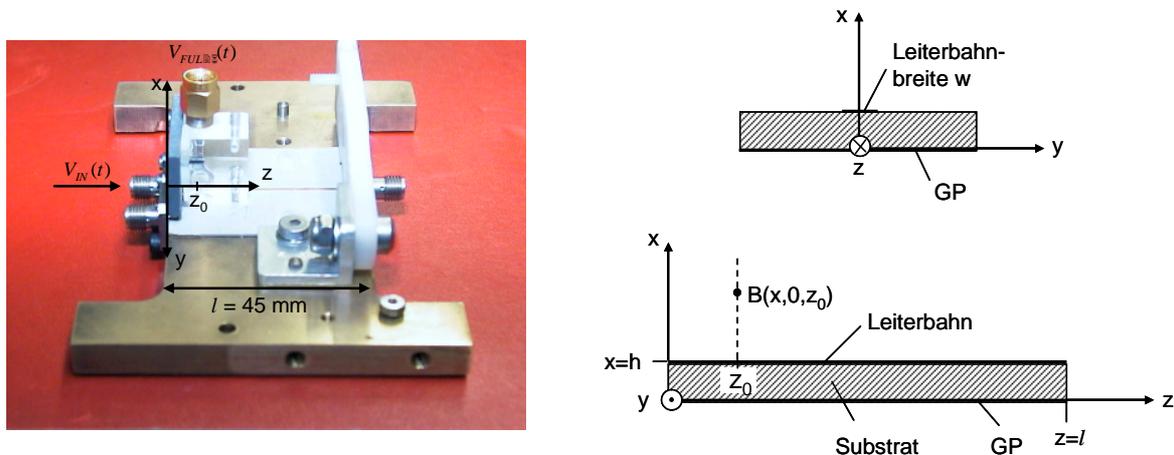


Bild 6-2: FUL26 Magnetfeldsensor auf der MS-Leitung.

Die Sondenspannung $V_{FUL26}(t)$ an der SMA-Messbuchse wird durch die zeitliche Änderung des durchdringenden magnetischen Flusses $\dot{\phi}(t - T_I)$, der Selbstinduktivität L_S und dem Lastwiderstand R_L bestimmt (Bild 6-3). Die Laufzeitverzögerung T_I wird durch die Leitungslänge verursacht, die die Schleife mit der SMA-Anschlussbuchse verbindet.

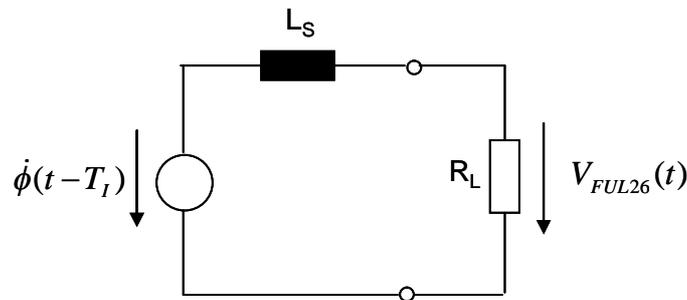


Bild 6-3: ESB des FUL26 Magnetfeldsensors mit angeschlossener Last.

Im Frequenzbereich gilt für die Sondenspannung:

$$V_{FUL26}(j\omega) = \frac{j\omega R_L \phi(j\omega)}{R_L + j\omega L_S} e^{-j\omega T_I}. \quad (6-1)$$

Im Nahfeld ist das Magnetfeld eines stromdurchflossenen Leiters näherungsweise proportional zum Leiterstrom, d.h. es gilt die quasistationäre Näherung des Biot-Savart-Gesetzes. Es lässt sich zeigen, dass aufgrund der geringen Bauhöhe im Wesentlichen nur das Stromfilament unterhalb des Sensors zum magnetischen Fluss beiträgt, so dass

$$\phi(j\omega) \approx GI(z_0, j\omega). \quad (6-2)$$

Mit Einführung der Zeitkonstanten

$$\tau = L_S / R_L \quad (6-3)$$

ergibt sich:

$$V_{FUL26}(j\omega) = G \frac{j\omega}{1 + j\omega\tau} e^{-j\omega T_I} I(z_0, j\omega). \quad (6-4)$$

Die Proportionalitätskonstante G wird ausschließlich von der Geometrie der Anordnung bestimmt und hängt von den Abmessungen der MS-Leitung, der

Sensorfläche und der Höhe des Sensors über der MS-Leitung ab. Der Strom $I(z_0, j\omega)$ auf der MS-Leitung sollte im Bereich der Sensorabmessungen näherungsweise konstant sein. Bei Anwendung der $\lambda/10$ -Regel ist dies für Frequenzen bis ca. 3.5 GHz erfüllt. Mittels der statischen Form des Biot-Savart-Gesetzes kann das von der MS-Leitung generierte B-Feld näherungsweise angegeben werden, womit sich der magnetische Fluss durch die Sensorfläche berechnen lässt und eine Abschätzung von G erlaubt. Die flächenhafte Stromverteilung $K(y)$ auf der Streifenleitung kann durch eine Summation von Chebyshev-Polynomen höherer Ordnung approximiert werden [64, S. 304], wobei im Folgenden nur der erste Summand berücksichtigt wird:

$$K(y) = F_1(y)I \quad [\text{A/m}] \quad (6-5)$$

mit

$$F_1(y) = \frac{1}{\pi \sqrt{\left(\frac{w}{2}\right)^2 - y^2}}. \quad (6-6)$$

Die Breite der Leiterbahn ist mit w bezeichnet. Setzt man die Stromverteilung in das Gesetz von Biot-Savart für flächenhafte Stromverteilungen ein [65, S. 198], ergibt sich für das B-Feld in der Leiterbahnmitte ($y=0$):

$$B_y(x, 0, z) = F_2(x, z)I \quad (6-7)$$

Die Geometriefunktion berechnet sich zu:

$$F_2(x, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-w/2}^{w/2} \left\{ F_1(y') x_m \left[\frac{z}{[x_m^2 + y'^2] \sqrt{z^2 + x_m^2 + y'^2}} - \frac{z-l}{[x_m^2 + y'^2] \sqrt{(z-l)^2 + x_m^2 + y'^2}} \right] + F_1(y') x_p \left[\frac{z}{[x_p^2 + y'^2] \sqrt{z^2 + x_p^2 + y'^2}} - \frac{z-l}{[x_p^2 + y'^2] \sqrt{(z-l)^2 + x_p^2 + y'^2}} \right] \right\} dy' \quad (6-8)$$

mit den Abkürzungen $x_m = x - h/2$, $x_p = x + h/2$, sowie der Substrathöhe h und der Leiterbahnlänge l . Das Integral ist nur numerisch zu lösen. Bild 6-4 zeigt das berechnete B-Feld im Vergleich mit einer numerischen FDTD-Feldsimulation für die Leitungsparameter w , h und l nach Tabelle 3-6 in Abhängigkeit der Höhe

x über der Groundplane an der Ortskoordinate $z = z_0$. Für den Leitungsstrom I wurde 1 A gesetzt.

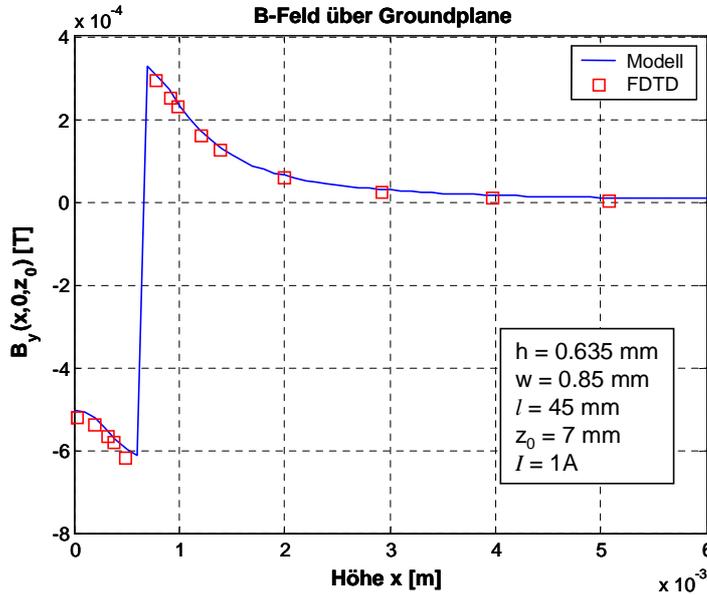


Bild 6-4: Magnetische Feldstärke in Abhängigkeit der Höhe über der Groundplane.

Die FDTD-Simulation liefert mit zunehmender Höhe x etwas kleinere Amplituden als das Modell, was möglicherweise auf die genäherte Stromverteilung zurückzuführen ist. Die Abhängigkeit von der z -Koordinate ist vernachlässigbar gering, sofern man sich nicht unmittelbar am Ende der MS-Leitung bewegt.

Der magnetische Fluss ergibt sich durch Integration über der Schleifenfläche A , mit

$$A := \begin{cases} -\sqrt{R^2 - (x - x_0)^2} < z < \sqrt{R^2 - (x - x_0)^2} \\ x_0 - R < x < x_0 + R \end{cases} . \quad (6-9)$$

Für die Mittelpunktshöhe der Schleife gilt $x_0 = h + 3\text{mm}$ mit Radius $R = 2\text{mm}$. Aus dem magnetischen Fluss

$$\phi(z_0) = GI \quad (6-10)$$

errechnet sich ein

$$G = \int_A F_2(x, z_0) da = 3.12 \times 10^{-10} \Omega s . \quad (6-11)$$

Kleine Abweichungen von x_0 und h können bei der geringen Sensorhöhe schon beträchtliche Änderungen in G hervorrufen. Daher ist eine messtechnische Validierung auf jeden Fall erforderlich. Für die Kalibrierung wird anstelle des EED-Prüflings am Ausgang eine SMA-Buchse befestigt, die mit dem Wellenwiderstand der MS-Leitung von $Z_C = R_L = 50 \Omega$ abgeschlossen wird. Damit wird der Strom auf der Leitung direkt proportional zur Eingangsspannung. Mittels eines VNWA lässt sich die Übertragungsfunktion zwischen FUL26-Sensorspannung und Eingangsspannung

$$H_{FUL26}(j\omega) = \frac{V_{FUL26}(j\omega)}{V_{IN}(j\omega)} \quad (6-12)$$

messtechnisch ermitteln. Der Strom an der Stelle z_0 ergibt sich aus der Eingangsspannung zu

$$I(z_0, j\omega) = \frac{1}{R_L} V_{IN}(j\omega) e^{-j\omega T_{z_0}}, \quad (6-13)$$

wobei T_{z_0} die Laufzeit der Leitungswelle von der SMA-Einspeisebuchse bis z_0 bezeichnet. Somit ergibt sich für die Übertragungsfunktion:

$$H_{FUL26}(j\omega) = \frac{G}{L_S} \frac{j\omega\tau}{1 + j\omega\tau} e^{-j\omega(T_I + T_{z_0})}. \quad (6-14)$$

Sie beschreibt einen Hochpass mit der 3 dB-Grenzfrequenz $\omega_g = R_L / L_S$. Für den Betrag und Phase gelten:

$$|H_{FUL26}(j\omega)| = \frac{G}{L_S} \frac{\omega^2 \tau^2}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (6-15)$$

$$\arg\{H_{FUL26}(j\omega)\} = \arctan \frac{1}{\omega\tau} - \omega(T_I + T_{z_0}). \quad (6-16)$$

Die Phase setzt sich somit aus einem nichtlinearen Term und einer linearen Laufzeitverzögerung zusammen. Laut Herstellerangaben beträgt die Grenzfrequenz ca. 1.5 GHz, woraus sich ein $L_S = 5.3 \text{ nH}$ und ein $\tau = 106 \text{ ps}$ errechnet. Die Proportionalitätskonstante G und die Laufzeitverzögerung $T_I + T_{z_0}$ werden so gewählt, dass eine möglichst gute Übereinstimmung mit der Messung erfolgt. In Bild 6-5 ist die gemessene und approximierte

Übertragungsfunktion $H_{FUL26}(j\omega)$ nach Betrag und Phase für ein $G = 0.35$ nH und $T_l + T_{z0} = 280$ ps bis 1 GHz dargestellt.

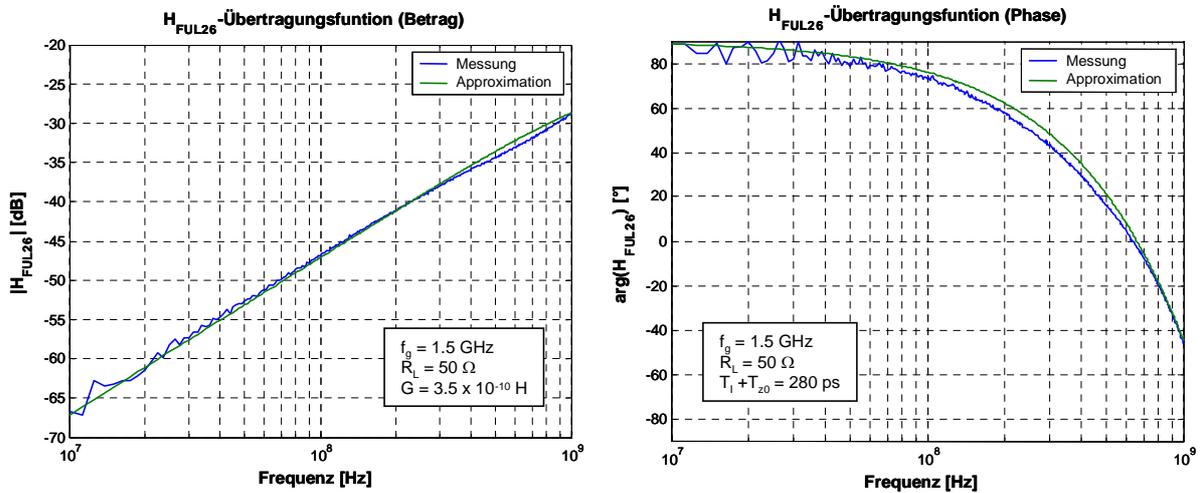


Bild 6-5: Gemessene und approximierte Übertragungsfunktion $H_{FUL26}(j\omega)$.

Der gesuchte Leitungsstrom an der Stelle $z = z_0$ ergibt sich aus der FUL-26 Sensorspannung zu:

$$I(z_0, j\omega) = \frac{L_S}{R_L G} \underbrace{\frac{1 + j\omega\tau}{j\omega\tau}}_{G_{FUL26}(j\omega)} e^{j\omega T_l} V_{FUL26}(j\omega). \quad (6-17)$$

Die Laufzeit T_l kann indirekt über die Laufzeit T_{z0} abgeschätzt werden. Die letztgenannte errechnet sich näherungsweise zu:

$$T_{z0} = \frac{l_{Stec\ ker}}{c_0} \sqrt{\varepsilon_{r,Stec\ ker}} + \frac{z_0}{c_0} \sqrt{\varepsilon_{r,eff}(0)}. \quad (6-18)$$

Die Länge des Einspeisesteckers beträgt $l_{Stec\ ker} = 11.5$ mm mit einer relativen DK von $\varepsilon_{r,Stec\ ker} = 2.1$. Die effektive relative DK der MS-Leitung beträgt $\varepsilon_{r,eff}(0) = 4.4$. Daraus errechnet sich ein $T_{z0} = 104$ ps und damit $T_l = 176$ ps. Die Übertragungsfunktion $G_{FUL26}(j\omega)$ hat den Charakter eines Leitwerts und gibt das Verhältnis von gemessener Sensorspannung zum Strom auf der Leitung an. Sie ist vom Betrag in Bild 6-6 zusammen mit einer Vergleichsmessung bei Verwendung eines CT-6 Stromsensors von Tektronix dargestellt, der für den Vergleich ebenfalls auf die Streifenleitung montiert wurde. Bei 500 MHz ist die Sensorspannung identisch zum gemessenen Strom. Die Abweichung liegt im betrachteten Bereich von 100 MHz – 1.5 GHz zwischen 1 - 2 dB.

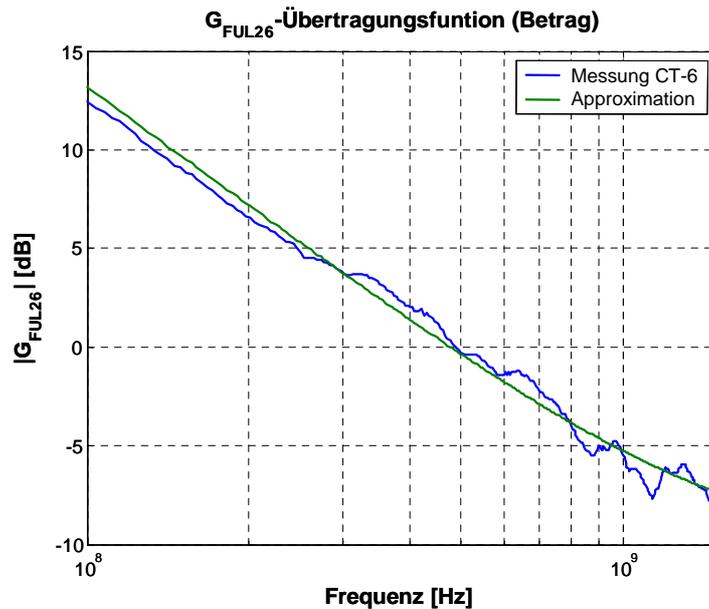


Bild 6-6: Vergleichsmessung Übertragungsfunktion $|G_{FUL26}(j\omega)|$.

Transformiert man den Strom in den Zeitbereich ergibt sich:

$$I(z_0, t) = \frac{\tau}{G} V_{FUL26}(t + T_1) + \frac{1}{G} \int_{-T_1}^t V_{FUL26}(\xi + T_1) d\xi. \quad (6-19)$$

Der zu verwendende Zeitbereichsfilter ist im Blockdiagramm Bild 6-7 dargestellt. Er korrigiert im Wesentlichen die nichtlineare Phase der FUL26-Hochpasscharakteristik.

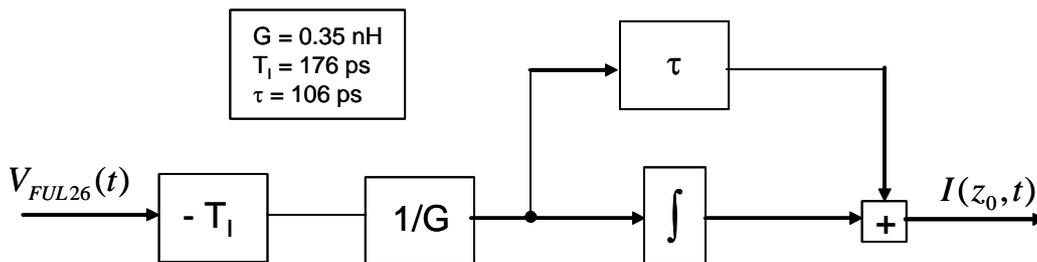


Bild 6-7: Zeitbereichsfilter zur Bestimmung des Leitungsstromes $I(z_0, t)$.

Für sehr niedrige Frequenzen, typischerweise 1/10 der Grenzfrequenz, wirkt der FUL26-Sensor nahezu ideal differenzierend, d.h. die Sensorspannung steigt proportional der Frequenz und die Phasenverschiebung zum Leitungsstrom ist konstant 90° . In dem Fall errechnet sich der Leitungsstrom durch einfache Integration:

$$I(z_0, t) = \frac{1}{G} \int_{-T_1}^t V_{FUL26}(\xi + T_1) d\xi \quad \text{für } f \ll f_g \quad (6-20)$$

Der gemessene Proportionalitätsfaktor $G=0.35$ nH ist in guter Übereinstimmung mit dem berechneten Wert von $G=0.31$ nH.

6.2.2 Strommessung mit CT6-Stromteiler

Die Strommessung auf der 50 Ohm MS-Leitung erfolgt mittels einer Miniatur AC-Stromsonde vom Typ CT6 (Tektronix). Die Vorteile dieses Sensors sind seine Schnelligkeit mit 200 ps Anstiegszeit und seine kleine Ausführung. Für die Installation des Sensors wird die MS-Leitung auf eine Länge von etwa 5 mm unterbrochen und durch einen dünnen Draht ersetzt. Der Draht wiederum wird durch die Öffnung des Sensors gefädelt und dann an beiden Enden mit der MS-Leitung verlötet. Bild 6-8 zeigt die Positionierung der CT6-Sonde auf der MS-Leitung gemäß [66].

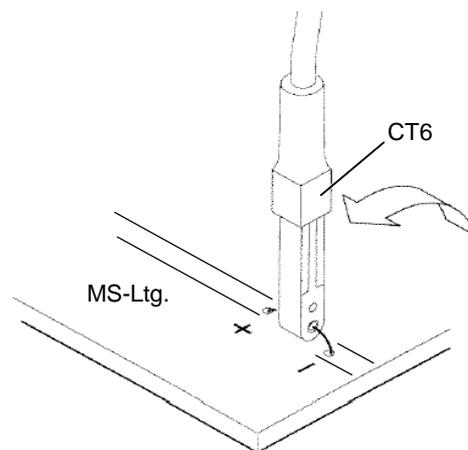
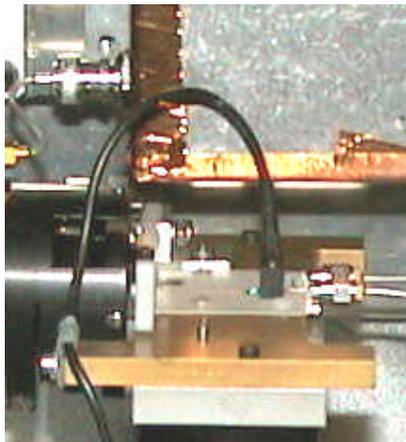


Bild 6-8: Positionierung der CT6-Stromsonde auf der MS-Leitung.

Das System Draht – Sensor bildet einen Transformator, der den Messstrom in eine Spannung konvertiert. Die prinzipielle Funktionsweise des CT6-Sensors sei durch ein vereinfachtes elektrisches ESB ohne Berücksichtigung von Streukapazitäten nach Bild 6-9 veranschaulicht. Hierbei bezeichnen L_S = Wicklungsinduktivität der Sonde, R_L = Lastwiderstand, $\dot{\phi}(t)$ = zeitliche Änderung des durchdringenden magnetischen Flusses und V_{CT6} = Sondenspannung (Messspannung).

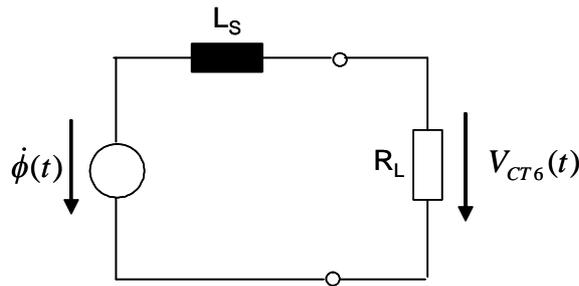


Bild 6-9: Elektrisches ESB des CT6-Stromsensors.

Im Frequenzbereich ergibt sich für die Sondenspannung nach dem ESB:

$$V_{CT6}(j\omega) = \frac{j\omega}{1 + j\omega\tau_{CT6}} \phi(j\omega) \quad (6-21)$$

mit der Zeitkonstanten

$$\tau_{CT6} = \frac{L_S}{R_L}. \quad (6-22)$$

Der durchdringende magnetische Fluss in der Spule $\phi(t)$ ist ohne Berücksichtigung von Streuinduktivitäten proportional zum Messstrom $i(t)$, der durch die Spule durchgeführt wird, so dass näherungsweise

$$\phi(j\omega) = M_{CT6} I(j\omega), \quad (6-23)$$

wobei M_{CT6} = Gegeninduktivität bezeichnet. Somit ergibt sich als Übertragungsfunktion:

$$H_{CT6}(j\omega) = \frac{V_{CT6}(j\omega)}{I(j\omega)} = \kappa_{CT6} \frac{j\omega\tau_{CT6}}{1 + j\omega\tau_{CT6}} \quad (6-24)$$

mit dem Sondenfaktor

$$\kappa_{CT6} = \frac{M_{CT6}}{\tau_{CT6}} \quad [\text{mV} / \text{mA}], \quad (6-25)$$

die einen Hochpass 1. Ordnung mit der Grenzfrequenz

$$\omega_g = \frac{1}{\tau_{CT6}} \quad (6-26)$$

beschreibt. Laut Herstellerangabe [66] beträgt der Sondenfaktor $\kappa_{CT6} = 5 \text{ mV/mA}$ innerhalb der 3 dB-Eckfrequenzen von 200 kHz – 2 GHz bei einem Lastwiderstand $R_L = 50 \Omega$.

Vergleich mit Messung:

Die Kalibrierung der Sonde erfolgt mittels einer vom Hersteller mitgelieferten 50-Ohm-Mikrostreifenleitung (Evaluation-Board), in die die Sonde wie oben beschrieben eingefügt wird. Die Leitung ist mit einem 50-Ohm SMD Widerstand abgeschlossen, so dass der Strom auf der Leitung ortsunabhängig wird. Gemäß den messtechnischen Vorgaben seitens des Herstellers wurde die auf 50 Ohm normierte Betragsfunktion $|H_{CT6}(j\omega)|/50\Omega$ mit einem Spektrumanalysator vermessen (Bild 6-10). Der Verlauf ist nahezu identisch wie die Messkurve im Datenblatt [66]. In einem Frequenzbereich von ca. 500 kHz – 1.25 GHz ist die Sensorempfindlichkeit nahezu konstant und beträgt $-20 \text{ dB} \pm 0.5 \text{ dB}$ oder $\kappa_{CT6} = 5 \text{ mV/mA} \pm 5\%$. Die Messungenauigkeit ist damit etwas höher als die Herstellerangabe von $\pm 3\%$. Ebenfalls in Bild 6-10 eingezeichnet ist ein Hochpass 1. Ordnung nach (7-24) mit der Zeitkonstanten $\tau_{CT6} = 1.2 \mu\text{s}$, der die Messkurve bis 1.25 GHz mit einer Abweichung von $\pm 0.5 \text{ dB}$ approximiert.

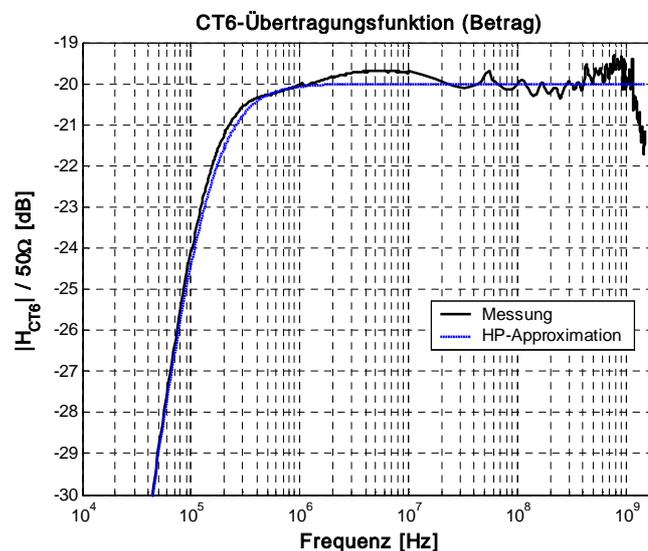


Bild 6-10: Gemessene CT6 Übertragungsfunktion (Betrag) bis 1.5 GHz.

Trotz der ausgezeichneten Frequenzeigenschaften der CT6 Stromsonde ist nachteilig, dass die maximale Sondenspannung V_{CT6} auf 30 V (peak) limitiert ist, was einem Spitzenstrom von lediglich 6 A entspricht. Damit ist ihr Einsatz zur Messung von induzierten Strömen in einem Umfeld hoher elektrischer Feldstärken nur bedingt möglich. Die nächst größeren Sonden CT1 und CT2

erlauben zwar einen höheren Spitzenstrom von 12 A bzw. 36 A, jedoch reduziert sich der nutzbare Frequenzbereich auf obere 3 dB-Grenzfrequenzen von 1 GHz bzw. 200 MHz. Die Verwendung dieser Sonden wird nicht weiter verfolgt, da man dann genauso gut die kombinierte EG&G Strom/Spannungseinheit CAP-3 hätte verwenden können. Stattdessen wurde ein Stromteiler entworfen, der in einem Frequenzbereich von ca. 50 MHz – 1.5 GHz einen nahezu konstanten Teilerfaktor aufweist. Die Konfiguration ist in Bild 6-11 skizziert. Parallel zum Drahtstück, welches die beiden offenen Enden der MS-Leitung verbindet und den Hauptzweig (HZ) repräsentiert, wurde eine kleine Drahtschleife von ca. 4 mm x 2 mm als Nebenzweig (NZ) verlegt, in dem die CT6 Sonde eingefügt wird. Die Stromaufteilung im Haupt- und Nebenzweig ist aufgrund der Belastung durch die CT6-Sonde nicht paritätisch.

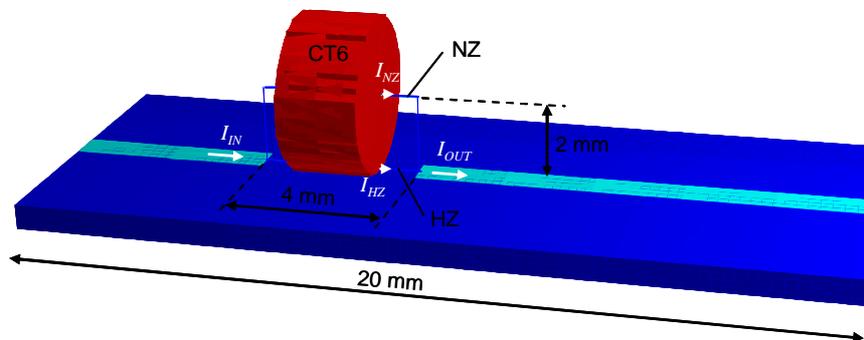


Bild 6-11: Induktiver Stromteiler auf der Mikrostreifenleitung.

Dies ist am besten durch ein elektrisches ESB zu erkennen, welches den Haupt- und den instrumentierten Nebenzweig nachbildet (Bild 6-11).

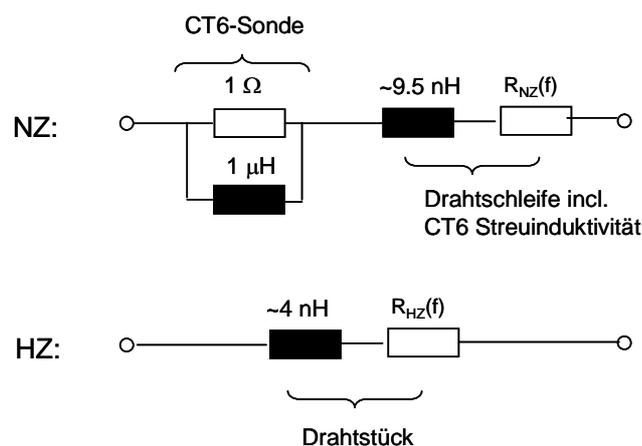


Bild 6-12: ESB für den instrumentierten CT6-Sensor im Stromnebenzweig im Vergleich zum Hauptzweig.

Die CT6-Sonde übt eine resistive Belastung von 1 Ω mit der parallel geschalteten Wicklungsinduktivität von 1 μH auf den NZ aus [66]. Nimmt man

für einen Draht eine Eigeninduktivität von ca. 1 nH / mm an, ergibt sich im NZ mit den Abmessungen nach Bild 6-11 eine Serieninduktivität von 8 nH plus eine additive CT6-Streuinduktivität, die vom Hersteller zu 1.5 nH angegeben wird. Die Länge des Drahtstücks im HZ ist mit ca. 4 mm nur halb so lang und dementsprechend ist seine Eigeninduktivität auch nur halb so groß. Der in beiden Drahtstücken auftretende Skineffekt kann durch einen Verlustwiderstand $R_{NZ}(f)$ bzw. $R_{HZ}(f)$ repräsentiert werden. Bis zur Sondengrenzfrequenz von 2 GHz ist die Widerstandserhöhung für die verwendete Kupferleitung von 0.22 mm Durchmesser aber vernachlässigbar. Nicht berücksichtigt in dem ESB ist die Gegeninduktivität zur Beschreibung der induktiven Verkopplung von Haupt- und Nebenzweig. So kann ein Teil des Stromes im HZ zusätzlich in die CT6-Spulenwicklung einkoppeln. Allerdings dürfte die Auswirkung nicht allzu groß sein, da sich das Magnetfeld zumindest bei höheren Frequenzen zwischen Groundplane und Streifenleitung konzentriert und in der Höhe rasch abnimmt.

Für tiefe Frequenzen fließt der gesamte Strom fast nur im HZ. Grund ist die Einfügungsimpedanz der Stromsonde, wodurch der NZ stärker als der HZ belastet wird. Ohne Belastung der Stromsonde würden sich die Ströme natürlich gleichmäßig aufteilen. Für hohe Frequenzen wirkt sich dagegen die resistive Belastung von 1 Ω aufgrund des zunehmend induktiven Widerstands immer weniger aus. Die Stromaufteilung ist trotzdem nicht symmetrisch, da die NZ-Induktivität ca. doppelt so groß ist, wie die HZ-Induktivität. Das heißt, ca. 2/3 des Stromes fließen im HZ und ca. 1/3 im NZ.

Im Rahmen einer FDTD-Simulation soll die Wirkungsweise des Stromteilers näher analysiert werden. Die für die Simulation verwendete Geometrie nach Bild 6-11 ist nahe der realen EED-Prüflingsaufnahme. Um Rechenzeit einzusparen, wurde die MS-Leitung jedoch in der Breite, als auch in der Länge etwas verkürzt. Dies ist keine Einschränkung, da sowohl Quellen-, als auch Lastwiderstand gleich dem Wellenwiderstand der Leitung von ca. 50 Ω gewählt wurden. Der Stromteiler wurde mit vier einzelnen Drahtfilamenten nachgebildet, wobei in den Nebenzweig eine resistive Last von 1 Ω eingefügt wurde. Die zum 1 Ω -Widerstand parallelgeschaltete Wicklungsinduktivität ist wesentlich hochohmiger und wurde vernachlässigt. Leitungsinduktivitäten brauchen nicht extra angegeben zu werden, da diese im Rahmen der FDTD-Simulation durch eine Dünndrahtnäherung automatisch berücksichtigt werden. Ohmsche Verluste durch Skineffekt werden nicht simuliert. Als Einspeisung dient eine Spannungsquelle mit 50 Ω Innenwiderstand. Sie generiert einen gaussförmigen Spannungspuls $V_0(t)$ mit einer 60 dB Grenzfrequenz von 4 GHz und einer Amplitude von 1 V. Das Ersatzschaltbild für die FDTD-Simulation zeigt Bild 6-13.

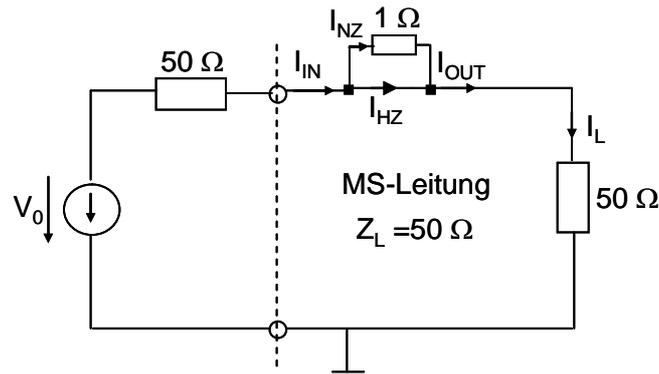


Bild 6-13: ESB für die FDTD-Simulation des induktiven Stromteilers.

