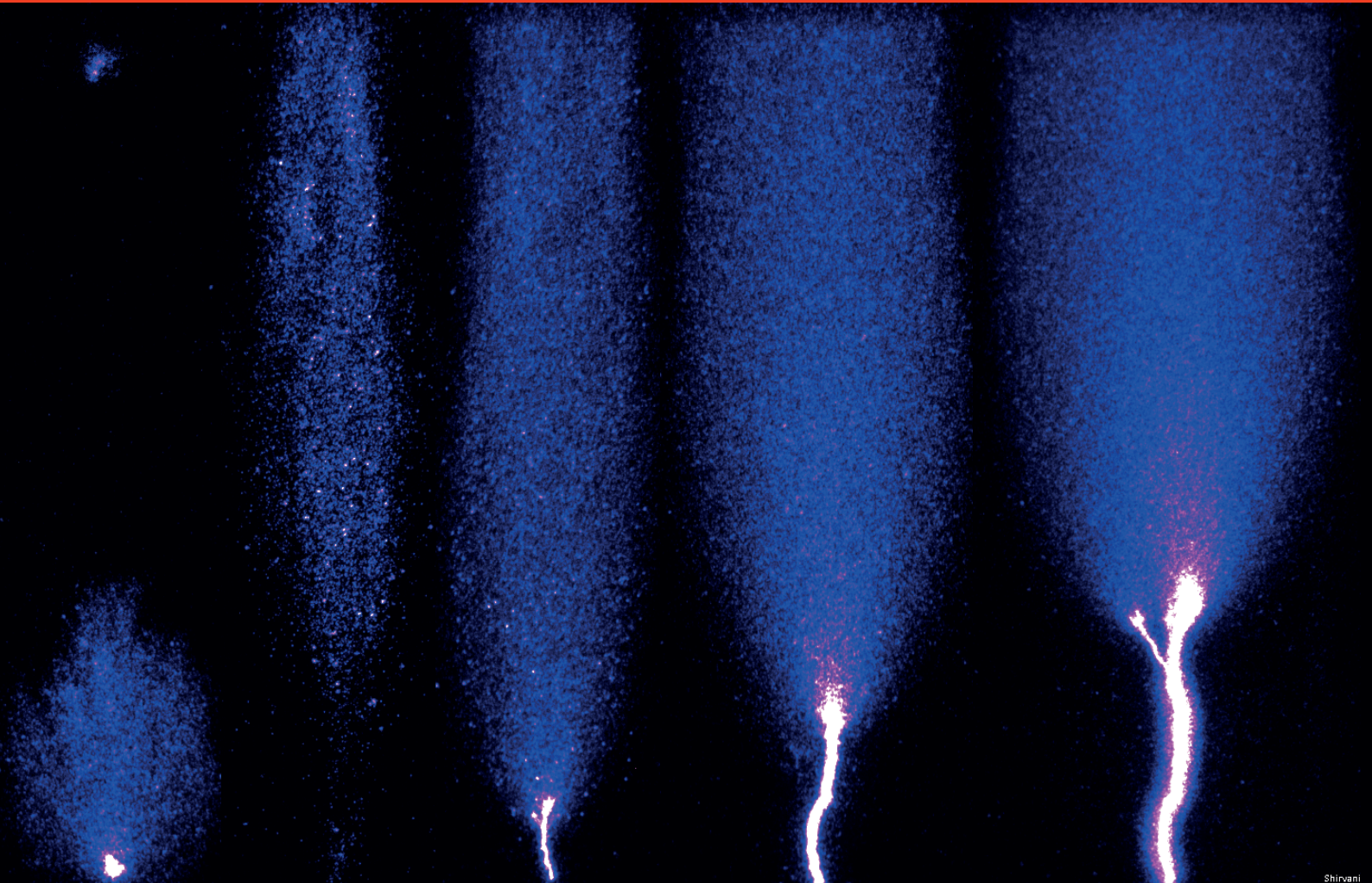




TECHNISCHE UNIVERSITÄT
CHEMNITZ

Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
Professur für Energie- und Hochspannungstechnik



Shirvani

Ali Shirvani Boroujeni

Ein Beitrag zum Entladungsverhalten langer Luftfunkenstrecken bei Blitzspannung

Ali Shirvani Boroujeni

Ein Beitrag zum Entladungsverhalten langer
Luftfunkenstrecken bei Blitzspannung

Ali Shirvani Boroujeni

Ein Beitrag zum Entladungsverhalten langer
Luftfunkenstrecken bei Blitzspannung



TECHNISCHE UNIVERSITÄT
CHEMNITZ

Universitätsverlag Chemnitz

2015

Impressum

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Angaben sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Diese Arbeit wurde von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Chemnitz als Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Dr.-Ing. genehmigt.

Tag der Einreichung: 13.05.2014

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Schufft
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Volker Hinrichsen
3. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Eberhard Lemke

1. Beisitzer: Dr.-Ing. Carsten Leu
2. Beisitzer: Dr.-Ing. Eberhard Engelmann

Tag der Verteidigung: 12.12.2014

Technische Universität Chemnitz/Universitätsbibliothek
Universitätsverlag Chemnitz
09107 Chemnitz
<http://www.tu-chemnitz.de/ub/univerlag>

Herstellung und Auslieferung

Verlagshaus Monsenstein und Vannerdat OHG
Am Hawerkamp 31
48155 Münster
<http://www.mv-verlag.de>

ISBN 978-3-944640-42-6

<http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:bsz:ch1-qucosa-158163>

برای دو وجود بی همتا، مادر و پدرم،
که بارها بر آرزوهای خودشون چشم بستند،
تا بچه هاشون را، که امروز تنها از راه دور دوستشون دارند،
با لبخندی روی لبانشون، بر بلندای شادی و خوشبختی بنشوند.
همیشه هستند، جایی که نیازشون داریم...

Für zwei besondere Menschen, meine Eltern,
die so oft ihre eigenen Wünsche vernachlässigt haben,
um ihren drei Kindern, die sie nun nur aus der Ferne lieben,
Freude, Glücklichein und ein Lächeln auf dem Gesicht zu ermöglichen.

Sie sind immer da, wo wir sie brauchen...

DANKSAGUNG

Dr. Uwe Schmidt kenne ich seit meinen ersten Tagen meines Aufenthaltes in Deutschland. Er hat mir gezeigt, dass das Wichtigste im Leben nicht das Entladungsverhalten langer Luftfunkenstrecken ist. Er gewährte mir nichtsdestoweniger einen tiefen Einblick in die praktischen und theoretischen Teile der Elektroenergiesysteme. Er hat außerdem maßgebend zum Erfolg dieser Arbeit, inhaltlich und didaktisch, beigetragen. Ich kann nicht in Worte fassen, wie dankbar ich ihm als Freund und Lehrer bin.

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner sechsjährigen Tätigkeit an der Professur Energie- und Hochspannungstechnik der TU Chemnitz. Meinem hochverehrten Lehrer Herrn Prof. Wolfgang Schufft bin ich für viele wertvolle Anregungen, zahlreiche Diskussionen, für sein stets förderndes Interesse und für die Bereitstellung idealer Bedingungen sowie seine uneingeschränkte Unterstützung zu großem Dank verpflichtet.

Bei Herrn Prof. Eberhard Lemke möchte ich mich ganz herzlich für wertvolle Anregungen während der Fertigstellung der Dissertation und für die Übernahme des Gutachtens bedanken. Ich hoffe, es ist mir gelungen, seine wunderbare Forschung angemessen fortgeführt zu haben.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Volker Hinrichsen für die kritische Durchsicht der Arbeit und für die Übernahme des Mitberichts.

Herrn Dr. Eberhard Engelmann danke ich für seine Bereitschaft zur Übernahme des Beisitzes. Seine Anmerkungen zur Gestaltung des Messaufbaus und seine Diskussionsbeiträge zur Deutung der Messergebnisse spielten eine wichtige Rolle für den Erfolg dieser Arbeit.

Ich möchte Herrn Dr. Carsten Leu für sein großes Interesse an meiner Arbeit, für seine Unterstützung sowohl beim experimentellen Teil als auch bei der Interpretation der Messergebnisse und auch für die Übernahme des Beisitzes danken.

Mein Freund und Arbeitskollege, Herrn Akif Gürlek steht mir seit Beginn der ersten Experimente unermüdlich zur Seite. Deshalb und auch für seine Hilfsbereitschaft bei der Durchführung und beim Korrekturlesen der Arbeit bin ich ihm zum größten Dank verpflichtet.

Herrn Hans-Peter Pampel möchte ich für sein Interesse und Unterstützung insbesondere beim experimentellen Teil der Arbeit danken. Ohne sein Mitwirken wäre eine schnelle Durchführung des Messvorhabens sicherlich in weite Ferne gerückt.

Beim Gelingen der Arbeit half mir Herr Michael Stark mit seinen kreativen Ratschlägen zum Aufbau und der Ausfertigung des Messsystems. Zum Erfolg der Arbeit trugen Herren Marcus Liedtke, Kaveh Malekian und Abdullah Hoshmeh durch ihre

zahlreichen, fruchtbaren Debatten wesentlich bei. Ihnen und allen anderen Angehörigen der Professur für Energie- und Hochspannungstechnik danke ich auch für die zu jeder Zeit freundliche und gute Zusammenarbeit während der letzten Jahre.

Herren Klaus Wolf, Jürgen Neumann und anderen Mitarbeitern der Werkstatt an der TU Chemnitz, deren Fachwissen in den Versuchsaufbau geflossen ist, sowie Herren Axel Göres und Helge Knüpfel und anderen Mitarbeitern der Hochspannungshalle der TU Dresden, ohne deren tatkräftige Unterstützung die Durchführung des Messvorhabens unmöglich gewesen wäre, danke ich für ihren Einsatz und die angenehme Zusammenarbeit.

Herrn Prof. Michael Rock und Christian Drebenstedt ermöglichten mir die ersten Experimente mit der hochempfindlichen, komplexen Hochgeschwindigkeitskamera. Die in dieser Arbeit dargestellten Fotosequenzen wurden dann von der zugehörigen Kamera des Laserinstituts der Hochschule Mittweida aufgenommen. Die Firma GWT übernahm dabei die bürokratischen und organisatorischen Hilfestellungen zur Versicherung und dem Ausleihen der Kamera. Ihnen allen möchte ich für ihr Vertrauen danken.

In den letzten sechseinhalb Jahren meines Aufenthalts in Deutschland bin ich vielen wunderbaren Menschen begegnet. Diese Erfahrung war nur durch die Initiative von Prof. Gevork B. Gharehpetian und die wohlwollende Förderung des DAAD möglich. Mit Thomas und Eva wurde gelacht, gestritten, geweint, gereist und geschrien – vor allem wenn sie meine Texte korrigierten. Marta gab mir mit ihrer unerschöpflichen Geduld den nötigen Rückhalt in schwierigen Situationen, in denen ich ohne sie leicht den Boden unter den Füßen verloren hätte. Sie haben mich bei meiner Dissertation und dem damit verbundenen Lebensabschnitt unterstützt und begleitet. Mit ihnen und sicherlich auch vielen anderen hier nicht namentlich erwähnten Freunden und Kollegen erlebe ich eine tolle Zeit.

So ist Chemnitz schon längst mein zweites Zuhause geworden. Das Entladungsverhalten langer Luftfunkenstrecken ist eben nicht das Wichtigste im Leben.