Zunächst sei gezeigt, dass die Ströme $I_{IN}(t)$ und $I_{OUT}(t)$ vor und hinter dem Stromteiler nahezu identisch zur Quellenspannung $V_0(t)$ dividiert durch 100 Ohm sind (Bild 6-14). Kleine Abweichungen von wenigen Prozent resultieren daher, dass in der Simulation keine exakte 50 Ohm-Umgebung modelliert werden konnte. Letztlich fließt aber der gesamte Strom vor dem Stromteiler auch zur Last. Die Reflexionen oder zusätzliche Verluste durch Abstrahlung an der Unstetigkeitsstelle sind so gering, dass sie in erster Näherung vernachlässigt werden können.

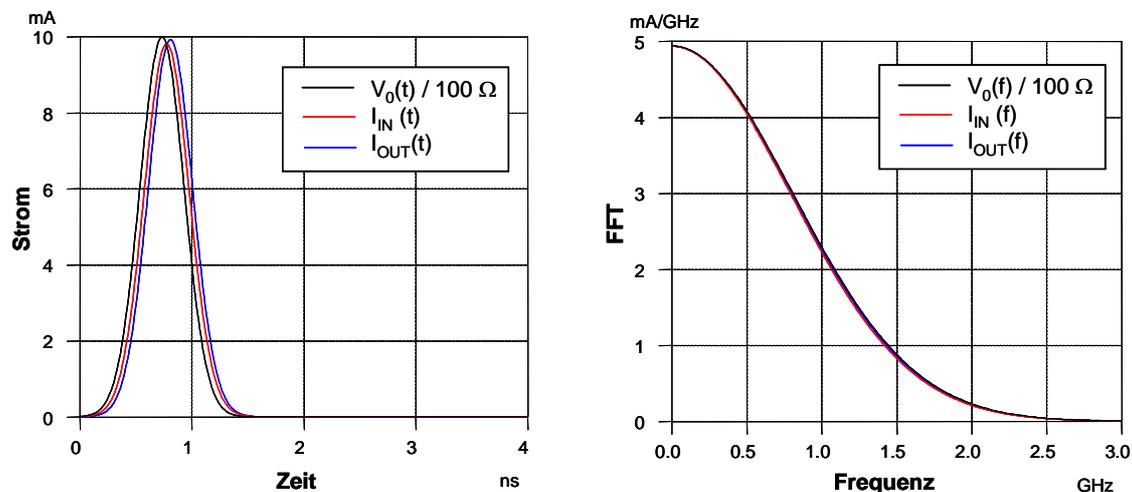


Bild 6-14: $I_{IN}(t)$ und $I_{OUT}(t)$ im Vergleich zum idealen Strom $V_0(t) / 100 \Omega$ im Zeit- und Frequenzbereich (FDTD-Simulation).

Die simulierten Ströme I_{HZ} und I_{NZ} im Haupt- und Nebenkreis und ihre zugehörige FFT-Betragsfunktionen zeigt Bild 6-15. Ihre Zeitfunktion ist gaussähnlich entsprechend der anregenden Quellenspannung. Im HZ beträgt die Stromamplitude ca. 7.2 mA, während sie im NZ nur etwa 2.8 mA ausmacht, d.h. 72% des Stromes fließen im HZ und nur etwa 28% im NZ. Jedoch für tiefe

Frequenzen kleiner als 100 MHz fließt der gesamte Strom praktisch ausschließlich im Hauptzweig.

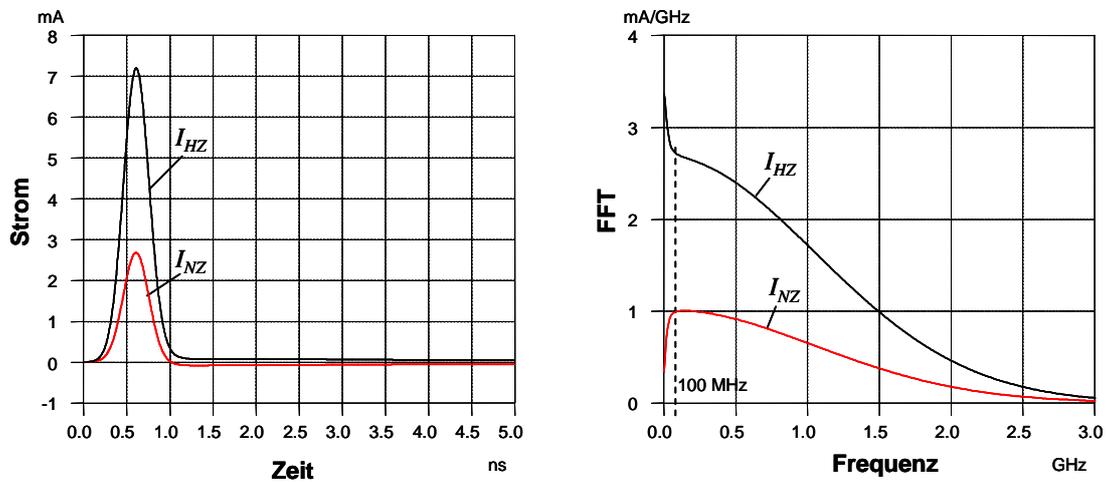


Bild 6-15: Haupt- und Nebenzweigströme im Stromteiler (FDTD-Simulation).

Von Interesse ist nun die Übertragungsfunktion

$$H_{NZ}(j\omega) = \frac{I_{NZ}(j\omega)}{I_{IN}(j\omega)}, \quad (6-27)$$

die das frequenzabhängige Verhältnis von Strom im Nebenzweig zum Eingangsstrom beschreibt. Anstelle von I_{IN} könnte man auch I_{OUT} setzen, da sich die beiden Ströme vor und hinter dem Stromteiler von einer minimalen Phasenverschiebung abgesehen, nur um ca. 2% unterscheiden. Die simulierte Übertragungsfunktion ist betragsmäßig in Bild 6-16 dargestellt. Sie zeichnet sich insbesondere dadurch aus, dass ihr Frequenzgang von 50 MHz bis zu 3 GHz konstant ist. Ebenfalls eingezeichnet ist eine Hochpass-Approximation

$$H_{NZ}(j\omega) \cong \kappa_{NZ} \frac{j\omega\tau_{NZ}}{1 + j\omega\tau_{NZ}} \quad (6-28)$$

mit $\kappa_{NZ} = 0.275$, $\tau_{NZ} = 9$ ns und einer Grenzfrequenz von etwa 17 MHz. Die Betragsamplitude fällt in der HP-Approximation für tiefe Frequenzen mit 20 dB / Dekade, was in der FDTD Simulation nur näherungsweise erfüllt ist. Hierzu muss man jedoch berücksichtigen, dass bei einer Zeitbereichssimulation die Darstellung im Frequenzbereich über eine FFT durchgeführt wird. Eine akkurate Auflösung von sehr niedrigen Frequenzen ist daher nur über lange Simulationslaufzeiten zu erreichen. Im vorliegenden Fall wurde bis zu einer Laufzeit von 100 ns gerechnet, was einem untersten Frequenzpunkt von etwa

10 MHz entspricht. Allerdings sind auch dann die beiden Ströme I_{HZ} und I_{NZ} immer noch nicht exakt auf null abgeklungen, obwohl dies in Bild 6-15 bereits nach 5 ns den Anschein hat. Der abweichende Verlauf von der 20-dB Geraden bei den tiefen Frequenzen ist daher eher auf die begrenzte Simulationsgenauigkeit zurückzuführen.

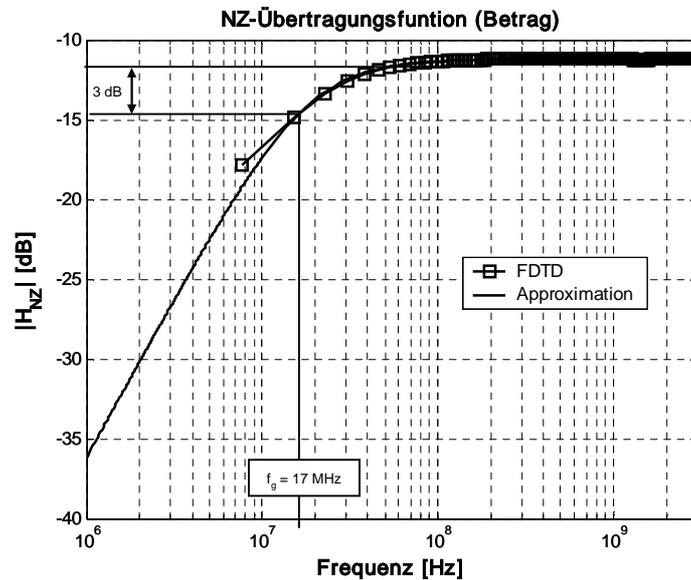


Bild 6-16: Simulierte Stromnebenzweig Übertragungsfunktion $|H_{NZ}(j\omega)|$ bis 3 GHz.

Die gesamte Strom-Übertragungsfunktion errechnet sich damit zu

$$H_I^{Sim}(j\omega) = \frac{V_{CT6}(j\omega)}{I_{IN}(j\omega)} = \frac{V_{CT6}(j\omega)}{I_{NZ}(j\omega)} \cdot \frac{I_{NZ}(j\omega)}{I_{IN}(j\omega)} \approx \kappa_{CT6} \frac{j\omega\tau_{CT6}}{1+j\omega\tau_{CT6}} \cdot \kappa_{NZ} \frac{j\omega\tau_{NZ}}{1+j\omega\tau_{NZ}} \quad (6-29)$$

mit $\kappa_{CT6} = 5 \text{ mV/mA}$, $\kappa_{NZ} = 0.275$, $\tau_{CT6} = 1.2 \mu\text{s}$, $\tau_{NZ} = 9 \text{ ns}$. Sie repräsentiert zwei hintereinander geschaltete Hochpässe mit einer 3 dB-Grenzfrequenz von 130 kHz bzw. 17 MHz und basiert auf der gemessenen Übertragungsfunktion der CT6-Stromsonde multipliziert mit der simulierten Übertragungsfunktion des induktiven Stromteilers.

6.2.3 Spannungsmessung

Die Spannungsmessung erfolgt über einen hochohmigen Widerstandsteiler, der als eine Reihenschaltung von zwei 750 Ohm SMD-Widerständen (Baureihe 0805) realisiert ist. Er sitzt unmittelbar vor dem Stromteiler, damit Strom und Spannung nahezu am gleichen Ort gemessen wird (Bild 6-17). Der Frequenzgang ab ca. 100 MHz wird maßgeblich durch die Anordnung und Anzahl der verwendeten Widerstände bestimmt, da die parasitäre Induktivität und die Kapazität der Löt pads sich gegenseitig beeinflussen. So führt zum

Beispiel die Verwendung von drei oder mehr Widerständen zu einem verstärkt induktiven Verhalten und zu einer Zunahme der Dämpfung bei hohen Frequenzen, da sich die Induktivitäten aufaddieren, während sich die Kapazität aufgrund der Serienschaltung verringert. Bei Verwendung von nur einem Widerstand überwiegt dagegen der kapazitive Einfluss und führt zu einer Verringerung der Dämpfung mit zunehmender Frequenz. In dem verwendeten Design heben sich beide Effekte zumindest bis 1.5 GHz weitestgehend auf, so dass der Amplitudengang einigermaßen gleichförmig verläuft. Ebenfalls günstig ist, dass sich die Spannungsbelastung pro Widerstand halbiert. Die Leiterbahnbreite im Spannungsteiler sollte fertigungstechnisch so dünn wie möglich gewählt werden, um einen möglichst hochohmigen Wellenwiderstand zu erzeugen. Bei dem verwendeten Fräsverfahren war die kleinste Leiterbahnbreite auf 200 μm beschränkt.

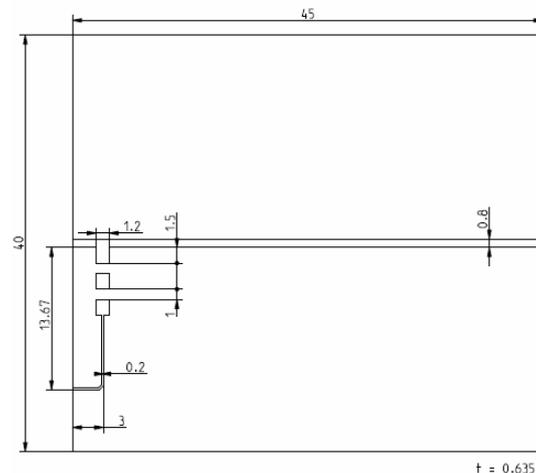
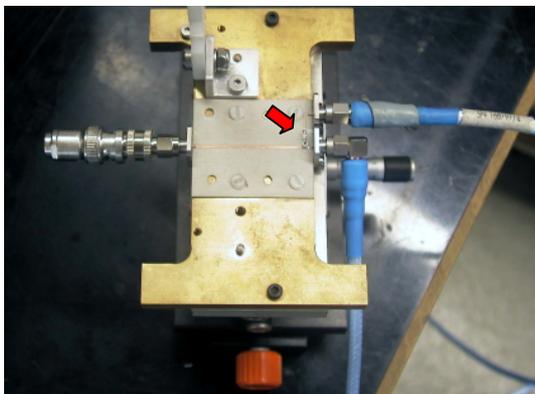


Bild 6-17: Spannungsmessung mit Spannungsteiler und Layout.

Ein vereinfachtes ESB ohne Berücksichtigung parasitärer Einflüsse ist in Bild 6-18 gegeben. Bei einer Belastung $R_L = 50 \Omega$ durch den Eingang des Oszilloskops ergibt sich für die Sondenspannung $V_{50}(t)$ ein Teilerverhältnis von Faktor 31, welches einer Dämpfung von ca. -30 dB entspricht.

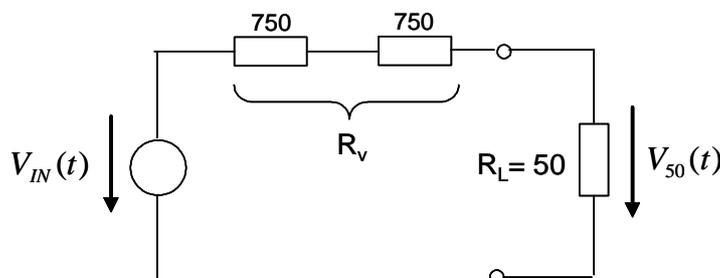


Bild 6-18: ESB des V_{50} -Spannungssensors mit angeschlossener Last.

Nach dem ESB gilt für die Übertragungsfunktion der Spannungsmessung innerhalb eines gewissen Frequenzbereiches:

$$H_V(j\omega) = \frac{V_{50}(j\omega)}{V_{IN}(j\omega)} = \frac{R_L}{R_v + R_L} = \frac{1}{31}. \quad (6-30)$$

6.3 Kalibrierung Strom-/Spannungsmessung im Frequenzbereich

Im Rahmen einer VNWA 2-Tormessung werden die im vorherigen Abschnitt durch Simulation und Rechnung ermittelten Sonden-Übertragungsfunktionen für Strom und Spannung messtechnisch bis 2 GHz bestimmt. Der schematische Aufbau der Messanordnung ist in Bild 6-19 dargestellt.

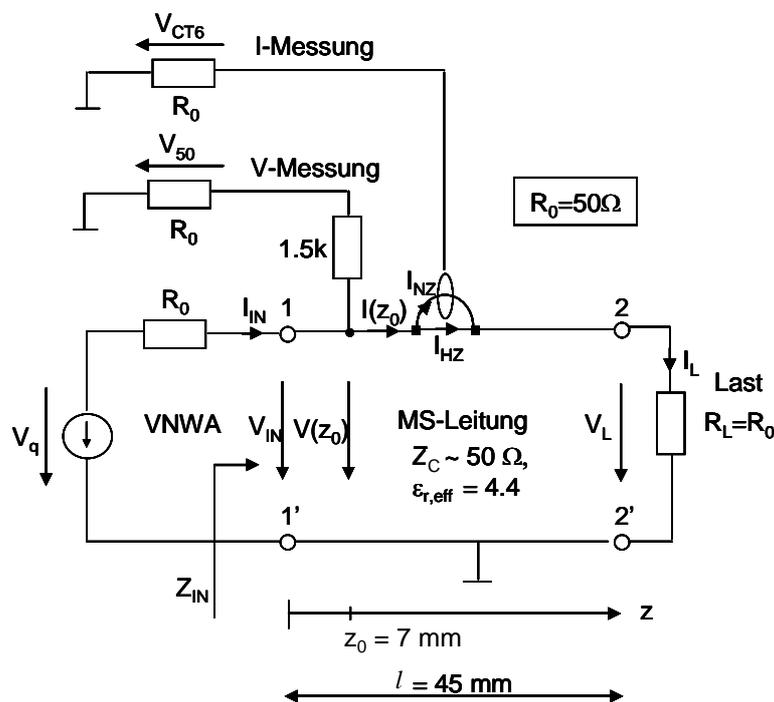


Bild 6-19: Streuparametermessung auf der instrumentierten MS-Leitung.

Die Sondenübertragungsfunktionen für Strom und Spannung

$$H_I(j\omega) = \frac{V_{CT6}(j\omega)}{I(z_0)}, \quad H_V(j\omega) = \frac{V_{50}(j\omega)}{V(z_0)} \quad (6-31)$$

sind messtechnisch nicht direkt ermittelbar, da der Strom bzw. Spannung auf der MS-Leitung am Ort der Instrumentierung $z = z_0$ unbekannt ist. Stattdessen lassen sich über eine Streuparametermessung die Sondenübertragungsfunktionen bezogen auf den Strom / Spannung an den Eingangs- bzw. Ausgangsklemmen

des Vierpols (1-1' bzw. 2-2') angeben. Mit der Definition der Streuparameter nach [67, S. 215] werden folgende Streuparameter messtechnisch bestimmt, deren betragsmäßiger Verlauf in Bild 6-20 dargestellt ist.

1. Eingangsreflexionsfaktor MS-Leitung:

$$S_{11}(j\omega) = \frac{Z_{IN}(j\omega) - R_0}{Z_{IN}(j\omega) + R_0} \quad \text{mit} \quad Z_{IN}(j\omega) = \frac{V_{IN}(j\omega)}{I_{IN}(j\omega)} \quad (6-32)$$

2. Transmission MS-Leitung, Transmission V_{CT6} , Transmission V_{50} :

$$S_{21}(j\omega) = \frac{2V_L(j\omega)}{V_q}, \quad S_{21}^I(j\omega) = \frac{2V_{CT6}(j\omega)}{V_q}, \quad S_{21}^V(j\omega) = \frac{2V_{50}(j\omega)}{V_q} \quad (6-33)$$

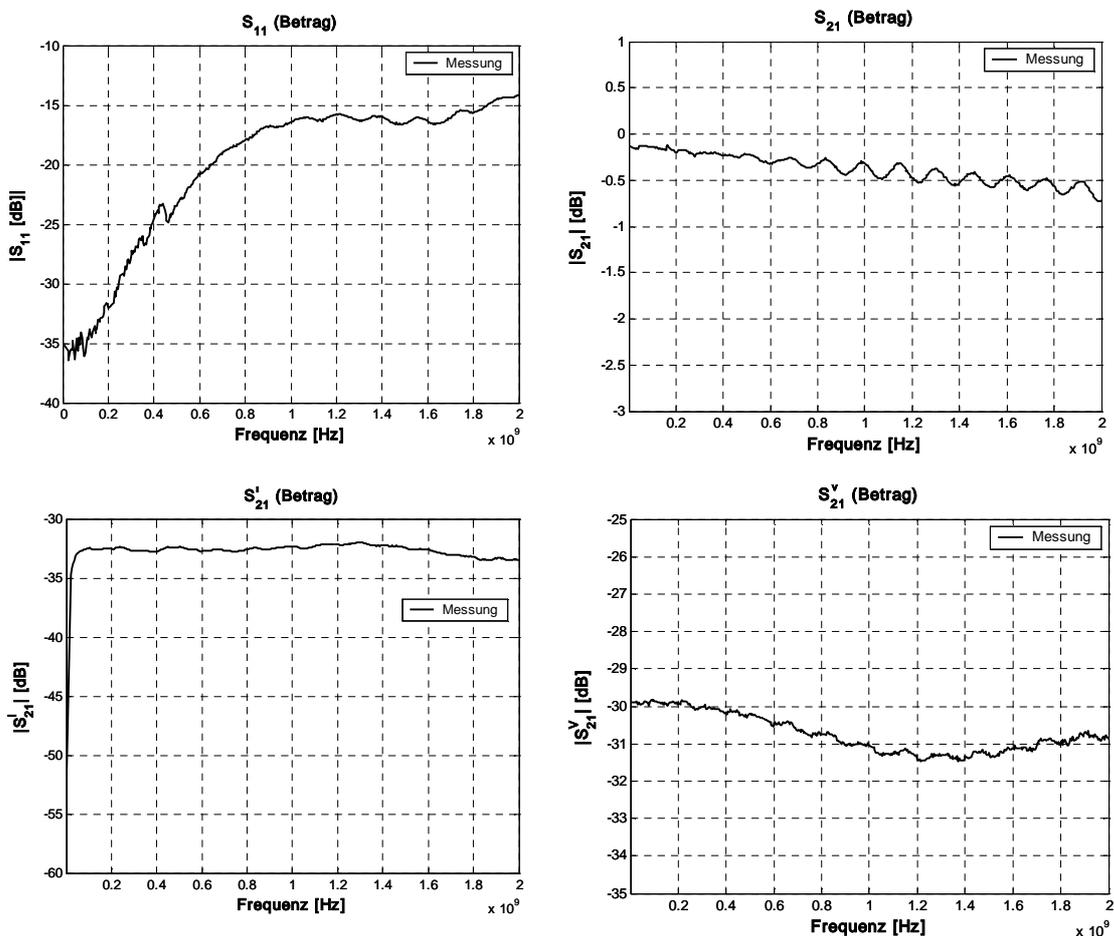


Bild 6-20: Gemessene Streuparameter auf der instrumentierten MS-Leitung.

Aus den gemessenen Streuparametern werden die folgenden Sensorübertragungsfunktionen ermittelt:

(i) bezogen auf Strom / Spannung an den Eingangsklemmen

$$H_I^{IN}(j\omega) = \frac{V_{CT6}(j\omega)}{I_{IN}(j\omega)} = R_0 \frac{S_{21}^I(j\omega)}{1 - S_{11}(j\omega)}, \quad H_V^{IN}(j\omega) = \frac{V_{50}(j\omega)}{V_{IN}(j\omega)} = \frac{S_{21}^V(j\omega)}{1 + S_{11}(j\omega)} \quad (6-34)$$

(ii) bezogen auf Strom / Spannung an den Ausgangsklemmen

$$H_I^L(j\omega) = \frac{V_{CT6}(j\omega)}{I_L(j\omega)} = R_0 \frac{S_{21}^I(j\omega)}{S_{21}(j\omega)}, \quad H_V^L(j\omega) = \frac{V_{50}(j\omega)}{V_L(j\omega)} = \frac{S_{21}^V(j\omega)}{S_{21}(j\omega)} \quad (6-35)$$

Ihr Verlauf ist betragsmäßig in Bild 6-21 dargestellt. Wäre die MS-Leitung verlustfrei ($S_{21}=1$) und reflexionsfrei ($S_{11}=0$) abgeschlossen, wären die Übertragungsfunktionen für Sensorstrom und –Spannung identisch, also $H_I^{IN} = H_I^L$ bzw. $H_V^{IN} = H_V^L$. Aufgrund der Instrumentierung sind die Verhältnisse allerdings nicht mehr ideal, so dass sich die Übertragungsfunktionen etwas unterscheiden. So beträgt beispielsweise der Eingangsreflexionsfaktor $|S_{11}| = -16.5$ dB bei 1.5 GHz, welches einem Stehwellenverhältnis (VSWR) von 1:1.35 oder einem Reflexionskoeffizient (ρ) von 0.15 entspricht. Bei 2 GHz verschlechtert sich der VSWR-Wert auf 1:1.5 bzw. ρ auf 0.2. Grund für die Reflexion ist in erster Linie die Einbringung der Stromsonde und die Unterbrechung auf der MS-Leitung. Die Dämpfung auf der Leitung beträgt 0.5 dB bei 1.5 GHz bzw. 0.7 dB bei 2 GHz inklusive der Skinverluste der beiden koaxialen Anschlussstecker. Sie wird ebenfalls maßgeblich durch die instrumentierte Stromsonde hervorgerufen.

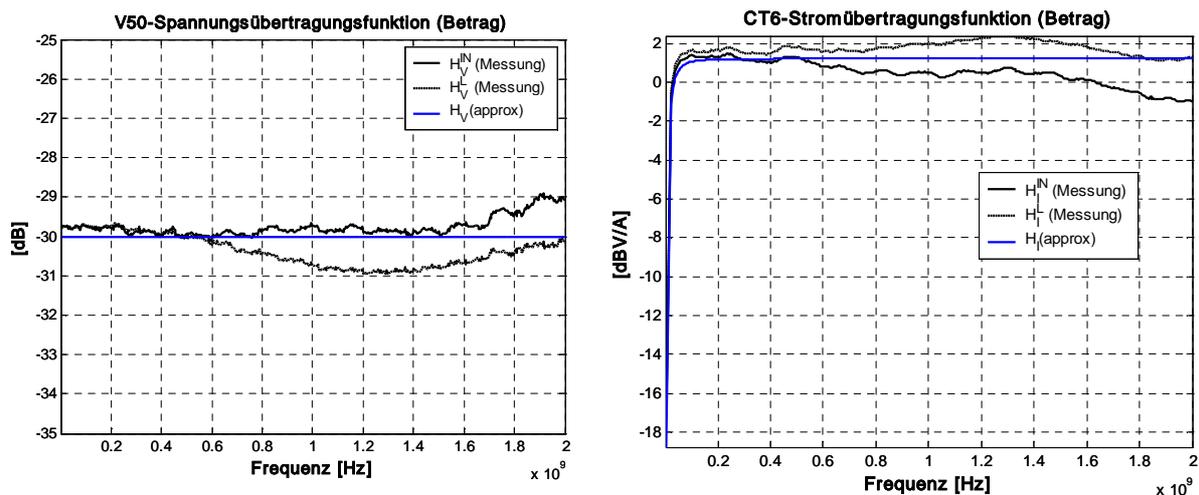


Bild 6-21: V50 und CT6-Übertragungsfunktion bezogen auf die Klemmengrößen Spannung bzw. Strom am Eingang und Last und als Approximation.

Es ist sinnvoll anzunehmen, dass die reale Übertragungsfunktion H_I bzw. H_V bezogen auf den Strom bzw. Spannung am Ort der Instrumentierung z_0 zwischen den beiden Kurven H_I^{IN} und H_I^L bzw. H_V^{IN} und H_V^L liegt. Im Rahmen der Kalibrierung wird daher der messtechnische Verlauf durch die folgenden beiden Übertragungsfunktionen bis zur Grenzfrequenz von 2 GHz approximiert:

$$\begin{aligned} H_V(j\omega) &= \frac{V_{50}(j\omega)}{V(z_0)} = \kappa_V \\ H_I(j\omega) &= \frac{V_{CT6}(j\omega)}{I(z_0)} = \kappa_I \frac{j\omega\tau_I}{1+j\omega\tau_I} \end{aligned} \quad (6-36)$$

mit $\kappa_V = 0.0315$, $\kappa_I = 1.15 \text{ mV/mA}$ und $\tau_I = 8 \text{ ns}$. Für die Übertragungsfunktion des Spannungsteilers wird ein konstanter Teilerfaktor von -30 dB angesetzt bei einer Fehlertoleranz von $\pm 1 \text{ dB}$. Die Übertragungsfunktion für die CT6-Stromsonde wird ab einer Frequenz von ca. 50 MHz vom Betrag konstant zu 1.2 dB angesetzt bei einer Fehlertoleranz von $\pm 1 \text{ dB}$ bis 1.6 GHz und $\pm 2 \text{ dB}$ bis 2 GHz. Für kleinere Frequenzen wird der Verlauf wie ein Tiefpass erster Ordnung mit einer 3 dB-Grenzfrequenz von 20 MHz betrachtet. Die messtechnisch approximierten Übertragungsfunktionen H_I und H_V sind ebenfalls in Bild 6-21 eingezeichnet.

Die Übertragungsfunktion der Stromsonde sei für den tiefen Frequenzbereich noch etwas näher betrachtet. Unterhalb von ca. 100 MHz gilt näherungsweise $S_{21} \rightarrow 1$ und $S_{11} \rightarrow 0$, so dass in Näherung $H_I^{IN} \cong H_I^L \cong R_0 S_{21}^I = H_I^{Mess}$ gilt. Der gemessene Verlauf H_I^{Mess} ist im Bereich 100 kHz – 100 MHz in Bild 6-22 zu sehen, zusammen mit der messtechnischen Approximation H_I nach (6-36) und der simulierten Übertragungsfunktion H_I^{Sim} nach (6-29). Die Messkurve H_I^{Mess} folgt im Bereich 20 MHz - 100 MHz dem Verlauf eines Tiefpasses 1. Ordnung mit einem Amplitudenabfall von 20 dB/Dekade. Für noch tiefere Frequenzen sinkt die Amplitude weit weniger stark und läuft auf einen konstanten Wert von ca. -33 dBV/A zu. Physikalisch darf die Stromsonde aber im Grenzfall reines Gleichstromes keine Spannung liefern und die Übertragungsfunktion muss gegen minus unendlich laufen. Grund für die Abweichung scheint deshalb der bereits zu kleine empfangene S_{21}^I -Leistungspegel zu sein (-70 dB bei 100 kHz), so dass die Eigenrauschspannung des VNWA das Messergebnis zunehmend verfälscht. Die simulierte Übertragungsfunktion liegt insgesamt ca. 1.5 dB höher als die Messkurve, was zum einen auf etwas andere Geometriebedingungen zurückzuführen sein könnte, aber auch daran, dass die CT6-Sonde in der Simulation nur als 1Ω -Serienwiderstand und nicht als komplettes Bauteil berücksichtigt wurde.

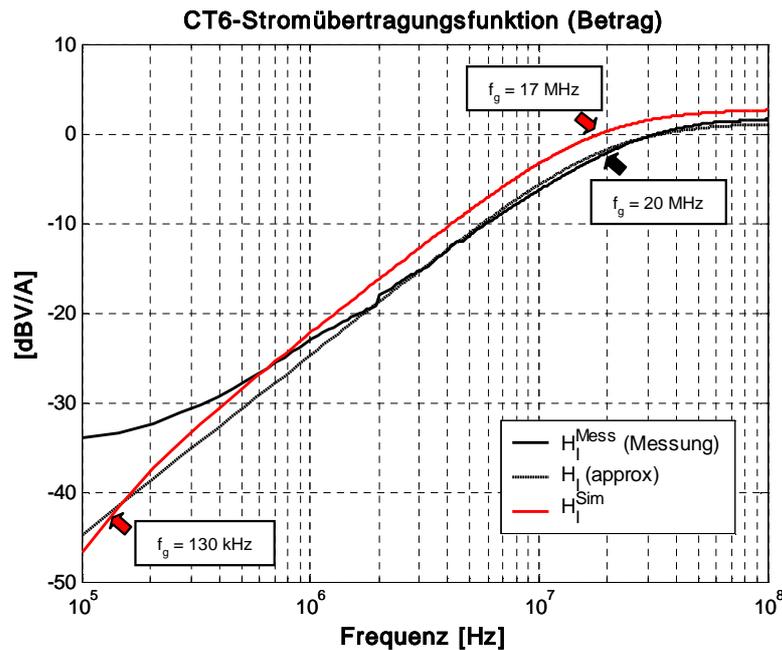


Bild 6-22: CT6-Übertragungsfunktion bis 100 MHz (Vergleich Messung – Simulation).

Vom Verlauf ist sie jedoch ähnlich zur Messung. So liegt beispielsweise die erste Grenzfrequenz bei der Simulation bei 17 MHz im Vergleich zu 20 MHz bei der Messung. Die zweite Grenzfrequenz bei 130 kHz in der Simulation kann aus den oben genannten Gründen durch die Messung nicht mehr verifiziert werden. Für Frequenzen oberhalb von ca. 50 MHz ist der Betragsverlauf konstant wie auch nahezu bei der Messung gemäß Bild 6-21 rechts.

Sollten breitbandige Signale Frequenzanteile unterhalb 50 MHz enthalten, kann der zu messende Strom $I(z_0, t)$ auf der MS-Leitung über ein Zeitbereichsfilter teilweise wieder rekonstruiert werden. Dies gilt auch für kurze Gleichspannungspulse von Pulsbreiten im Nanosekundenbereich. Die Rekonstruktion wird aber im Allgemeinen umso schlechter, je niedriger und je ausgeprägter die tiefen Frequenzanteile in dem Signal sind. Der Zeitbereichsfilter ergibt sich direkt aus einer Zeitbereichstransformation der Übertragungsfunktion (6-36) und ist als Blockschaltbild in Bild 6-23 oben dargestellt. Der untere Frequenzbereich wurde lediglich zu 1 MHz angegeben, da der Verlauf für tiefere Frequenzen durch die Messung nicht eindeutig bestimmt werden konnte. Für Frequenzen 50 MHz – 1.5 GHz genügt zur Umrechnung ein konstanter Übertragungsfaktor κ_I . Die zu messende Spannung $v(z_0, t)$ ist ebenfalls durch einen konstanten Übertragungsfaktor κ_V im Bereich DC – 1.5 GHz zu rekonstruieren. Der Fehler wird über den angegebenen Frequenzbereich mit ± 1 dB angegeben.

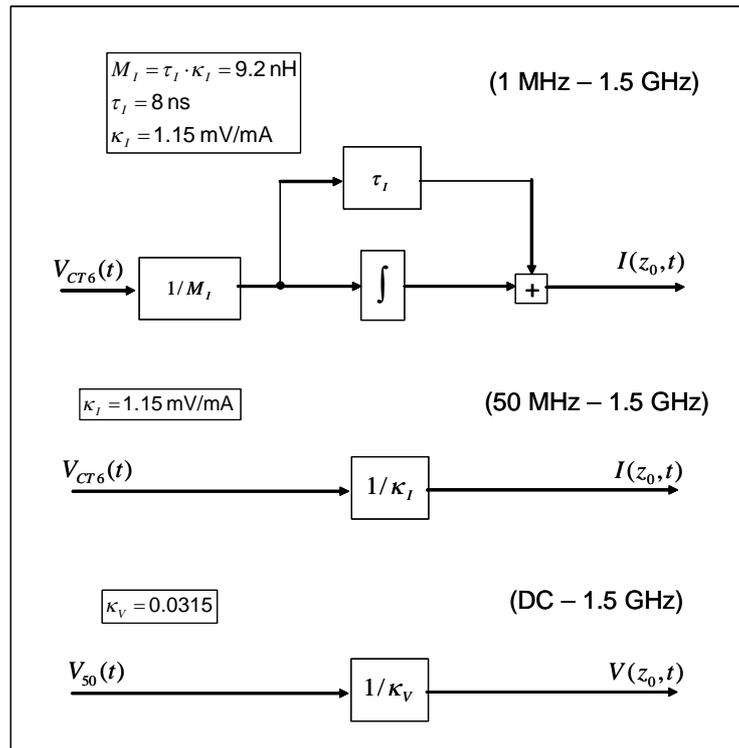


Bild 6-23: Zeitbereichsfilter zur Rekonstruktion von Messstrom und –spannung auf der MS-Leitung an der Stelle z_0 aus den Sondenspannungen V_{CT6} und V_{50} .