Chemnitz, im Mai 2014

Ali Shirvani Boroujeni

INHALTSVERZEICHNIS

INHALTSVERZEICHNIS	IX
ABBILDUNGSVERZEICHNIS	XI
TABELLENVERZEICHNIS	XIV
NOMENCLATURE	XV
I STAND DES WISSENS	2
1 EINLEITUNG UND AUFGABENSTELLUNG	3
1.1 Einordnung und Motiv der Arbeit	3
1.2 Bisherige Erkenntnisse	5
1.3 Problemstellung	9
1.4 Aufgabenstellung und Ziel der Arbeit	10
1.5 Struktur der Arbeit	11
2 DERZEITIGE ERKENNTNISSE	13
II HAUPTTEIL	18
3 AUFBAU DES PRÜF- UND MESSSYSTEMS	19
3.1 Allgemeine Beschreibung	19
3.2 Elektrodenanordnung	22
3.3 Strommesseinheit	23
3.4 Spannungserzeugung und -messung	31
3.5 Kamerasystem	34
3.6 Umfang und Verlauf der Messungen	39
4 BESCHREIBUNG DES POSITIVEN DURCHSCHLAGPROZESSES	41
4.1 Streamerentladung	43
4.2 Rückwärtswelle	61
4.3 Kanalbildung	64
5 THEORETISCHE GRUNDLAGEN	73
5.1 Erfassung der Strahlung	73
5.2 Berechnung des Strahlprofils	77
5.3 Eigenschaften des Strahlprofils	80
5.4 Zusammenhang Strom und Strahlprofil	82
6 DEUTUNG DES DURCHSCHLAGMECHANISMUS	85
6.1 Streamerentladung	85
6.2 Rückwärtswelle	102
6.3 Kanalbildung	105
6.4 Analogien der Durchschlagmechanismen	120
7 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	125

III ANHANG	130
A STAND DER FOTOGRAFIE	131
B BESCHREIBUNG DES NEGATIVEN DURCHSCHLAGPROZESSES	135
B.1 Entladungswolke	137
B.2 Streamerentladung	139
B.3 Kanalbildung	149
C REFERENZBILDER	151
D HISTOGRAMM DER ERFASSTEN EINZELAUFNAHMEN	155
E STATISTISCHE ANALYSE DER STREAMERENTLADUNG	157
E.1 Erste Streamerentladung	157
E.2 Übergang in die zweite Streamerentladung	163
E.3 Ausbreitung der Streamerentladung	165
F GRUNDLAGEN ZUR ELEKTROMAGNETISCHEN STRAHLUNG	169
G BERECHNUNG DES ELEKTRISCHEN GRUNDFELDES	173
COLOPHON	176
LITERATURVERZEICHNIS	177
SACHWORTVERZEICHNIS	189

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.1	Blitzeinschlag und rückwärtiger Überschlag	4
Abbildung 2.1	Prinzipieller Durch-/ Überschlagprozess	14
Abbildung 2.2	Berechnete Leaderlängen	16
Abbildung 3.1	Anordnung	19
Abbildung 3.2	Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ HSFC-PRO	20
Abbildung 3.3	Überblick des Messaufbaus	21
Abbildung 3.4	Steuereinrichtungen	21
Abbildung 3.5	Schutzarmaturen einer 380 kV-Freileitung	22
Abbildung 3.6	Ersatzschaltbild der Elektrodenanordnung	23
Abbildung 3.7	Abschirmung der Spitzenelektrode	24
Abbildung 3.8	Kapazität zwischen der Spitzen- und der Plattenelektrode	25
Abbildung 3.9	Durchschlagstrom gegenüber Vorentladungsstrom	25
Abbildung 3.10	Schutzbeschaltung des Messkreises mit einer Suppressordiode	27
Abbildung 3.11	Wirkung eines Gasableiters vor dem Durchschlag	28
Abbildung 3.12	Ausbreitung von Wanderwellen auf Zu- und Messleitung	29
Abbildung 3.13	Konstruktion der Spitzenelektrode	29
Abbildung 3.14	Strommesseinheit und metallischer Behälter	30
Abbildung 3.15	Marxsche Vervielfacherschaltung	31
Abbildung 3.16	Gemessene und berechnete Elektrodenspannung	33
Abbildung 3.17	Draufsicht der Hochgeschwindigkeitskamera	35
Abbildung 3.18	Struktur des Bildverstärkers	35
Abbildung 3.19	Quantenausbeute und spektrale Empfindlichkeit	36
Abbildung 3.20	Mikrokanalplatte	37
Abbildung 3.21	Abschirmung der Hochgeschwindigkeitskamera	39
Abbildung 4.1	Repräsentativer Durchschlagprozess	42
Abbildung 4.2	Einsetzen der Vorentladung bei $\hat{u} = 504 \text{ kV} = 30\% \cdot \hat{u}_d$	44
Abbildung 4.3	Parameterdefinition des Stromverlaufs	48
Abbildung 4.4	Zweite Streamerentladung bei $\hat{u} = 1.008 \text{ kV} = 63\% \cdot \hat{u}_d$	51
Abbildung 4.5	Ausbreitung der Streamerentladung bei $\hat{u} = 1.533 \text{ kV} = 91\% \cdot \hat{u}_d$	53
Abbildung 4.6	Ausbreitung der Streamerentladung bei $\hat{u} = 1.582 \text{ kV} = 94\% \cdot \hat{u}_d$	56
Abbildung 4.7	Ausbreitung der Streamerentladung bei $\hat{u} = 1.668 \text{ kV} = 99\% \cdot \hat{u}_d$	59
Abbildung 4.8	Vordringtiefe der Streamerentladung bei $\hat{u} = 48 \dots 99\% \cdot \hat{u}_d$	60
Abbildung 4.9	Maximale Vordringtiefe $\hat{\ell}_s$ in Abhängigkeit von \hat{u}	60
Abbildung 4.10	Rückwärtswelle bei $\hat{u} = 1.646 \text{ kV} = 97\% \cdot \hat{u}_d$	62
Abbildung 4.11	Kanalbildung ohne Durchschlag, $\hat{\ell}_k \approx 65 \text{ cm}$	65
Abbildung 4.12	Kanalbildung ohne Durchschlag, $\hat{\ell}_k \approx 175 \text{ cm}$	67
Abbildung 4.13	Kanalbildung und Durchschlag, Durchschlagzeit $t_d = 33 \mu\text{s}$	68
Abbildung 4.14	Kanalbildung und Durchschlag, Durchschlagzeit $t_d = 25 \mu\text{s}$	69

Abbildung 4.15	Kanalbildung und Durchschlag, Durchschlagzeit $t_d = 68 \mu\text{s}$. . .	70
Abbildung 5.1	Anordnung von Volumenelement, Objektiv und Photokathode	73
Abbildung 5.2	Interne Struktur des Bildverstärkers	75
Abbildung 5.3	Prinzip der Volumenintegration.	75
Abbildung 5.4	Anordnung zur Berechnung des Strahlprofils	77
Abbildung 5.5	Strahlprofil Φ_p der vierten Einzelaufnahme aus Abbildung 4.5	79
Abbildung 5.6	Strahlprofile der Einzelaufnahmen aus Abbildung 4.5	80
Abbildung 5.7	Strahlprofil der siebten Einzelaufnahme aus Abbildung 4.6 . . .	82
Abbildung 5.8	Proportionalität zwischen Strahlprofil und Vorentladungsstrom	82
Abbildung 6.1	Bildung der ersten Elektronenlawine	86
Abbildung 6.2	Parameterdefinition des Stromverlaufs	87
Abbildung 6.3	Ineinanderwachsende Folgelawinen, Streamerentladung	88
Abbildung 6.4	Grund-, Eigen- und resultiertes Feld	90
Abbildung 6.5	Grund-, Eigen- und resultierende Feldstärke	91
Abbildung 6.6	Homogenisierung der Feldverteilung mit der Ausbreitung . . .	93
Abbildung 6.7	Zwei Verläufe des Vorentladungsstromes bei $\hat{u} = 736 \text{ kV}$	95
Abbildung 6.8	Modellvorstellung zur Bestimmung der Eigenfeldstärke	96
Abbildung 6.9	Vordringtiefe der Streamerentladung bei $\hat{u} = 48 \dots 99\% \cdot \hat{u}_d$. . .	98
Abbildung 6.10	Maximale Vordringtiefe $\hat{\ell}_s$ in Abhängigkeit von \hat{u}	100
Abbildung 6.11	Zwei Strahlprofile aus Abbildungen 4.6 und 4.7	102
Abbildung 6.12	Modellvorstellung Kanal-Rückwärtswelle	104
Abbildung 6.13	Bausteine der Modellierung des Durchschlagprozesses	106
Abbildung 6.14	Messergebnisse bei $\hat{u}_1 = 97$ und $100\% \cdot \hat{u}_d$	106
Abbildung 6.15	Startzeit in Abhängigkeit von der Einsetzspannung	108
Abbildung 6.16	Messergebnisse aus Abbildungen 4.11 und 4.14	109
Abbildung 6.17	Messergebnisse aus Abbildung 4.13	110
Abbildung 6.18	Berechnete Kanallänge	111
Abbildung 6.19	Spannungsbedarf in Abhängigkeit von der Kanallänge	113
Abbildung 6.20	Modellvorstellung Kanal-Rückwärtswelle	113
Abbildung 6.21	Berechneter Spannungsbedarf für Abbildung 4.11	114
Abbildung 6.22	Berechneter Spannungsbedarf für Abbildung 4.13	115
Abbildung 6.23	\hat{i}_k in Abhängigkeit von u'_k	116
Abbildung 6.24	Berechneter Vorentladungsstrom für Abbildungen 4.11 und 4.13	118
Abbildung 6.25	Bausteine der Modellierung des Durchschlagprozesses	118
Abbildung 6.26	Berechnete Stoßkennlinien	119
Abbildung 6.27	Leader-Messergebnisse nach GALLIMBERTI [1979]	120
Abbildung 6.28	\hat{u}_d -s-Kennlinie gegenüber U_d -s-Kennlinie	123
Abbildung 6.29	Statistisch mittlere Durchschlagzeit \bar{t}_d	124
Abbildung 6.30	u_d -s-Kennlinie gegenüber U_d -s-Kennlinie	124
Abbildung 7.1	Kanal-Rückwärtswelle- gegenüber Leader-Streamer-Modell . . .	127
Abbildung 7.2	Bausteine der Modellierung des Durchschlagprozesses	128
Abbildung A.1	Prinzip eines Bildverstärkers [WAGNER u. RAETHER 1962a] . . .	132
Abbildung B.1	Repräsentativer Durchschlagprozess	136
Abbildung B.2	Entladungswolke bei $\hat{u} = -605 \text{ kV}$	138

Abbildung B.3	Bildung der Entladungswolke bei $\hat{u} = -605$ kV	138
Abbildung B.4	Weitere Stromimpulse bei $\hat{u} = -605$ kV	140
Abbildung B.5	Streamerzweige bei $\hat{u} = -1.006$ kV	141
Abbildung B.6	Streamerzweig	143
Abbildung B.7	Struktur eines Streamerzweigs.	143
Abbildung B.8	Unterbrechung der Strahlung entlang eines Streamerzweigs .	144
Abbildung B.9	Streamerzweige bei $\hat{u} = -1.210$ kV	146
Abbildung B.10	Streamerbahn bei $\hat{u} = -1.662$ kV	147
Abbildung B.11	Maximale Vordringtiefe $\hat{\ell}_s$ in Abhängigkeit von \hat{u}	148
Abbildung B.12	Negative Kanalbildung	150
Abbildung B.13	Stromverlauf bei negativer Kanalbildung	150
Abbildung C.1	Anordnung zu Abbildungen 4.2, 6.1, 6.3, 6.4 und 6.5	151
Abbildung C.2	Anordnung zu Abbildung 4.4	152
Abbildung C.3	Anordnung zur Abbildungen 4.5... 4.14	152
Abbildung C.4	Anordnung zu Abbildungen B.3, B.5, B.6, B.7, B.8 und B.9 . . .	153
Abbildung C.5	Anordnung zu Abbildungen B.10 und B.12	153
Abbildung D.1	Histogramm der Graustufen	155
Abbildung E.1	Startzeit der ersten Streamerentladung	158
Abbildung E.2	Einsetzspannung der ersten Streamerentladung	159
Abbildung E.3	Stochastisches Verhalten der Einsetzspannung	160
Abbildung E.4	Erster Stromscheitelwert der ersten Streamerentladung	161
Abbildung E.5	zwei Stromverläufe der ersten Streamerentladung	161
Abbildung E.6	Zweiter Stromscheitelwert der ersten Streamerentladung . . .	162
Abbildung E.7	Raumladung der ersten Streamerentladung	163
Abbildung E.8	Startzeit der zweiten Streamerentladung	163
Abbildung E.9	Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung	164
Abbildung E.10	Einsetzspannung in Abhängigkeit von der Raumladung	165
Abbildung E.11	Raumladung der Streamerentladung bei $s < 1$ m	166
Abbildung E.12	Raumladung der Streamerentladung bei $s \geq 1$ m	167
Abbildung G.1	Grundfeldstärke und Potential	174
Abbildung G.2	Grundfeldstärke und Potential auf logarithmischer x -Achse .	174
Abbildung G.3	Feldstärke-, Equipotential- und Feldlinien	175