Ergebnis:

Vergleicht man die CT6-Übertragungsfunktion Bild 6-10 mit der Stromübertragungsfunktion unter Verwendung des Stromteilers Bild 6-22, so reduziert sich der Übertragungsfaktor zwischen Messspannung V_{CT6} und Messstrom I_{IN} auf der MS-Leitung von 14 dBV/A auf etwa 1 dBV/A, was einer Reduktion von 13 dB oder Faktor 4.5 ausmacht. Das heißt, mit Verwendung des Stromteilers können um Faktor 4.5 höhere Spitzenströme gemessen werden, ohne den Frequenzgang maßgeblich zu beeinflussen. Lediglich die tiefen Frequenzen kleiner als 50 MHz werden mit ca. 20 dB/Dekade stärker geschwächt. Dies ist aber bei Bestrahlungsversuchen von untergeordneter Bedeutung, da die tiefen Frequenzen in aller Regel nicht abgestrahlt werden. Eine Möglichkeit, den Tiefpass begrenzenden Einfluss der CT6 Stromsonde zu kompensieren, wäre, den Hauptzweig ebenfalls mit einem 1 Ω Serienwiderstand zu versehen. Versuche haben gezeigt, dass damit die untere Grenzfrequenz wieder bis zu den ursprünglichen 500 kHz verschoben werden kann. Es ist allerdings zu bedenken, dass der zusätzliche Widerstand in Serie zum EED-Prüfling liegt und dementsprechend Leistung absorbiert. Aus diesem Grund wurde von der Methode abgesehen. Der Frequenzgang oberhalb 50 MHz ist bis zu den gemessenen 1.5 GHz praktisch konstant mit einer Abweichung von ca.

± 1 dB. Damit ist die Strommessung auch für die Aufzeichnung extrem breitbandiger Strompulse geeignet. Der maximale Spitzenstrom auf der MS-Leitung konnte auf den Wert $6 \times 4.5 = 27$ A angehoben werden und ist damit vergleichbar zur CAP-3 Strom/Spannungsmesseinheit von EG&G (Tabelle 6-1).

Tabelle 6-1: Vergleich breitbandiger Stromsonden.

	Stromteiler mit CT6 (vorgeschlagene Methode)	FUL 26 (FhG-INT)	CAP-3 (EG&G)
Frequenz	50 MHz – 1.5 GHz	10 MHz – 1.0 GHz (differenzierend)	10 kHz – 200 MHz
Spitzenstrom	27 A	Praktisch unlimitiert	20 A

6.4 Kalibrierung Strom-/Spannungsmessung im Zeitbereich

Um die Funktionsfähigkeit der Strom-/Spannungssonden im Zeitbereich zu testen, wurde in die mit 50Ω abgeschlossene MS-Leitung mit einem 2 kV-UWB-Pulser (Fa. Kentech, Modell CPS-1) ein kurzer Gleichspannungspuls von etwa 5 ns Breite und 140 ps Anstiegszeit eingespeist. Zur Referenz wurde der Pulser zunächst über ein 70 dB-Dämpfungsglied direkt an ein 4 GHz-Oszilloskop (Fa. Tektronix, Modell TDS7404) angeschlossen. Der Spannungspuls $V_{ref}(t)$ ist in Bild 6-24 als Einzelpuls (Sample) und über 4 Pulse gemittelt dargestellt mit einem Spitzenwert von 2.4 kV.

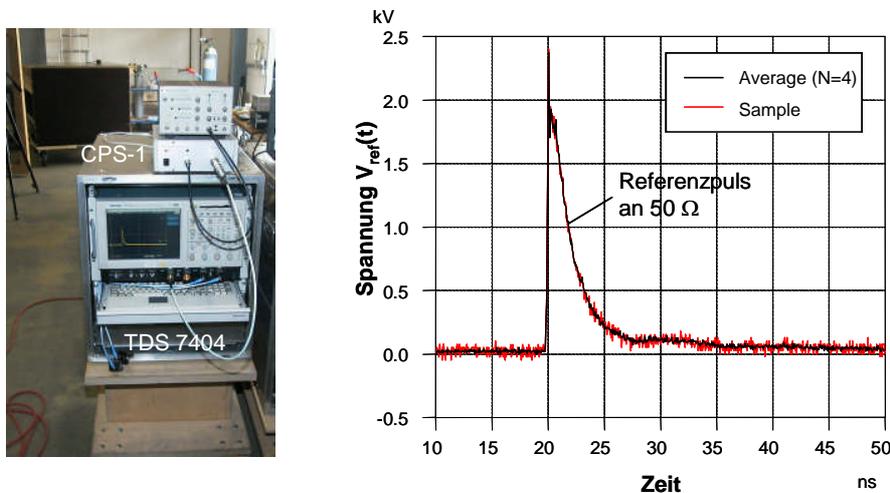


Bild 6-24: UWB-Spannungspuls gemessen an 50 Ohm.

Im nächsten Schritt wird der Ausgang des Pulsers über ein 3-dB Dämpfungsglied mit der 50 Ohm abgeschlossenen MS-Leitung verbunden. Die Spitzenspannung auf der Leitung ergibt sich dann rechnerisch zu ca. 1.7 kV bei einem Spitzenstrom von 34 A. Das 3-dB Dämpfungsglied dient als Überspannungsschutz für die CT6-Stromsonde. Zum Vergleich sind in Bild 6-25 die gemessene Sondenspannung $V_{50}(t)$ und daneben die über den Spannungsteiler umgerechnete Spannung $V(z_0, t)$ dargestellt. Der Spannungsverlauf ist nahezu identisch mit dem um 3 dB verringerten Referenzpuls.

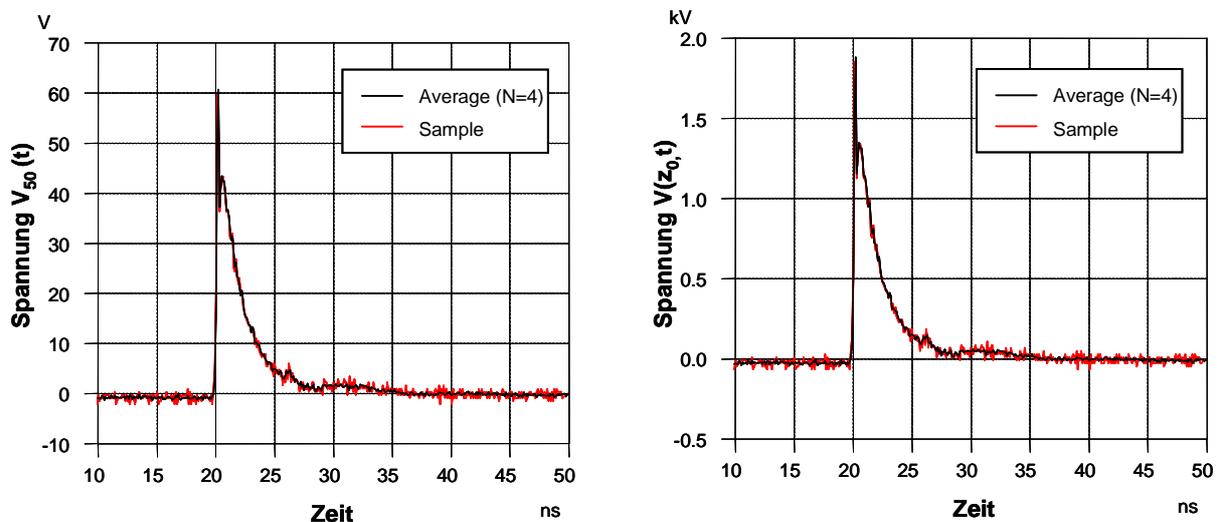


Bild 6-25: Spannungsmessung im Zeitbereich mittels 30 dB-Spannungsteiler an 50 Ω.

Entsprechend zeigt Bild 6-26 die gemessene CT6-Sondenspannung $V_{CT6}(t)$ und den über den Zeitbereichsfilter korrigierten Stromverlauf $I(z_0, t)$ auf der MS-Leitung. Die CT6-Spannungsamplitude von 42 V überschreitet sogar etwas die empfohlene Begrenzung seitens des Herstellers von 30 V (peak). Der Strom beträgt ca. 36 A und korrespondiert mit den Erwartungen. Die Anstiegszeit ist mit etwa 200 ps etwas langsamer als die 140 ps des Referenzpulses.

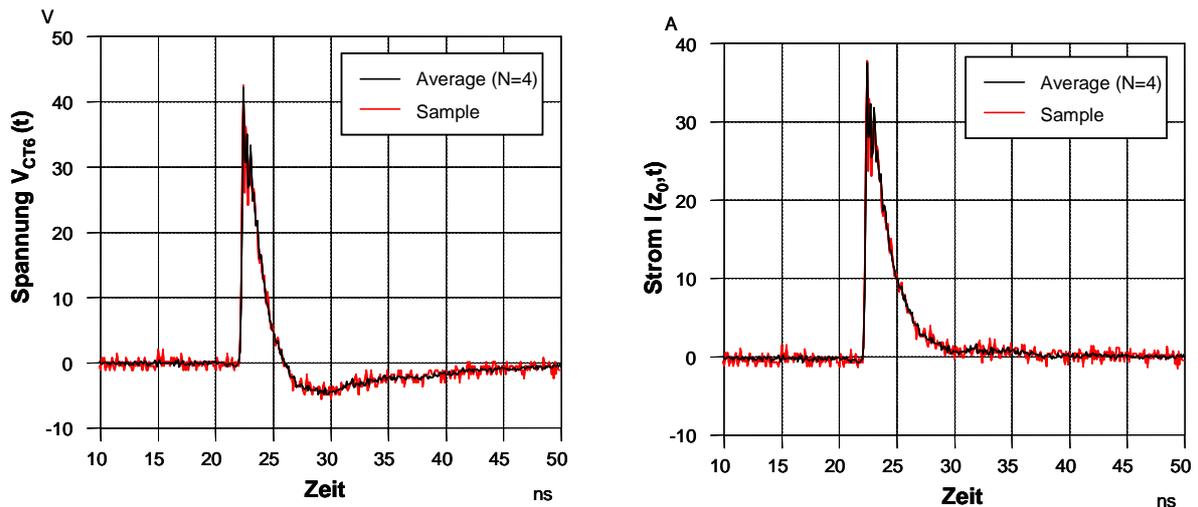


Bild 6-26: Strommessung im Zeitbereich mittels CT-6 Sonde im Stromteiler an 50 Ω.

Aufgrund unterschiedlich langer Messkabel ist der Strom $I(z_0, t)$ um 2.20 ns nacheilend gegenüber der Spannung $V(z_0, t)$. Dies ist bei der Leistungsmessung zu berücksichtigen.

6.5 Leistungsmessung

Die Momentanleistung $P(z_0, t)$, gemessen am Anfang der MS-Leitung $z = z_0$, ergibt sich durch phasenrichtige Multiplikation von Strom und Spannung aus den Sondensignalen $V_{CT6}(t)$ und $V_{50}(t)$. Bild 6-27 zeigt das Blockdiagramm:

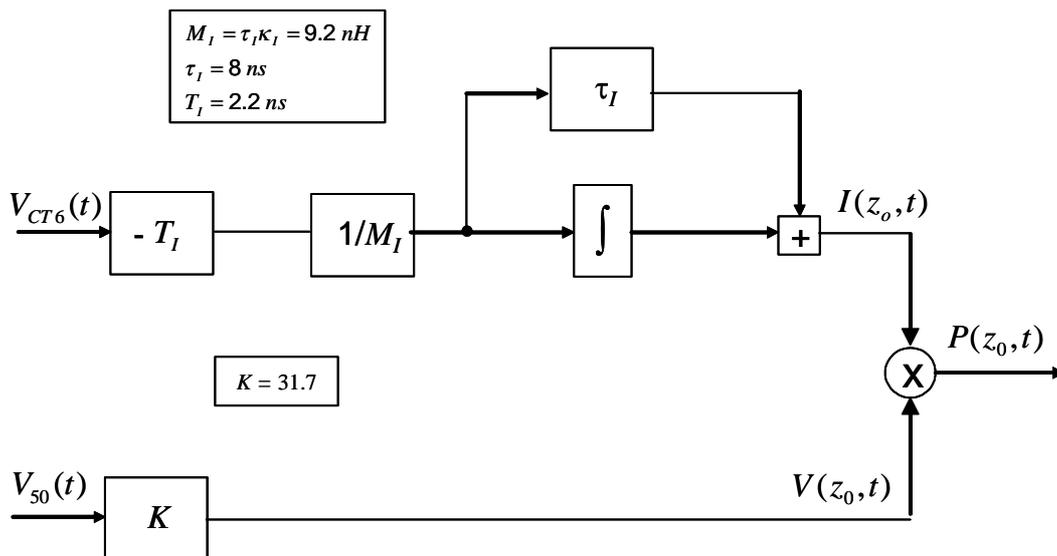


Bild 6-27: Blockdiagramm zur Leistungsberechnung.

In Bild 6-28 ist die Momentanleistung und Pulsenergie dargestellt. Die Berechnung erfolgt einmal über den um 3 dB abgeschwächten Referenzpuls, mit

$$P_{ref}(t) = \frac{1}{2} V_{ref}^2(t) / 50\Omega, \quad W_{ref} = \int_0^{\infty} P_{ref}(t) dt \quad (6-37)$$

bzw. über die Multiplikation von Strom $I(z_0, t)$ und $V(z_0, t)$, gemäß dem Blockdiagramm

$$P_{IN}(t) = P(z_0, t) = I(z_0, t) \cdot V(z_0, t), \quad W_{IN} = \int_0^{\infty} P(z_0, t) dt. \quad (6-38)$$

Die Pulsenergie errechnet sich für den um 3 dB abgeschwächten Referenzpuls, gemessen am 50 Ohm Oszilloskop Eingang, zu $W_{ref} = 59 \mu\text{J}$. Wird der Puls in die mit 50Ω abgeschlossene MS-Leitung eingespeist, errechnet sich eine Energie über die Strom- und Spannungssonde zu $W_{IN} = 67 \mu\text{J}$.

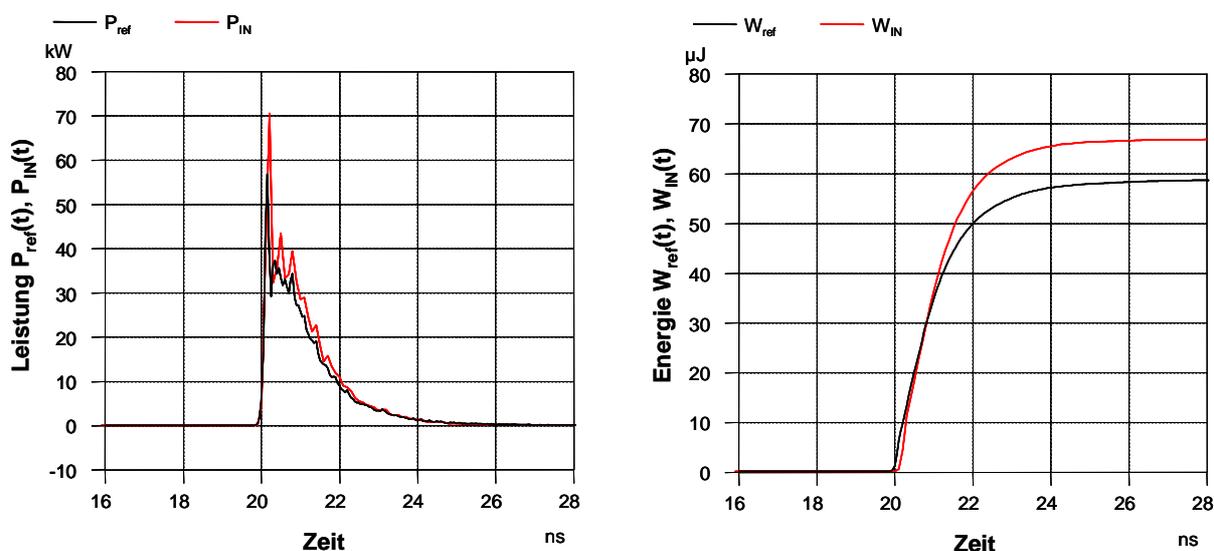


Bild 6-28: Pulsleistung- und Energie.

Der über die Strom-/Spannungssonde gemessene Energiewert ist etwa 12% zu hoch, was aber innerhalb der Toleranzen für die Messgenauigkeit liegt. Nebenbei bemerkt ist die Energie in etwa gleich der No-Fire-Energieschwelle von $60 \mu\text{J}$ für den EED DM 1275.

Fehlertoleranz:

Bis 1.5 GHz beträgt die Messgenauigkeit für die Strom- und Spannungsmessung jeweils ± 1 dB oder $\pm 12\%$. Für die Leistung / Energie ergibt sich damit eine Messgenauigkeit von $\pm 25\%$.

Leistungsverluste auf der MS-Leitung sind im Vergleich zur Messgenauigkeit gering und werden vernachlässigt. Damit ist die durch Multiplikation und Integration von Strom und Spannung berechnete Energie gleichbedeutend der im Zweipol (EED-Last) umgesetzten Energie.

7 Impulsförmige Feldeinkopplung in EED und Zündkreiselektronik

7.1 Einleitung

Ein zweipoliger EED wird typischerweise über eine Zweidrahtleitung mit der Zündkreiselektronik (ZKE) verbunden. Sowohl verdrehte als auch eng benachbarte parallele Leiterpaare sind üblich. Die Einstrahlung von elektromagnetischen Feldern in Zweidrahtleitungen wurde unter Verwendung der klassischen Leitungsgleichungen oder auch Telegraphen-Gleichungen genannt, in vielfältigen Literaturstellen betrachtet, z.B. [68], [69] und den Verweisen darin. Grundsätzlich werden dabei in den Leitungsgleichungen verteilte Strom- und Spannungsquellen eingebunden, die als Quellen für den induzierten Strom- bzw. Spannung dienen. Voraussetzung ist, dass sich nur ein TEM-Mode entlang der Leiterstruktur ausbreitet. Die Formulierung wurde ebenfalls benutzt, um verdrehte Leitungen und geschirmte Leitungen zu beschreiben. Bei Verwendung der klassischen Leitungsgleichungen ist jedoch zu beachten, dass hiermit nur die induzierten Gegentaktströme berechnet werden. Dies hat zur Folge, dass die Geometrie der beiden Einzelleiter mit angeschlossener EED-Last symmetrisch zum einfallenden Feld liegen muss. Nur dann sind die induzierten Gleichtaktströme auf beiden Leitern gleich und können sich an der EED-Last zu null aufheben. Eine Verletzung der Symmetriebedingung bewirkt unweigerlich unterschiedliche Gegentaktströme auf beiden Leitern, so dass an der EED-Last ihre Differenz einen additiven Gegentaktstrom hervorruft. Im Allgemeinen können inhomogene Leitungsstrukturen mit höheren Ausbreitungsmoden nur mit so genannten Full-Wave-Solvern gelöst werden. Eine relativ neue Methode zur Berechnung elektromagnetischer Wechselwirkungen bei inhomogenen Leiterstrukturen ist die Transmission-Line-Super-Theory [70]. Sie ist eine Full-Wave-Theorie mit verallgemeinerten Leitungsmatrizen, die den Einschränkungen der klassischen Leitungsgleichungen nicht unterliegt.

Die beiden unterschiedlichen Kopplungsmechanismen werden im folgenden Abschnitt diskutiert, da sie maßgeblich für die Einkopplung in Zündleitungen mit angeschlossener Zündelektronik verantwortlich sind. Zur Beschreibung werden approximative SPICE-Einkopplungsmodelle angegeben, die mit FDTD-Simulationen verglichen werden. Zum Abschluss des Kapitels erfolgen Bestrahlungsuntersuchungen mit dem EED-Testsystem bei Verwendung einer impulsförmigen DS-Quelle mit einer abgestrahlten Leistung von ca. 300 MW

für unterschiedliche Leitungskonfigurationen bei aktiver und passiver Zündkreiselektronik.

7.2 DM- und CM-Einkopplung

Ein idealisiertes EED-Zündkreissystem zeigt Bild 7-1. Die wesentlichen Komponenten bestehen aus der Zündkreiselektronik, der Zünddrahtleitung und dem EED selbst. Je nach EED-Typ sind symmetrische (z.B. Zweidrahtleitung) oder unsymmetrische (z.B. Koaxialleitung) Leitungen möglich. Bei einer einpoligen Konfiguration dient die Gehäusemasse als Pfad für den Rückstrom. Hierbei ist jedoch zu bedenken, dass Blitzeinschläge oder andere EMV-Störquellen große Ströme in der Gehäusestruktur verursachen können, die wiederum zu hohen Spannungen zwischen EED-Pol und Gehäuse führen. Mögliche Folgen sind z.B. Spannungsüberschläge im EED selbst oder an Halbleiterschaltern, die direkt mit dem EED verbunden sind, was in beiden Fällen zu einer unbeabsichtigten Zündung führen kann. Aus diesem Grund sind Zweidrahtleitungen nicht nur für zweipolige, sondern auch für einpolige Konfigurationen durchaus üblich. Beispiele für Zweidrahtleitungen sind verdrehte oder eng benachbarte parallele Leitungen, die unter Umständen noch mit einem Kabelschirm umgeben sein können. Bei korrekter Schirmung ist ein zusätzlicher Schutz von ca. 20 dB oder höher zu erwarten. Obwohl ein allumfassender Schirm sehr effektiv ist, kann er jedoch oft nur für einfache EED-Zündkreissysteme mit kurzen Leitungslängen realisiert werden.

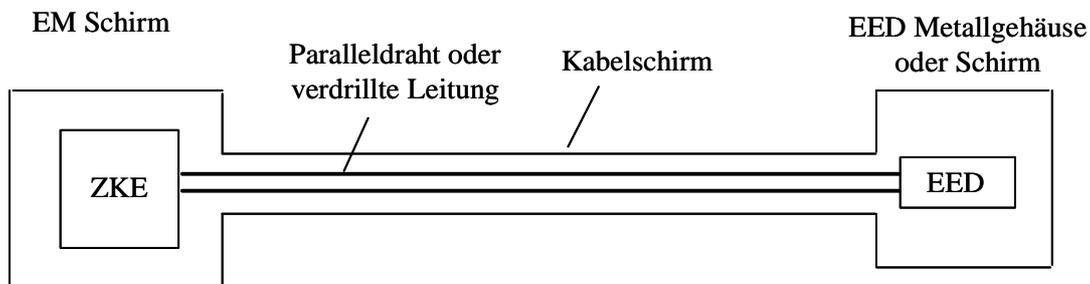


Bild 7-1: Idealisiertes EED Zündkreissystem.

Für die Empfindlichkeitsuntersuchungen wurde eine generische ZKE aufgebaut, die neben sicherheitskritischen Schaltungsblöcken drei repräsentative Zündstufen enthält, die als schaltendes Element einen Bipolartransistor, Thyristor bzw. MOSFET verwenden. Das Prinzip der jeweiligen Zündstufen ist in Bild 7-2 skizziert. Durch Schließen des Schalter U1 wird die Kondensatorbank C über einen Vorwiderstand R aufgeladen und die Zündstufe in Bereitschaft geschaltet. Die Kapazität ist in Abhängigkeit der Ladespannung so zu wählen, dass mindestens die All-Fire Zündenergie in der Kondensatorbank gespeichert wird, die für den betrachteten EED DM 1275 je nach

Brückenwiderstand zwischen 0.22 - 0.38 mJ beträgt. Die eigentliche Auslösung erfolgt durch Triggerung des finalen Schaltelements (Bipolartransistor, MOSFET oder Thyristor) über den „FIRE“-Anschluss, wodurch die geladene Kondensatorbank direkt mit dem EED verbunden wird und den EED durch einen Stromstoß zündet. Die Thyristor-Zündstufe ist vom Prinzip baugleich der Bipolar-Zündstufe, nur dass anstelle des Transistors ein Thyristor verwendet wird. Der EED wird an die Klemmen EED und EED-RET angeschlossen.

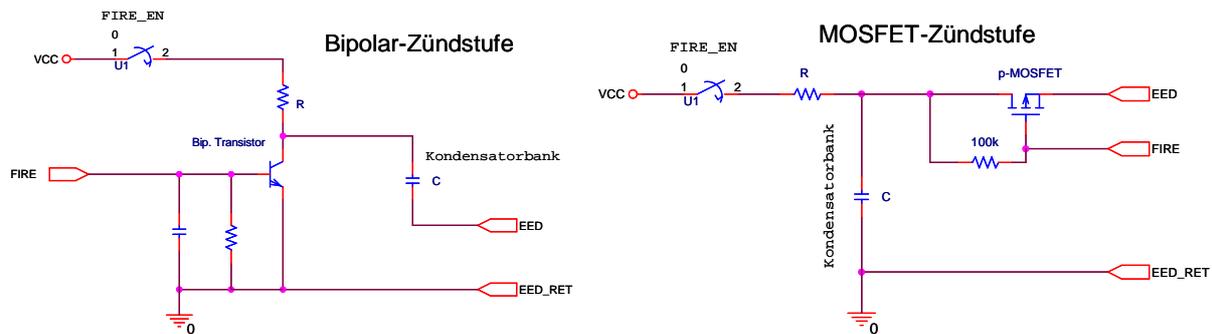


Bild 7-2: Prinzipschaltbild Zündstufen.

Im Bild links fließt auch während des Ladevorgangs Strom durch den EED. Der Vorwiderstand R ist deshalb sehr hochohmig auszuliegen, um den Ladestrom auf Werte deutlich unterhalb des DC No-Fire-Stroms zu begrenzen ($V_{CC} / R \ll I_{NF-DC}$). Eine Zündung durch den Ladevorgang wird damit ausgeschlossen.

Die generische ZKE ist in Bild 7-3 dargestellt. Sie enthält neben der Steuerlogik und den Zündstufen noch einen Beschleunigungssensor, der sowohl im Automotive Bereich als auch im militärischen Einsatz Verwendung findet.

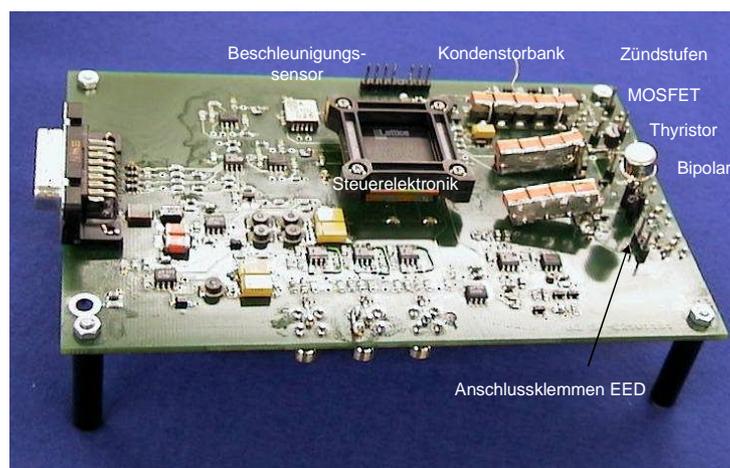


Bild 7-3: Generische Zündkreiselektronik (ZKE).

Um eine hohe Sicherheit des Zündsystems gegen Störungen, Funktions- oder Montagefehler zu gewährleisten, wurden sicherheitsrelevanten Signale, die die

Zündelektronik in Bereitschaft schalten, über Bandpässe mit nachfolgender Ladungspumpe geführt. Würden im Falle eines elektrischen Ausfalls der Steuerlogik alle Ausgänge "High" oder "Low" anzeigen, so wird eine weitere Verarbeitung dieser Zustände durch die Bandpässe verhindert, und das System bleibt in Sicherstellung. Das Signal „FIRE“ wird über einen Mikrocontroller generiert, wenn alle Randbedingungen (z.B. Mindestbeschleunigung) erfüllt sind. Der Aufbau der Leiterplatte ist vierlagig, mit einer Massefläche und drei Signallagen.

In diesem Abschnitt soll der Einfluss der ZKE auf den induzierten Strom in der EED-Drahtbrücke durch Betrachtung von zwei unterschiedlichen Konfigurationen ermittelt werden. Man könnte argumentieren, dass die ZKE in der Sicherstellung bei gesperrtem Transistor bzw. Thyristor an den EED-Anschlussklemmen (EED und EED-RET) hochohmiges Verhalten aufweist und damit durch eine hochohmige Impedanz ersetzt werden kann. Dieser Argumentation entspricht Konfiguration 1, in der die Zündleitung mit angeschlossenerm EED im Leerlauf (hochohmig) verbleibt und nicht mit der ZKE kontaktiert ist. In der Konfiguration 2 wird dagegen das vollständige System ZKE mit angeschlossener Zündleitung und EED betrachtet. Die ZKE wurde bei der Bestrahlung rein passiv, d.h. ohne Versorgungsspannung betrieben.

In den folgenden beiden Konfigurationen wird der induzierte Brückenstrom eines inerten Drahtzündmittels (BW-EED) vom Typ DM 1275 mit angeschlossener Paralleldrahtleitung als Antwort auf einen gedämpften, sinusoidalen High-Power DS-Puls mit (Konf. 2) und ohne (Konf. 1) angeschlossener ZKE gemessen (Bild 7-4). Weder ein externer EM-Schirm noch ein zusätzlicher Kabelschirm werden betrachtet. Der E-Feld Vektor des einfallenden EM-Pulses ist parallel zur Drahtachse orientiert („sidefire excitation“).

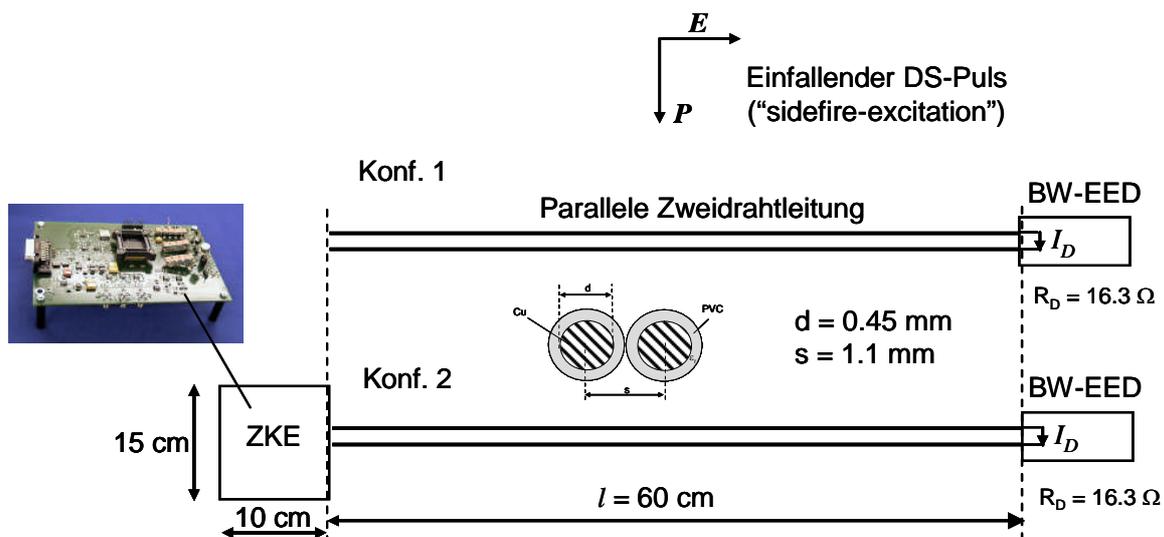


Bild 7-4: EED Einkopplungskonfigurationen.

Die Kupferleitungen haben einen Durchmesser von $d = 0.45 \text{ mm}$ und einen Mittelpunktsabstand von $s = 1.1 \text{ mm}$. Die Dielektrizitätskonstante der PVC-Isolierung liegt zwischen $\epsilon_r = 3-4$. Der ohmsche Widerstand der Drahtbrücke beträgt $R_D = 16.3 \Omega$. In der Konfiguration 1 befindet sich das dem EED gegenüberliegende Leitungsende im Leerlauf, während in der Konfiguration 2 eine generische ZKE angeschlossen ist. Der Brückenstrom wurde mit einer F2000 Stromzange (Fa. Fischer) gemessen, die symmetrisch um den EED herumgelegt wurde (Bild 7-5). Für die Transferimpedanz der Stromzange wurde laut Datenblatt im Bereich 150 MHz – 450 MHz ein mittlerer Wert von 10Ω bei einer Schwankungsbreite von $\pm 10\%$ verwendet.



Bild 7-5: EED-Brückenstrommessung mit F2000 Stromzange.

Als HPEM-Bestrahlungsquelle dient ein von Diehl-BGT-Defence (DBD) entwickeltes tragbares DS110-Koffersystem, welches eine Feldstärke von ca. 90 kV/m normiert auf 1 Meter Abstand abstrahlt (Bild 7-6). Die wesentlichen Komponenten bestehen aus einem 6-stufigen Marxgenerator, einer Hochspannungseinheit und dem eigentlichen Resonator, der ähnlich einer Dipolcharakteristik den elektromagnetischen Puls abstrahlt. Die Hochspannungseinheit generiert die Eingangsspannung für den Marx von 50 kV, womit die einzelnen Kapazitäten von 560 pF / Stufe parallel aufgeladen werden. Nach dem Durchzünden stehen am Ausgang 300 kV an, die den Resonator schnell aufladen lässt. Eine weitere Funkenstrecke im Resonator schließt die Spannung nach Erreichen der Durchbruchfeldstärke kurz. Der dabei generierte breitbandige Strompuls wird über die äußere Geometrie des Resonators abgestrahlt.



Bild 7-6: Tragbare Kofferquelle DS110 auf Stativ und Innenansicht.

Die Leistungsdaten der DS110-Quelle sind Tabelle 7-1 zusammengefasst.

Tabelle 7-1: Leistungsdaten des DS110-Systems.

Betriebsspannung:	300 kV (6 Stufen à 50 kV, C = 560 pF)
Mittelfrequenz	350 MHz
Bandbreite:	ca. 30%
Betriebsart:	Einzelpuls - 5 Hz
Feld:	bis 90 kV/r

Der Abstand r zwischen DS-Quelle und der Leitungskonfiguration betrug 4 Meter. Exemplarisch zeigt Bild 7-7 den einfallenden Puls im Zeit- und Frequenzbereich an der Zielposition.