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle I	Notation (nach [DIN 1338: 2011])	XV
Tabelle II	Naturkonstanten, Konstanten	XV
Tabelle III	Elektrische und Geometrische Grössen	XVI
Tabelle IV	Modellierung der Streamerentladung	15
Tabelle V	Modellierung der Leaderentladung	15
Tabelle VI	Parameter der verwendeten Marx-Generatoren pro Stufe	32
Tabelle VII	Parameter der mehrstufigen Marx-Generatoren	32
Tabelle VIII	Parameter der verwendeten Objektive	38
Tabelle IX	Eigenschaften der ersten Streamerentladung	49

NOMENCLATURE

Tabelle I: Notation (nach [DIN 1338: 2011])

Symbol	Erläuterung
$v(t), i_e$	Zeitabhängige skalare Größen werden im Zeitbereich mit kleinen Buchstaben und kursiv geschrieben.
\hat{u}, \hat{u}_d	Scheitelwerte werden durch eine aufgesetztes Dach gekennzeichnet.
\vec{E}	Vektorielle Größe im Zeitbereich werden im Zeitbereich kursiv, mit großen Buchstaben und mit aufgesetztem Pfeil geschrieben. Deren Komponenten lauten in kartesischen Koordinaten E_x, E_y, E_z und in zylindrischen E_r, E_φ, E_z .
U	Absolutwert der vektoriellen Größe im Zeitbereich oder zeitunabhängige skalare Größen werden mit großen Buchstaben und kursiv geschrieben.
U	Matrix wird in Fettschrift geschrieben.
$\mathcal{F}(u)$	Stellt die FOURIER-Transformierte Größen im Frequenzbereich dar.
$\frac{du}{dt} = \dot{u}$	Ableitung der physikalischen Größe nach der Zeit.
$\frac{du}{dV}$	Dichte der physikalischen Größe bzw. Ableitung physikalischen Größe nach dem Volumen.

Tabelle II: Naturkonstanten, Konstanten

Symbol	Erläuterung	Wert
ε_0	elektrische Feldkonstante	$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$
μ_0	magnetische Feldkonstante	$12,566 \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$
h	PLANCKSCHES Wirkungsquantum	$6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js} = 4,14 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$
c_0	Lichtgeschwindigkeit	$300 \text{ m}/\mu\text{s}$

Tabelle III: Elektrische und Geometrische Grössen

Symbol	Erläuterung
A	Querschnitt in Allgemein, Eintrittsfläche des Optiksystems
A	neutrales Teilchen
A^+	positives Ion
A^-	negatives Ion
A^*	neutrales angeregtes Gasteilchen
A_i	prozentualer Anteil der Art i der Energieaustauschprozesse
A_v	mittlerer quadratischer Querschnitt des Volumens $V(m, n)$
C'_s	resultierende Stoßkapazität des Marx-Generators
C_b	Kapazität des (Stoßspannungs-)Messteilers
C_{geo}	geometrische Kapazität zwischen den Elektroden
C_p	Kapazität der Plattenelektrode
C_{ps}	Eigenkapazität des Schutzelementes
C_s	Stoßkapazität des Marx-Generators pro Stufe
D_{hz}	Durchmesser des Hohlzylinders
D_k	Dicke/Durchmesser eines Kanals bei Blitzstoßspannungen
D_s	Dicke/Durchmesser einer positiven Streamerbahn
D_{s-}	Dicke/Durchmesser einer negativen Streamerbahn
D_z	Dicke/Durchmesser eines negativen Streamerzweigs
E	elektrische Feldstärke bzw. Betrag des elektrischen Feldes \vec{E}
\vec{E}	elektrisches Feld
E_d	auf den Elektrodenabstand bezogene Durchschlagspannung
E'_g	auf die mittlere Feldstärke bezogene Grundfeldstärke
E_{S+}	mittlerer Längsgradient einer positiven Streamerentladung
E_{S-}	mittlerer Längsgradient einer negativen Streamerentladung
E_c	Eigen- bzw. Raumladungsfeldstärke
\vec{E}_c	Eigen- bzw. Raumladungsfeld
E_e	Einsetzfeldstärke
E_g	Grundfeldstärke
\vec{E}_g	Grundfeld
E_h	Höchstfeldstärke
E_i	innere elektrische Festigkeit (Einsetzfeldstärke)
E_k	bezogener Spannungsbedarf des Kanals

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle III: Elektrische und Geometrische Grössen (Fortsetzung)

Symbol	Erläuterung
E_1	mittlerer Längsgradient im Leaderentladung
E_m	mittlere Feldstärke
E_{rw}	mittlerer Längsgradient in der Rückwärtswelle
E_s	mittlerer Längsgradient der Streamerentladung
E_t	resultierendes Feldstärke
\vec{E}_t	resultierender Feld
\mathcal{F}	Fourier-Transformation
I	Leaderstrom nach GALLIMBERTI [1979]
\vec{J}	elektrische Stromdichte
$ \vec{J} $	Betrag der elektrischen Stromdichte
L_{zu}	Induktivität der Zuleitung zur Plattenelektrode
M	Maximum der aufgenommenen Pixel-Graustufen, ($\log_2(\hat{U})$)
N	Anzahl der Energieaustauschprozesse im Gas
N'_e	Anzahl der freien Elektronen
N_e	Anzahl der Zusammenstöße
N_i	Anzahl der Energieaustauschprozesse der Art i im Gas
$\frac{dN_{ions}}{dV}$	Dichte der Ionisation (Ionenproduktionsdichte)
$\frac{dN_{ions}}{dt}$	Rate der Ionisation (Ionenproduktionsrate)
N_ν	Anzahl der emittierten Photonen von der Photokathode
N_{pe}	Anzahl der von der Photokathode freigegebenen Photo-Elektronen
O_2	Sauerstoffmolekül
Ω	Raumwinkel
P	Histogramm der Häufigkeitsverteilung der Grauwerte
$\frac{d\Phi'_e}{dV}$	Anteil der Strahldichte, die auf die Fläche des Objektivs auftrifft
Φ_e	Strahlleistung
$\frac{d\Phi_e}{dV}$	Strahlleistungsdichte (abgekürzt Strahldichte)
$\frac{d\bar{\Phi}_e}{dV}$	mittlere Strahldichte
Φ_l	längliche Strahldichte
Φ_p	Strahlprofil
$\hat{\Phi}_p$	Scheitelwert des Strahlprofils einer Einzelaufnahme
$\bar{\Phi}_p$	Zeitverlauf des Strahlprofils
$\frac{d\Phi_v}{dV}$	auf der Photokathode aufgefangener Anteil von Strahldichte

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle III: Elektrische und Geometrische Grössen (Fortsetzung)

Symbol	Erläuterung
P_w	Durchschlag- oder Stehwahrscheinlichkeit
QE	Quantenausbeute der Photokathode
R_d	Dämpfungswiderstand des Marx-Generators pro Stufe
R'_d	resultierender Dämpfungswiderstand des Marx-Generators
R'_e	resultierender Entladewiderstand des Marx-Generators
R_A	Ausbreitungswiderstand eines Freilaitungsmastes
R_e	Entladewiderstand des Marx-Generators pro Stufe
R_{ss}	Shunt, Messwiderstand
R_t	Messteiler-Dämpfungswiderstand
R_{zu}	Widerstand der Zuleitung zur Plattenelektrode
S	obere Sättigungsgrenze zur Darstellung der Pixel-Graustufen
SR	spektrale Empfindlichkeit der Photokathode
T_p	Scheitelzeit der Schaltstoßspannung
T_r	Rückenhalbwertzeit der Blitzstoßspannung
T_1	Stirnzeit der Blitzstoßspannung
U_d	Durchschlagspannung
\mathbf{U}	Graustufenmatrix einer Einzelaufnahme
\hat{U}	Scheitelwert der Pixel-Graustufen einer Einzelaufnahme
U	Pixel-Graustufe
$\frac{dU}{dV}$	Ausgangssignal des CCD-Sensors pro Volumeneinheit als Graustufe
U_{d50}	Durchschlagspannung mit 50%-Wahrscheinlichkeit
U_{lade}	Ladespannung des Marx-Generators
U_n	Nennspannung
U_s	Kennlinie des Streamerspannungsbedarfs
U_{Σ}	maximale Summenausgangsspannung des Marx-Generators
U_t	Spannungsbedarf der Luftfunkenstrecke während der Kanalbildung
\mathbf{V}	Volumenmatrix
V	Volumen
W_a	Austrittsarbeit (auch Austrittsenergie) der Metalle
W_e	Strahlungsenergie
W_{ei}	Strahlungsenergie der Art i der Energieaustauschprozesse
W_i	Ionisationsenergie des Gasmoleküles

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle III: Elektrische und Geometrische Grössen (Fortsetzung)

Symbol	Erläuterung
W_{pk}	Austrittsarbeit der Photokathode
Z_w	Wellenwiderstand einer Leitung
a	Parameter der Tabelle V nach WECK [1987]
a	Störabstand
a_s	Wirkungsquerschnitt eines Gasteilchens
α_e	Proportionalitätsfaktor zur Berechnung des Kanalstromes
α_i	Parameter der Gleichung (6.42)
α_q	Parameter der Gleichung (6.42)
α	Erster TOWNSENDSCHE Ionisationskoeffizient
b	Spannungskonstante des Elektrodenzwischenraumes
b_0	Koeffizient in Gleichung (6.64)
b_{I+}	Beweglichkeit eines positiven Ions
β	Blickwinkel der Kamera auf die Elektroden
β_v	diagonaler Öffnungswinkel des Objektivs
β_y	senkrechter Öffnungswinkel des Objektivs
c	Parameter der Tabelle V nach SUZUKI u. MIYAKE [1977]
c_0	Lichtgeschwindigkeit
c_w	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wanderwellen
e^-	Elektron, elektrische Ladung eines Elektrons
ϵ	kinetische Energie eines Elektrons
ϵ'	kinetische Energie eines Elektrons
ϵ	Leistungsspektrum der Strahldichte
ϵ_i	Leistungsspektrum der Strahlung der Art i
ϵ_t	Leistungsspektrum der gesamten Strahlung
η	Homogenitätsgrad
η	Anlagerungskoeffizient der Elektronen
f	Brennweite des Objektivs
f	Frequenz
f_g	obere Grenzfrequenz eines Messsystems
f_u	Frequenz der Schwingungen im Verlauf der Elektrodenspannung
γ	Rückwirkungs- bzw. zweiter TOWNSENDSCHE Ionisationskoeffizient
h	PLANCKSCHE Wirkungquantum

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle III: Elektrische und Geometrische Größen (Fortsetzung)

Symbol	Erläuterung
hf	Energie eines Photons
i	Strom
i_d	Durchschlagstrom
\hat{i}_d	Scheitelwert des Durchschlagstromes
i'_e	Vorentladungsstrom nach der Einwirkung des Schutzelements
i_c	Ladestrom
\bar{i}_e	mittlerer Vorentladungsstrom
i_{eb}	berechneter Vorentladungsstrom
i_{emp}	Empfindlichkeit der Strommesseinheit
\hat{i}_k	Scheitelwert des Kanalstromes
\bar{i}_k	Mittelwert des Kanalstromes
i_k	Kanalstrom
\bar{i}_l	Mittelwert des Leaderstromes bei Schaltstoßspannungen
i_l	Leaderstrom
i_m	erstes Minimum im Verlauf des Vorentladungsstromes
i_p	Stromscheitelwert der Streamerentladung
i_{2p}	zweites Maximum im Stromverlauf der ersten Streamerentladung
i_{pk}	elektrischer Strom der Photokathode
$\frac{di_{pk}}{dV}$	Strom der Photokathode pro Volumeneinheit
$\frac{di_{ps}}{dV}$	auf den Phosphorschirm gelangter Strom pro Volumeneinheit
i_{rep}	repräsentativer Überstrom zur Auslegung der Schutzvorrichtung
k	Blende des Objektivs
k_{HSFC}	Verhältnis der erfassten Graustufen zur Strahlung/Strahldichte
k_c	Verhältnis des Stromes der Photokathode zur Strahldichte
k_{ccd}	Umwandlungsfaktor, Phosphorschirm, CCD-Sensor und Konverter
k_{mcp}	Verstärkungs- bzw. Vermehrungsgrad der Mikrokanalplatte
k_v	Vergrößerungsfaktor des CCD-Sensors
k_i	Intensität der Strahldichte
\bar{k}_i	mittlere Intensität der Strahldichte in einem Volumen
l	Länge
$ \vec{d}\ell $	zurückgelegter Weg eines Elektrons
l_c	Entfernung der Ersatzpunktladung q_c von der Spitzenelektrode

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle III: Elektrische und Geometrische Grössen (Fortsetzung)

Symbol	Erläuterung
\hat{l}_k	maximale Kanallänge bei einem Versuch
l_k	Kanallänge
l'_x	dargestellte Breite in einer Aufnahme
\bar{l}_k	statistischer Mittelwert der Kanallänge bei mehreren Versuchen
l_{k-}	Kanallänge bei einer negativen Blitzstoßspannung
l_{k+}	Länge des positiven Kanals bei einer negativen Blitzstoßspannung
l_{kb}	Berechnete Kanallänge
l_1	Länge der Leaderentladung
\hat{l}_1	Scheitelwert der Länge der Leaderentladung
l_{IP}	berechnete Länge der Leaderentladung nach PIGINI et al. [1989]
l_{IS}	berechnete Länge der Leaderentladung nach SUZUKI u. MIYAKE [1977]
l_{IW}	berechnete Länge der Leaderentladung nach WECK [1987]
l_{rw}	Vordringtiefe der Rückwärtswelle
Δl_{s1}	Ausbreitung der Streamerentladung in einem Zeitraum
l_{s1}	Vordringtiefe der ersten Streamerentladung
l_{s2}	Vordringtiefe der zweiten Streamerentladung
l_s	Vordringtiefe der Streamerentladung (wenn $l_{s2} = l_{s1}$)
\hat{l}_s	maximale Vordringtiefe der Streamerentladung bei einem Versuch
\hat{l}_{s1}	Scheitelwert der Vordringtiefe der ersten Streamerentladung
l_{s-}	Vordringtiefe der negativen Streamerentladung
l_w	Vordringtiefe der Entladungswolke
l_x	Breite des Sichtfeldes in einer Aufnahme
l_y	Höhe des Sichtfeldes in einer Aufnahme
l_z	Länge eines negativen Streamerzweigs
\bar{l}_z	Mittelwert der Länge eines negativen Streamerzweigs
\hat{l}_z	maximal erreichte Länge eines negativen Streamerzweigs
l_{zu}	Länge der Zuleitung vom Marx-Generator zur Plattenelektrode
λ	Wellenlänge
λ_e	mittlere freie Weglänge der freien Elektronen
$\bar{\lambda}_k$	mittlere Linienladungsdichte des Kanals
λ_k	Linienladungsdichte des Kanals
λ_l	Linienladungsdichte der Leaderentladung

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle III: Elektrische und Geometrische Grössen (Fortsetzung)

Symbol	Erläuterung
m	Parameter der Gleichung (6.42)
m	m -te Zeile in Graustufenmatrix
n	Parameter der Gleichung (6.42)
n	n -te Spalte in Graustufenmatrix, Anzahl der Photonen
n_B	Teilchendichte eines Gases
n_e	kritische Ladungsträgerzahl
n_i	Anzahl der positiven Ionen
n_s	Anzahl der Streamerbahnen
\hat{n}_s	maximale Anzahl der Streamerbahnen in einem Versuch
n_z	Anzahl der negativen Streamerzweige
p	Parameter in Gleichung (6.64)
$\mathbf{p}'_{N \times M}$	Koeffizientenmatrix der Raumladungs- und Konturpunkte
$\mathbf{p}_{N \times N}$	Koeffizientenmatrix der Ersatzladungs- und Konturpunkte
φ'_g	bezogene Potentialdifferenz aufgrund des Grundfeldes
$\varphi_{N \times 1}$	Matrix des elektrischen Potentials der N Konturpunkten
$\Delta\varphi_g$	Potentialdifferenz aufgrund des Grundfeldes
φ_{gp}	elektrisches Potential an der Elektrodenoberfläche der Platte
φ_{gs}	elektrisches Potential an der Elektrodenoberfläche der Spitze
q	elektrische Ladung (Stromintegral)
$\mathbf{q}'_{M \times 1}$	Matrix der elektrischen Ladung der M Raumladungspunkte
$\mathbf{q}_{N \times 1}$	Matrix der elektrischen Ladung der N Ersatzladungspunkte
q_c	Ersatzpunktladung der im Raum verteilten Raumladung q_e
q_e	Raumladung, Integral des Vorentladungsstromes
\hat{q}_e	Scheitelwert der elektrischen Raumladung in einem Versuch
q_s	Raumladung der Streamerentladung
q_{s2}	Raumladung der zweiten Streamerentladung
\hat{q}_s	Scheitelwert der Raumladung der Streamerentladung
q_w	Raumladung der Entladungswolke
r	Entfernung der Elektrodenanordnung vom Kamerasystem
ρ	Dichte der beweglichen Ladungsträger
ρ_e	Raumladungsdichte
ρ_l	Linienladungsdichte der Streamerbahnen

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle III: Elektrische und Geometrische Grössen (Fortsetzung)

Symbol	Erläuterung
s	Elektrodenabstand (Schlagweite)
σ_{ts}	statistische Streuung der Startzeit der Streamerentladung
σ_{us}	statistische Streuung der Einsetzspannung der Streamerentladung
σ	Oberflächenladungsdichte
t	Zeit vom Beginn der Stoßspannung
t_d	Durchschlagzeit
\bar{t}_d	statistischer Mittelwert der Durchschlagzeit
t_0	Startzeit der Belichtung einer Einzelaufnahme
t'	Zeit vom Beginn der ersten Streamerentladung $t' = t - t_s$
t'_k	Augenblick des Maximums des Vorentladungsstromes
t_{detek}	Detektionszeit eines Durchschlages
t_{ga}	Einwirkungszeit des Schutzelementes (Gasableiter)
t_k	Startzeit der Kanalbildung
Δt_k	Differenz in der Startzeit der Kanalbildung in zwei Versuchen
t_m	Augenblick des ersten Minimums im Verlauf des Vorentladungsstromes der ersten Streamerentladung
t_n	Endzeit des Prozesses der Vorentladung
t_{p2}	Anstiegszeit des Vorentladungsstromes der zweiten Streamerentladung bei einer positiven Blitzstoßspannung
t_p	Anstiegszeit des Vorentladungsstromes
t_r	Rückenhalfwertzeit des Vorentladungsstromes
t_{rw}	Startzeit der Rückwärtswelle
t_s	Startzeit der Streamerentladung
t_{s2}	Startzeit der zweiten Streamerentladung
\bar{t}_s	statistischer Mittelwert der Startzeit der Streamerentladung
t_{tr}	Laufzeit einer Wanderwelle
t_w	Startzeit der Entladungswolke bei einer negativen Stoßspannung
\bar{t}_w	statistischer Mittelwert der Startzeit der Entladungswolke
τ	Transmissionskurve des Optiksystems
τ_r	Rückenzeitkonstante bei einer Stoßspannung
τ_s	Stirnzeitkonstante bei einer Stoßspannung
u	Elektrodenspannung
\hat{u}	Scheitelwert der Stoßspannung

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle III: Elektrische und Geometrische Grössen (Fortsetzung)

Symbol	Erläuterung
\hat{u}_d	Durchschlagspannung (Scheitelwert, $P_w = 50\%$)
u_d	Elektrodenspannung kurz vor einem Durchschlag
u'_k	Elektrodenspannung beim Scheitelwert der Kanalstrom
$u_{R_{ss}}$	Shuntspannung, Spannung des Messwiderstandes
u_i	Isolatorspannung
u_k	Kanaleinsatzspannung
u_l	Einsatzspannung der Leaderentladung
u_{lade}	Ladespannung des Marx-generators
u_{ps}	Shutzpegel der Schutzvorrichtungen
u_{s2}	Einsatzspannung der zweiten Streamerentladung
u_s	Einsatzspannung der Streamerentladung
\bar{u}_s	Mittelwert der Einsatzspannung der Streamerentladung
u_Σ	Summenausgangsspannung des Marx-generators
$\frac{du}{dt}$	Steilheit der Elektrodenspannung
u_v	Verlaufspannung (nach Gleichung (E.9))
v	Frequenz eines Photons
\vec{v}	Geschwindigkeit der freien Elektronen
v_{I+}	Driftgeschwindigkeit eines positiven Ions
v_e	Elektronengeschwindigkeit
\bar{v}_k	mittlere Vorwachsgeschwindigkeit eines Kanals
v_k	Vorwachsgeschwindigkeit eines Kanals
v_{kb}	berechnete Vorwachsgeschwindigkeit eines Kanals
v_l	Vorwachsgeschwindigkeit der Leaderentladung
v_{IP}	Leadergeschwindigkeit nach PIGINI et al. [1989]
v_{IS}	Leadergeschwindigkeit nach SUZUKI u. MIYAKE [1977]
v_{IW}	Leadergeschwindigkeit nach WECK [1987]
\bar{v}_{rw}	mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Rückwärtswelle
v_s	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Streamerentladung
v_{s2}	Ausbreitungsgeschwindigkeit der zweiten Streamerentladung
\bar{v}_s	mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Streamerentladung
v_{s1}	Ausbreitungsgeschwindigkeit der ersten Streamerentladung
\bar{v}_z	mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit des Streamerzweigs

Non multa, sed multum!

(Nicht vielerlei, sondern richtig!)

Plinius der Jüngere (62-113 n.Chr.)

Teil I

STAND DES WISSENS

EINLEITUNG UND AUFGABENSTELLUNG

Nur wer nicht sucht, ist vor Irrtum sicher.

Albert Einstein (1879-1955)

1.1 EINORDNUNG UND MOTIV DER ARBEIT

Blitzentladungen begeisterten und ängstigten die Menschen schon in früherer Zeit. In der Entwicklung der Menschheit mussten dem Blitz- und Gewittergeschehen Beachtung geschenkt und Lösungen geschaffen werden, die technische Einrichtungen und das Leben und die Gesundheit von Menschen schützen.

Schon bei der Entwicklung der Energieübertragungssysteme ist der Schutz gegen Blitzeinschläge eine schwierige Aufgabe gewesen, die bis heute nicht an Bedeutung verloren hat.