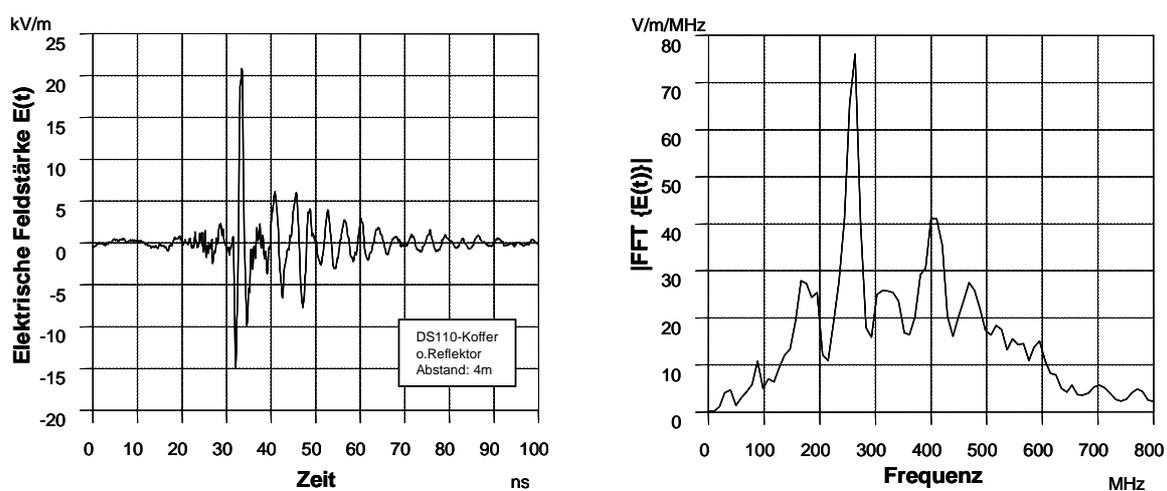


Bild 7-7: Anregende Feldstärke am Ort der Zweidrahtleitung in 4 Meter Entfernung im Zeit- und Frequenzbereich.

Die elektrische Feldstärke beträgt ca. 20 kV/m (peak) bei einer Pulsbreite von etwa 5 ns. Nach Abstrahlung des hochfrequenten Anteils, schwingt der Puls ähnlich einer gedämpften Sinusschwingung aus. Die dominanten Frequenzanteile des Pulses liegen im Bereich 150 – 500 MHz.

7.2.1 Einkoppelter EED-Brückenstrom in Konfiguration 1

Zunächst wird für die Konfiguration 1 ein Einkopplungsmodell basierend auf einer PSPICE-Lösung vorgestellt. Anschließend werden die Messergebnisse für den eingekoppelten EED-Brückenstrom mit dem vorgestellten Schaltkreismodell als auch mit einer FDTD-Simulation verglichen und bewertet.

7.2.1.1 Einkopplungsmodell: Gegentakteeinkopplung

Die analytische Näherungslösung basiert auf einer symmetrischen, verlustlosen, parallelen Zweidrahtleitung, in die eine ebene Welle einkoppelt (Bild 7-8). Der Einfallswinkel und die Polarisation wird über die Winkel ϕ_p , θ_p , θ_E bezogen auf ein Kugelkoordinatensystem festgelegt. Der Ausbreitungsvektor k bildet mit der x-Achse den Winkel θ_p und mit seiner Projektion in die x-z-Ebene den Winkel ϕ_p mit der y-Achse. Die Polarisation des elektrischen Feldvektors wird durch den Winkel θ_E beschrieben, der den Vektor zwischen den Einheitsvektoren e_θ und e_ϕ aufspannt. Die verlustlose Zweidrahtleitung wird durch ihren Wellenwiderstand Z_C und ihrer Einfachlaufzeit T charakterisiert und erstreckt sich von $z = 0$ bis $z = l$ in der Ebene $y = 0$.

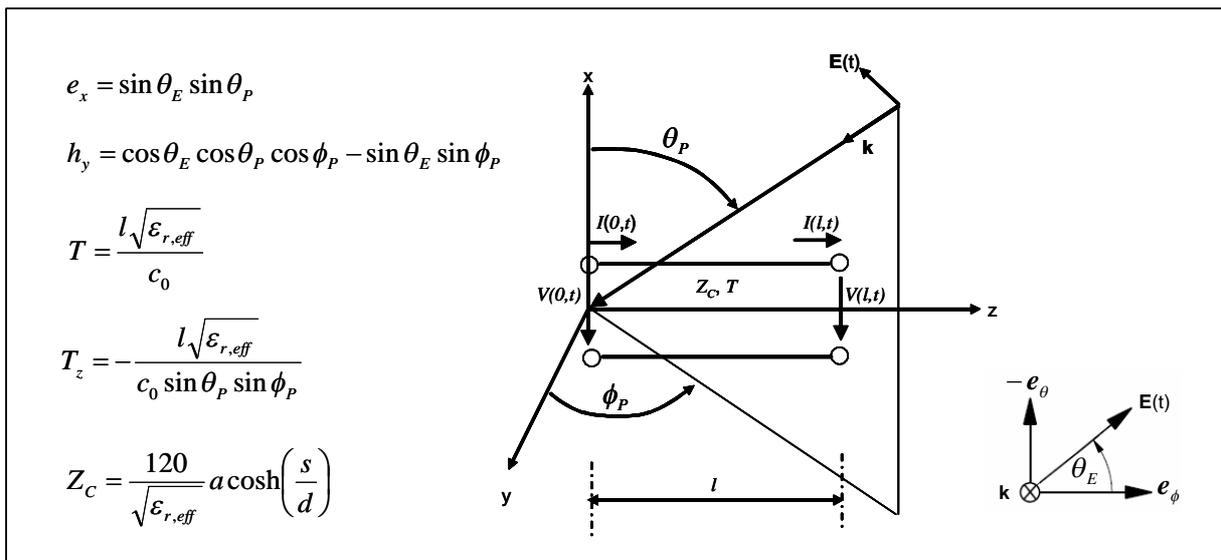


Bild 7-8: Einkopplungsgeometrie und Parameter zum PSPICE-Leitungsmodell.

Die gesamte Anordnung (Leitung und einfallendes Feld) kann man als aktiven Vierpol mit inneren Quellen auffassen, sofern lediglich die Beziehungen zwischen den an seinen Klemmenpaaren auftretenden Größen $V(0,t)$ und $I(0,t)$ am Anfang der Leitung, sowie $V(l,t)$ und $I(l,t)$ am Ende der Leitung von Interesse sind.

Eine Möglichkeit zur Beschreibung der Feldeinkopplung in eine Zweidraht- (oder auch Mehrfachleitung) bieten die BLT-Gleichungen, die zunächst im Frequenzbereich formuliert, aber über eine inverse Fourier-Transformation in den Zeitbereich transformiert werden können [69, S. 343]. Für die gegebene Problemstellung ist aber eine direkte Zeitbereichslösung besser geeignet, da der einfallende Puls ebenfalls im Zeitbereich definiert ist. Für die Modellierung wird daher ein Vierpol-Schaltkreismodell in Anlehnung an [68, S. 461] verwendet, welches direkt in PSPICE implementiert werden kann (Bild 7-9). Abstrahlungsverluste werden übrigens in beiden Modellen nicht modelliert.

Im vorgeschlagenen Zeitbereichsmodell wird die Zeitfunktion der elektrischen Feldstärke nach Bild 7-7 durch die Spannungsquelle V_1 nachgebildet. Die Klemmenspannungen an den beiden Enden der Leitung werden mit $V(0,t)$ am Tor 2-0 bzw. $V(l,t)$ am Tor 3-0 bezeichnet. Die inneren Spannungsquellen E_1 , E_2 , E_3 und E_4 des Vierpols können allesamt über Verzögerungsleitungen generiert werden, was eine Voraussetzung für eine Implementierung in PSPICE darstellt. Es sei angemerkt, dass auch verlustbehaftete Leitungen in Form eines SPICE-Modells beschrieben werden können. Die Berücksichtigung von Skineffektverlusten ist noch relativ einfach zu bewerkstelligen [68, S. 325], ebenso die Behandlung von Mehrfachleitungen und Netzwerken [68, S. 489ff]. Für eine SPICE Beschreibung im allgemeinen Fall vollbesetzter Widerstands- und Leitwertmatrizen sei auf [71] verwiesen.

Der Parameter h , der zur Berechnung der beiden Faktoren $Fakt1$ und $Fakt2$ benötigt wird, repräsentiert ein Maß für den effektiven Abstand der beiden Leitungen. Er berechnet sich für zylindrische Leitungen nach [72] zu:

$$h = s \sqrt{1 - \left(\frac{d}{s}\right)^2} \quad (7-1)$$

und berücksichtigt den Proximity-Effekt bei eng benachbarter Leitungsführung. Für den Fall, dass $s \gg d$ gilt, geht der effektive Leiterabstand in den Mittelpunktabstand beider Leiter über. Die weiteren Parameter e_x, h_y und T_z sind wie in [68] definiert und in Bild 7-8 angegeben.

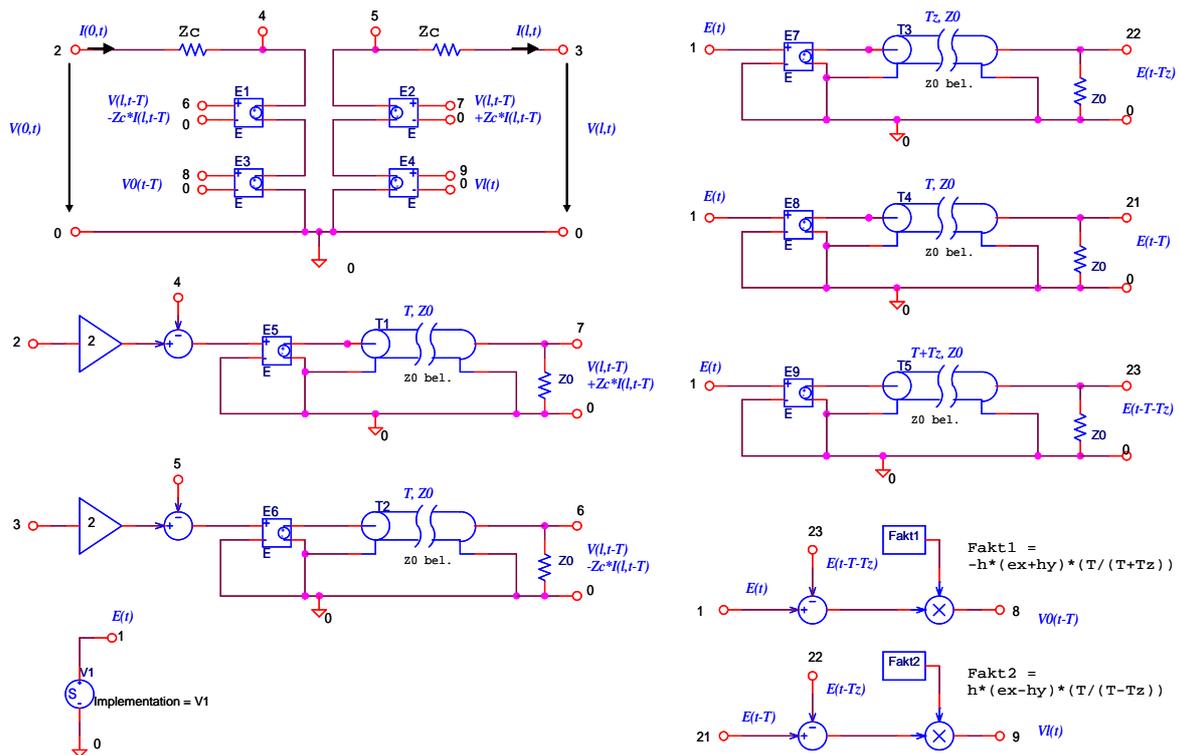


Bild 7-9: Vierpol PSPICE-Modell für die Einkopplung einer ebenen Welle in eine verlustlose, symmetrische Zweidrahtleitung.

Für die Gültigkeit des angegebenen Modells muss neben der symmetrischen Leitungsführung immer $h \ll \lambda$ gelten, damit der dominante Ausbreitungsmode als TEM-Typ betrachtet werden kann. Alle sonstigen Parameter sind wie in [68, S. 417ff] definiert und in Bild 7-8 zusammengefasst. Der Vorteil des Leitungsmodells ist neben seiner expliziten Zeitbereichsdarstellung, auch die einfache Anbindung von Lastimpedanzen. Mit dem in Kapitel 3 entwickelten EED-Impedanzmodell für den inerten DM 1275 (Drahtbrücke in Luft), ergibt sich das in Bild 7-10 dargestellte Einkopplungsmodell für die Konfiguration 1.

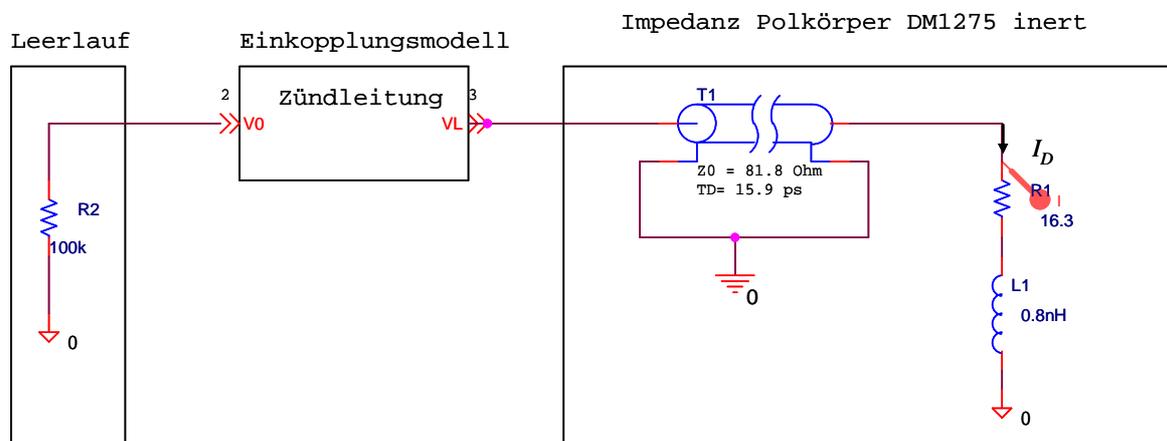


Bild 7-10: Einkopplungsmodell für die Konfiguration 1 mit angeschlossenem EED.

Zur Validierung wird das Schaltkreismodell mit einer FDTD-Lösung in einer etwas einfacheren Konfiguration als Bild 7-4 (oben) verglichen. Das verwendete Modell besteht aus einer lediglich 10 cm langen Zweidrahtleitung mit einem Drahtdurchmesser von $d = 0.8 \text{ mm}$ und einem Mittelpunktabstand $s = 1.3 \text{ mm}$ ohne Isolierung. An einem Ende der Leitung ist der verwendete EED DM 1275 (Drahtbrücke in Luft) in Luft modelliert, während sich das andere Ende im Leerlauf befindet. Der Brückendraht wurde als Filament mit einem Brückenwiderstand von 17 Ohm nachgebildet. Für den Vergleich werden drei unterschiedliche Einfallswinkel betrachtet, die international auch als „Sidefire“ ($\theta_p = 180^\circ, \phi_p = 0^\circ, \theta_E = 0^\circ$), „Endfire“ ($\theta_p = 90^\circ, \phi_p = -90^\circ, \theta_E = 90^\circ$) und „Broadside“ ($\theta_p = 90^\circ, \phi_p = 0^\circ, \theta_E = 90^\circ$) bezeichnet werden. Als zeitliche Anregung wird für das E-Feld ein gaußförmiger Puls mit einer 60 dB-Bandbreite von 4 GHz bei einer Amplitude von 1 V/m angenommen, welches einer Pulsbreite von 350 ps (50%) entspricht (Bild 7-11).

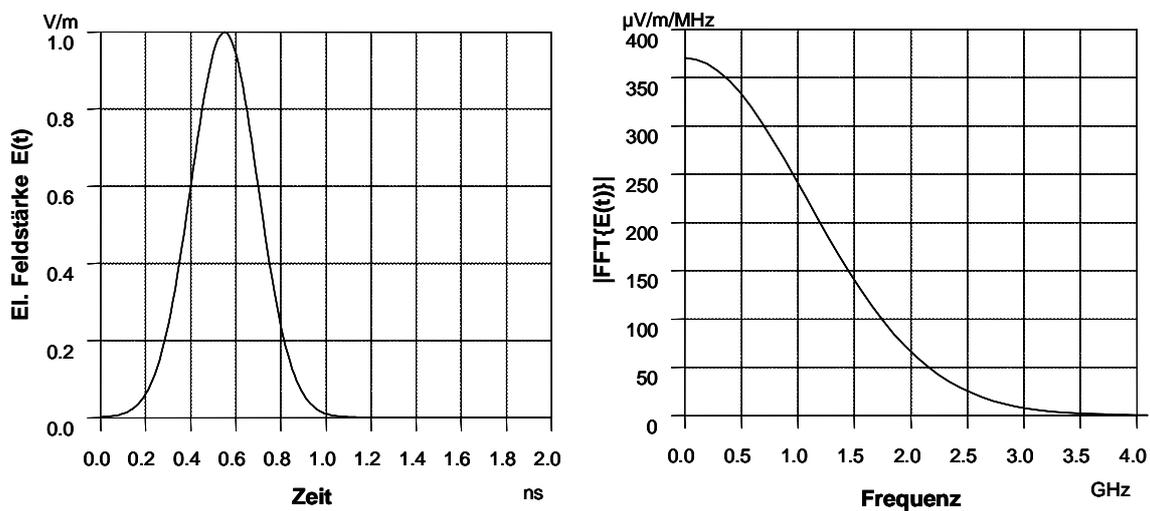


Bild 7-11: Anregender Gaußpuls in der FDTD-Simulation.

In Bild 7-12 ist der induzierte Strom $I_D(t)$ in der Drahtbrücke dargestellt, der mit beiden Modellen berechnet wurde. Sowohl Pulsform, als auch Amplitude sind in sehr guter Übereinstimmung. Insbesondere zeigt sich, dass die Vernachlässigung der Abstrahlungsverluste im PSPICE-Modell für die gegebene Anregung und Geometrie durchaus vertretbar ist.

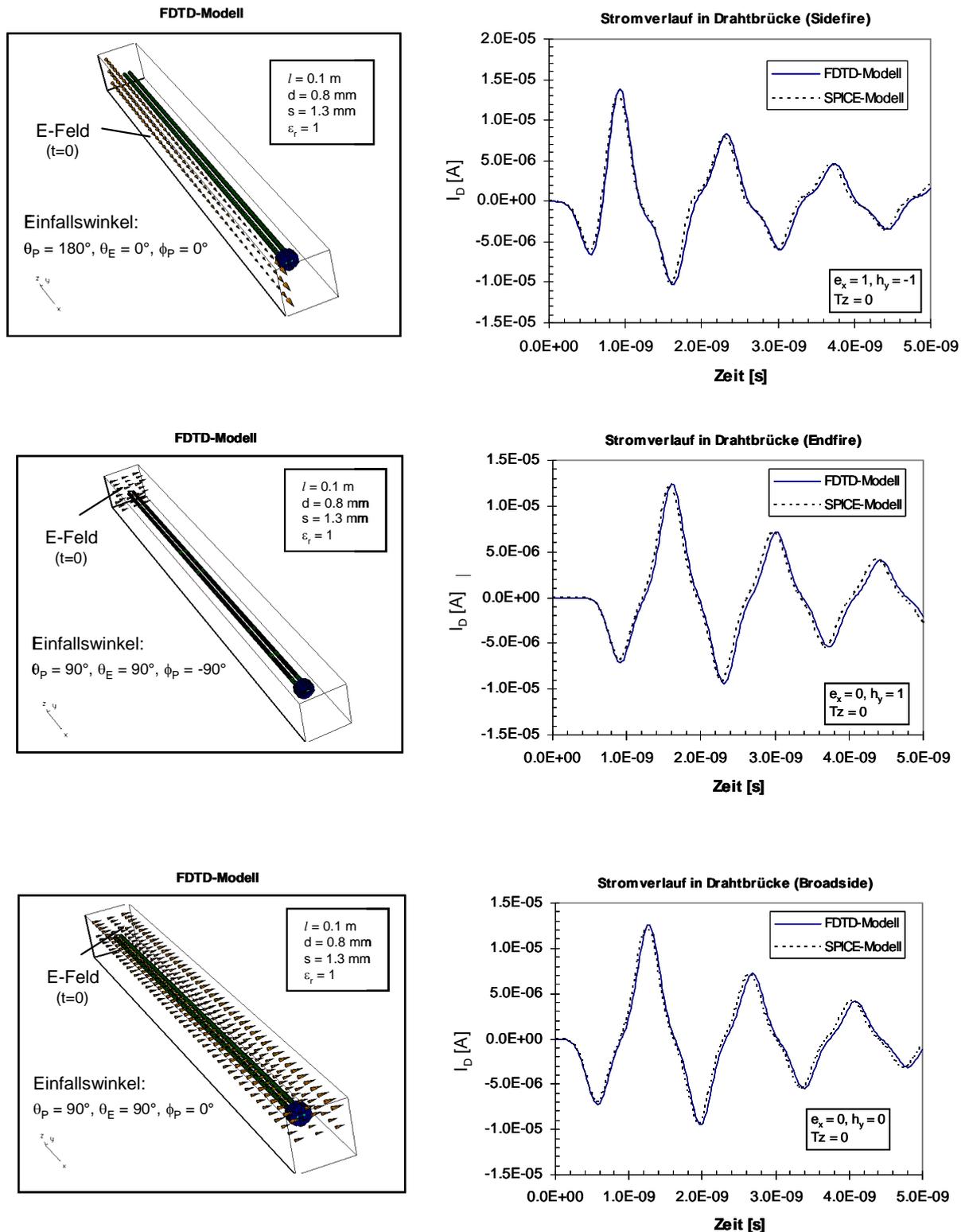


Bild 7-12: Vergleich PSPICE mit FDTD-Einkopplungsmodell.

7.2.1.2 Vergleich mit Messung

In dem Abschnitt wird das vorgeschlagene Einkopplungsmodell mit einer Messung in Konfiguration 1 (siehe Bild 7-4) verglichen. Der zeitliche

Feldstärkeverlauf am Ort der Zweidrahtleitung entspricht dem DS-Puls nach Bild 7-7. Der bei dieser Anregung gemessene induzierte EED-Brückenstrom ist in Bild 7-13 dargestellt. Die Stromamplitude beträgt ca. 2 A (pk-pk). Es treten zwei dominante Resonanzen bei ca. 250 MHz und 430 MHz auf.

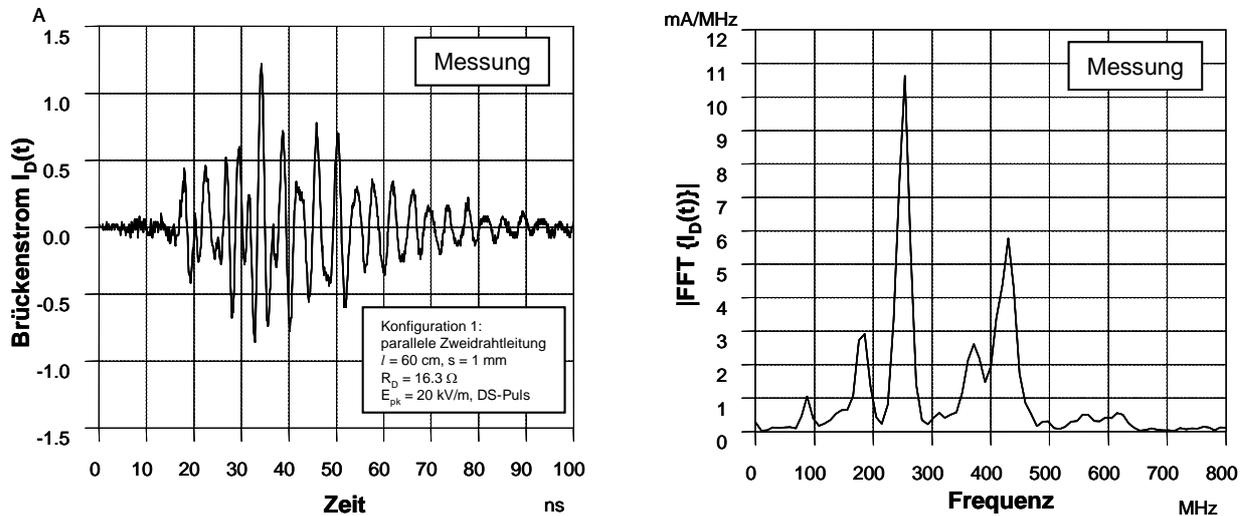


Bild 7-13: Induzierter Brückenstrom in Konfiguration 1 (Messung).

Um den Vergleich mit dem PSPICE-Leitungsmodell durchführen zu können, muss zunächst die effektive Dielektrizitätskonstante $\epsilon_{r,eff}$ der Leitung bestimmt werden. Daraus lassen sich dann Wellenwiderstand Z_C und Einfachlaufzeit T berechnen. Eine messtechnische Abschätzung ist über die Lage der gemessenen Leitungsresonanzen möglich. Hierzu wird das gemessene Spektrum nach Bild 7-13 mit dem Spektrum der anregenden Feldstärke nach Bild 7-7 dividiert. Die daraus resultierende Betrags-Übertragungsfunktion ist mit $|H(f)|$ bezeichnet und in Bild 7-14 dargestellt. Sie gibt den induzierten Strom [mA] in der Drahtbrücke an, wenn die Anordnung mit einer Feldstärke von 1 V/m kontinuierlich (CW) bei der Frequenz f bestrahlt wird. Beispielsweise errechnet sich bei der dominanten Frequenz von 430 MHz und bei einer anregenden Feldstärke von 100 V/m, ein induzierter Strom von $0,28 \text{ mA}/(\text{V/m}) \times 100 \text{ V/m} = 28 \text{ mA}$, der ca. die Hälfte des No-Fire DC-Stroms von 60 mA beträgt.

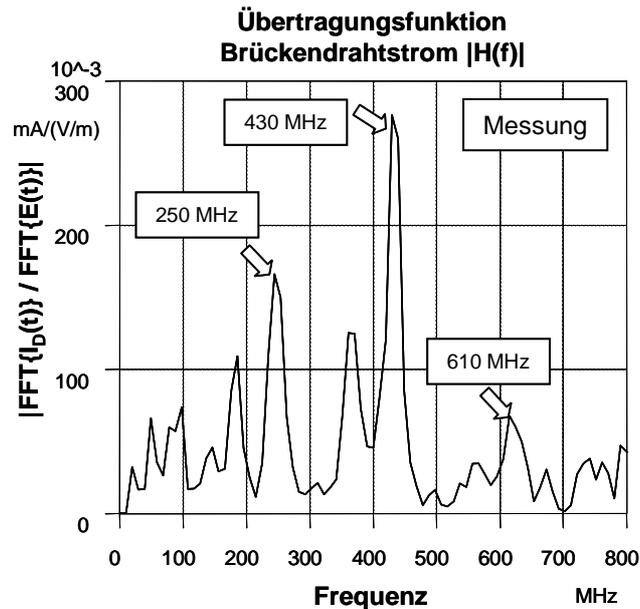


Bild 7-14: Übertragungsfunktion $|H(f)|$ des EED-Brückendrahtstroms in Konfiguration 1.

Die beiden höchsten Resonanzen liegen nach Bild 7-14 bei ca. 250 MHz und 430 MHz. Da die Leitung auf der einen Seite hochohmig (Leerlauf) und auf der anderen Seite niederohmig abgeschlossen ist, ergeben sich näherungsweise Vielfache von $\lambda/4$ als resonante Leitungslängen:

$$l = \frac{\lambda_{res}}{4}, \frac{3\lambda_{res}}{4}, \frac{5\lambda_{res}}{4}, \dots \quad (7-2)$$

Das heißt, als Resonanzfrequenzen treten bei einer Länge $l = 60$ cm ungeradzahige Vielfache von ca. 86 MHz auf:

$$f_{res} = \frac{c_0}{\lambda_{res} \sqrt{\epsilon_{r,eff}}} = (2n+1) \frac{c_0}{4l \sqrt{\epsilon_{r,eff}}} = (2n+1) \cdot 86 \text{ MHz}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (7-3)$$

Die relative effektive DK-Zahl lässt sich über die gemessenen Resonanzfrequenzen abschätzen und beträgt danach $\epsilon_{r,eff} = 2.1$. Daraus ergeben sich Wellenwiderstand und Einfachlaufzeit zu:

$$Z_C = \frac{377 \Omega}{\pi \sqrt{\epsilon_{r,eff}}} a \cosh\left(\frac{s}{d}\right) = 127 \Omega \quad (7-4)$$

$$T = l \frac{\sqrt{\epsilon_{r,eff}}}{c_0} = 2.9 \text{ ns.}$$

Diese Zahlenwerte wurden für das PSPICE-Leitungsmodell verwendet. Für die gewählte Sidefire-Einfallsrichtung ergeben sich die Winkel $\theta_p = 180^\circ$, $\phi_p = 0^\circ$, $\theta_E = 0^\circ$ und daraus $e_x = 0$, $h_y = -1$ und $T_z = 0$. Der mit dem PSPICE-Leitungsmodell berechnete EED-Brückenstrom zeigt Bild 7-15.

Beim Vergleich mit der Messung (Bild 7-13) ist festzustellen, dass zwar die Resonanzen übereinstimmen, die Signalamplitude im Modell aber etwa Faktor 3–4 kleiner ist. Zur Kontrolle wurde ferner eine FDTD-Simulation durchgeführt. Im Gegensatz zum PSPICE-Modell werden hier auch Abstrahlungsverluste berücksichtigt. Allerdings musste bei der FDTD-Simulation die Modellierung der Zweidrahtleitung aufgrund der relativ großen Länge, des kleinen Drahtdurchmessers und der dünnen Isolierung vereinfacht werden. In der Näherung wurde die Isolierung der Einzelleiter durch eine kompakte Isolierung mit der relativen DK-Zahl $\epsilon_r = 2.1$ ersetzt, die beide Leiter zylindrisch umfasst. Außerdem wurde simulationsbedingt der Mittelpunktsabstand auf $s = 1.3 \text{ mm}$ etwas erhöht. Die zylindrischen Leiter wurden vereinfacht als ideal leitende Quader modelliert. Im Ergebnis zeigt die FDTD-Simulation (Bild 7-16) aber einen ähnlichen Verlauf wie das PSPICE-Modell. Der Grund für den höheren Messwert liegt vermutlich in der zusätzlichen Stromschleife zur Einbringung der F2000-Stromsonde, die in beiden Modellen nicht berücksichtigt wurde, und in Symmetriegenauigkeiten beim Messaufbau.

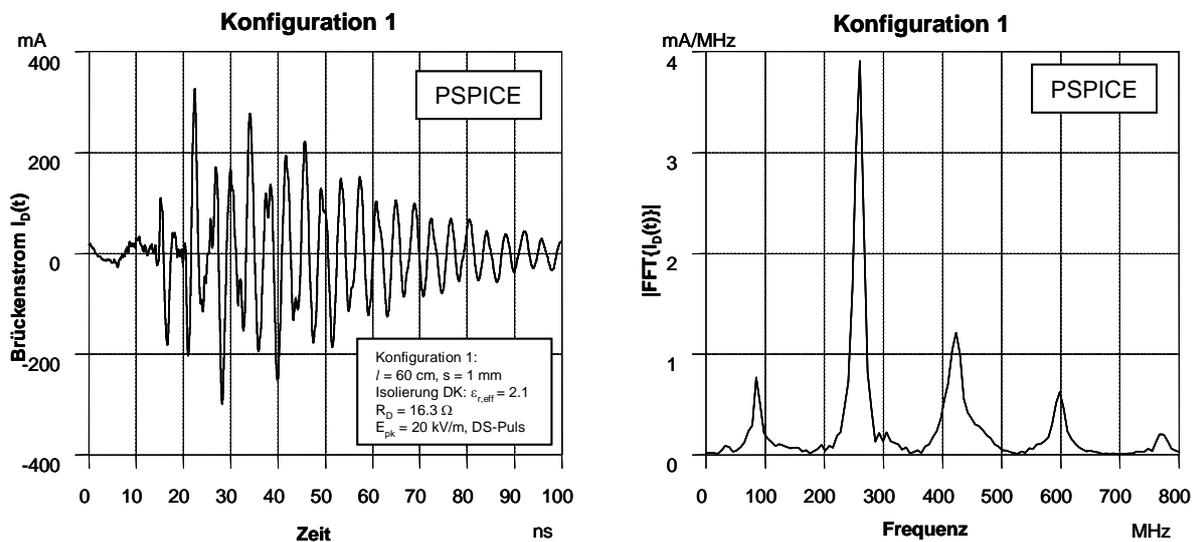


Bild 7-15: Induzierter Brückenstrom in Konfiguration 1 (PSPICE-Leitungsmodell).

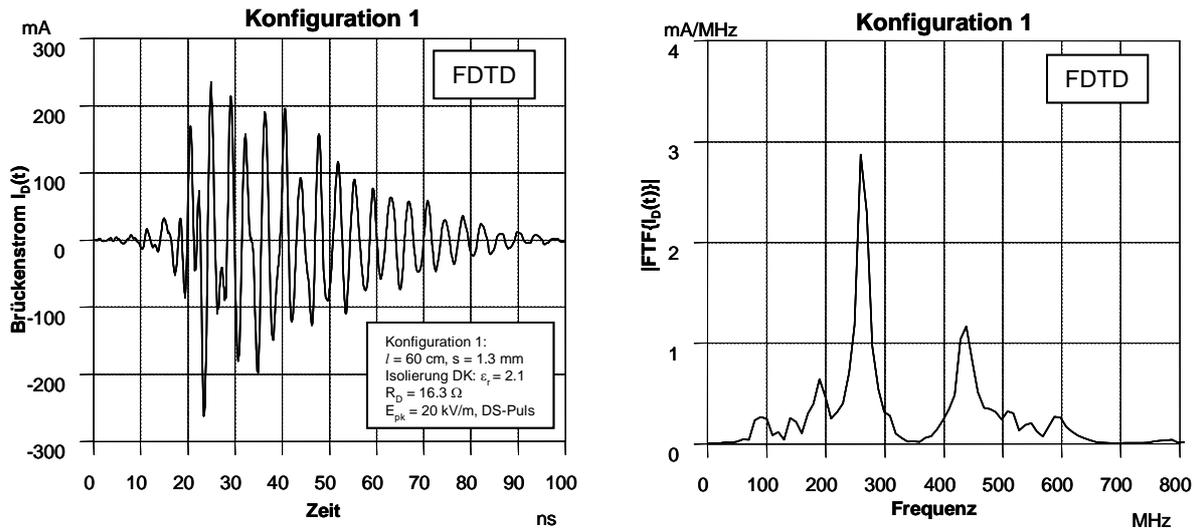


Bild 7-16: Induzierter Brückenstrom in Konfiguration 1 (FDTD-Modell).

Die eingekoppelte Energie berechnet sich aus dem induzierten Strom nach Bild 7-13 als das Integral über die Leistung $I_D^2(t) \times R_D$ und beträgt $0,12 \mu\text{J}$. Der Wert liegt damit ca. 27 dB unterhalb der No-Fire Pulsenergie von $W_{NF-Puls} = 60 \mu\text{J}$. Er erfüllt außerdem den in VG 95379, Teil 20, definierten Sicherheitsabstand von 7 dB (Auswirkungsklasse 2) bzw. 17 dB (Auswirkungsklasse 1), sofern man die definierten Sicherheitsabstände auch auf Pulseinkopplung, d.h. auf die No-Fire Puls Energie beziehen würde.