Besonders anspruchsvoll ist die Auslegung ausgedehnter Energieübertragungssysteme in Regionen mit extremen Klimabedingungen bzw. mit besonders häufiger und starker Gewittertätigkeit. Neu zu installierende Freileitungen werden Wälder überspannen. Daraus resultierende höhere Mastkonstruktionen verursachen möglicherweise eine Erhöhung der Anzahl von Blitzeinschlägen im Zuge der Leitung. Dementsprechend bedarf es der Auseinandersetzung mit dem daraus resultierenden, erhöhten Risiko von Blitzeinschlägen.

Einschlagrisiken

Blitzeinschläge in Leiterseile der Hochspannungsfreileitung (**Leiterseileinschlag**, siehe Abbildung 1.1) führen nahezu immer zu Fehlern mit Erdberührung und demzufolge zu einer kurzzeitigen Abschaltung (Kurzunterbrechung, KU^{1.1}) der Freileitung. Dies verursacht Ausgleichsvorgänge und eventuell Spannungseinbrüche im betroffenen und in den unterlagerten Netzen. Darüber hinaus sind als Folge einer Blitzeinwirkung Überspannungen möglich, die Einrichtungen und Betriebsmittel in unmittelbarer Nähe des Einschlagsortes zerstören können.

Zum Schutz von Hochspannungsfreileitungen werden daher üblicherweise ein Erdseil oder mehrere Erdseile installiert. Das Risiko eines Leiterseileinschlages kann dadurch reduziert werden. Nach dem Einschlag eines Blitzes in einen Mast oder ein Erdseil (**Mast- und Erdseileinschlag**, siehe Abbildung 1.1) läuft die Blitzspannungswelle vom Einschlagpunkt durch den Freileitungsmast in die Erde. Gegebenenfalls

1.1 Unter einer Kurzunterbrechung (KU) wird die kurzzeitige Abschaltung einer fehlerbehafteten Leitung verstanden. Als Folge dieser Abschaltung kann der Fehler-Lichtbogen verlöschen.

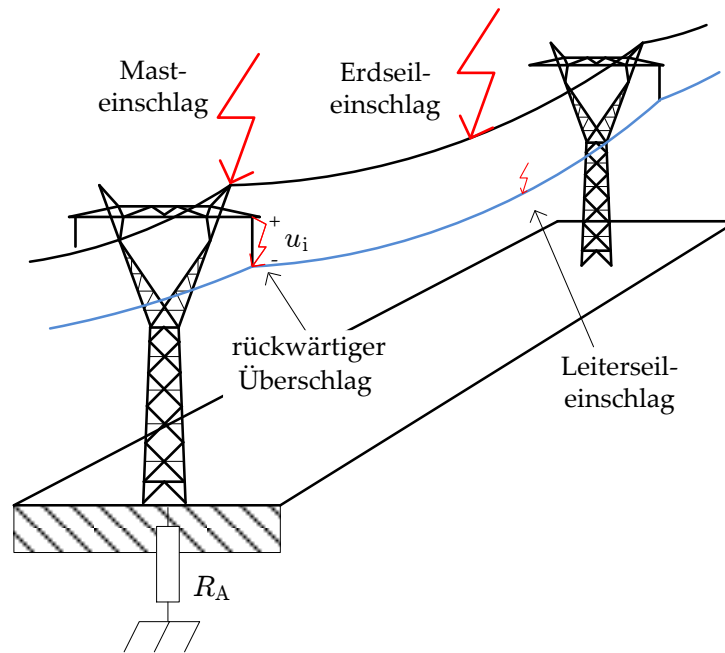


Abbildung 1.1: Leiter-, Mast- und Erdseileinschlag sowie rückwärtiger Überschlag über die Langstabisolatoren einer Freileitung

wird die Blitzspannungswelle durch einen niedrigen Ausbreitungswiderstand R_A ausreichend reduziert. Da aber der spannungsreduzierende Effekt mit größerer Verzögerung (einige Mikrosekunden) wirksam wird, ist ein **rückwärtiger Überschlag**^{1.2} vom Mast zu den Leiterseilen möglich. Die Wahrscheinlichkeit solcher rückwärtiger Überschläge hängt von den elektrischen Parametern sowie den Erdungsbedingungen der Masten und der Durchschlagspannung^{1.3} U_d der Isolierstrecke ab. Dabei ist für die Durchschlagspannung U_d nicht ausschließlich die Geometrie der Elektrodenanordnung, sondern auch der Zeitverlauf der Blitzspannung über der Isolierstrecke (Isolatorenspannung $u_i(t)$) maßgebend.

Herausforderung

Bei nicht genormten Zeitverläufen der Blitzspannung ist es sehr kompliziert, einen Versuchsaufbau im Labor zu entwickeln und die Durchschlagspannung U_d herauszufinden. Für genormte Blitzstoßspannung ($1, 2/50 \mu\text{s}$) lässt sich die Durchschlagspannung U_d dagegen verhältnismäßig leicht durch empirische Laborversuche ermitteln. Deshalb ist es üblich, die Laboruntersuchungen mit genormten Blitzstoßspannungen durchzuführen. Durch Resultate der Prüfungen kann ein Modell erstellt werden, mit

- 1.2 Als rückwärtig wird der Überschlag vom Mast zum Leiterseil bezeichnet. Dieser ist möglich, wenn die Isolatorenspannung u_i (die elektrische Potentialdifferenz des Mastes zum Leiterseil) die Durchschlagspannung U_d der Strecke über den Isolatoren überschreitet.
- 1.3 Die Durchschlagspannung U_d ist die Spannung, bei der ein Durchschlag unter den vorgeschriebenen Prüfbedingungen (bspw. mit einer Durchschlagwahrscheinlichkeit von $P_w = 50\%$) oder beim Betrieb (Effektivwert) auftritt [DIN EN 60243-1: 1999, DIN EN 60060-1: 2010, ?].

dessen Hilfe auch Aussagen über die Durchschlagspannung U_d bei nicht genormten Blitzspannungen möglich sind ^{1,4}

Problematik

Derzeit verfügbare Modelle ¹⁻⁵ liefern nur sehr ungenaue Ergebnisse. Ursache ist die nur ungenügende Kenntnis der Durchschlagspannung U_d der Isolierstrecke bei unterschiedlichen Blitzspannungs-Zeitverläufen. Zur Auslegung der Freileitungen werden deshalb relativ große Sicherheitsfaktoren (bspw. längere Isolatoren) einkalkuliert. Dies erscheint in den meisten Fällen wirtschaftlich vertretbar. In Gegenden mit besonders häufigen Blitzen (bspw. in den Tropen) und mit zunehmenden Freileitungslängen sind derartige Überdimensionierungen jedoch kaum zu tolerieren. Damit besteht auch ein wirtschaftliches Interesse, die Modelle in ihrer Genauigkeit zu verbessern.

Motiv der Arbeit

Innerhalb dieser Arbeit analysiert der Verfasser das Entladungsverhalten langer Luftfunkenstrecken bei Blitzspannungsbeanspruchung mit dem Ziel, vorhandene mathematische Modelle so zu parametrieren, dass ein hinreichend genaues Abbild eines rückwärtigen Überschlages beschrieben werden kann. Dazu werden in dieser Arbeit einleitend der aktuelle Stand des Wissens vorgestellt und die derzeit verfügbaren Modelle analysiert. Dabei werden die kritischen Probleme bei der Modellierung rückwärtiger Überschläge aufgezeigt.

1.2 BISHERIGE ERKENNTNISSE

Grundlagen der Entladungsphysik (Erkenntnisse bis 1970)

TOWNSEND [1915] zählt zu den ersten und bedeutendsten Forschern auf dem Gebiet der Ionisation von Gasen. Er entdeckte den Mechanismus der Erzeugung, Bewegung und Rekombination der Ladungsträger. Er definierte Begriffe wie die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_e sowie die ersten und zweiten TOWNSENDSCHEN Ionisationskoeffizienten α und γ .

Zum besseren Verständnis der Entladungsvorgänge wurden Visualisierungen des Überschlagprozesses früh eingesetzt. RAETHER [1939] beobachtete Elektronenlawinen mit Hilfe der Nebelkammer ^{1,6}. HIGHAM u. MEEK [1950] setzten eine Rotierende-

1.4 In verschiedenen Normen und Richtlinien werden Algorithmen zur Verfügung gestellt, die es erlauben, Freileitungen so auszulegen, dass das Risiko rückwärtiger Überschläge minimiert wird. Dabei dienen zahlreiche nationale und internationale Normen [?????CIGRE WG 33.01 1991] als Richtlinien zur Isolationskoordination von Hochspannungsanlagen und Energieübertragungssystemen.

1.5 Im Kapitel 2 wird näher auf die derzeit verfügbaren Modelle eingegangen.

1.6 Im Anhang A wird näher auf die Entwicklung der Technik zur fotografischen Erfassung der Entladungen eingegangen.

Spiegel-Kamera ein, um die Ausbreitung von Vorentladungen aufzunehmen. **PARK u. CONES [1956]** untersuchten Streamerentladungen anhand von Standaufnahmen^{1.7}.

Die Standaufnahmen, die **WAGNER [1966]** zum ersten Mal mit Bildverstärker gewann, sind die Nachfolgegeneration der Aufnahmen von **RAETHER [1939, 1940]**. Hierbei wurde die Vordringtiefe der Elektronenlawinen in Abhängigkeit der Spannungsdauer beobachtet. Zum ersten Mal konnte **NASSER [1959, 1963]** die zeitlich-räumliche Ausbreitung sowie das Potential über der Streamerentladungen durch fotografische Aufnahmen abschätzen.

Schaltstoßspannung ab 1970

Mit der Absicht, die Nennspannung U_n der Energieübertragungssysteme zu erhöhen, wuchs in den 1970er Jahren ein besonderes Interesse an der Erforschung der Durchschlagfestigkeit gegenüber Schaltstoßspannungen bei großen^{1.8} Elektrodenabständen $s > 100$ cm. Es gab zahlreiche nationale und internationale Forschungsprojekte zur Ermittlung der Durchschlagspannung-Elektrodenabstand-Kennlinien (U_d - s -Kennlinien).

Als erster untersuchte **LEMKE [1967]** den Durchschlagmechanismus bei Schaltstoßspannungen. Ihm sind die Erkenntnisse über den bezogenen Spannungsbedarf der Streamerentladung von $E_s \approx 5$ kV/cm und der Leaderentladung von $E_l \approx 1$ kV/cm zu verdanken^{1.9}. Weitere Untersuchungen fanden hauptsächlich an folgenden drei Forschungszentren statt:

- LES RENARDIÈRES Group [**HUTZLER u. HUTZLER-BARRE 1978, LES-RENARDIÈRES-GROUP 1974**]
- PADUA Universität [**GALLIMBERTI et al. 1974, HARTMANN u. GALLIMBERTI 1975, BALDO et al. 1975**]
- INSTITUT DE RECHERCHE D'HYDRO-QUEBEC (IREQ) [**RIZK 1976, 1978**]

Der Durchschlagmechanismus bei Schaltstoßspannung in atmosphärischer Luft ist bis in die 1970er Jahre hinreichend untersucht worden. Seitdem konzentrieren sich wenige Untersuchungen auf eine bessere physikalische Erklärung der Leaderentladung [**BONDIOU u. GALLIMBERTI 1994**], den Einfluss des Luftdrucks [**RIZK 1992**], die Modellierung der Leaderentladung [**RIZK u. VIDAL 2008, RIZK 2009**] und das Fotografieren des Durchschlagprozesses [**HE et al. 2011, 2012**].

1.7 Eine Standaufnahme steht für eine Fotoaufnahme des gesamten Prozesses.

1.8 Unter **großen** Elektrodenabständen oder **langen** Luftfunkenstrecken sind in vorliegender Arbeit die Anordnungen mit dem Elektrodenabstand $s > 100$ cm zu verstehen. Diese weist ein charakteristisches Durchschlagminimum auf.

1.9 Die Untersuchungen an der Technischen Universität Dresden unter Leitung von Prof. Mosch umfassen zahlreiche Werke von **BÜRGER [1976]**, **ENGELMANN [1981]**, **LAUB [1981]**, **SCHWARZ [1982]** und vielen anderen, die ein grundsätzliches Verständnis des Entladungsvorganges bei langen Luftfunkenstrecken theoretisch und experimentell ermöglichen.

Grundlagen der Entladungsphysik bei Blitzstoßspannung (bis 1980)

Die ersten Untersuchungen des Durchschlagverhaltens bei langen Luftfunkenstrecken $s > 100$ cm mit schnell ansteigenden Stoßspannungen stammen bspw. von HAGENGUTH et al. [1952] und sind mittlerweile über 50 Jahre alt. Viele Autoren, u. a. WAGNER u. HILEMAN [1961] versuchten in dieser Zeit, die empirisch gewonnenen Stoßkennlinien¹⁻¹⁰ physikalisch zu deuten. Aufgrund der technischen Einschränkungen konnten bis in die 1970er Jahre nur die späten Phasen des Durchschlagprozesses (wie der Lichtbogen und das Plasma) erfasst werden. Die zeitliche Entwicklung der Streamerentladung und ihr Übergang zu einem leitfähigen Kanal waren technisch nicht erfassbar und deshalb physikalisch nahezu unaufgeklärt [BOYLETT u. WILLIAMS 1968]. Nur wenige der durchgeführten Untersuchungen gaben Hinweise auf diese Phasen des Durchschlagprozesses.

Die Schwierigkeiten bei der Erfassung der optischen und elektrischen Erscheinungen dieser sehr schnellen Phänomene führten zu teilweise unterschiedlichen Definitionen der Phasen¹⁻¹¹. SUZUKI u. MIYAKE [1977] beschrieben einen Prozess von mehreren Streamerentladungen, einer *ionisierenden Welle* und einer *Leaderentladung* bis zu einem Durchschlag. Ohne detaillierte Messungen blieben die Abläufe der einzelnen Phasen (wie die Ausbildung der Raumladungsverteilung) weitestgehend unbestätigt.

Blitzstoßspannung ab 1980

Während der physikalische Durchschlagprozess bei Schaltstoßspannungen bis Ende der 1970er Jahre schon vergleichsweise gut erklärt war, konnte der Durchschlagmechanismus bei Blitzstoßspannungen und großen Elektrodenabständen $s > 100$ cm nicht ausreichend **physikalisch** beschrieben werden. Es wurde oft angemerkt, so z. Bsp. von HUTZLER u. HUTZLER-BARRE [1978], dass das Wissen über die Physik des Durchschlagmechanismus leider noch unvollständig sei und die Komplexität des Phänomens einen praktischen Einsatz unmöglich mache. Solch ein Kommentar kann auch heute noch als zutreffend bezeichnet werden.

In den 1980er Jahren stellten PIGINI et al. [1989] umfangreiche empirische Untersuchungen zur Verfügung. Sie untersuchten die Stoßkennlinien unterschiedlicher Elektrodenanordnungen und variierender nicht genormter Blitzstoßspannung. In den 1990er Jahren konzentrierten sich die Untersuchungen mit Blitzspannung hauptsächlich auf die nicht genormten Spannungsformen [CHOWDHURI et al. 1994, MOTOYAMA 1996, CARRUS et al. 1999]. Durch die Entwicklung leistungsfähiger Rechnersysteme wurden in dieser Zeit große Fortschritte bei der Modellierung des Durchschlagmechanismus erzielt¹⁻¹². Das Ersatzladungsverfahren wurde verbessert [AMANO 1994]

1.10 Eine Stoßkennlinie, auch U_d - t_d -Kennlinie ursprünglich von [TOROK u. FIELDER 1930], stellt bei einer schnell ansteigenden Stoßspannung den Zusammenhang zwischen der Durchschlagzeit t_d und Durchschlagspannung U_d dar.

1.11 Vgl. die Leaderentladung [KRITZINGER 1963], die zweite Streamerentladung [HUDSON u. LOEB 1961, LOEB 1960], die dunkle Phase [SUZUKI 1971] und die ionisierende Welle [SUZUKI 1971] usw.

1.12 Siehe bspw. [VITELLO et al. 1994, ALEKSANDROV u. BAZELYAN 1996, GOELIAN et al. 1997, MORROW u. LOWKE 1997, LARSSON et al. 1998, NAIDIS 1999].

und zur Berechnung des elektrischen Feldes verwendet [ABOUELSAAD u. EL-BAHY 2000].

CHOWDHURI et al. [1997] versuchten, die verbreitete empirische Integralmethode^{1.13} physikalisch zu deuten. Mit verschiedenen deskriptiven Aussagen^{1.14} begründeten sie empirisch ermittelte Gleichungskonstanten. Sie vermuteten drei verschiedene Durchschlagprozesse, die abhängig von der Form der Überspannung hervorgerufen werden:

- den TOWNSEND-Mechanismus bei kleinem Elektrodenabstand $s \leq 100$ cm und Stoßspannungen mit kleiner Rückenhalbwertzeit $T_r \leq 50$ μ s
- die **Streamerentladung** bei $s > 100$ cm und $T_r \leq 50$ μ s
- und die **Leaderentladung** bei $s > 100$ cm und $T_r > 50$ μ s.

Die wenigen Versuche, genauere Messergebnisse zu gewinnen, blieben ohne nennenswerte Fortschritte. In den 1990er Jahren beklagten viele Wissenschaftler die Probleme, die bei hochauflösenden Messungen auftraten. So etwa von ALEKSANDROV u. BAZELYAN [1996]:

It is hard to carry out any experiment with long streamers since high temporal resolution (10^{-9} s) and spatial resolution ($10^{-2} \dots 10^{-3}$ cm) are required; it is difficult to predict the Streamer path and to observe the Streamer because of the low intensity of the light emitted by the Streamer channel. In addition, it is difficult to use sensitive equipment when high impulse voltages (up to 10^6 V) are applied to generate long streamers. For this reason, the reliable data in the current literature cover only some averaged characteristics of the long streamers.

Aktuelle Herausforderungen

Die Entwicklung der Hochgeschwindigkeits-Fotografie am Anfang des 21. Jahrhunderts ermöglichte die Visualisierung schneller Entladungsvorgänge im Nanosekundenbereich und somit eine Bearbeitung der bis heute nur unzureichend verstandenen Blitzentladung (siehe [HOLZFUSS 2001, STENBAEK-NIELSEN u. MCHARG 2008]). Dabei wurde zunächst nur eine **Einzelaufnahme**^{1.15} mit sehr kurzer Belichtungszeit Δt von wenigen Nanosekunden aufgenommen [NAMIHIRA et al. 2003]. Mit dieser Methodik wurden an der Universität EINDHOVEN optische Erscheinungen der Streamerentladung bei kleinen Elektrodenabständen $s < 50$ cm fotografiert [BRIELS et al. 2005, 2008a, NIJDAM et al. 2010].

IWATA et al. [2010] gelangen zum ersten Mal die Beobachtung eines schnellen Ereignisses in einer **Fotosequenz**^{1.16}. Beim Einsatz von drei voneinander unabhängig

1.13 Das Flächenkriterium, „disruptive effect“ ursprünglich von KIND [1958] und DARVENIZA [1988].

1.14 Eine deskriptive Aussage, wie bspw. von CHOWDHURI et al. [1997], beschreibt: „Some energy is lost by recombination, and some by drift“ oder „the velocity of propagation of the ionization process, and hence the time lag of breakdown, is a function of the electric field“.

1.15 Eine Einzelaufnahme steht für eine Fotoaufnahme von einem kurzen Abschnitt des gesamten Prozesses, siehe die Fußnote 1.7.

1.16 Eine Fotosequenz steht für mehrere Einzelaufnahmen von einem Prozess oder von einem Abschnitt des gesamten Prozesses, siehe die Fußnote 1.15.

steuerbaren Hochgeschwindigkeitskameras wurde eine 3 cm-Nadel-Platte-Anordnung innerhalb $\Delta t = 2 \mu\text{s}$ fotografiert (siehe auch [Hotta et al. 2012]).

Gu et al. [2010], He et al. [2011] und He et al. [2012] setzten die Untersuchung der Entladungsprozesse bei Blitzstoßspannungen an *langen* Luftfunkenstrecken $s = 300 \text{ cm}$ fort. Sie verwendeten eine Hochgeschwindigkeits-Videokamera (450.000 Bilder pro Sekunde), um die zeitlich-räumliche Ausbreitung der Vorentladung zu erfassen. Auf diesem Weg konnte für Schalt- und Blitzstoßspannung die Leaderentladung festgestellt werden. Aufgrund der geringen Lichtempfindlichkeit der verwendeten Kamera und auch wegen Synchronisationsproblemen ließ sich die lichtschwache Streamerentladung jedoch nicht aufnehmen. Eine exakte Analyse der Vorentladungsströme war aufgrund fehlender Strommessungen und der geringen Auflösung der Fotografien (128×32 -Pixel) ebenfalls nicht möglich.

In den veröffentlichten Untersuchungen der letzten 20 Jahre lässt sich eine präzise Messung des Vorentladungsstromes i_e bei *großen* Elektrodenabständen $s > 100 \text{ cm}$ nicht belegen. Eine synchrone Erfassung der optischen und elektrischen Erscheinungen des Durchschlagprozesses ließ sich ebenfalls nicht realisieren (siehe bspw. [Kochkin et al. 2012]).

1.3 PROBLEMSTELLUNG

Die Beschreibung eines Durchschlagprozesses setzt umfangreiche experimentelle Untersuchungen voraus. Die bislang nur vereinzelt vorhandenen Untersuchungen liefern nur unpräzise Messergebnisse. Das mangelnde Wissen über die Physik der Entladung bei Blitzstoßspannungen führt daher bis heute nur zu begrenzten physikalischen Erkenntnissen und unterschiedlichen Auffassungen zum Durchschlagmechanismus^{1.17}. NASSER beschreibt dies 50 Jahre nach Veröffentlichung immer noch treffend[NASSER 1963]:

Das Phänomen des Funkendurchschlags ist eines der ältesten Probleme, die die Menschen in der gewaltigen Erscheinung des Blitzes seit Jahrhunderten beschäftigen. Der äußerst schnelle Übergang des isolierenden Zustandes der Luft in ein sehr leitfähiges Medium ist heute noch nicht restlos in allen Einzelheiten geklärt, insbesondere im ersten, äußerst schwach erkenntlichen Stadium und auch in der letzten, durch den Funken überstrahlten Entwicklungsphase. Im Laboratorium hat man den Funken zwischen nachgebildeten Elektroden mit verschiedenen Mitteln untersucht. Man dringt aber trotz der Entwicklung schnellschreibender Oszillographen nur äußerst schwierig in die innerhalb 10 n sec sich veränderlichen Vorgänge hinein. Für die bisher durchgeführten optischen Untersuchungen sind die Lichtstrahlen zu schwach und verändern sich zu schnell, um die Einzelheiten der Prozesse zu studieren.

Dabei lassen sich folgende konkrete Aussagen über fehlende Messergebnisse treffen:

1.17 vgl. [Gu et al. 2010, WAGNER u. HILEMAN 1961, LEMKE 1967, SUZUKI u. MIYAKE 1977, MOSCH 1982, BEYER et al. 1986, PIGINI et al. 1989, ALEKSANDROV u. BAZELYAN 1996, FRIDMAN et al. 2005, RIZK 2009, CHISHOLM 2010].