7.2.2 Eingekoppelter EED-Brückenstrom in Konfiguration 2

In der Konfiguration 2 wird die leer laufende Leitung mit der 15×10 cm großen ZKE (passiv) verbunden und an die Bipolar-Zündstufe angeschlossen (Bild 7-17). Der einfallende DS-Puls ist identisch zu Bild 7-7 und das E-Feld parallel zur Drahtachse orientiert. Auf den ersten Blick sieht die Konfiguration 2 nicht wesentlich anders als die vorherige Konfiguration aus, da die Zündleitung mit dem gesperrten und damit hochohmigen Emitter – Kollektor Anschluss verbunden ist. Dennoch erhöht sich der induzierte EED-Brückenstrom im Vergleich zur Konfiguration 1 um etwa Faktor 8 auf ca. 16 A (pk-pk), wie in Bild 7-18 dargestellt.

Grund für den wesentlich höheren induzierten EED-Brückenstrom in Konfiguration 2 dürfte der nicht nicht-symmetrischen Abschluss durch die ZKE sein, da der eine Leiter niederohmig und der andere Leiter hochohmig mit der Groundplane der ZKE verbunden ist. Damit wird die effektive Leitungslänge der beiden Einzelleiter unterschiedlich und die induzierten Ströme, die bei der gewählten Polarisation hauptsächlich Gleichtaktströme sind, werden zueinander phasenverschoben und können sich an der EED-Last nicht mehr vollständig zu null aufheben. Dieser Prozess wird auch Gleichtakt- zu Gegentakt Konversion genannt und ist einer der Hauptursachen für elektromagnetische Störungen.

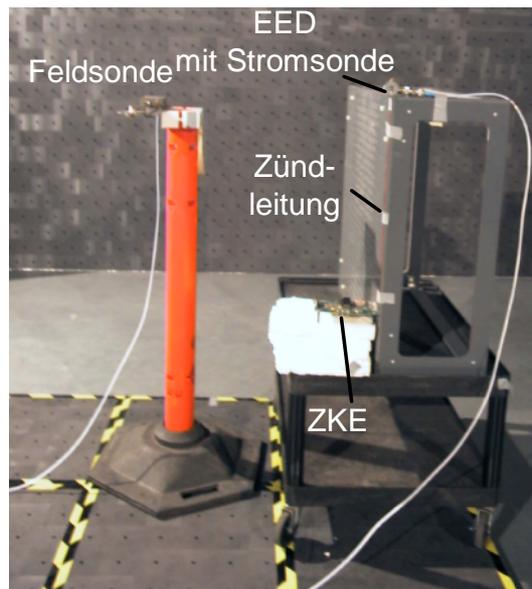


Bild 7-17: Messaufbau für die Konfiguration 2.

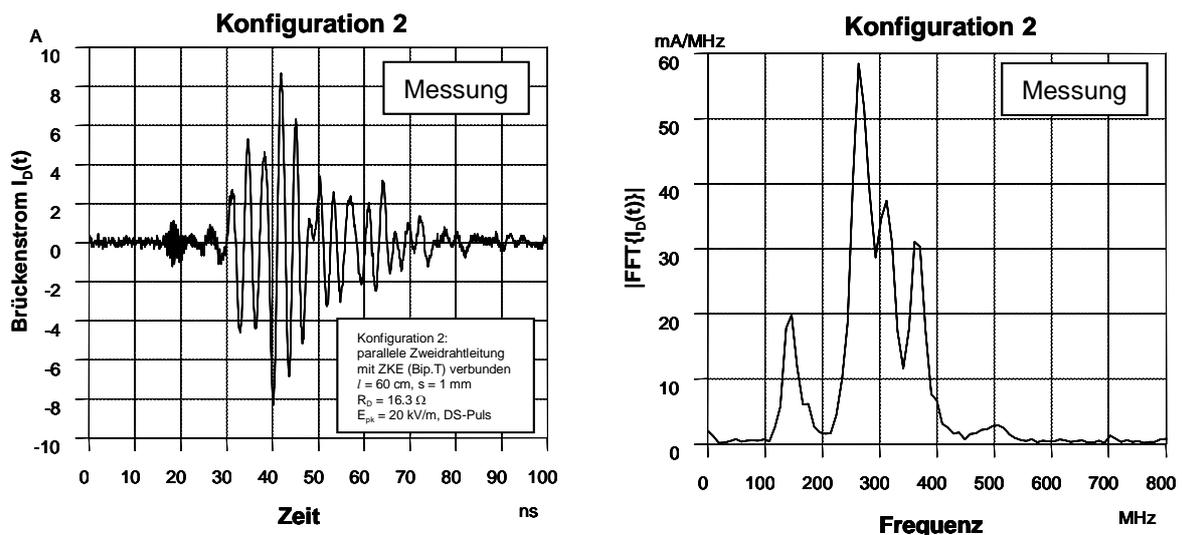


Bild 7-18: Induzierter Brückenstrom in Konfiguration 2.

Aus dem gemessenen EED Brückenstrom kann die absorbierte HF-Energie aus dem Integral über Leistung berechnet werden, welche $6 \mu\text{J}$ für die gegebenen Testbedingungen beträgt. Die eingekoppelte Energie ist aber immer noch Faktor 10 kleiner als die No-Fire Pulsenergie von $60 \mu\text{J}$. Wendet man den gleichen Störsicherheitsabstand, der in VG 95378 für CW-Bestrahlung und auf den DC No-Fire Strom bezogen ist, auch auf Pulsbestrahlung an, würde bei der gegebenen Testbedingung der Sicherheitsabstand von 7 dB für die Auswirkungsklasse 2 eingehalten werden (Faktor 5 unterhalb $W_{NF-Puls}$), nicht aber der Sicherheitsabstand von 17 dB für die Auswirkungsklasse 1 (Faktor 50 unterhalb $W_{NF-Puls}$).

Weitere Versuche haben gezeigt, dass die Elektronik Einfluss auf das Einkopplungsverhalten ausübt. Entfernt man beispielsweise den Bipolartransistor, dann reduziert sich der induzierte Strom um etwa 20%. Grund sind vermutlich andere HF-Pfade auf der ZKE, die je nach Fall zu einer Verminderung oder Erhöhung der Gleichtaktanregung führen.

Maximale Unsymmetrie beim Leitungsabschluss ist zu erwarten, wenn ein Leiter mit der größten Massefläche (in dem Fall die Groundplane der ZKE) direkt verbunden wird, während der andere Leiter sehr hochohmig dazu verbleibt und im Grenzfall überhaupt nicht mit der ZKE verbunden ist (Bild 7-19).

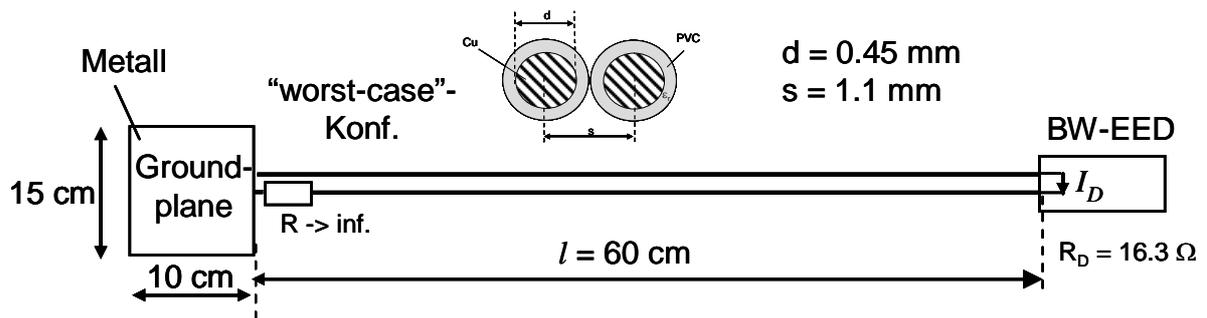


Bild 7-19: Maximale Unsymmetrie beim Leitungsabschluss.

Der induzierte EED-Brückenstrom in dieser „worst-case“-Geometrie zeigt Bild 7-20. Der Strom steigt auf ca. 40 A (pk-pk) an. Die Resonanz von 260 MHz ist identisch zur Konfiguration 2. Die Oszillation ist jedoch stärker ausgeprägt, da keine Verluste durch Bauteile vorhanden sind. Die induzierte Energie beträgt bei diesen Testbedingungen $65 \mu\text{J}$ und liegt damit leicht über der vom Hersteller angegebenen EED No-Fire Energie von $60 \mu\text{J}$.

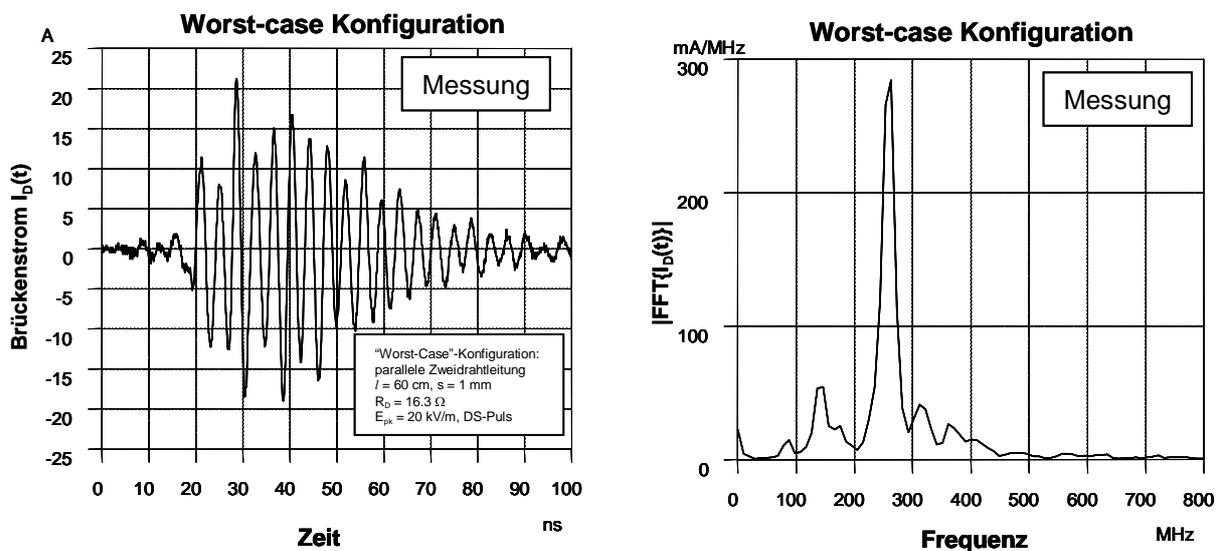


Bild 7-20: Induzierter Brückenstrom in „worst-case“-Konfiguration.

Offenbar ist das im vorherigen Abschnitt vorgestellte Einkopplungsmodell nicht mehr anwendbar, da die Voraussetzung einer symmetrischen Leiterführung mit symmetrischem Leitungsabschluss nicht mehr gegeben ist.

7.2.2.1 Einkopplungsmodell: Gleichtakteinkopplung

Für die Modellierung des induzierten EED-Brückenstroms in Konfiguration 2 ist nicht nur die veränderte Leitungskonfiguration, sondern auch das ZKE-Platinenlayout und das HF-Bauteilverhalten zu berücksichtigen, was selbst für numerische Simulationstools eine große Herausforderung darstellt. Daher wird im Folgenden die in Bild 7-19 angegebene „worst-case“-Konfiguration betrachtet, da hier keine elektrischen Bauteile zu berücksichtigen sind. Anhand dieser Konfiguration wird das prinzipielle Einkopplungsverhalten verdeutlicht.

Das verwendete Einkopplungsmodell ist in Bild 7-21 dargestellt. Es besteht aus der 60 cm langen isolierten Paralleldrahtleitung an deren einem Ende die EED-Last angeschlossen wird, die hier lediglich durch ihren ohmschen Drahtwiderstand $R_D = 17 \Omega$ nachgebildet wurde. Am anderen Ende wird der obere Leiter (1) mit einer 15 x 10 cm großen Massefläche verbunden, die die Groundplane (GP) der ZKE repräsentieren soll. Der untere Leiter (2) wird überhaupt nicht angeschlossen. Hochohmiger lässt sich die Verbindung zur GP nicht realisieren, es sei denn, man verkürzt den Leiter (2), um die kapazitive Wechselwirkung zu verringern. Die Geometrie repräsentiert die maximal mögliche Unsymmetrie im Leitungsabschluss als Grenzfall zu realen Verhältnissen. Messungen haben gezeigt, dass der induzierte EED-Laststrom bei angeschlossener ZKE im Gegensatz zur Konfiguration 1 (ohne ZKE) nahezu kaum vom Abstand der beiden Einzelleiter und der Art der Leitungsverlegung (parallel oder verdreht) abhängt. Um die Rechenzeit zu beschleunigen, wurde der Abstand beider Leiter auf $s = 4 \text{ mm}$ und der Leiterdurchmesser auf $d = 1 \text{ mm}$ in der Simulation erhöht. Die ZKE wurde nur durch eine Groundplane nachgebildet, obwohl im realen Fall die ZKE vier Metalllagen aufweist. Trotz der Vereinfachungen, wird die gewählte Geometrie aber als vergleichbar zum Messaufbau erachtet.

Als Anregung dient eine ebene Welle mit Ausbreitung in +x-Richtung (Einfallswinkel $\theta_p = 180^\circ$) und elektrischem Feldstärkevektor in +z-Richtung, also parallel zur Leiterführung. Als zeitliche Funktion wird der Gaußpuls nach Bild 7-11 verwendet. Bild 7-22 zeigt die in FDTD modellierte Geometrie.

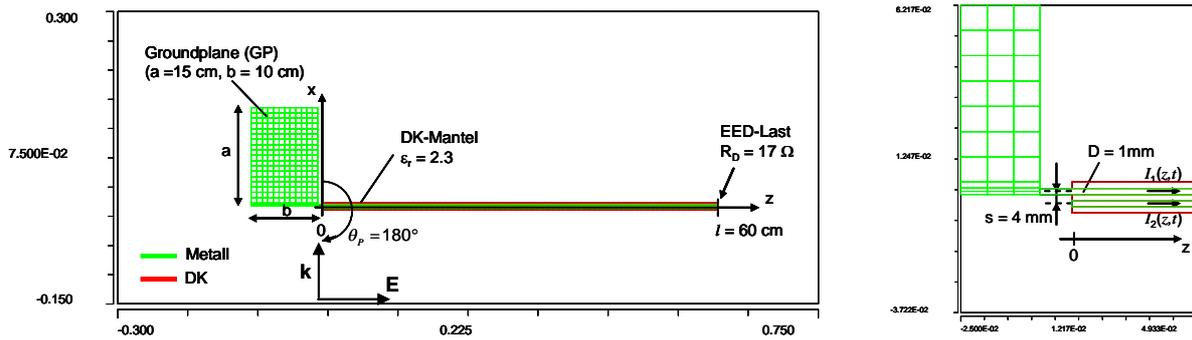
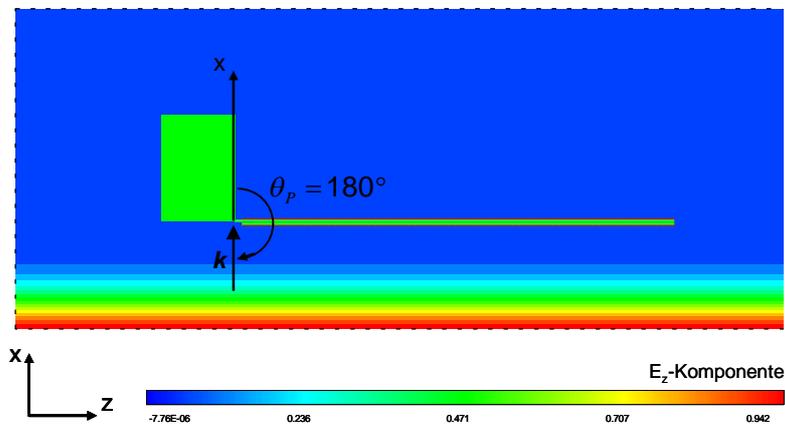


Bild 7-21: FDTD-Einkopplungsmodell bei einseitig angeschlossener Groundplane.


 Bild 7-22: FDTD-Simulation für einen Einfallswinkel von $\theta_p = 180^\circ$.

Als Monitorgrößen wird zum einen der EED-Laststrom an dem 17-Ohm Widerstand beobachtet, mit

$$I_D(t) = I_1(l,t) - I_2(l,t), \quad (7-5)$$

als auch der Strom $I_1(0,t)$. Der Strom ist deshalb interessant, da er an der Diskontinuität $z=0$ den induzierten Gegentaktstrom (DM) angibt. Dies ist sofort ersichtlich, wenn man die beiden Leiterströme $I_1(z,t)$ und $I_2(z,t)$ in ihren DM und CM-Anteil aufspaltet, mit

$$I_{CM}(z,t) = [I_1(z,t) + I_2(z,t)]/2 \quad (7-6)$$

$$I_{DM}(z,t) = [I_1(z,t) - I_2(z,t)]/2. \quad (7-7)$$

Speziell an der Stelle $z=0$ ist aber $I_2(0,t)=0$ und für den Gegentaktstrom ergibt sich:

$$I_{DM}(0,t) = I_1(0,t) / 2 . \quad (7-8)$$

Auch für diese Konfiguration wird im Folgenden ein approximatives Schaltkreismodell angegeben. Zunächst ist festzustellen, dass der EED-Brückenstrom $I_D(t)$ in guter Näherung aus dem DM-Strom $I_{DM}(0,t)$ berechnet werden kann, der über die 60 cm lange Leitung zur Last transformiert wird. Im vorliegenden Beispiel ist die relevante Länge der Leistungsabschnitt zwischen $z = 0$ und $z = l$. Für die Laufzeit T und den Wellenwiderstand Z_C ergibt sich aus den Simulationsparametern:

$$T = \frac{l\sqrt{\epsilon_r}}{c_0} = \frac{0.6 \text{ m}\sqrt{2.1}}{3 \times 10^8 \text{ m/s}} = 2.9 \text{ ns} \quad (7-9)$$

$$Z_C = \frac{377\Omega}{\pi\sqrt{\epsilon_r}} a \cosh\left(\frac{s}{D}\right) = \frac{377\Omega}{\pi\sqrt{2.1}} a \cosh\left(\frac{4}{1}\right) = 171\Omega . \quad (7-10)$$

Das zugehörige PSPICE-Modell zeigt Bild 7-23 mit dem eingepägten Strom $I_1(0,t)/2$.

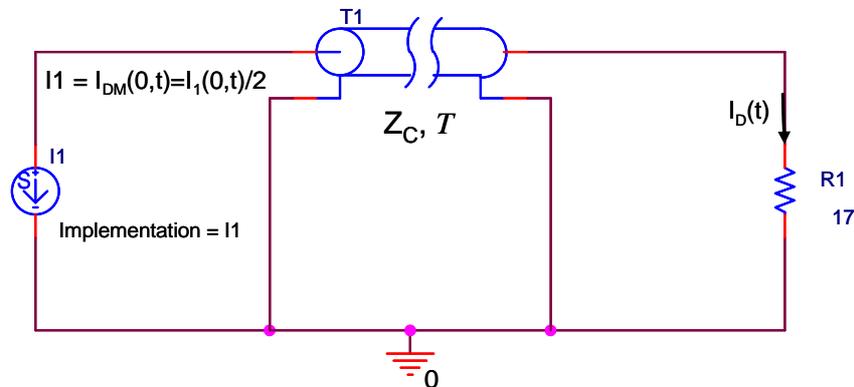


Bild 7-23: Einkopplungsmodell CM-DM-Konvertierung implementiert in PSPICE.

Sofern der Strom $I_1(0,t)$ bekannt ist, kann über das PSPICE-Modell der differentielle Strombeitrag resultierend aus der CM-DM-Konversion berechnet werden, wie im Folgenden gezeigt wird. Bild 7-24 links zeigt den mit FDTD simulierten Strom $I_1(0,t)$ für einen Einfallswinkel von $\theta_p = 180^\circ$ bei einer gaussförmigen Anregung nach Bild 7-11. Bild 7-24 rechts zeigt den über das Einkopplungsmodell nach Bild 7-23 ermittelten EED-Laststrom $I_D(t)$ im Vergleich zur direkten FDTD-Lösung. Der Vergleich zeigt einen nahezu identischen Verlauf im Zeitbereich. Absolut identisch darf er ohnehin nicht sein, da der induzierte Anteil aus dem „Induktionsgesetz“ (Abschnitt 7.2.1.1) nicht

enthalten ist. Der Anteil ist jedoch so klein, dass er praktisch nicht weiter ins Gewicht fällt. Erkennbar ist er dennoch zum Zeitpunkt nach ca. 1 ns, bei dem die FDTD-Lösung bereits ein kleines Stromsignal („early-response“) vermerkt (Blockpfeil), die PSPICE-Lösung jedoch noch den Wert „null“ anzeigt. Grund ist, dass die einfallende Welle beim Auftreffen auf die Leitung sofort einen Strom an der Last induziert, der hier als kleiner negativer „peak“ erkennbar ist.

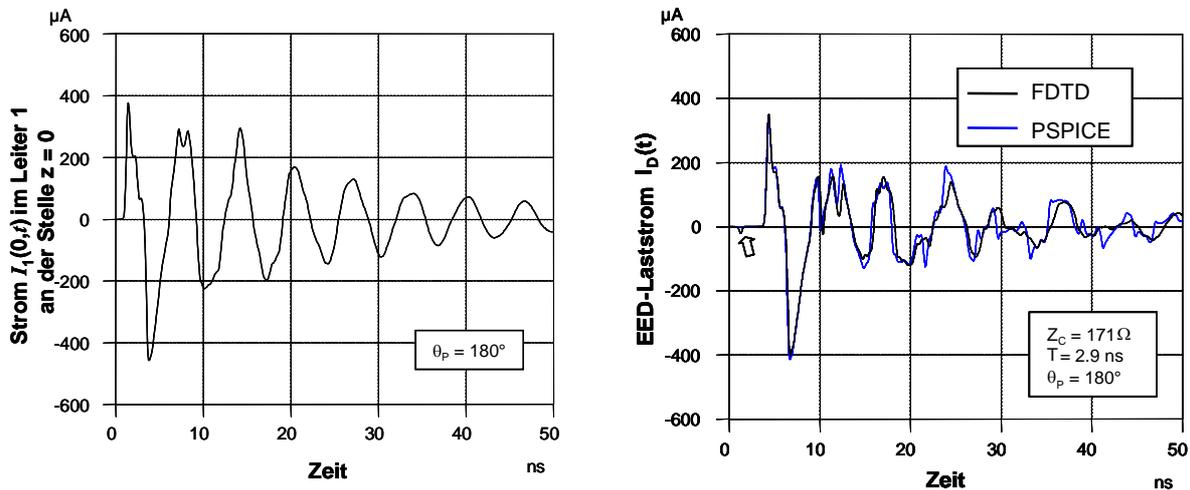


Bild 7-24: Strom $I_1(0,t)$ und $I_D(t)$ als Antwortsignale auf den gaußförmigen UWB-Puls für einen Einfallswinkel $\theta_p = 180^\circ$.

Offenbar wird an der Leitungsdiskontinuität $z = 0$ der CM-Strom in einen DM-Strom übergeführt. Genauer gesagt, wird der DM-Strom an dieser Stelle generiert. Dies ist signifikant unterschiedlich zum Einkopplungsprozess in Abschnitt 7.2.1.1, bei dem die Einkopplung über die gesamte Länge der Leitung stattfindet. Das Verfahren gilt auch für andere Einfallswinkel. Als Beispiel sei in Bild 7-25 eine FDTD-Simulation bei $\theta_p = 135^\circ$ und $\theta_p = 90^\circ$ betrachtet.

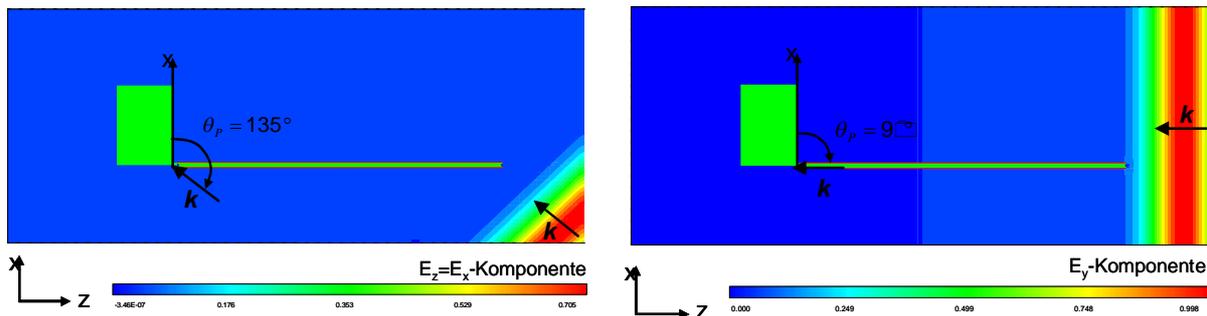


Bild 7-25: FDTD-Simulation für einen Einfallswinkel von $\theta_p = 135^\circ$ und $\theta_p = 90^\circ$.

Für den Winkel $\theta_p = 135^\circ$ ist der induzierte Strom $I_1(0,t)$ an der Diskontinuität $z = 0$ und der mit FDTD und dem PSPICE-Modell berechnete EED-Laststrom $I_D(t)$ gegenübergestellt mit nahezu übereinstimmenden Resultaten. Der

induzierte EED-Laststrom ist mit $700 \mu\text{A}$ (pk-pk) etwa vergleichbar wie beim 180° -Einfall.

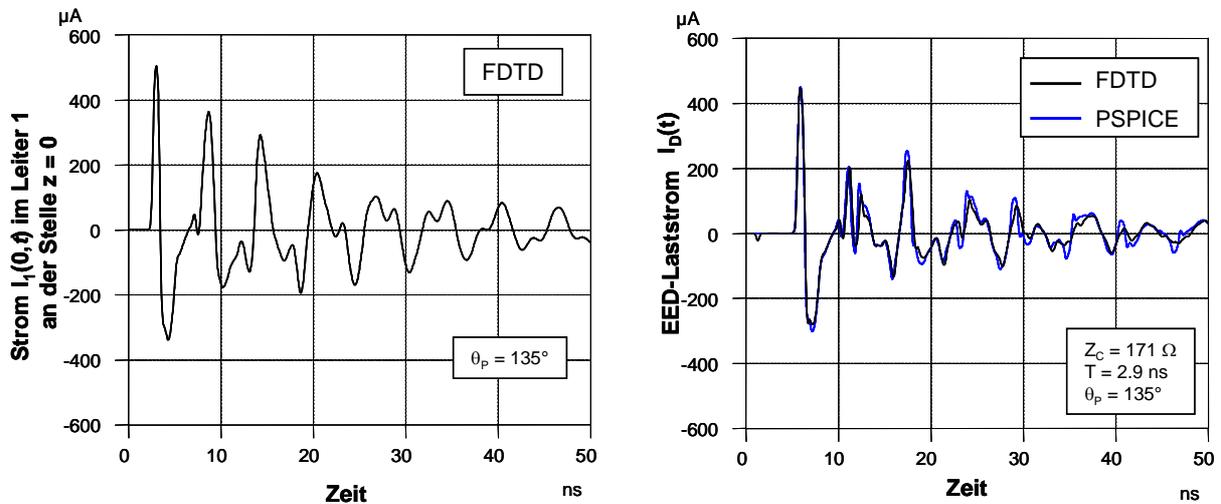


Bild 7-26: Strom $I_1(0,t)$ und $I_D(t)$ als Antwortsignale auf den gaußförmigen UWB-Puls für einen Einfallswinkel $\theta_p = 135^\circ$.

Entsprechend zeigt Bild 7-27 die beiden Ströme für einen Winkel von $\theta_p = 90^\circ$. Der induzierte Strom ist deutlich kleiner, da auf der Leitung selbst kein Gleichtaktstrom angeregt wird, sondern nur auf der angeschlossenen Grundplane.

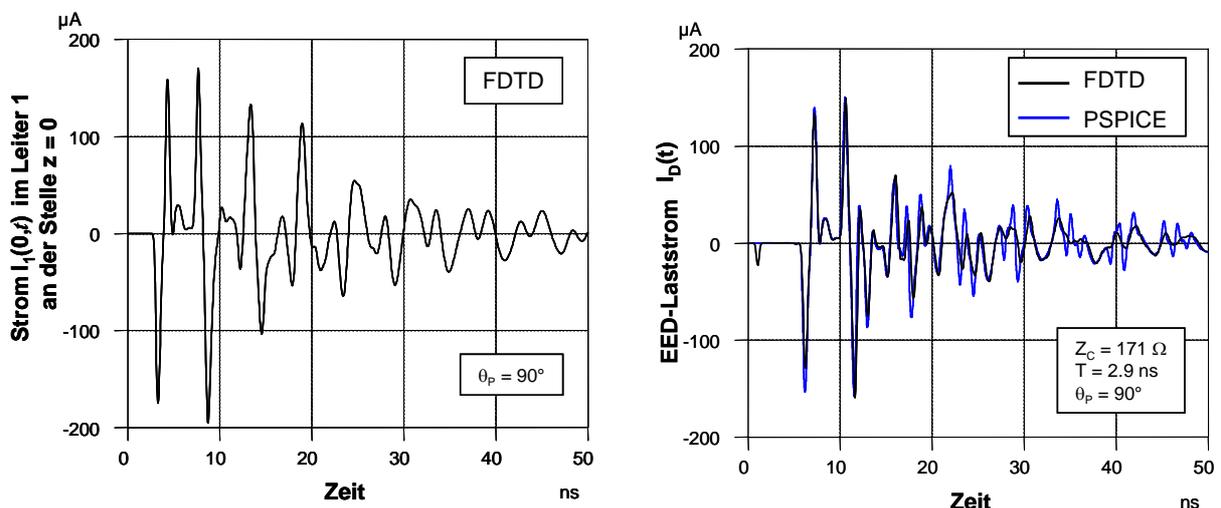


Bild 7-27: Strom $I_1(0,t)$ und $I_D(t)$ als Antwortsignale auf den gaußförmigen UWB-Puls für einen Einfallswinkel $\theta_p = 90^\circ$.

Die Ergebnisse zeigen, dass mit Kenntnis des Stromes im oberen Leiter an der Diskontinuität $z = 0$ durch einfache Leitungstransformation der durch CM-DM-Konvertierung generierte Strom an der EED-Last gewonnen werden kann. Hierzu ist der Strom $I_1(0,t)/2$ als treibende Stromquelle in das Leitungsmodell einzusetzen. Offenbar ist der induzierte Gleichtaktanteil an der Diskontinuität

$z = 0$ als Ursache für den durch Gleichtakt-Gegentakt konvertierten EED-Laststrom zu betrachten.

7.2.2.2 Dipolnäherung zur approximativen Berechnung des CM-Anteils

Die Berechnung des Stromes $I_1(0,t)$ an der Diskontinuität $z = 0$ ist im Allgemeinen nur numerisch lösbar. Auf der anderen Seite weist die gesamte Geometrie eine dipolähnliche Struktur auf, und es ist zu vermuten, dass der generierte Gleichtaktanteil einen ähnlichen Verlauf aufweist wie ein induzierter Leiterstrom in einen kurzgeschlossenen Empfangsdipol. Dies ist prinzipiell auch der simulierten Feldverteilung zu entnehmen, die für einen Einfallswinkel von $\theta_p = 180^\circ$ in Bild 7-28 für verschiedene Zeitpunkte dargestellt ist. Die Dipolnäherung ist im Allgemeinen umso besser, je kleiner die Grundplane im Vergleich zur Länge der Zweidrahtleitung ausfällt.

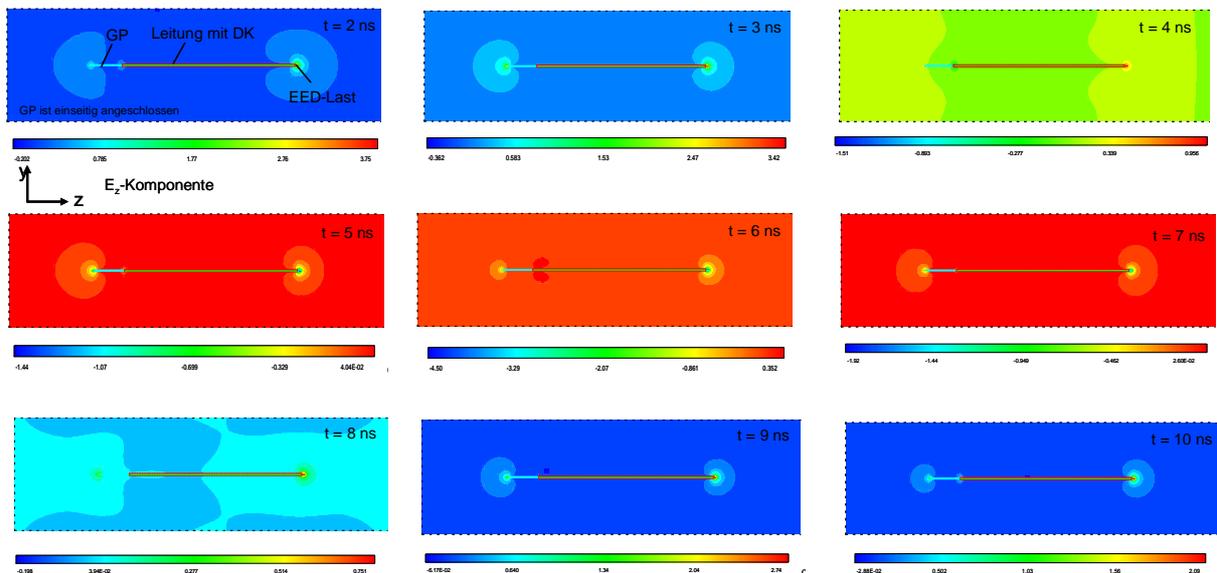


Bild 7-28: Feldverteilung bei Wiederabstrahlung nach Anregung mit einem Gaußpuls (4 GHz @ 60 dB Dämpfung).

Um eine Abschätzung für den Strom $I_1(0,t)$ zu erhalten, wird angenommen, dass der induzierte Strom in beide Leiter $I(z,t) = I_1(z,t) + I_2(z,t)$ vergleichbar zu dem eingekoppelten Strom in einen geraden, dünnen Leiter der Länge $l_{ges} = l + l'$ ist. Dieser kann wiederum approximativ über einen Reihenansatz nachgebildet werden. Hierbei ist l die physikalische Länge der Zweidrahtleitung und l' eine noch zu bestimmende Leitungsverlängerung durch die angeschlossenen Grundplane. Das Vorgehen ist vergleichbar zur Berechnung spitzenbelasteter Antennen, bei denen die zusätzlich angebrachte Dachkapazität ebenfalls in eine entsprechende Leitungsverlängerung umgerechnet wird [73, S. 187].