- Bei großen Elektrodenabständen $s > 100$ cm konnte der Vorentladungsstrom i_e noch nicht erfasst werden. Bei hohen Überspannungen wurden zwar Vorentladungsströme im Kiloampere-Bereich vermutet [SHINDO et al. 1985], Messergebnisse, die dies bestätigen, liegen jedoch nicht vor. Derzeitige Modelle stützen sich deshalb auf die Erkenntnisse bei kleinen Elektrodenabständen $s \leq 100$ cm oder bei Schaltstoßspannungen [KADIR u. COTTON 2006, GALLIMBERTI et al. 2002].
- Bisher gelungene optische Aufnahmen von der Ausbreitung der Vorentladung bei Blitzstoßspannungen und bei großen Elektrodenabständen $s > 100$ cm (bspw. mit einer Wischkamera von WAGNER [1964b] oder mit einem Fotovervielfacher von SUZUKI u. MIYAKE [1977]) sind nur ungenau und eindimensional.

1.4 AUFGABENSTELLUNG UND ZIEL DER ARBEIT

Aus der Auswertung des derzeitigen Wissensstandes^{1.18} ergeben sich folgende Aufgaben:

Erfassung des elektrischen Vorentladungsstromes und der zeitlich-räumlichen Ausbreitung der Vorentladung bei langen Elektrodenabständen

Um den rückwärtigen Überschlag (Überschlagprozess) bei nicht genormter Blitzstoßspannung zu modellieren, müssen grundsätzliche Kenntnisse des Entladungsverhaltens bei genormten Blitzstoßspannungen gegeben sein. Da dies noch nicht der Fall ist, ist die Erhebung präziser Messergebnisse bei genormter Blitzstoßspannung eine der Hauptaufgaben. Dabei soll durch ein zu entwickelndes Messsystem eine **präzise** Erfassung der Erscheinungen der Vorentladung ermöglicht werden. Neben den **elektrischen** Größen (der Vorentladungsstrom i_e im mA-Bereich und Elektrodenspannung u im MV-Bereich) werden auch die schwachen **optischen** Phänomene in einem sehr kurzen Zeitraum (teilweise in wenigen Nanosekunden) erfasst.

Durchführung der Messungen und Sammlung sowie Dokumentation der Messergebnisse

Die notwendigen Großzahlversuche, d. h. eine große Anzahl von Stoßspannungsprüfungen, werden mit Hilfe des zu entwickelnden Messsystems durchgeführt. Dabei wird eine quantitative und statistische Auswertung ermöglicht.

Beschreibung, Analyse und Deutung des Durchschlagprozesses

Ziel dieser grundsätzlichen Untersuchung ist die Beschreibung des Durchschlagprozesses bei genormten Blitzstoßspannungen. Die gewonnenen Messergebnisse wer-

^{1.18} Im Kapitel 2 wird auf die derzeitige Erkenntnisse über den Durchschlagprozess bei Blitzstoßspannungen näher eingegangen.

den beschrieben und erklärt. Dabei ist die Art der Vorentladung (Elektronenlawine, Streamer-, Leaderentladung usw.) von besonderem Interesse. Der Durchschlagprozess wird physikalisch plausibel erklärt. Dazu gehören die Bestimmung und Beschreibung der Phasen des Durchschlagprozesses vom Einsetzen einer Vorentladung bis zu einem Durchschlag bei Blitzstoßspannungen.

1.5 STRUKTUR DER ARBEIT

Die Ergebnisse der Untersuchungen werden im Hauptteil in drei Kapiteln gegliedert. Im Kapitel 3 wird das entwickelte und umgesetzte Messsystem vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung und Diskussion von Methodik und Aufbau wird als Teil der Aufgabenstellung verstanden.

Nach der Entwicklung des Prüf- und Messsystems wurden umfangreiche (etwa 10.000) Versuche durchgeführt. Die Messergebnisse werden bei positiven Blitzstoßspannungen im Kapitel 4 und bei negativen Blitzstoßspannungen im Anhang B vorgestellt. Die Messergebnisse umfassen zeitliche Verläufe des Vorentladungsstromes, der Elektrodenspannung und der Vordringtiefe der Vorentladung bei variablem Elektrodenabstand von $s = 10 \dots 400$ cm. Im Kapitel 4 und Anhang B wird der Durchschlagprozess anhand der Messergebnisse nur beschrieben. Auf eine Interpretation und Deutung wird weitestgehend verzichtet.

Mit der Absicht, die fotografischen Messergebnisse einer quantitative Analyse zu unterziehen, werden im Kapitel 5 die theoretischen Grundlagen über das Messverfahren dargelegt.

Im Kapitel 6 werden die Messergebnisse physikalisch analysiert und interpretiert. Kapitel 7 fasst die Ergebnisse der Arbeit zusammen und gibt einen kurzen Ausblick zur möglichen Fortführung der Untersuchungen.

DERZEITIGE ERKENNTNISSE ÜBER DEN DURCHSCHLAGPROZESS BEI BLITZSTOSSSPANNUNG

*Alles Gescheite ist schon gedacht worden,
man muss nur versuchen,
es noch einmal zu denken.*

Johann Wolfgang von Goethe (1749-1832)

Derzeit verwendete Modelle zur Beschreibung des Entladungsverhaltens lassen sich grundsätzlich in empirische und physikalische Modelle aufteilen.

Empirische Modelle

Empirische Modelle oder auch Prädiktionsmethoden^{2.1} konzentrieren sich auf im Labor gewonnene Messergebnisse wie Durchschlagspannung-Elektrodenabstand-Kennlinien (U_d - s -Kennlinien) oder Stoßkennlinien (U_d - t_d -Kennlinien). Auf den physikalischen Durchschlagprozess wird dagegen nur sehr begrenzt eingegangen. Der Schwerpunkt liegt auf einer möglichst treffenden Darstellung der Erkenntnisse in mathematischen Gleichungen. Folglich basieren die entwickelten Gleichungen nicht zwingend auf der Physik der Entladung. Messergebnisse können zwar gut nachgebildet werden, der Durchschlagprozess wird jedoch nicht beschrieben.

Empirische Erkenntnisse lassen sich durch Laborexperimente mit verhältnismäßig einfachen Messeinrichtungen gewinnen, weshalb die entsprechenden Modelle sehr weit entwickelt sind. Aktuelle Untersuchungen in diesem Bereich bringen nur noch in Details Verbesserungen.

Physikalische Modelle

Die physikalischen Modelle versuchen den Durchschlagprozess zu erklären. Hauptziel ist es dabei, Eigenschaften der Vorentladung (wie die Form und Ausbreitungsgeschwindigkeit sowie die Verteilung der Raumladung) qualitativ und quantitativ zu beschreiben.

Den aktuellen physikalischen Modellvorstellungen der englischsprachigen Literatur folgend, hat der Durchschlagprozess bei einer Blitzstoßspannung im Allgemeinen

2.1 Bspw. die Integrationsmethode, „severity index“, „disruptive effect“ oder das Flächenkriterium [WITZKE u. BLISS 1950, JONES 1954, KIND 1958, HEILBRONNER 1971, CALDWELL u. DARVENIZA 1973, DARVENIZA 1988].

zwei Hauptphasen: **Streamer-** und **Leaderentladung** [SUZUKI u. MIYAKE 1977, PIGINI et al. 1989, WECK 1987, PARK u. CONES 1956]. In Abbildung 2.1 ist der prinzipielle Zeitverlauf des Durchschlagprozesses dargestellt.

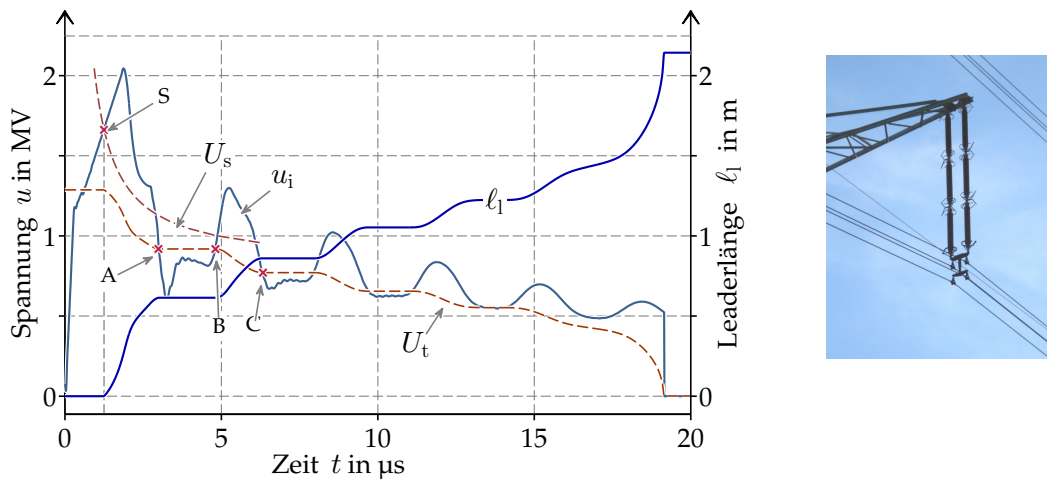


Abbildung 2.1: Prinzipieller Durch-/Überschlagprozess von Langstabisolatoren

Die angenommene Isolatorspannung u_i entspricht dem simulierten Zeitverlauf der Spannung über den Langstabisolatoren nach einem Blitzeinschlag in den Freileitungsmast. Der Durchschlagprozess^{2.2} beginnt mit einer Streamerentladung. Nach den Vorstellungen von PIGINI et al. [1989] überbrückt die Streamerentladung die Luftfunkenstrecke vollständig, wenn die Isolatorspannung u_i die Kennlinie des Streamerspannungsbedarfs U_s schneidet^{2.3}. Dieser Schnittpunkt ist in Abbildung 2.1 mit Markierung S gekennzeichnet.

Unmittelbar im Anschluss beginnt die zweite Phase, die Leaderentladung. Die Länge der Leaderentladung l_1 lässt sich durch die folgende Gleichung berechnen:

$$l_1(t) = \int v_1(t) dt \quad \text{in cm} \quad (2.1)$$

Die Vorwachsgeschwindigkeit der Leaderentladung v_1 ist größer Null, wenn die Isolatorspannung u_i den Spannungsbedarf der Entladung U_t übersteigt (bspw. Zeiträume zwischen Schnittpunkten S–A oder B–C):

$$u_i > U_t \Rightarrow v_1 > 0 \text{ cm}/\mu\text{s} \Rightarrow l_1 \uparrow \quad (2.2)$$

Überbrückt die Leaderentladung die gesamte Luftfunkenstrecke $l_1 = s$, bricht die Isolatorspannung zusammen und ein Durchschlag findet statt.

- 2.2 Dem rückwärtigen Überschlag (vom Mast zum Leiterseil bzw. über den Isolator) liegt der Durchschlagprozess in der atmosphärischen Luft zu Grunde.
- 2.3 Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Streamerentladung v_s hängt nach PIGINI et al. [1989] nur vom Scheitelwert der Elektrodenspannung \hat{u} ab, der zeitliche Verlauf der Elektrodenspannung $u(t)$ wird nicht berücksichtigt.

Vergleich der Modelle

Derzeit verfügbare Modelle basieren auf unterschiedlichen Ansätzen, die zum Teil zu großen Differenzen in den Ergebnissen führen. Beispielgebend sind die Bestimmungsgleichungen der drei ausgewählter Modelle (von [SUZUKI u. MIYAKE \[1977\]](#), [PIGINI et al. \[1989\]](#) und [WECK \[1987\]](#)) zur Nachbildung der Streamerentladung in Tabelle IV und zur Nachbildung der Leaderentladung in Tabelle V angegeben.