Unter Verwendung von [74, S. 153] gilt für die Transferfunktion des Stromes im Laplacebereich $s = j\omega$ an der Stelle z bei ebenen Welleneinfall und $\theta_p = 180^\circ$ für das gewählte Koordinatensystem:

$$I(z, s) = E^i(s) \frac{16l_{ges}}{\pi\Omega Z_0} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^2} \sin\left(n\pi \frac{z+l'}{l_{ges}}\right) \frac{\omega_n s}{(s - \sigma_n)^2 + \omega_n^2} \quad (7-11)$$

mit dem Antennenparameter

$$\Omega = 2 \ln \frac{l_{ges}}{D} \quad (7-12)$$

und den komplexen Eigenresonanzen (Polstellen)

$$s_n = \sigma_n + j\omega_n = \frac{c_0}{l_{ges}} \left\{ jn\pi - \frac{1}{\Omega} \left[\ln(2\pi\Gamma|n|) - Ci(2n\pi) + jSi(2n\pi) \right] \right\}. \quad (7-13)$$

Als Konstanten werden verwendet: $Z_0 = 377 \Omega$, $c_0 = 3 \times 10^8$ m/s und $\Gamma = 1.781$ (Exponentialfunktion der Eulerkonstanten). Die Größe $E^i(s)$ bezeichnet die Laplace-Transformierte der Zeitfunktion des einfallenden E-Feldes. Für die Leitungsverlängerung wurde $l' = 0.3$ m gewählt. Sie entspricht damit in etwa der Summe der beiden Groundplane-Kantenlängen $a+b = 0.25$ m. Der Antennenparameter errechnet sich bei vorliegender Geometrie, mit $l_D = 0.9$ m, $b = 0.1$ m und $D = 1$ mm zu $\Omega = 13.6$. Für die ersten drei komplexen Polstellen ergeben sich dann folgende Zahlenwerte:

Tabelle 7-2: Komplexe Eigenresonanzen eines dünnen, geraden Drahtes.

$n = 1$	$\sigma_1 = -5.86 \times 10^7$ 1/s	$\omega_1 = 1.01 \times 10^9$ 1/s
$n = 3$	$\sigma_3 = -8.60 \times 10^7$ 1/s	$\omega_3 = 3.10 \times 10^9$ 1/s
$n = 5$	$\sigma_5 = -9.86 \times 10^7$ 1/s	$\omega_5 = 5.20 \times 10^9$ 1/s

Die Zeitfunktion $I(z, t)$ lässt sich durch Berechnung der Impulsantwort und anschließender Faltung mit der Zeitfunktion des E-Feldes gewinnen. Alternativ ist die Operation direkt in PSPICE ausführbar (Bild 7-29). Berücksichtigt wurden hier lediglich drei Eigenresonanzen bzw. Polstellen.

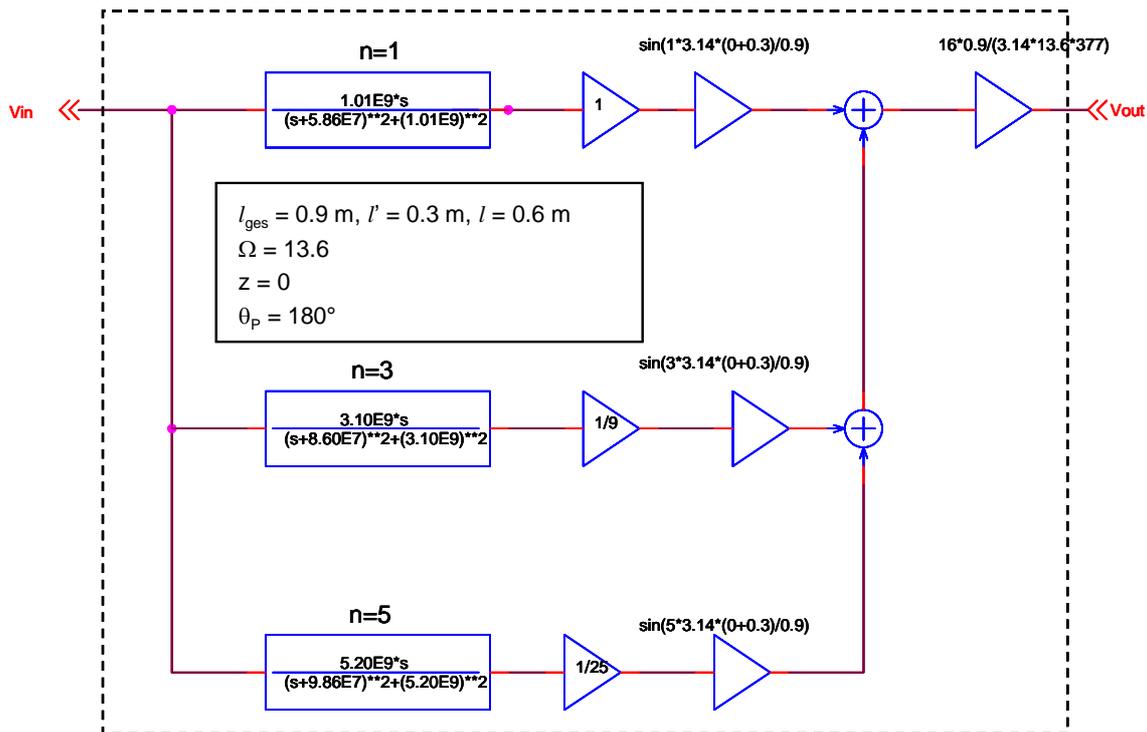


Bild 7-29: Approximatives Dipol-Einkopplungsmodell eines dünnen, geraden Leiters nach [74] unter Verwendung von drei Polstellen für $\theta_p = 180^\circ$.

Das vollständige Modell zur Berechnung des EED-Laststroms ergibt sich aus dem approximativen Dipol-Einkopplungsmodell und der CM-DM-Konvertierung an der Diskontinuität $z = 0$ für den 180° -Einfall nach Bild 7-23. Die EED-Last wurde zur Einfachheit lediglich als rein ohmscher Widerstand nachgebildet.

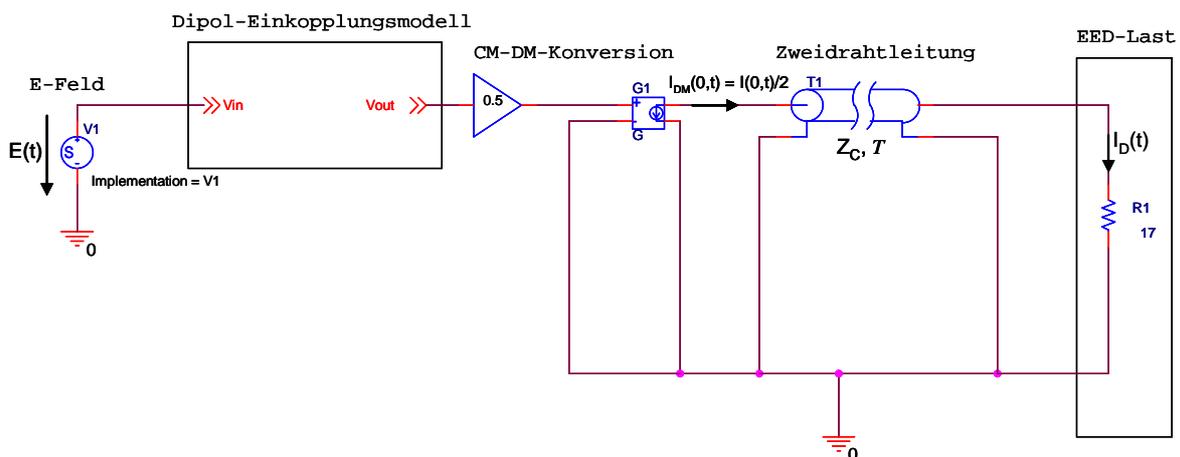


Bild 7-30: CM-DM-PSPICE Einkopplungsmodell für die Konfiguration nach Bild 7-22.

7.2.2.3 Vergleich mit Messung

Zur Berechnung der EED-Stromantwort bei DS-Anregung in der „worst-case“-Konfiguration nach Bild 7-22 wird im PSPICE-Modell (Bild 7-30) als anregendes E-Feld die gemessene Zeitfunktion nach Bild 7-7 eingesetzt. Für den Leitungswiderstand der Zweidrahtleitung wird wieder $Z_c = 127 \Omega$ gesetzt. Der Vergleich mit der Messung ist in Bild 7-31 wiedergegeben. Im Zeitbereich betrachtet, liefern sowohl Modell als auch Messung ein vergleichbares Antwortsignal. Der induzierte Strom beträgt in dieser Konfiguration etwa 1 A pro 1 kV/m Feldstärke. Die Übereinstimmung im Frequenzbereich ist zumindest für die dominante Resonanz bei ca. 260 MHz zufrieden stellend. Um die Genauigkeit des PSPICE-Modells einordnen zu können, wurde die Konfiguration vollständig mit FDTD berechnet. Der Vergleich zwischen Messung und FDTD-Modell zeigt Bild 7-32.

Eine exakte Übereinstimmung liegt aufgrund der erwähnten Vereinfachungen im FDTD-Modell auch hier nicht vor. Zumindest wird ebenfalls wie im PSPICE-Modell die dominante Resonanzfrequenz von ca. 260 MHz als auch die induzierte Stromamplitude von ca. 20 A (peak) getroffen.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass Unsymmetrien in der Leitungsanordnung den induzierten Strom in der Last beträchtlich erhöhen können. Das Standard-Einkopplungsmodell einer ebenen Welle in eine symmetrische Zweidrahtleitung nach Bild 7-9 ist dann nur mit Vorsicht zu verwenden, da es den induzierten Laststrom deutlich unterschätzt.

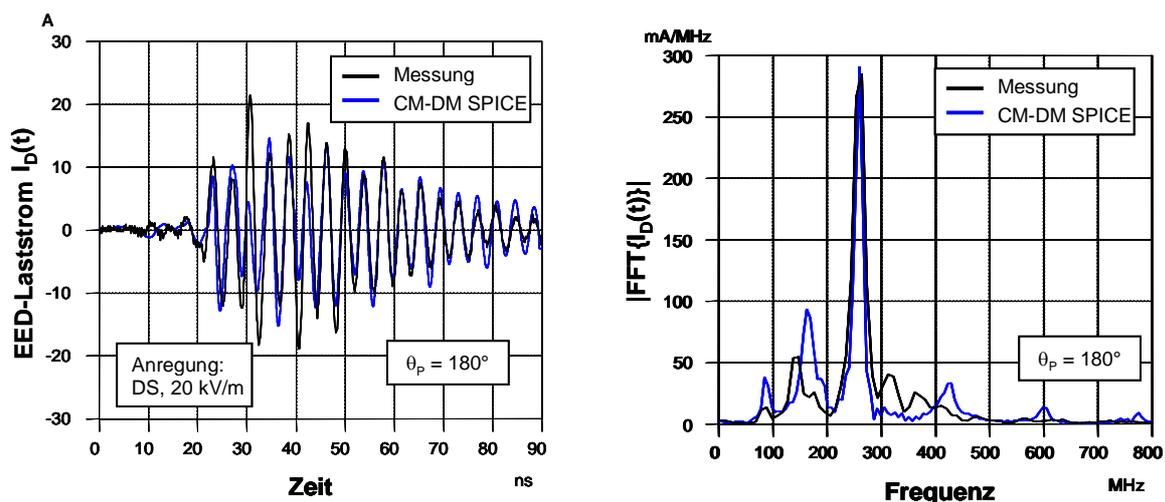


Bild 7-31: Vergleich Messung mit CM-DM-PSPICE Modell bei DS-Anregung.

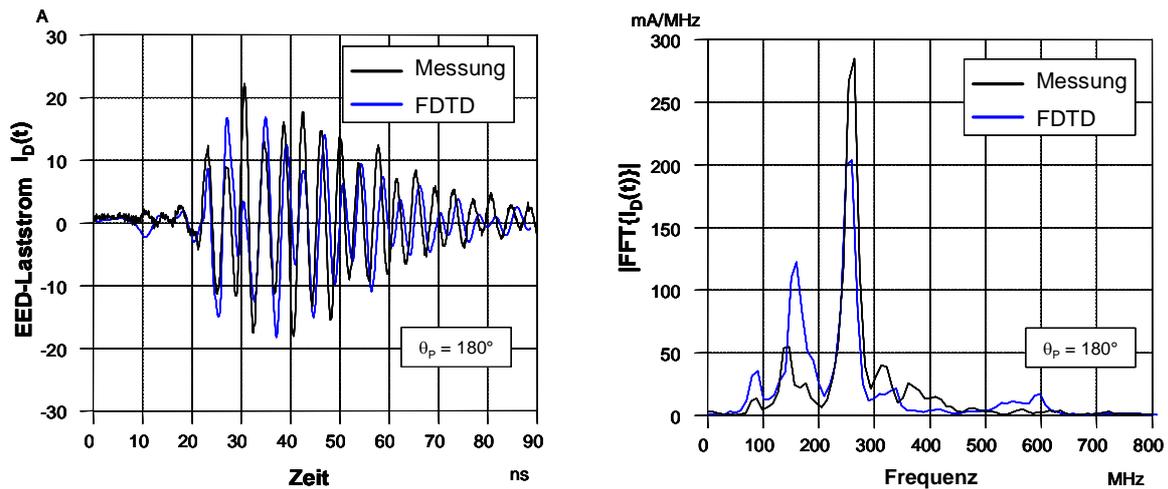


Bild 7-32: Vergleich Messung mit FDTD-Modell bei DS-Anregung.

7.3 Filterungsmaßnahmen

Zur Unterdrückung der CM-DM-Kopplung können breitbandige Symmetrierungsglieder (Baluns) zwischen ZKE und angeschlossener Zünddrahtleitung verwendet werden. So liefern beispielsweise käufliche Baluns der Firmen EG&G oder Prodyn eine CM-DM-Unterdrückung von über 60 dB. Allerdings sperren sie auch für reinen DC und verändern damit den von der Zündkreisstufe generierten Zündimpuls. Eine andere Standardmaßnahme ist die Verwendung von Nickel-Zink Ferriten zur Unterdrückung des induzierten CM-Stroms auf der Zündleitung. Die verlustbehaftete Wirkung dieser „Chokes“ reicht bis zu Frequenzen von ca. 1 GHz. Darüber lässt die Wirkung wieder nach. Der induzierte EED-Laststrom wird am effektivsten reduziert, wenn der Choke in der Nähe der Unsymmetrie platziert wird. Die hier durchgeführte Schirmmaßnahme in der Konfiguration 2 bewirkt eine Verringerung des EED-Laststroms um knapp 20 dB (Bild 7-33).

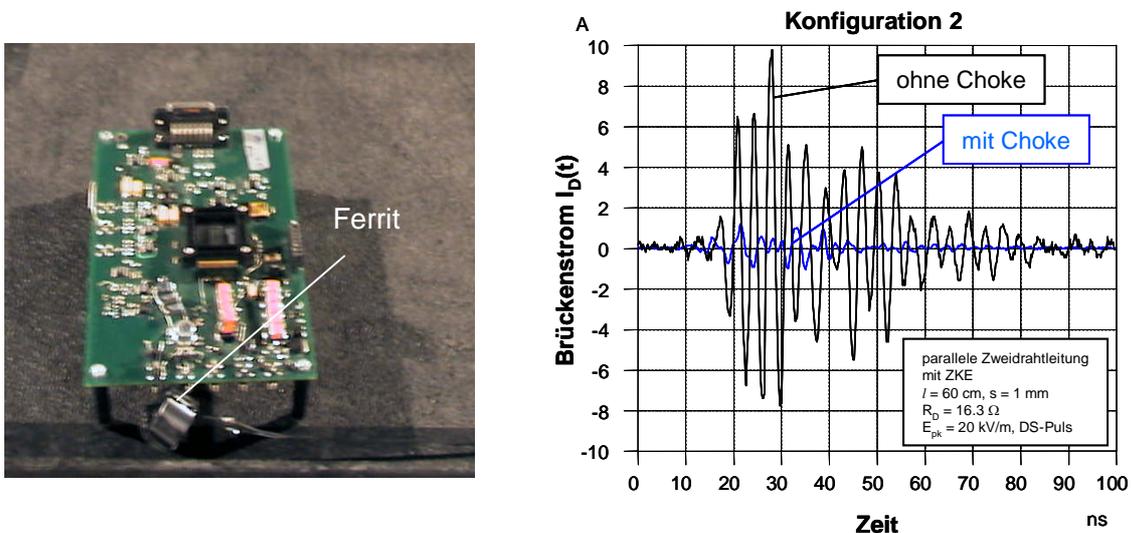


Bild 7-33: Schirmmaßnahme mit einem Choke zwischen ZKE und Zündleitung in Konfiguration 2.

Eine andere Konfiguration, die empfindlich auf CM-DM-Konvertierung reagiert, ist eine Serienschaltung von EED. Als Beispiel sei die folgende Konfiguration in Bild 7-34 betrachtet: Die Schaltung ist im Wesentlichen identisch zu Bild 7-33, nur dass ein zweiter EED #2 in Reihe zu dem mit der Stromsonde versehenen EED #1 liegt. Im Folgenden wird die Wirksamkeit des Chokes an der ZKE für horizontale (HP) und vertikale (VP) E-Polarisation untersucht.

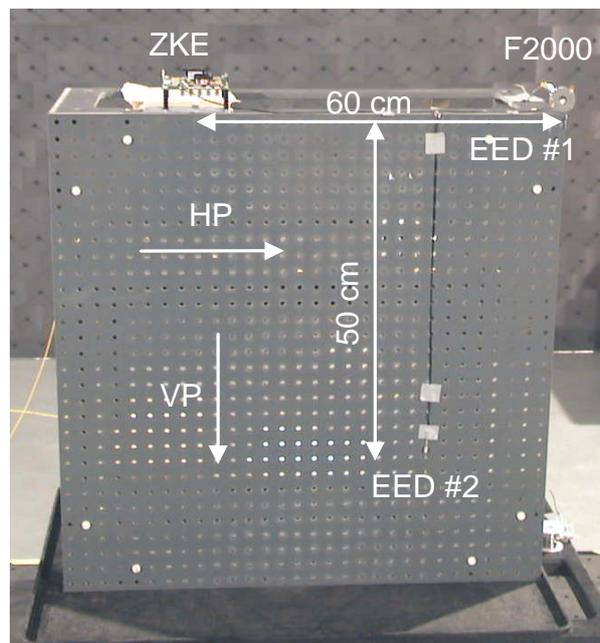


Bild 7-34: Serienschaltung von EED.

Die Messung in Bild 7-35 zeigt, dass der induzierte Strom bei vertikaler Polarisation (VP) in etwa doppelt so hoch ist wie bei horizontaler Polarisation (HP). Die Stromamplitude von ca. 15 A bei VP ist nahezu vergleichbar wie die betrachtete „worst-case“-Konfiguration in Bild 7-21. Die Verwendung eines Chokes am Ausgang der ZKE reduziert den induzierten Strom in der EED-Last. Allerdings ist die Schirmung nicht so effektiv wie in der Konfiguration 2. Grund ist die zweite Diskontinuität, die durch die Serienschaltung bedingt ist.

Ein Vergleich der absorbierten Energien in der EED-Last bei einem anregenden DS-Puls von 20 kV/m Feldstärke ist in Tabelle 7-3 gegeben. Es ist erkennbar, dass in der Konfiguration 2 die Verwendung eines Chokes am Ausgang der ZKE den größten Schirmungseffekt bewirkt (Faktor 80). In der Serienkonfiguration beträgt die Schirmung je nach Polarisation lediglich Faktor 2.3 bzw. Faktor 6. Um eine höhere Dämpfung zu erreichen, sind mehrere Ferrite erforderlich, die in die Nähe der Leitungsabzweigung platziert werden müssen. Eine alternative Möglichkeit mag die Verwendung von Leitungen mit Ferritummantelung darstellen.

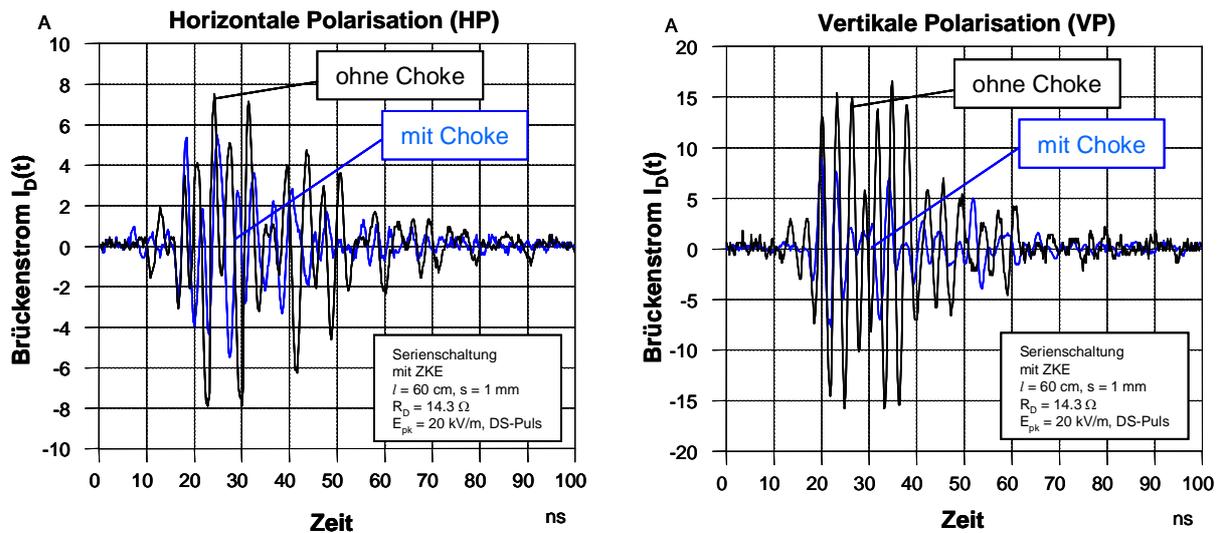


Bild 7-35: Induzierter EED-Strom in Serienschaltung.

Tabelle 7-3: Vergleich der absorbierten Energien in der EED-Last mit und ohne Choke.

Konfiguration	Induzierte Energie [μJ]	
	Ohne Choke	Mit Choke
Konfiguration 2 (HP)	8.1	0.1
Serienschaltung (HP)	6.8	2.9
Serienschaltung (VP)	33.0	5.5

7.4 EED Testsystem

Das EED-Testsystem wurde entwickelt, um die Beeinflussung von EED mit angeschlossener Zündkreiselektronik gegenüber gestrahlten HPEM-Feldern zu evaluieren. Hierunter fallen sowohl breitbandige (UWB, DS), als auch schmalbandige pulsförmige Erregungen (HPM) hoher Leistung. Insbesondere sollen die vorgestellten Verfahren zur Messung der absorbierten Energie bei Bestrahlungsuntersuchungen miteinander verglichen werden. Die hierfür erforderlichen Messgrößen Strom, Spannung und Emission liefern entweder direkt oder in Verbindung mit geeigneten Modellen (Impedanz /Temperaturmodell) eine Abschätzung über die absorbierte Energie in der Glühbrücke.

Bei gestrahlten Störfestigkeitsuntersuchungen ist die Trennung von EED, angeschlossener Verdrahtung und Zündkreiselektronik nicht sinnvoll, da die auftretenden Effekte nur bei einer Gesamtsystembetrachtung realistisch beurteilt werden können. Eine direkte elektromagnetische Einkopplung in die Drahtbrücke erzeugt zwar einen induzierten Strom, doch dieser ist aufgrund der kleinen Abmessungen und der Schirmung durch die umgebende Metallhülle

vernachlässigbar klein. Vielmehr stellt der kritische Einkopplungspfad die angeschlossene Zündleitung und die Zündelektronik dar. Da die Messsensoren elektromagnetisch von der Umwelt geschirmt werden müssen und außerdem möglichst nahe am Prüfling positioniert sein sollen, wurde der EED zusammen mit der Sensorik in eine geschirmte Messbox integriert. Die Anschlussleitung und die Zündkreiselektronik werden von außen angeschlossen und repräsentieren den eigentlichen Einkopplungspfad. Der Vorteil dieser Anordnung ist, dass ohne angeschlossene Zündleitung die Sensoren den Wert „null“ anzeigen müssen. Dies dient dem Nachweis, dass die Sonden nicht durch das von außen angelegte Feld beeinflusst werden. Zudem erlaubt die Anordnung die nötige Flexibilität, unterschiedliche Zündleitungen in Bezug auf Länge, Schirmung und Geometrie sowie diverse Elektroniken unter verschiedenen Bedrohungsszenarien zu testen. Um Reflexionen durch das Metallgehäuse an die Umgebung zu minimieren, wurde die Außenseite mit Ferritabsorbentien belegt.

Bild 7-36 zeigt den Aufbau des EED-Testsystems. Innerhalb des geschirmten Gehäuses ist auf einem kleinen Verstelltisch die Prüflingsaufnahme befestigt. Für den verwendeten Polkörper DM 1275 inert wurde eine 50 Ohm Mikrostreifenleitung als Ankopplung verwendet. Die Strommessung erfolgt über den CT6-Stromteiler. Die Spannungsmessung ist nahezu rückwirkungsfrei über einen hochohmigen Spannungsteiler realisiert. Beide Messungen erfolgen am gleichen Ort, so dass die in den EED fließende Leistung aus dem Produkt beider Messgrößen berechnet werden kann. Der Detektor muss zum Betrieb mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Die Leitungsverbindung von Detektor zum Vorverstärker wurde über geschirmte Semirigid-Leitungen ausgeführt. Der Vorverstärker als auch der zweite Nachverstärker ist zusammen mit einer Batterieversorgung in einem geschirmten Gehäuse untergebracht. Die drei Messsignale Strom, Spannung und Emission können über koaxiale Messbuchsen abgegriffen werden. Bei Bedarf kann eine Lichtwellenleiterstrecke in das Gehäuse integriert werden.

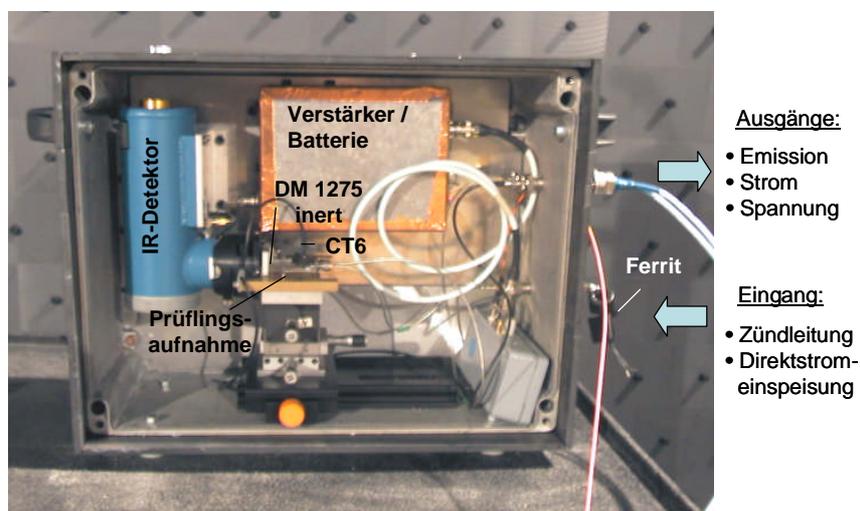


Bild 7-36: EED-Testsystem.

Die Zündleitung wird ebenfalls an eine koaxiale Buchse angeschlossen. Über ein 20 cm langes 50 Ohm-Kabel wird sie innerhalb des Gehäuses auf die Prüflingsaufnahme und dann zum EED weitergeführt. Die zusätzliche Leitung bewirkt eine unvermeidbare Impedanztransformation des EED-Prüflings zur Eingangsbuchse. Die Auswirkungen werden im Rahmen eines Einkopplungsmodells im nächsten Abschnitt angesprochen. Da die Zündleitung in aller Regel eine Zweidrahtleitung darstellt und damit symmetrisch ist, müssen unerwünschte Gleichtakteinkopplungen beim Anschluss an die unsymmetrische Koaxialbuchse minimiert werden. Aus diesem Grund wird die Zündleitung über einen Ferrit in das Messsystem geleitet. Die Maßnahme ist effektiv für die durchgeführten Einkopplungsuntersuchungen mit einer DS-Quelle bei einer Mittenfrequenz von ca. 350 MHz, wie im nächsten Abschnitt erläutert wird. Die wichtigsten Leistungsparameter des EED-Testsystems sind in Tabelle 7-4 zusammengefasst.

Tabelle 7-4: Leistungsdaten EED-Testsystem.

Anstiegszeit IR-Detektor	10-20 ns	Gemessen mit Nd-Yag Laserpuls
Anstiegszeit V/I-Messung	< 1 ns	Gemessen im Frequenz- und Zeitbereich
Genauigkeit IR-Thermometer	± 20 % ± 30 %	Für Temperaturen > 150 °C Für Temperaturen 50 °C - 150 °C
Temperaturbereich bei Bandbegrenzung auf 10 MHz, Signalmittelung über 8 Kurvenverläufe	> 50 °C oder ca. 10 dB unterhalb No-Fire-Puls-Energie	Für PK DM 1275 inert (Um kleinere Temperaturen zu messen, muss die Bandbreite des Sensors durch Tiefpassfilterung reduziert werden.
Detektion der No-Fire-Puls Energieschwelle	± 2 dB Genauigkeit	Für PK DM 1275 inert

7.5 Ankopplung der Zündleitung an das EED-Testsystem

In dem EED-Testsystem sind sowohl ein Leiter des zweipoligen EEDs als auch alle Messsignale (Temperatur, Spannung und Strom) auf eine einzige Masse, nämlich der Gehäusemasse bezogen. Um die zweiadrige Zündleitung in das Testsystem zu führen, müssen daher die induzierten Gleichtaktströme vor Eintritt in das Gehäuse eliminiert werden, denn genau dies ist der Fall, wenn der EED direkt an die Zündleitung angeschlossen wird. Zur Unterdrückung werden Ferrite verwendet, da sie im Gegensatz zu einem Balun den induzierten Gegentaktstrom (welcher letztlich für die Erwärmung der Drahtbrücke

verantwortlich ist) kaum abdämpfen. Im Detail sieht der Messaufbau zwei Ferrite aus Nickel-Zink vor, die für Gleichtaktströme größer ca. 100 MHz weniger induktiv, sondern im Wesentlichen resistiv (verlustbehaftet) wirken. Eine andere Möglichkeit wäre, die Messtechnik z.B. über Lichtwellenleiter galvanisch zu entkoppeln und den EED wie in den vorangegangenen Messungen potentialfrei direkt mit der Zündleitung zu verbinden. Die Schwierigkeit hierbei besteht jedoch darin, dass Unsymmetrien im Messaufbau verhindert werden müssen, was bei Anbringung der drei Sensoren zur Detektion von Strom, Spannung und IR-Strahlung nahezu unmöglich ist. Auch die Schirmung der Messtechnik gestaltet sich als schwierig, da sie die Felder im Bereich der Zuleitung und am EED verzerrt. Reproduzierbare Messungen sind dann äußerst schwierig. Für spätere Untersuchungen kann man z.B. auf die Strom- und Spannungsmessung verzichten und nur die Temperaturmessung mittels einer IR-Faser verwenden. Da diese rein optisch erfolgt, wäre eine potentialfreie Anordnung möglich.

Im Folgenden soll gezeigt werden, dass die koaxiale Durchführung der Zündleitung in das Gehäuse unter Verwendung von zwei Ferriten zur Gleichtaktunterdrückung nahezu vergleichbare Einkopplungsergebnisse liefert, als ob der EED direkt mit der Zündleitung verbunden wäre (Konfiguration 1 und 2, siehe auch Bild 7-17). Der EED-Strom wird wie in den Messungen zuvor mit einer F2000-Stromsonde gemessen. Diesmal befindet sich die Stromsonde zusammen mit dem EED aber innerhalb des EED-Testsystems (Bild 7-37).

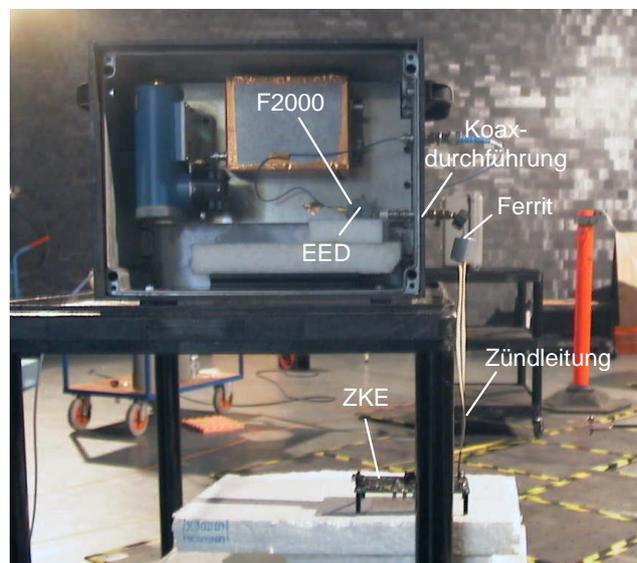


Bild 7-37: Koaxiale, unsymmetrische Durchführung der Zündleitung in das EED-Testsystem mit Ferriten an der Eintrittsöffnung.

Zunächst zeigt Bild 7-38 den Vergleich des induzierten Brückenstroms ohne angeschlossene ZKE bei DS-Anregung. Die symmetrische EED Ankopplung ist hierbei identisch zu Bild 7-13. Die unsymmetrische Ankopplung zeigt qualitativ

ähnlich niedrigen Signalverlauf, auch wenn sich die Resonanzen leicht verschoben haben.

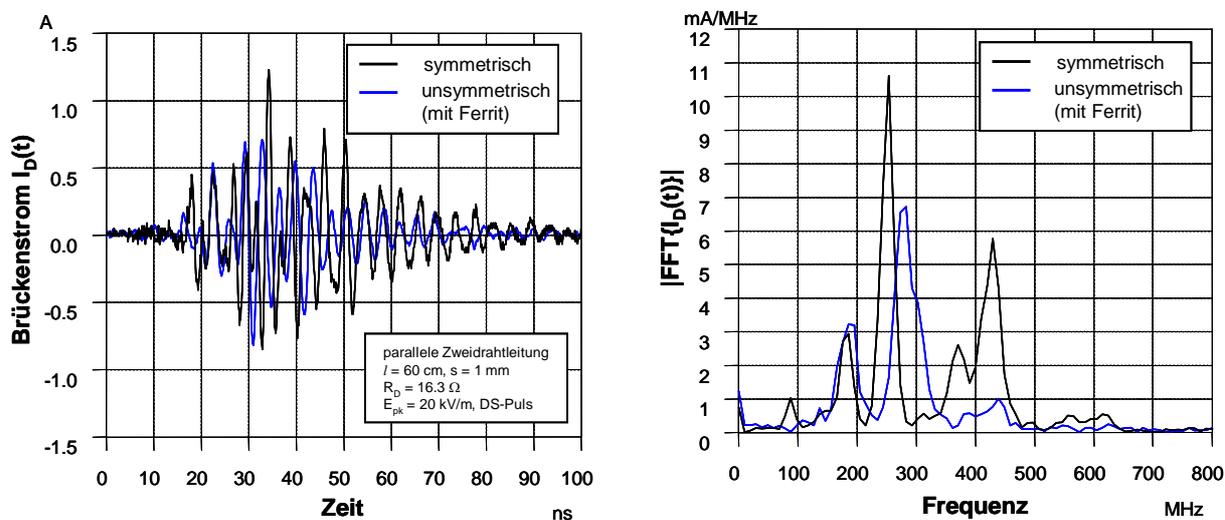


Bild 7-38: Induzierter EED-Brückenstrom ohne angeschlossene ZKE bei symmetrischer und unsymmetrischer EED-Ankopplung.

Wird die ZKE angeschlossen, erhöht sich der Strom in der symmetrischen als auch unsymmetrischen Anordnungen um etwa Faktor 8 auf etwa 8 A (Bild 7-39). Die symmetrische EED Ankopplung ist hierbei identisch zu Bild 7-18. Auch hier sind die Resonanzfrequenzen nicht exakt gleich, doch bleibt der Signalverlauf qualitativ erhalten. Es ist zudem festzustellen, dass die Anbringung der Ferrite nahe dem EED den induzierten Brückenstrom nicht reduziert. Grund ist, dass die CM-DM-Konvertierung an der ZKE und nicht am EED erfolgt.

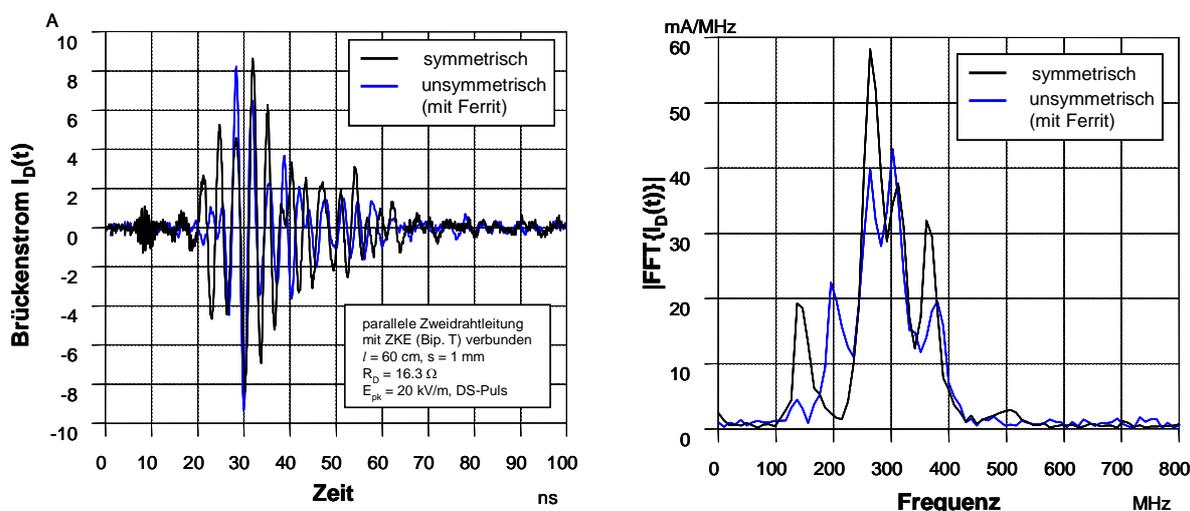


Bild 7-39: Induzierter EED-Brückenstrom mit angeschlossener ZKE bei symmetrischer und unsymmetrischer EED-Ankopplung.

Ergebnis:

Bei allen bisherigen Messungen in den Abschnitten 7.2 und 7.3 war die Zündleitung symmetrisch an den EED geführt. Das EED-Testsystem hat ein metallisches Gehäuse. Es wurde experimentell gezeigt, dass bei koaxialer Gehäusedurchführung der Zündleitung (also unsymmetrisch), die zu erwartende Erhöhung des Brückendrahtstromes bei Bestrahlung verhindert werden kann. Dies ist von wesentlicher Bedeutung für die Messungen am EED-Testsystem im folgenden Abschnitt 7.6. Grund ist, dass die Anbringung der Ferrite am koaxialen Gehäusedurchbruch den Gleichtaktanteil an dieser Stelle eliminiert bzw. stark dämpft. Wirksam für die Einkopplung ist damit nur der vorliegende differenzielle Stromanteil. Werden durch Unsymmetrien entlang der Leitung Gleichtaktströme in Gegentaktströme konvertiert, dann werden diese durch den Ferrit nicht gedämpft (was auch nicht gewollt ist).

7.6 Leistungs- und Emissionsmessungen bei DS-Bestrahlung

7.6.1 „Worst-Case“-Bestrahlungskonfiguration

Zunächst sei folgender Messaufbau in der Absorberhalle gemäß Bild 7-40 betrachtet. Die 60 cm lange Zündleitung in paralleler Zweidrahtausführung ist lediglich mit einer Leitung an die Groundplane der ZKE angebunden. Das andere Ende ist nicht kontaktiert. Damit entspricht der Messaufbau der in Abschnitt 7.2.2 behandelten „worst-case“-Konfiguration mit maximaler Unsymmetrie am ZKE-Lastabschluss. Das anregende E-Feld ist parallel zur Leitung orientiert und wird mit einem E-Feldsensor vom Typ AD80 (Prodyn) gemessen. In dem EED-Testsystem befindet sich der EED-Prüfling vom Typ DM 1275 inert (Drahtbrücke in Luft) mit einem ohmschen Drahtwiderstand von $R_D = 13.8 \text{ Ohm}$ zusammen mit der instrumentierten Strom und Spannungssonde zur Messung der induzierten elektrischen Energie, als auch dem IR-Detektor zur Messung der emittierten thermischen Energie der Drahtbrücke. Die Strom- und Spannungssignale werden über geschirmte Messkabel und die Detektorausgangsspannung über ein Lichtwellenleitermodul mit einer Grenzfrequenz von 10 MHz nach außen geführt (siehe auch Bild 5-2). Die Dämpfung der Messkabel wurde zu 1.3 dB bei 400 MHz gemessen. Ihr Laufzeitunterschied beträgt 50 ps, der durch leicht unterschiedliche Kabellängen und Verbindungsstecker verursacht wird.

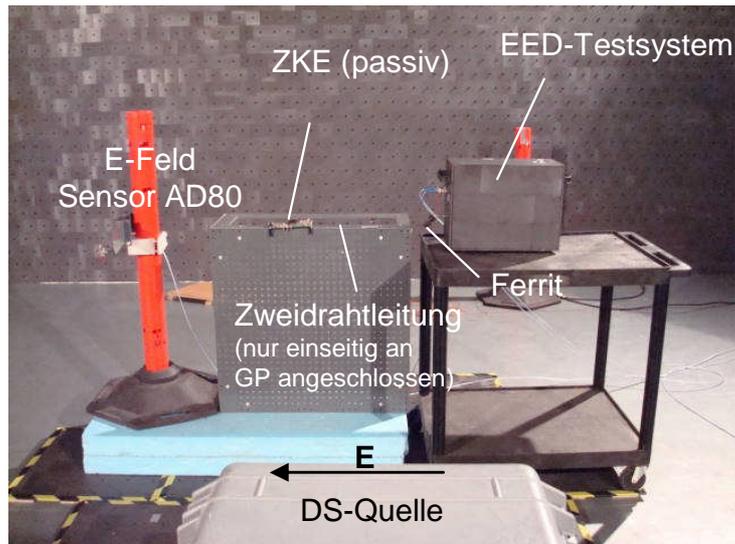


Bild 7-40: DS-Bestrahlung in „worst-case“-Konfiguration.

Vor Beginn der Bestrahlungsmessung erfolgt eine Kalibrierung des Systems EED - IR-Detektor mit eingepreisten DC-Rechteckpulsen der Breite 600 ns unterschiedlicher Leistung zur Bestimmung des Emission – Energie-Zusammenhangs (Bild 7-41 rechts). Der Pfeil charakterisiert den Messpunkt ($W = 16.8 \mu\text{J} / V_{e_LWL} = 13 \text{ mV}$) aus der Beispielmessung links.

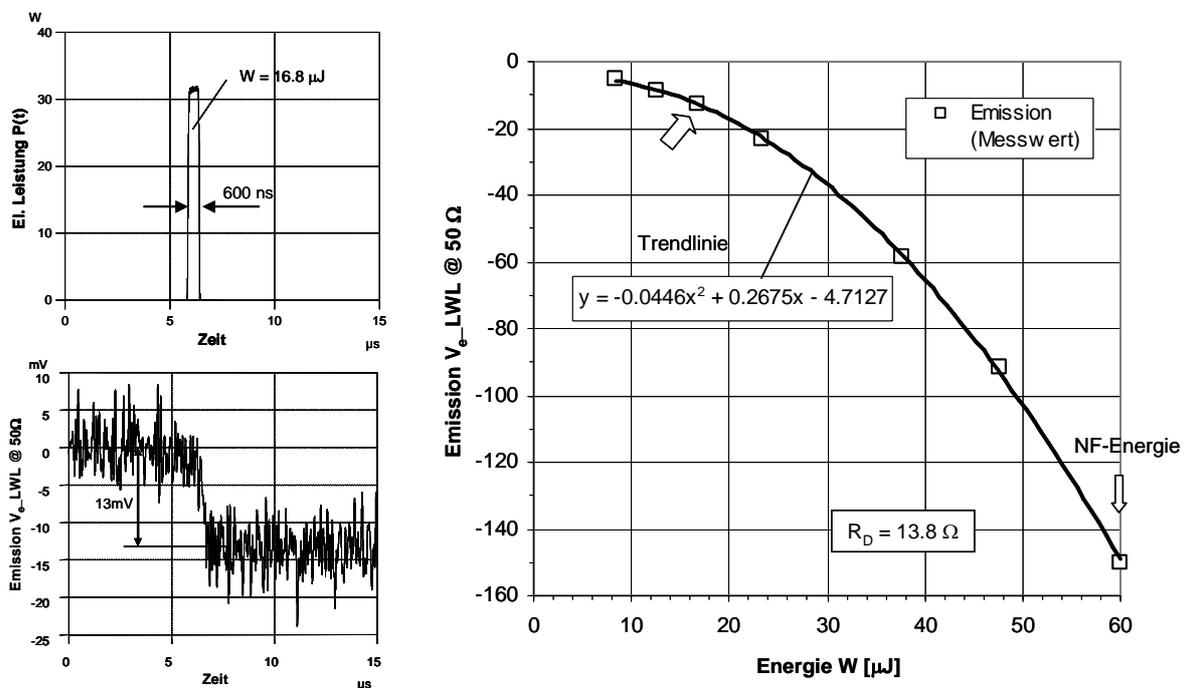


Bild 7-41: Emissions-Kalibrierkurve mit eingespeisten DC-Rechteckpulsen von 600 ns Pulsbreite.

Der Verlauf der elektrischen Feldstärke ist in Bild 7-42 für fünf aufeinander folgende DS-Pulse $E_1(t) - E_5(t)$ gegeben. Die Spitzenfeldstärke variiert zwischen 22 – 28 kV/m und die Energiedichte w zwischen 2.8 – 3.7 mJ/m².

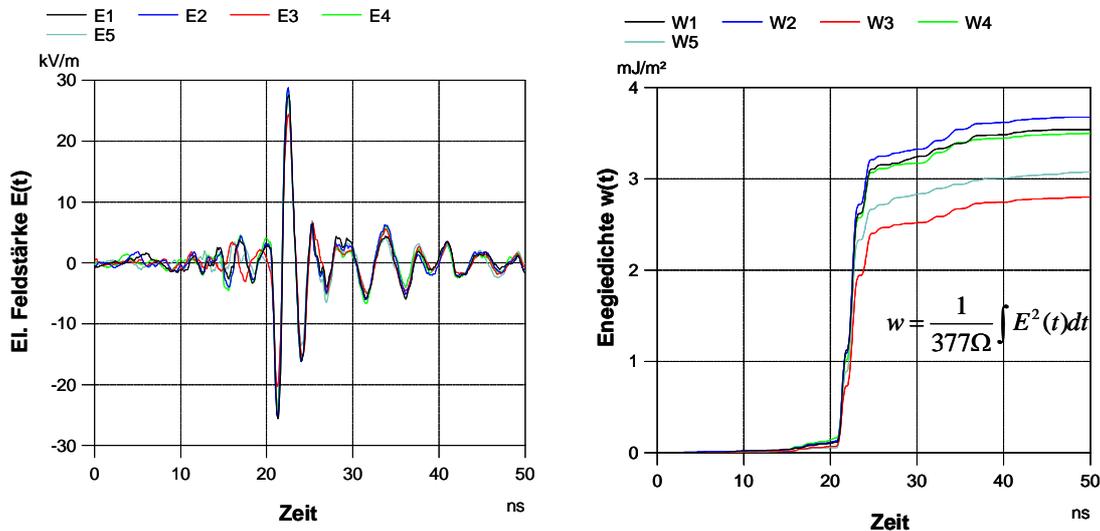


Bild 7-42: Anregender DS-Puls (5 Messungen).

Der gemessene und nach Bild 6-27 umgerechnete induzierte Strom- und Spannungsverlauf $I(z_0, t)$ und $V(z_0, t)$ auf der MS-Leitung ist als Beispiel für den ersten abgestrahlten DS-Puls $E_1(t)$ in Bild 7-43 dargestellt. Die Spannung erreicht in der Spitze eine Amplitude von ca. 1.2 kV bei einem Strom von ca. 35 A. Spannung und Strom sind zueinander leicht phasenverschoben.

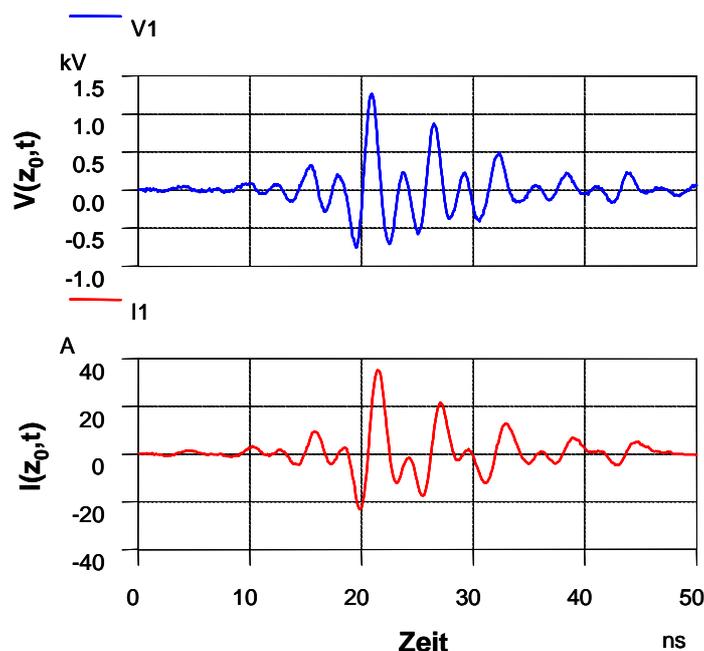


Bild 7-43: Induzierte Spannung und induzierter Strom auf der MS-Leitung.

Eine Überprüfung der SONDENSIGNALE kann mit dem PSPICE-Impedanzmodell erfolgen (Bild 7-44). Die V/I-Sondenposition befindet sich auf der 45 mm langen MS-Leitung in einem Abstand von ca. 38 mm vor dem EED. Mit einer effektiven DK-Zahl von $\epsilon_{r,eff} = 4.4$ ergibt sich eine Einfachlaufzeit bis zum Ende der MS-Leitung von etwa 270 ps. Die EED-Impedanz entspricht dem hergeleiteten und vermessenem Zweipolmodell aus Kapitel 3.

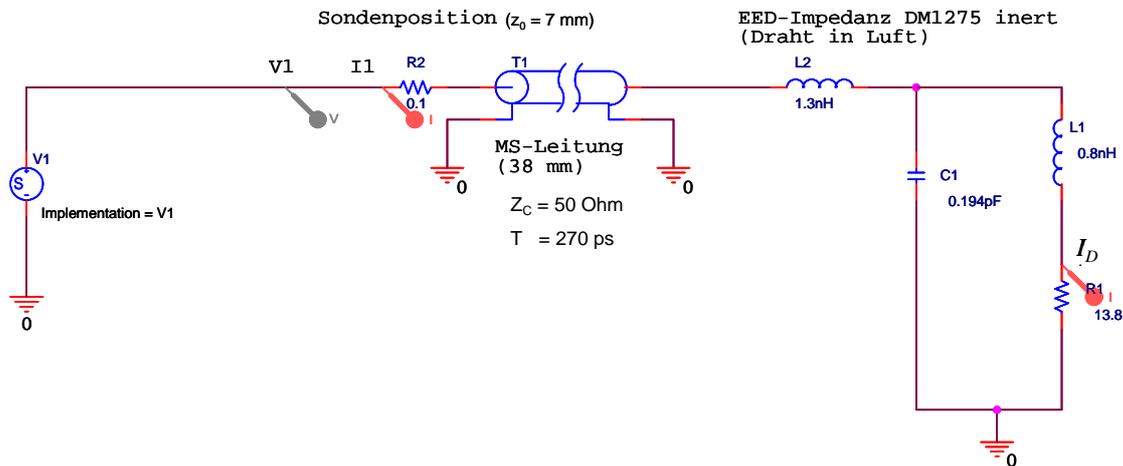


Bild 7-44: PSPICE-Impedanzmodell von Prüflingsaufnahme und EED.

Speist man die Schaltung z.B. mit der gemessenen Spannung $V_1(t) = V(z_0, t)$, muss der simulierte Strom $I_1(t) = I(z_0, t)$ im Idealfall gleich dem gemessenen Strom sein, sofern Modell und Messtechnik korrekt nachgebildet bzw. kalibriert wurden. Der Vergleich beider Ströme ist in Bild 7-45 dargestellt und zeigt sehr gute Übereinstimmung.

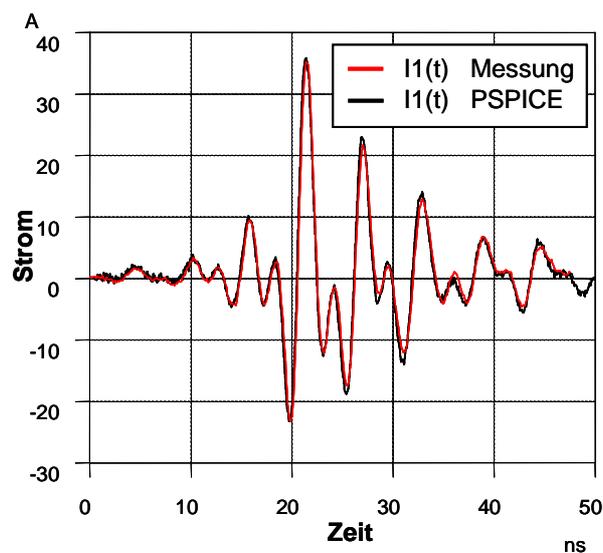


Bild 7-45: Vergleich des induzierten Stromes zwischen Messung und PSPICE-Modell am Beobachtungspunkt auf der MS-Leitung.

Die gemessene Stromamplitude von 35 A liegt etwas oberhalb der Spezifikation des entwickelten CT6-Stromteilers von 27 A. Auf der anderen Seite wird der Grenzwert nur für einen sehr kurzen Moment überschritten und ist daher tolerierbar. Das PSPICE-Modell hat den Vorteil, dass zusätzlich der messtechnisch nicht zugängliche induzierte Strom in der Drahtbrücke $I_D(t)$ angegeben werden kann. Er ist in Bild 7-46 dargestellt und aufgrund der Leitungstransformation nicht exakt identisch zum gemessenen Strom $I_1(t)$. Sein Spitzenwert beträgt 41 A bei ähnlichem Zeitverlauf. Dieser Strom kann z.B. in das PDGL-Temperaturmodell in Gleichung (4-21) als Erregung eingesetzt werden, um die sich einstellende Temperaturerhöhung zu berechnen.

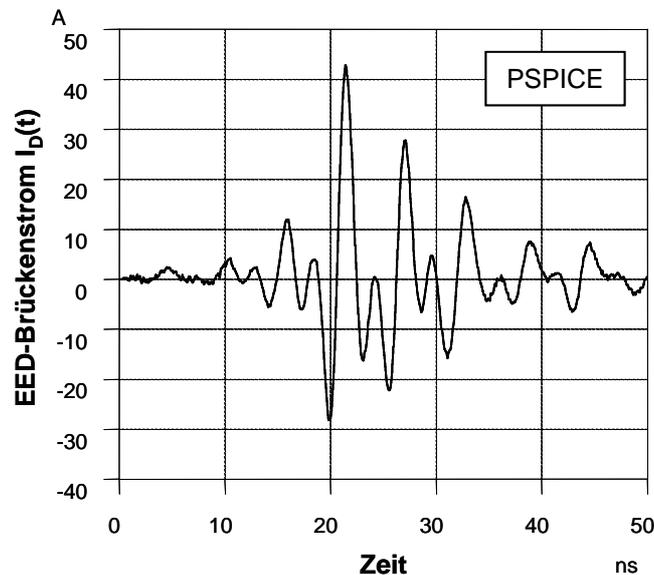


Bild 7-46: Induzierter EED-Brückenstrom $I_D(t)$ nach dem PSPICE-Modell.

Die absorbierte Energie $W(t)$ in der Drahtbrücke ist entweder durch phasenrichtige Berechnung des Produktes der beiden Messgrößen $I_1(t) \times V_1(t)$ oder durch $I_D^2(t) \times R_D$ aus dem PSPICE-Modell mit anschließender Aufintegration über der Zeit möglich (Bild 7-47). Die erste Methode ist grundsätzlich zu bevorzugen, da eine Veränderung des elektrischen Widerstandes durch Temperaturerhöhung in die Leistungsberechnung automatisch mit eingeht. Allerdings ist die Abhängigkeit, wie bereits gezeigt, nur sehr gering.

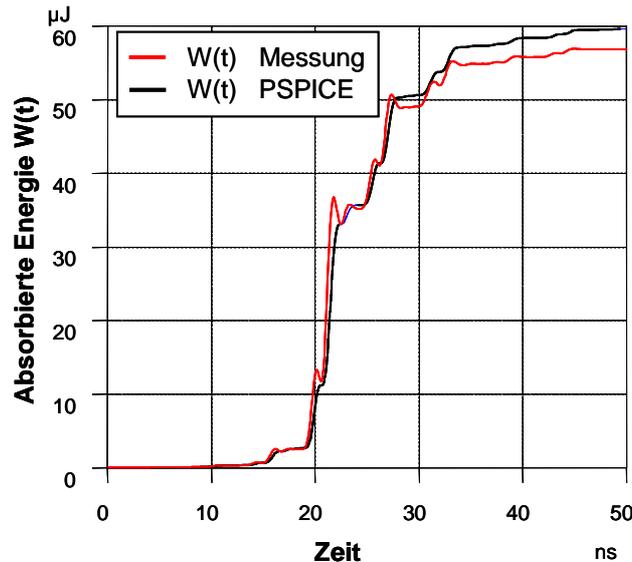


Bild 7-47: Absorbierte Energie in der Drahtbrücke.

Der Endwert beträgt bei der Messung $W = 57 \mu\text{J}$ und gemäß dem PSPICE-Modell $W = 60 \mu\text{J}$. Es ist zu erwarten, dass die maximale Änderung der Emission entsprechend Bild 7-41 ca. 150 mV beträgt. Tatsächlich beträgt die Änderung 180 mV (Bild 7-48), was einer gepulsten DC-Energie von ca. 66 μJ entspricht.

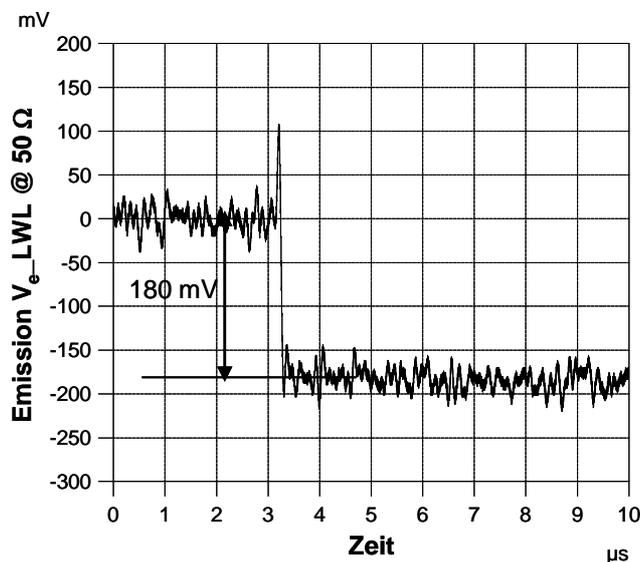


Bild 7-48: Gemessener Emissionsverlauf.

Die Emissions-Methode prognostiziert gegenüber der elektrischen Leistungsmessung eine um ca. 15-20 % höhere Energie und damit Temperatur. Auf der anderen Seite kann der Messfehler bei der elektrischen Leistungsmessung $\pm 25 \%$ betragen, so dass die Abweichung durch Messungenauigkeiten erklärbar ist. Entsprechend werden die absorbierten Energien auch für die anderen vier abgestrahlten DS-Pulse bestimmt. Die Zusammenfassung der Ergebnisse zeigt Tabelle 7-5.

Tabelle 7-5: Absorbierte Drahtbrückenenergie berechnet über elektrische Leistungs- und Emissionsmessung.

DS-Puls Nr.	E-Feld (pk) [kV/m]	Energiedichte w [mJ/m ²]	Absorb. elektr. Energie W Messung [μJ]	Absorb. elektr. Energie W PSPICE [μJ]	Emission Messwert [mV]	Absorb. therm. Energie W Emission [μJ]
1	27.5	3.55	56	60	-180	66
2	28.8	3.68	62	65	-225	72
3	24.4	2.80	42	44	-100	48
4	28.0	3.50	62	65	-220	71
5	27.2	3.07	48	50	-135	56

Es ist zu erkennen, dass die ermittelte Energie über die Emissionsmessung mit der berechneten Energie über die Leistungsmessung korreliert. Die Tatsache, dass die Emissionsmethode eher noch etwas höhere absorbierte Energien prognostiziert, deutet darauf hin, dass keine nennenswerten Verluste auftreten. D.h. die gesamte elektrische Energie wird, wie erwartet, in die Aufheizung des Drahtes umgesetzt.

7.6.2 Bestrahlungskonfiguration in Serienschaltung

Im Folgenden sei die Bestrahlungskonfiguration in Bild 7-49 betrachtet. Hierbei wird die Zündleitung an die unterschiedlichen Zündstufen (Bipolar, MOSFET und Thyristor) der ZKE angeschossen. In Serie zur Zündleitung wird über eine zusätzliche Leitung ein zweiter EED kontaktiert. Der Aufbau ist in etwa identisch zu Bild 7-34, nur dass anstelle der F2000 Stromsonde die Leitung in das EED-Testsystem geführt wird. Die ZKE wird zunächst rein passiv, d.h. ohne Versorgungsspannung betrieben. Die E-Feld Polarisation ist vertikal. Um den Einfluss des Stromversorgungskabels zu untersuchen, wird die ZKE mit und ohne Kabel bestrahlt. Die Entfernung zur DS-Quelle betrug in allen Versuchen 2.2 Meter, was einer Feldstärke von etwa 40 kV/m am Ziel entspricht.

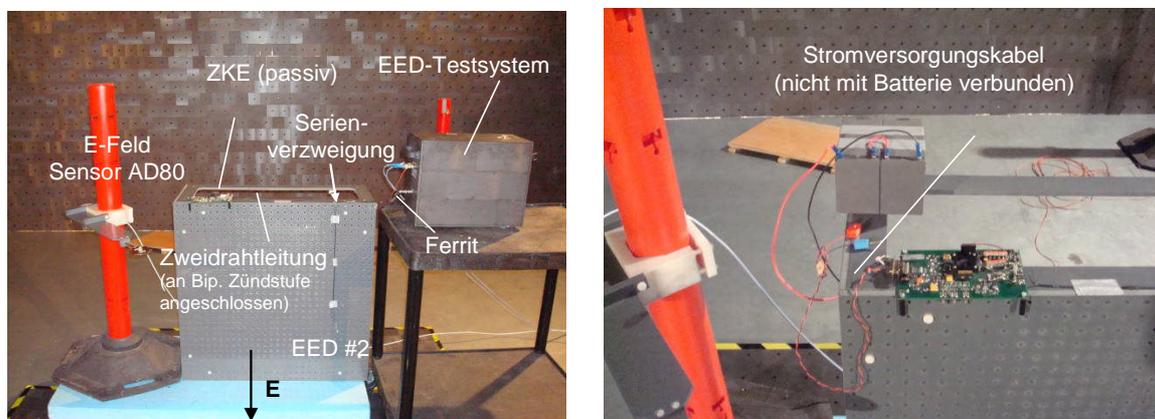


Bild 7-49: DS-Bestrahlung in EED-Serienschaltung bei passiver ZKE ohne und mit angeschlossenem Stromversorgungskabel.

7.6 Leistungs- und Emissionsmessungen bei DS-Bestrahlung

Die Ergebnisse der in die Drahtbrücke eingekoppelten HF-Energien für die einzelnen Konfigurationen zeigt Tabelle 7-6 - Tabelle 7-8. Der Eintrag „elektrische Energie“ bezieht sich auf die absorbierte Energie in der Drahtbrücke, die aus der V/I-Messung ermittelt wurde, während der Eintrag „thermische Energie“ sich auf die IR-Emissionsmessung bezieht.

Tabelle 7-6: Drahtbrückenenergie bei Anschluss an ZKE passiv (Bipolar-Stufe), 2.2 m Abstand ($E \sim 40 \text{ kV/m}$).

Bipolar-Zündstufe, passiv ohne Stromversorgungskabel				Bipolar-Zündstufe, passiv mit Stromversorgungskabel			
DS-Puls Nr.	Absorb. elektr. Energie W Messung [μJ]	Emission Messwert [mV]	Absorb. therm. Energie W Emission [μJ]	DS-Puls Nr. <small>$E_{\text{pk}} \sim 40 \text{ kV/m}$</small>	Absorb. elektr. Energie W Messung [μJ]	Emission Messwert [mV]	Absorb. therm. Energie W Emission [μJ]
1	27	50	34	1	41	100	50
2	27	50	34	2	46	130	56
3	26	45	32	3	47	140	58

Tabelle 7-7: Drahtbrückenenergie bei Anschluss an ZKE passiv (MOSFET-Stufe), 2.2 m Abstand ($E \sim 40 \text{ kV/m}$).

MOSFET-Zündstufe, passiv ohne Stromversorgungskabel				MOSFET-Zündstufe, passiv mit Stromversorgungskabel			
DS-Puls Nr. <small>$E_{\text{pk}} \sim 40 \text{ kV/m}$</small>	Absorb. elektr. Energie W Messung [μJ]	Emission Messwert [mV]	Absorb. therm. Energie W Emission [μJ]	DS-Puls Nr. <small>$E_{\text{pk}} \sim 40 \text{ kV/m}$</small>	Absorb. elektr. Energie W Messung [μJ]	Emission Messwert [mV]	Absorb. therm. Energie W Emission [μJ]
1	49	170	64	1	42	110	52
2	59	250	77	2	45	120	54
3	52	190	68	3	54	190	68

Tabelle 7-8: Drahtbrückenenergie bei Anschluss an ZKE passiv (Thyristor-Stufe), 2.2 m Abstand ($E \sim 40 \text{ kV/m}$).

Thyristor-Zündstufe, passiv ohne Stromversorgungskabel				Thyristor-Zündstufe, passiv mit Stromversorgungskabel			
DS-Puls Nr. <small>$E_{\text{pk}} \sim 40 \text{ kV/m}$</small>	Absorb. elektr. Energie W Messung [μJ]	Emission Messwert [mV]	Absorb. therm. Energie W Emission [μJ]	DS-Puls Nr. <small>$E_{\text{pk}} \sim 40 \text{ kV/m}$</small>	Absorb. elektr. Energie W Messung [μJ]	Emission Messwert [mV]	Absorb. therm. Energie W Emission [μJ]
1	37	95	48	1	47	150	60
2	37	90	47	2	48	140	58
3	40	110	52	3	52	175	65

Die Zusammenfassung der Ergebnisse ist graphisch in Bild 7-50 zusammengefasst. Je nach Konfiguration variiert die absorbierte Energie im

Mittel zwischen 30 – 70 μJ (Emissionsmessung) bzw. 25 – 50 μJ (V/I-Messung) bei einem einfallenden DS-Puls von 40 kV/m (peak). Mit angeschlossenem Stromversorgungskabel liefert die Emissionsmessung für jede der drei Zündstufen eine vergleichbare absorbierte Energie in der Drahtbrücke von etwa 60 μJ , was der NF-Energie für den betrachteten EED DM 1275 entspricht.

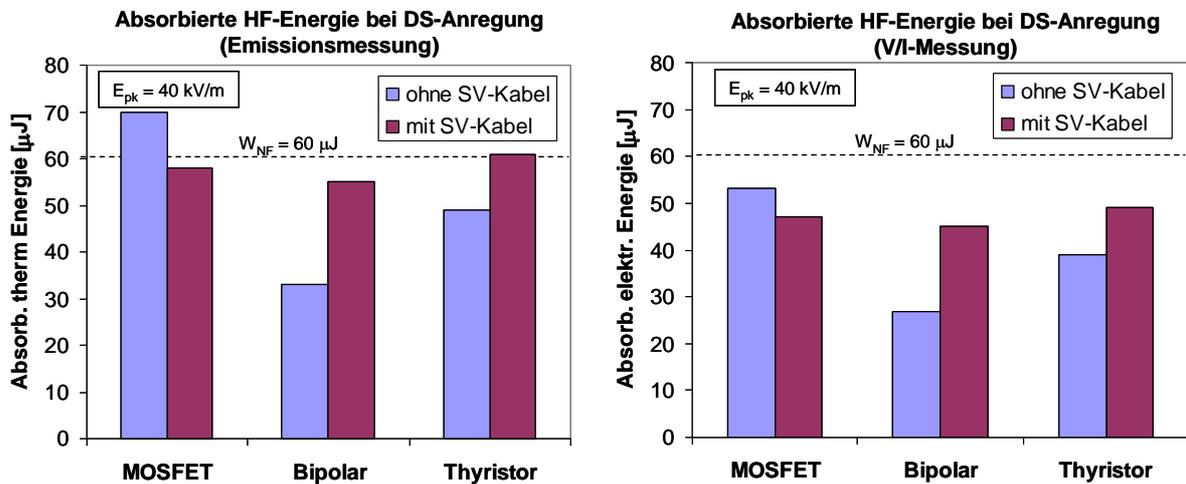


Bild 7-50: Absorbierte HF-Energie in der DM 1275 Drahtbrücke bei passiver ZKE mit und ohne angeschlossenem Stromversorgungskabel.

Im Ergebnis sind die in der Drahtbrücke gemessenen absorbierten Energien nicht nur vom verwendeten Schaltelement, sondern von der gesamten Anordnung (Layout, Leitungsführung, Anordnung der Schaltelemente, geometrische Abmessungen, etc.) abhängig und damit repräsentativ nur für die in diesem Fall untersuchte ZKE. Das angeschlossene Stromversorgungskabel kann zwar zu einer Erhöhung der EMV-Empfindlichkeit führen, aber dominierend für die Einkopplung ist bereits die Unsymmetrie in der ZKE am EED-Anschluss. Insoweit würde eine alleinige Schirmung des Stromversorgungskabels keinen signifikanten Härtingsbeitrag leisten.

Bei den vorangegangenen Messungen wurde die ZKE nicht mit externer Spannung versorgt. Im folgenden Abschnitt wird die Batterie an das Stromversorgungskabel angeschlossen und elektromagnetische Effekte bei aktiver ZKE betrachtet.

7.6.3 Bestrahlung mit aktiver ZKE

Bei aktiver ZKE mit angeschlossenem EED besteht zusätzlich die Gefahr, dass durch elektromagnetische Einstrahlung ungewollt eine Zündung ausgelöst wird, d.h. dass sich die aufgeladene Kondensatorbank teilweise oder vollständig in den EED entlädt.

Eine detaillierte Untersuchung dieser Effekte ist nicht Bestandteil der Arbeit, jedoch sei gezeigt, dass mit dem EED-Testsystem derartige Effekte beobachtet werden können. Die im Folgenden betrachtete Konfiguration ist ähnlich zu Bild

7-49 nur dass diesmal die ZKE aktiv geschaltet und die Kondensatorbank aufgeladen ist. Der EED #2 wurde durch einen $14\ \Omega$ -Drahtwiderstand ersetzt. Die Zündleitung ist an der MOSFET-Zündstufe angeschlossen (Bild 7-51). Die Feldstärke am Ort beträgt ca. $8\ \text{kV/m}$ (peak).

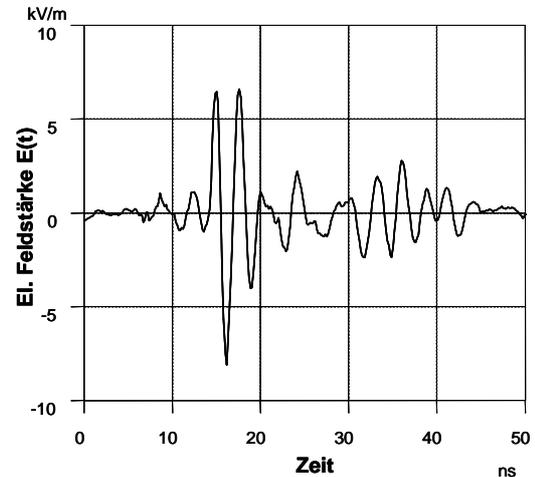
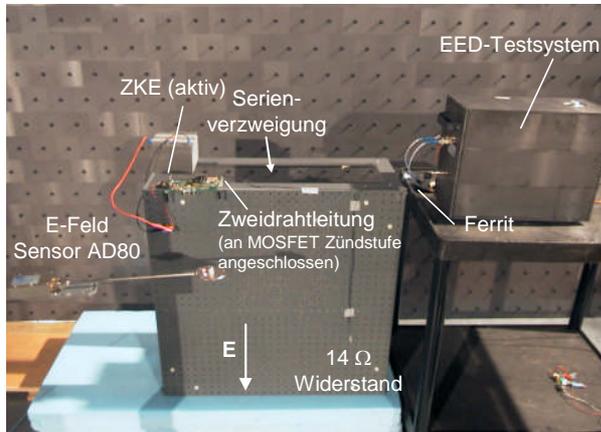


Bild 7-51: DS-Bestrahlungstest mit aktiver ZKE.

Bild 7-52 links zeigt den gemessenen Emissionsverlauf in dieser Konfiguration. Auffällig ist der relativ langsame Emissionsanstieg, der sich über eine Zeitdauer von ca. 30 Mikrosekunden hinzieht. Der Endwert beträgt ca. $-120\ \text{mV}$, was einer absorbierten Energie von ca. $55\ \mu\text{J}$ entspricht. Eine vergleichbare Emission von $-170\ \text{mV}$ war bei passiver ZKE erst bei fünfmal höherer Feldstärke von ca. $40\ \text{kV/m}$ (peak) zu beobachten (siehe Tabelle 7-7, DS-Puls #1 und Bild 7-52 rechts).

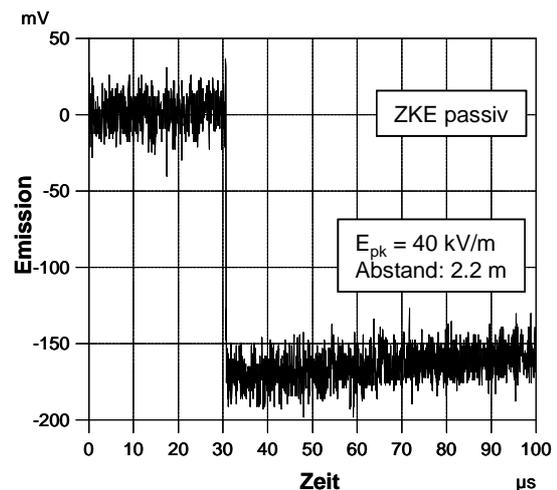
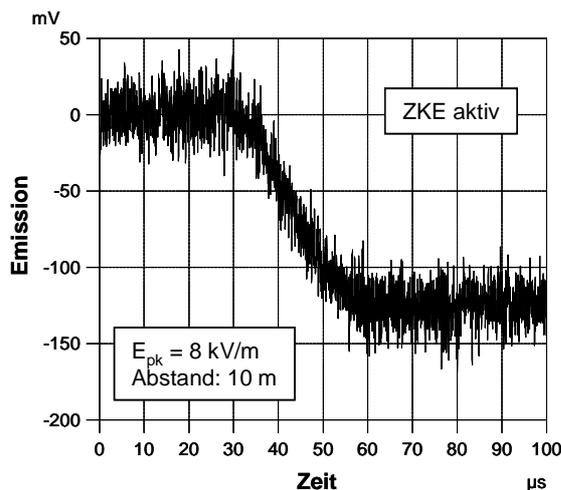


Bild 7-52: Gemessener Emissionsverlauf bei aktiver und passiver ZKE (MOSFET-Zündstufe) bei unterschiedlichen Feldstärken.

Offensichtlich kann die in der Drahtbrücke absorbierte Energie nicht durch den induzierten HF-Puls allein generiert werden. Vielmehr ist zu vermuten, dass ein

Teil der in der Kondensatorbank gespeicherten Energie sich in den EED entladen hat. Dies ist nur dann möglich, wenn der MOSFET bei Bestrahlung kurzfristig niederohmig wurde, und zwar für eine Zeitdauer von etwa 30 μs . Diese quasi-DC Spannung ist auch an der Spannungssonde zu beobachten (Bild 7-53 links). Auf dem Stromsignal (Bild 7-53 rechts) ist der quasi-DC Anteil aufgrund der Hochpasswirkung des Sensors nicht zu sehen.

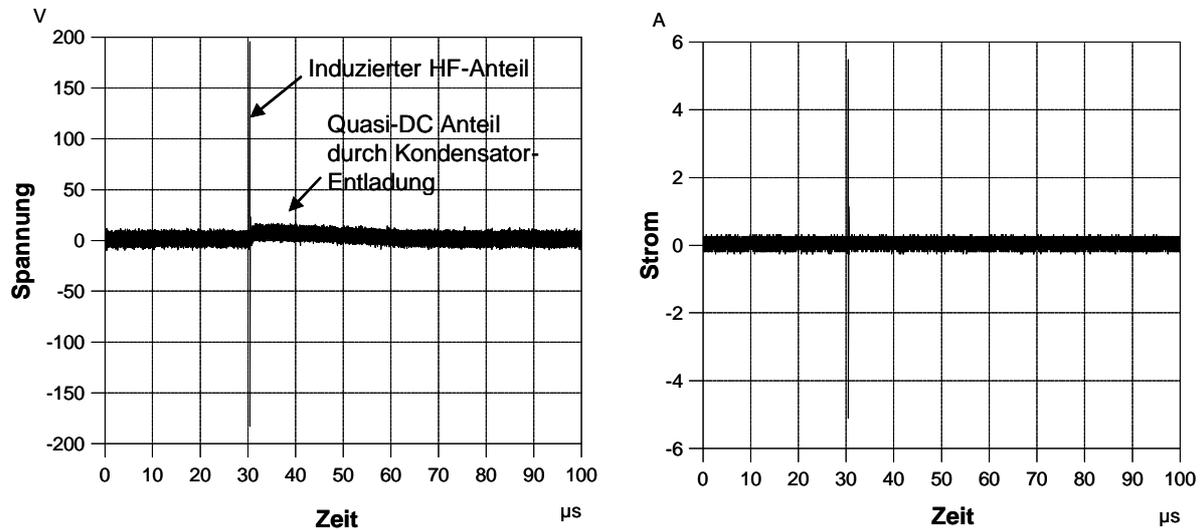


Bild 7-53: Gemessene induzierte Spannung und induzierter Strom auf der MS-Leitung bei aktiver ZKE.

Die IR-Methode ist gerade bei den hier auftretenden zusammengesetzten Einkopplungsarten der elektrischen Leistungsmessung überlegen, da sie unabhängig von der Art der Energiezuführung, ob langsam oder schnell, immer die interessierende Wärmeentwicklung am EED anzeigt.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Elektrisch initiierte Zündmittel (EED) mit angeschlossener Zündkreiselektronik unterliegen aufgrund ihrer Gefährdung besonders strengen EMV-Richtlinien. Für sie existieren einschlägige Standards, die elektromagnetische Störquellen wie Blitz, ESD, HEMP und gestrahlte CW- und Radarfelder abdecken (Kapitel 1). Bei impulsförmigen Störgrößen ist es jedoch schwierig, die absorbierte elektrische Energie in dem stromführenden Element (z.B. Drahtbrücke) messtechnisch zu bestimmen. Aus diesem Grund ist oft nur ein funktionaler Test möglich, d.h. der betrachtete EED darf bei der spezifizierten Prüfgröße nicht auslösen. Ein Sicherheitsabstand, bezogen auf die vom EED-Hersteller angegebenen No-Fire-Grenzwerten, kann aber nur dann angegeben werden, wenn die absorbierte Energie in der Drahtbrücke bekannt ist. Hierzu werden in der Arbeit unterschiedliche Messverfahren, beruhend auf einer photometrischen IR-Messung, einer direkten Strom- und Spannungsmessung, bzw. einer Strommessung mit EED-Impedanzmodell gegenübergestellt und in ein Testsystem für die Empfindlichkeitsuntersuchung von EED bei impulsförmigen elektromagnetischen Einkopplungen integriert. Das EED-Testsystem ist geeignet, im Rahmen von DCI-Messungen den EED-Prüfling mit ausgewählten Prüfgrößen zu belasten oder im Rahmen von Bestrahlungsuntersuchungen mit impulsförmigen Hochleistungspulsen die Einkopplung bei angeschlossener Zündleitung und Zündkreiselektronik messtechnisch zu erfassen.

Um den Vergleich durchführen zu können, werden in Kapitel 2 zunächst alle erforderlichen Material- und Geometriegrößen für den exemplarisch untersuchten inerten EED DM1275 vom Typ eines Drahtzündmittels messtechnisch oder aus Tabellendaten bestimmt.

Für die weitere Vorbereitung wird in Kapitel 3 ein hochfrequentes, elektrisches Ersatzschaltbild für den betrachteten EED angegeben und dessen Impedanz messtechnisch validiert. Es leitet sich direkt aus den physikalischen Abmessungen und Materialdaten ab und ist somit übertragbar auf andere EED mit ähnlicher Geometrie. Mögliche Verlustfaktoren wie Skineneffekt und Abstrahlung wurden berücksichtigt. Die Analyse zeigt, dass im betrachteten Fall Skineneffekt nur in der Lotverbindung zwischen Draht und Kontaktstift relevant ist. Insgesamt sind die Verluste einschließlich Abstrahlung aber gering, so dass sie näherungsweise vernachlässigt werden können.

In Kapitel 4 wird das thermische Verhalten des betrachteten EED für zwei Konfigurationen „Drahtbrücke in Inertmaterial“ und „Drahtbrücke in Luft“ modelliert, wobei die letztere für die photometrische IR-Messung erforderlich ist. Aufgrund der veränderten Umgebungsbedingung und der damit verbundenen schlechteren Wärmeableitung erhöht sich die thermische Zeitkonstante auf etwa

das Doppelte auf etwa 3 ms. Dies hat insoweit Auswirkungen, als die Drahttemperatur bei Zuführung mit der No-Fire-Pulsleistung von der Pulsbreite abhängig wird. Lediglich für kleine Wirkdauern in Bezug auf die thermische Zeitkonstante ist die Maximaltemperatur unabhängig von der Pulsbreite und ebenfalls identisch zu der Konfiguration „Drahtbrücke in Inertmaterial“. Mit immer kürzer werdenden Wirkdauern steigt die mechanische Belastung des Drahtes in der Nähe der Kontaktierung aufgrund der temperaturabhängigen negativen Dehnung während des Abkühlvorgangs. Der Effekt ist nicht relevant bei einmaliger Belastung, also im operativen Verhalten. Er kann sich aber bei reproduzierenden, wiederholenden Pulsbelastungen bis zum Drahtabriss auswirken, wobei einschränkend gesagt werden muss, dass der Effekt nur in der Konfiguration „Drahtbrücke in Luft“ beobachtet wurde. Die erforderliche Energie liegt um den Bereich der No-Fire-Pulsenergie, so dass unter Berücksichtigung des Sicherheitsabstandes von 7 bzw. 17 dB keine Degradierung zu erwarten ist und auch nicht beobachtet werden konnte. Es wird ferner gezeigt, dass das in der Praxis häufig angewandte Rosenthal-Temperaturmodell für beide Konfigurationen in guter Übereinstimmung zur allgemeinen Lösung eines stromdurchflossenen, dünnen Drahtes ist. Impedanz- und Temperaturmodell sind über den temperaturabhängigen ohmschen Wirkwiderstand miteinander verknüpft, wobei sich die Drahttemperatur über eine verkoppelte DGL berechnen lässt. Es zeigt sich jedoch, dass der wechselseitige Einfluss gering ist und in guter Näherung die Temperaturabhängigkeit vernachlässigt werden kann, womit ein einfaches, aber doch hinreichend genaues SPICE Impedanz/Temperaturmodell angegeben werden kann.

In Kapitel 5 wird das photometrische Verfahren zur Messung der Drahttemperatur über den emittierten IR-Anteil vorgestellt. Mittels eines Nd-Yag Lasers wurde die Anstiegszeit des Detektors plus Vorverstärker zu 14 ns bestimmt. Bei den Bestrahlungsuntersuchungen wird das Detektorsignal über eine Lichtwellenleiterstrecke mit einer Grenzfrequenz von 10 MHz übertragen, so dass die resultierende Anstiegszeit sich auf etwa 100 ns erhöht, aber immer noch deutlich unterhalb der thermischen EED-Zeitkonstanten des verwendeten Prüflings von etwa 3 ms liegt. Um eine gemeinsame Bezugsgröße zu den Strom/Spannungsmessungen zu erhalten, wird aus dem Detektorsignal die Drahttemperatur durch Lösen der algebraischen Detektorgleichung berechnet. Aufgrund Variationen im Drahtdurchmesser, Unsicherheiten im Emissionsgrad und Justagetoleranzen kann die Drahttemperatur mit einer Unsicherheit von ca. 20 % angegeben werden. Eine für die Praxis einfachere Kalibrierung ist nur die Maximalemission zu erfassen (Peakwert) und diese im Rahmen einer vorherigen DC-Pulseinspeisung mit der eingespeisten Pulsenergie in Beziehung zu setzen. Das Verfahren ist analog zu den existierenden Temperaturmessverfahren bei stationärer (CW) Anregung, nur dass bei diesen die Kalibrierung mit einem eingespeisten DC-Strom erfolgt. Komplizierter wird die Kalibrierung dann, wenn die Wirkdauer nicht mehr klein gegenüber der thermischen Zeitkonstante

ist. Der Emissionswert ist dann nicht mehr nur abhängig von der zugeführten Energie, sondern auch von der Pulsbreite.

Um das photometrische Verfahren mit einem anderen Messverfahren zu vergleichen, wurde eine unabhängige Strom/Spannungsmesstechnik mit einer Grenzfrequenz von 1.5 GHz aufgebaut (Kapitel 6). Für die hochfrequente Stromsonde vom Typ CT-6 (Tektronix) wurde ein Stromteiler entworfen, damit auch hohe Ströme bis ca. 30 A gemessen werden können. Sowohl Strom- als auch Spannungssonde befinden sich am gleichen Ort auf der Prüflingsaufnahme, so dass aus Multiplikation beider Messgrößen die in den Zweipol (EED) fließende Leistung berechnet werden kann. Beide Messgrößen werden über das in Kapitel 3 aufgestellte Ersatzschaltbild gegenseitig verifiziert. Die Drahttemperatur bei diesem Verfahren wird unter Zuhilfenahme der Temperaturmodelle errechnet. Im Ergebnis ist der zeitliche Temperaturverlauf bei den einzelnen Verfahren nahezu identisch mit einer Abweichung in der Amplitude von ca. 20–30%, die durch Prüflingstoleranzen und Messunsicherheiten erklärt werden kann. Die photometrische Messung zeigt speziell beim Abkühlvorgang einen zusätzlichen Emissionsbeitrag an IR-Strahlung, die mit großer Wahrscheinlichkeit nicht vom Draht selbst, sondern vom Nachleuchten des Trägermaterials (Polkörper) herrührt. Bei der IR-Messung ist vorteilhaft, dass unabhängig von der Art der elektromagnetischen Anregung, immer die resultierende Erwärmung der Drahtbrücke angezeigt wird. Nachteilig ist, dass sich die Drahtbrücke in Luft befinden muss, womit andere thermische Umgebungsbedingungen als im realen Fall vorliegen. Ebenfalls nachteilig ist das relativ kleine Detektorausgangssignal aufgrund der sehr kleinen emittierenden Drahtfläche. Für den verwendeten Aufbau, bei einer Bandbegrenzung auf 10 MHz, kann zurzeit ein Sicherheitsabstand von ca. 10 dB unterhalb der No-Fire-Pulsenergie detektiert werden, was einer Drahttemperatur von etwa 40–45°C entspricht. Eine höhere Auflösung zu niedrigeren Temperaturen ist nur durch eine größere Detektorfläche, durch Reduktion der Bandbreite und eventuell durch eine verbesserte Strahlfokussierung zu erzielen. Die Strom/Spannungsmessung hat den Vorteil, dass EED mit Inertmaterial verwendet werden können und damit weitestgehend ähnliche Umgebungsbedingungen vorherrschen wie beim realen EED. Eine temperaturabhängige Änderung des EED-Brückenwiderstandes wird automatisch mit erfasst. Nachteilig ist, dass die Methode aufgrund der Grenzfrequenz der beiden Sonden nur bis zu Frequenzen von ca. 1.5 GHz anwendbar ist. Dies ist jedoch für viele elektromagnetische Störquellen wie Blitz, NEMP, ESD, DS, UWB ausreichend. Weiterhin nachteilig ist, dass die phasenrichtige Multiplikation von Strom und Spannung mit zunehmender Frequenz immer fehleranfälliger wird. Für hohe Frequenzen empfiehlt sich daher nur eine Sondenmessung (Strom oder Spannung) durchzuführen und zur Berechnung der induzierten Energie auf das EED-Impedanzmodell zurückzugreifen.

DS-Einkopplungsuntersuchungen mit dem generischen EED Testsystem in Kapitel 7 ergaben einen Haupteinkopplungspfad, der durch Gleichtakt-Gegentaktkonversion hervorgerufen wurde. Ursache sind Unsymmetrien in der Konfiguration EED – Zündleitung – Zündkreiselektronik (ZKE). Oft ist die Unsymmetrie lokal eindeutig zu identifizieren, z.B. in der Verbindung Zündleitung mit Zündelektronik, wenn die Einzelleiter unterschiedliche Impedanzen zur Groundplane aufweisen. Für den Grenzfall, dass ein Leiter extrem hochohmiges und der andere Leiter einer Zweidrahtleitung extrem niederohmiges Verhalten aufweist, wurde ein approximatives SPICE-Einkopplungsmodell in guter Übereinstimmung zu FDTD-Simulationen angegeben. Bei passiver und ungeschirmter generischer ZKE beträgt die DS-Feldstärke 40 kV/m zum Erreichen der No-Fire Energieschwelle für den betrachteten EED. Bei einem Sicherheitsabstand von 7 dB beträgt die maximal zulässige Feldstärke 17.8 kV/m, bzw. bei einem 17 dB-Sicherheitsabstand (je nach Auswirkungsklasse) 5.6 kV/m. Bei aktiver ZKE (mit aufgeladener Kapazitätsbank) kann eine unbeabsichtigte Zündung bereits mit deutlich niedrigeren Feldstärken ausgelöst werden.

In der Arbeit wird die Möglichkeit geschaffen, auch bei impulsförmigen, gestrahlten Störsignalen, die auf EED mit ZKE einwirken, konkrete Aussagen über die elektromagnetische Gefährdung zu machen. Dazu liegen sowohl ein Testsystem für Messungen als auch die zugehörigen Modelle (Einkopplungsmodell, Impedanzmodell und Temperaturmodell) vor. Kritische Bestrahlungsbedingungen oder ungünstige Leiterkonfigurationen, die zu hohen absorbierten Energien bzw. Temperaturerhöhungen führen, können im Rahmen von Bestrahlungsuntersuchungen detektiert werden. Daraus lassen sich gegebenenfalls Härtingmaßnahmen ableiten, deren schirmende Wirkung unmittelbar quantifiziert werden kann.

Eine mögliche andere Anwendung für das vorgestellte photometrische Temperaturmessverfahren ist die Detektion schneller Temperaturerhöhungen auf Platinen- oder sogar Bauteilebene. Im EMV-Bereich gibt es bereits IR-Verfahren, die mittels einer Kamera Hot-Spots auf Leiterplatten entdecken [75, S. 24]. Diese Hot-Spots repräsentieren aber (nur) Temperaturerhöhungen im stationären Zustand. Das vorgestellte Verfahren wäre in der Lage, dynamische Temperaturerhöhungen auf kleinstem Raum zu detektieren und insbesondere die auftretenden Maximaltemperaturen zu erfassen. Möglicherweise ist das Verfahren nicht nur im EMV-Bereich, sondern generell für die Halbleiterindustrie von Interesse, da Mikroprozessorelektroniken und Chips aufgrund Miniaturisierung und höherer Taktrate immer mehr in ihren Temperaturgrenzbereich betrieben werden. Hieraus ergeben sich Ansatzpunkte für Chip- oder Platinen-Redesign, um den Bauteil-Aterungsprozess zu verlängern.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Ochs, "Hochleistungs-Mikrowellenquellen", Soldat und Technik 46, Nr. 7, S. 42, 2003.
- [2] www.diehl-bgt-defence.de, 2007.
- [3] F. Meindl, "EED-Parameter", Fachbuchreihe Zündertechnik, 1997.
- [4] E. Cooper, "Electro-Explosive devices", IEEE Potentials, Oct/Nov 2000, pp. 19 – 22.
- [5] Pillar Proceeding P101, "Principles for the design and assessment of electrical circuits incorporating explosive components", April 1997.
- [6] Dynamit Nobel, Munitionszündmittel, Druckschrift.
- [7] L.A. Rosenthal, "Thermal Response of Bridgewires used in Electroexplosive Devices", The Review of Scientific Instruments, Vol. 32, No.9, Sept. 1961.
- [8] B.T. Neyer, "Bridgewire Heating", Proceedings of the Sixteenth Symposium on Explosives and Pyrotechnics, Essington, PA, April 1997.
- [9] J.T. Petrick, "Advanced transient pulse analysis of electroexplosive devices", Proc. Symp. Explo Pyrotech, 10th, 1979, p. 25.1-25.12.
- [10] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, "Conduction of heat in solids", Oxford Science Publications, 2004.
- [11] J.W. Hafer, "A technique for evaluating an electroexplosive subsystem performance when placed in an electromagnetic field", IEEE Int. Symposium on Electromagnetic Compatibility", 1979, p. 435-9.
- [12] K.R. Lee, J.E. Bennett, W.H. Pinkston, J.E. Bryant, "New method for Assessing EED Susceptibility to Electromagnetic Radiation", IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. 33, No. 4, November 1991.
- [13] T. Kisters, N. Pilous, V. Aust, "Impulsförmige elektromagnetische Störeffekte an Zündern", EME Symposium BakWVT Mannheim 2005.
- [14] S. Panda, "EMC and range safety", Proc. Of National Symposium on Antennas and Propagation", 1998, p. 39-42.

- [15] T. Zhiliang, L. Shange, S. Shuying, W. Guanghui, T. Jianzhang, L. Cunli, "EMP Energy Transfer Function on EED", 3rd Int. Symp. On Electromagnetic Compatibility, 2002, pp. 123-126.
- [16] G.K. Deb, "EMP coupling and its effects on electro-explosive devices", Electro Technology, 1986, Vol. 30, p. 41-57.
- [17] EMC-Handbook, Standard Data Bases No. 44, EG7, März 2004.
- [18] VG 95378, Elektromagnetische Verträglichkeit von elektrischen Anzünd- und Zündmitteln, Februar 1999.
- [19] VG 95379, Elektromagnetische Verträglichkeit von Anzünd- und Zündkreisen mit elektrischen Anzünd- und Zündmitteln (EED) in Systemen, Februar 1999.
- [20] VG 95374, Elektromagnetische Verträglichkeit einschließlich Schutz gegen den elektromagnetischen Impuls (EMP) und Blitz, September 2006.
- [21] VG 96903, Schutz gegen Nuklear-Elektromagnetischen Impuls (NEMP) und Blitzschlag, Dezember 1988.
- [22] VG 95095, Prüftechnik an Zündkreisen für elektrisch initiierte Anzünd- und Zündmittel, Mai 1987.
- [23] IEC 61000-4-2, EMC - Electrostatic discharge immunity test, April 2001.
- [24] IEC 62305-1, Protection against lightning, General principles, Januar 2006.
- [25] IEC 61024-1-2, Protection of structures against lightning, Mai 1998.
- [26] STANAG 4560, Electro-Explosive Device – Assessment and Test Methods for Characterisation, Dezember 2006.
- [27] STANAG 4235, Electrostatic Discharge Environment, Februar 2004.
- [28] STANAG 4239, Electrostatic Discharge, Munitions Test Procedures, Oktober 1997.
- [29] STANAG 4187, Fuzing Systems – Safety Design Requirements, März 2007.
- [30] STANAG 4236, Lightning Environmental, Juli 2007.
- [31] STANAG 4416, Nuclear Electromagnetic Pulse Testing of Munitions Containing Electro-Explosive Devices.

- [32] STANAG 4370, Environmental Testing, Edition 3.
- [33] STANAG 4234, Electromagnetic Radiation (Radio Frequency) 200 kHz to 40 GHz Environment – Affecting the Design of Material for Use by NATO Forces, Juli 1992.
- [34] MIL STD 464, Electromagnetic Environmental Effects – Requirements for Systems, März 1997.
- [35] MIL-STD 461E, Requirements for the Control of Electromagnetic Interference Characteristics of Subsystems and Equipment, August 1999.
- [36] MIL-HDBK 240, Hazards of Electromagnetic Radiation to Ordnance (HERO) Test Guide, November 2002.
- [37] MIL-HDBK-1512, Electroexplosive Subsystems, Electrically Initiated, Design Requirements and Test Methods, September 1997.
- [38] MIL-DTL-23659, Detail Specification Initiators, Electric, General Specification, März 2003.
- [39] MIL-STD-1316E, Fuze Design, Safety Criteria For, Januar 1999.
- [40] Datenblatt Isa-Chrom 80, Isabellenhütte, www.isabellenhuette.de.
- [41] Datenblatt MA754, Special Metals , www.specialmetals.com.
- [42] Datenblatt DM 1275, Dynitec GmbH.
- [43] H.J. Bartsch, Taschenbuch mathematischer Formeln, Harri Deutsch, 1982.
- [44] www.thermographie-online.de.
- [45] M. Modest, Radiative Heat Transfer, Academic Press, 2003.
- [46] www.keramikverband.de/brevier_dt/10/9/1/10_9_1_2.htm.
- [47] S. Ramo, J. Whinnery, T. Van Duzer, “Fields and Waves in Communication Electronics“, John Wiley & Sons, 1993.
- [48] B. Wadell, “Transmission Line Design Handbook“, Artech House, 1991.
- [49] www.hug-technik.com/inhalt/ta/metall.htm.
- [50] C.A. Balanis, “Antenna Theory“, John Wiley & Sons, 3rd edition, 2005.

- [51] Agilent, “Advanced impedance measurement capability of the RF I-V method compared to the network analysis method”.
- [52] Rogers Corporation, Datenblatt RT/duroid 6006
<http://www.rogerscorporation.com/mwu/pdf/6000data.pdf>, 2005.
- [53] W.C. Prince, M.W. Leeuw, “Analysis of the Functioning of Bridgewire Igniters Based on the Fitted Wire Model”, Propellants, Explosives, Pyrotechniques, Heft 13, 1988, S. 120-125.
- [54] Z.Y. Zhang, Y.P. Xu, “Measurement of the Thermal Conductivities of Pentaerythritol, 1,1,1-Tris(hydroxymethyl)ethane, and their Mixtures in the Temperature Range from 20°C to 200 °C”, J. Chem. Eng. Data, 46, 4, 888-890, 2001. Entnommen aus DETHERM Datenbank.
- [55] T. Wei, G. Benqing, L. Shanghe, W. Guanghui, “Mathematical Model of Electrostatic Firing for Bridgewire EED“, The 4th Int. Conf. Appl. Electrostatics, 2001, Dalian.
- [56] M.W. Leeuw, W.C. Prince, A.C. van der Steen, “Experimental and Theoretical Investigations into the Thermal Response of an EED”, Proc. of the Symp. on Explosives and Pyrotechnics, 12th, 1984, p. 3.81-3.87.
- [57] M. Netzer, “The thermal time constant of an EED and its effect on the accumulation of energy, due to conducted and radiated interference”, Electrical and Electronics Engineers in Israel Proc, 1980, p. A2-4/1-5.
- [58] Optran ® MIR, Fa. CeramOptec
<http://www.ceramoptec.com/filephotos/pdf/OptranMIR.pdf>.
- [59] Leoni Fibre Optics, <http://www.leoni-fiber-optics.com>.
- [60] A.R.T. Photonics, <http://www.artphotonics.de>.
- [61] J. A. Harrington, „Infrared Fibre Optics“, Ceramic & Metals Engineering, Rutgers University, Piscataway, NJ 08854-8065, Adapted from an article to appear in OSA Handbook, Vol. III, to be published by McGraw Hill.
- [62] P. Rice, C. Johnson, “A NIST Thermal Infrared Transfer Standard Radiometer for the EOS Program”, The Earth Observer.
- [63] K.E. Volk, „Nickel und Nickellegierungen“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1970.
- [64] R.E. Collin, “Field Theory of Guided Waves”, John Wiley & Sons 1991.

- [65] R. Kröger, R. Unbehauen, „Elektrodynamik“, B:G. Teubner Stuttgart, 1990.
- [66] CT-6 High Frequency AC Current Probe 071-0453-00, Instruction Manual, Tektronix.
- [67] H.W. Schüßler, „Netzwerke, Signale und Systeme“, Band 1, Springer-Verlag, 1991.
- [68] C.R. Paul, “Analysis of Multiconductor Transmission Lines”, John Wiley & Sons, Inc., 1994.
- [69] F. Tesche, M.V. Ianoz, T. Karlsson, “EMC Analysis Methods and Computational Models”, NY, John Wiley & Sons, Inc., 1997.
- [70] H. Haase, J. Nitsch, “Generalized transmission-line theory for the treatment of nonuniform multiconductor transmission lines”, Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, 17, 1-3, 2003, pp. 149-156.
- [71] I. Erdin, A. Dounavias, R. Achar, M. Nakhla, “A SPICE Model for Incident Field Coupling to Lossy Multiconductor Transmission Lines”, IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility, Vol. 43, No. 4, Nov. 2001.
- [72] K.S.H. Lee, “Two Parallel Terminated Conductors in External Fields“, IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-20, No. 2, Mai 1978.
- [73] R. Geißler, W. Kammerloher, H.W. Schneider, “Berechnungs- und Entwurfsverfahren der Hochfrequenztechnik 2”, Vieweg, 1994.
- [74] L. Marin, T.K. Liu, “A simple way of solving transient thin-wire problems”, Radio Science, Vol. 11, No. 2, pp. 149-155, February 1976.
- [75] Jahresbericht 2007, Institut für Grundlagen der Elektrotechnik und Elektromagnetische Verträglichkeit, Magdeburg 2007.

Publikationsliste

- F. Sonnemann, J. Mirschberger, R. Stark, „Experimental HPEM susceptibility and coupling investigations of shielded and unshielded electronics”, URSI General Assembly '08, Chicago, Proceedings E01.4, August 2008.
- F. Sonnemann, „Susceptibility of bridgewire EED (inert) against HPEM”, ICEAA '07, S. 756-759, September 2007.
- F. Sonnemann, W. Brunhuber, W. Prinz, W. Zappe, „Empfindlichkeitsuntersuchung von elektrischen Drahtzündmitteln bei transients Störeinkopplung hoher Leistungsdichte“, EMV '06, Düsseldorf, S. 563-570, März 2006.
- F. Sonnemann, W. Zappe, „Susceptibility investigation of electrically initiated ordnance in a HPEM environment“, Proceedings Intern. Conference on Electromagnetics in advanced applications ICEAA '05, S. 57-60, September 2005.
- F. Sonnemann, R. Stark, J. Bohl, „Effektuntersuchungen an elektronischen Systemen bei HLM-Exposition und Verfahren zur Abschätzung von HLM-Störsicherheitsabständen unter Verwendung von Strahlungsquellen geringer Leistung“, EMV '04, S. 103-110, Düsseldorf, Februar 2004.
- F. Sonnemann, „Susceptibility Investigations of High-Power EM-Fields on Electronic Systems”, EMC Zürich '03, S. 115-120, Februar 2003.
- F. Sonnemann, R. Stark, J. Bohl, „Experimental and numerical analysis on PCB-coupling in missile like cylindrical structures“, Proceedings Intern. Conference on Electromagnetics in advanced applications ICEAA '03, S. 599 – 602, September 2003.
- F. Sonnemann, G. Staines, T. Ehlen, „Susceptibility of computer networks and communication systems – coupling mechanisms and effects”, Proceedings Intern. Conference on Electromagnetics in advanced applications ICEAA '01, S. 199-202, September 2001.

- J. Bohl, T. Ehlen, G. Staines, F. Sonnemann, „Interference and Destruction Mechanisms of Electronic irradiated with HPM and UWB sources”, Proceedings Intern. Conference on Electromagnetics in advanced applications ICEAA '01, S. 221-224, September 2001.
- J. Bohl, F. Bott, T. Ehlen, F. Sonnemann, „Störungs- und Zerstörungsmechanismen an HL-Bausteinen bei UWB und HPM-Beaufschlagung”, International Symposium on Electromagnetic Compatibility, S. 349 – 353, Magdeburg, Oktober 1999.
- J. Bohl, T. Ehlen, W. Prinz, F. Sonnemann, „Vergleich von Störbarkeitsuntersuchungen in einer Modenverwirbelungskammer und einer Anechoic Chamber mit einer generischen Elektronikeinheit (GENEC)“, International Symposium on Electromagnetic Compatibility, S. 379 – 382, Magdeburg, Oktober 1999.
- J. Bohl, F. Sonnemann, „Numerische Behandlung von elektromagnetischen HPM Einwirkungen in niederfrequenten Elektronikschaltkreisen”, EMV '98, S. 343-350, Düsseldorf, Februar 1998.
- K. Reif, F. Sonnemann, R. Unbehauen, „Nonlinear State Observation Using H_∞ -Filtering Riccati Design“, IEEE Transactions on Automatic Control, Vol. 44, No. 1, S. 203-208, 1999.
- K. Reif, F. Sonnemann, R. Unbehauen, „An EKF-Based Nonlinear Observer with a Prescribed Degree of Stability“, Automatica, Vol. 34, No. 9, S. 1119-1123, 1998.