Tabelle IV: Bestimmungsgleichungen zur Modellierung der Streamerentladung

Quelle	Gleichung ^a
SUZUKI u. MIYAKE [1977]	$v_s = \frac{du}{dt} - 0,5 \cdot s + 75 \text{ cm}/\mu\text{s}$
PIGINI et al. [1989]	$U_s = \left(\frac{0,8 \mu\text{s}}{t} + 0,76\right) \cdot U_d$
WECK [1987]	–

^a Die Tabelle enthält die originalen Gleichungen.

Tabelle V: Bestimmungsgleichungen zur Modellierung der Leaderentladung

Quelle	Gleichung	Parameter
SUZUKI u. MIYAKE [1977]	$v_{1S} = c \cdot \frac{u-s \cdot E_1}{s-l_{1S}} \cdot (u - l_{1S} \cdot E_1)$	$c = 1 \text{ m}^2/\text{s} \cdot (\text{kV})^2$ $E_1 = 2,5 \text{ kV}/\text{cm}$
PIGINI et al. [1989]	$v_{1P} = 170 \text{ m}/\text{kV}\mu\text{s} \cdot s \cdot \left(\frac{u}{s-l_{1P}} - \frac{u_{50}}{s}\right) \cdot e^{1,5 \text{ m}/\text{kV} \frac{u}{s}}$	–
WECK [1987]	$v_{1W} = k \cdot l_{1W} \cdot s \cdot \frac{u-E_1 \cdot l_{1W}}{u \cdot (s-l_{1W})} e^{\frac{a \cdot u}{s}}$	$k = 3.200 \text{ 1}/\text{s}$ $E_1 = 1 \text{ kV}/\text{cm}$ $a = 7,7 \text{ V}/\text{m}$

Für die Berechnung wurde eine Spitze-Platte-Anordnung mit einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$ mit einem ausgewählten Scheitelwert der Elektrodenspannung von $\hat{u} = 1.690 \text{ kV}$ beaufschlagt^{2.4}. Die Leaderlänge l_1 wird bei dieser Elektrodenspannung u mit dem Programmsystem ATP/EMTP^{2.5} nach den Gleichungen der Tabellen IV und V ermittelt. Die Leaderlänge l_{1S} (berechnet nach [SUZUKI u. MIYAKE \[1977\]](#)), l_{1P} (berechnet nach [PIGINI et al. \[1989\]](#)) und l_{1W} (berechnet nach [WECK \[1987\]](#))

2.4 Der ausgewählte Scheitelwert der Stoßspannung von $\hat{u} = 1.690 \text{ kV}$ entspricht der in der Hochspannungshalle an der TU DRESDEN gemessenen Durchschlagspannung U_{d50} (mit einer Durchschlagwahrscheinlichkeit von 50%). Diese wird nachfolgend mit \hat{u}_d bezeichnet: $\hat{u}_d = U_{d50}$. Bei Stoßspannungen mit diesem Scheitelwert wurde die statistisch mittlere Durchschlagzeit von $\bar{t}_d \approx 30 \mu\text{s}$ ermittelt.

2.5 <http://www.emtp.org>

[1987]) sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

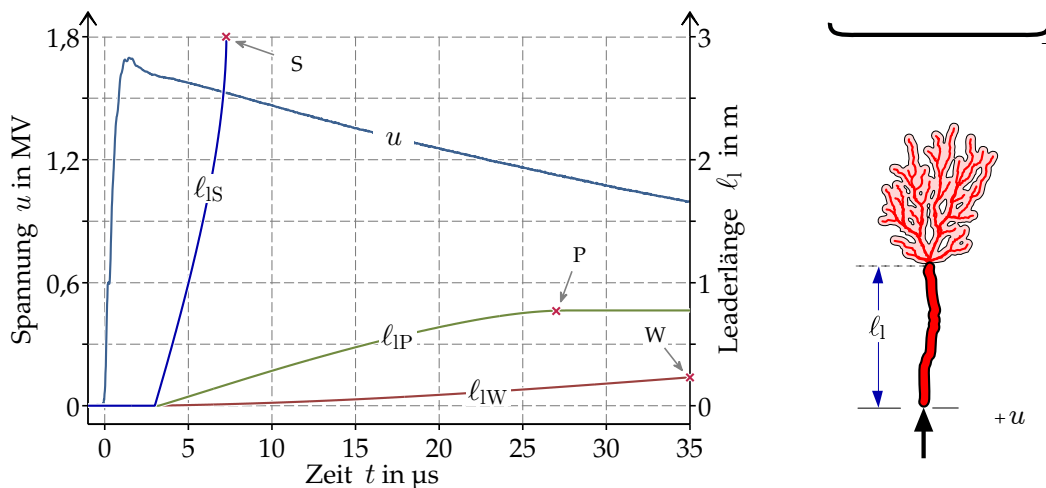


Abbildung 2.2: Berechnete Leaderlängen l_{1S} , l_{1P} und l_{1W} bei einer genormten Blitzstoßspannung mit Scheitelwert $\hat{u} = \hat{u}_d = 1.690$ kV

Ein vollständiger Zusammenbruch der Elektrodenspannung u bzw. ein Durchschlag wird nach dem SUZUKI-Modell bei $t \approx 7,5$ μs erwartet (Markierung **S** in der Abbildung). Nach den Modellen von PIGINI und WECK findet bei dieser Elektrodenspannung keine vollständige Überbrückung bzw. kein Durchschlag statt. Es ist eine maximale Leaderlänge von $l_{1P} \approx 77$ cm nach PIGINI (Markierung **P**) bzw. nur $l_{1W} \approx 25$ cm nach WECK (Markierung **W**) festzustellen.

Diese großen Unstimmigkeiten^{2,6} belegen die Möglichkeit großer Fehlinterpretationen. Da die vorgestellten Modelle bereits bei der genormten Blitzstoßspannung große Abweichungen aufweisen, ist davon auszugehen, dass bei nicht-genormten Verläufen der Blitzspannungen noch größere Abweichungen auftreten können.

2.6 PIGINI et al. [1989] beschreibt größere Abweichungen weiterer Modelle.

Teil II

HAUPTTEIL

AUFBAU DES PRÜF- UND MESSSYSTEMS

*In Wahrheit heißt etwas wollen,
ein Experiment machen, um zu erfahren,
was wir können*
Friedrich Nietzsche (1844-1900)

3.1 ALLGEMEINE BESCHREIBUNG

Zur Untersuchung des Entladungsverhaltens wurde ein Messsystem entwickelt, mit dem neben der elektrischen Messung auch die Erfassung der zeitlich-räumlichen Entwicklung der Vorentladung möglich ist. Das Messsystem (Abbildung 3.1) kann in folgende Bestandteile untergliedert werden:

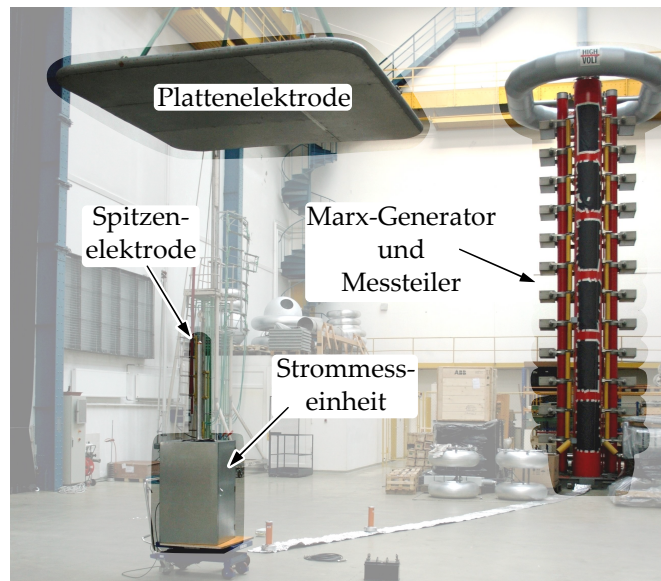


Abbildung 3.1:
Marx-Generator, Messteiler,
Elektrodenanordnung und
Strommesseinheit

I) Spannungserzeugung und -messung

Die Einheit zur Erzeugung und Messung schnell ansteigender Blitzstoßspannungen besteht aus dem Stoßspannungsgenerator (Marx-Generator) und dem Stoßspannungs-Messteiler (abgekürzt Messteiler). Mit dem eingesetzten Stoßspannungsgenerator wurden Stoßspannungen mit Scheitelwerten bis höchstens $\hat{u} \approx 2.300 \text{ kV}$ erzeugt.

II) Elektrodenanordnung

Um den Einfluss der Polarität der Stoßspannung auf das Verhalten der Vorentladung

zu untersuchen, wurde eine **Spitze-Platte-Anordnung** verwendet. Die höhenverstellbare Plattenelektrode besteht aus einer 300×300 cm-Grundfläche, die auf einem Gerüst aus Stahlrohr installiert ist. Die Spitzenelektrode ist über einen Messwiderstand geerdet, mit dem der Vorentladungsstrom gemessen wird.

III) Strommesseinheit

Die Einheit befindet sich an der Spitzenelektrode und ist in einem abgeschirmten Behälter untergebracht. Der Datenaustausch erfolgt über Lichtwellenleiter. Ein autarkes Versorgungssystem speist die Strommesseinheit. Die induktionsarme Erdung der Einheit wird über Kupferband realisiert.

IV) Kamerasystem

Die Einheit zur Erfassung der zeitlich-räumlichen Entwicklung der Vorentladung besteht unter anderem aus einer Hochgeschwindigkeitskamera (Abbildung 3.2) und den Kommunikationseinheiten. Um elektromagnetische Störungen zu minimieren, erfolgt die Kommunikation über Lichtwellenleiter.

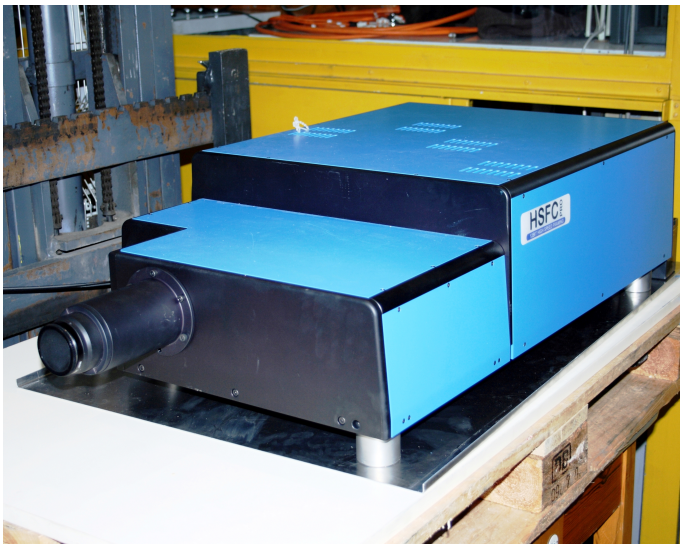


Abbildung 3.2:
Hochgeschwindigkeitskamera
vom Typ HSFC-PRO

V) Triggern, Synchronisation und Datenübertragung

Die Verbindung von Stoßspannungsgenerator mit der Strommesseinheit (unterer rechter Teil der Abbildung 3.3) und dem Kamerasystem (rechter Teil der Abbildung 3.3) erfolgt über zwei Lichtwellenleiter-Systeme. Diese übertragen die Zündung der Schaltfunkenstrecken des Stoßspannungsgenerators (oberer linker Teil der Abbildung) als Trigger-Signal zur Hochgeschwindigkeitskamera und zum aufzeichnenden Oszilloskop. Ein drittes Lichtwellenleiter-System synchronisiert Hochgeschwindigkeitskamera und Oszilloskop. Die jeweiligen Steuerrechner des Stoßspannungsgenerators, des Messteilers, der Strommesseinheit und des Kamerasystems befinden sich im Kontrollraum (unterer Teil der Abbildung 3.3 und Abbildung 3.4) der Hochspannungshalle und werden von dort bedient.

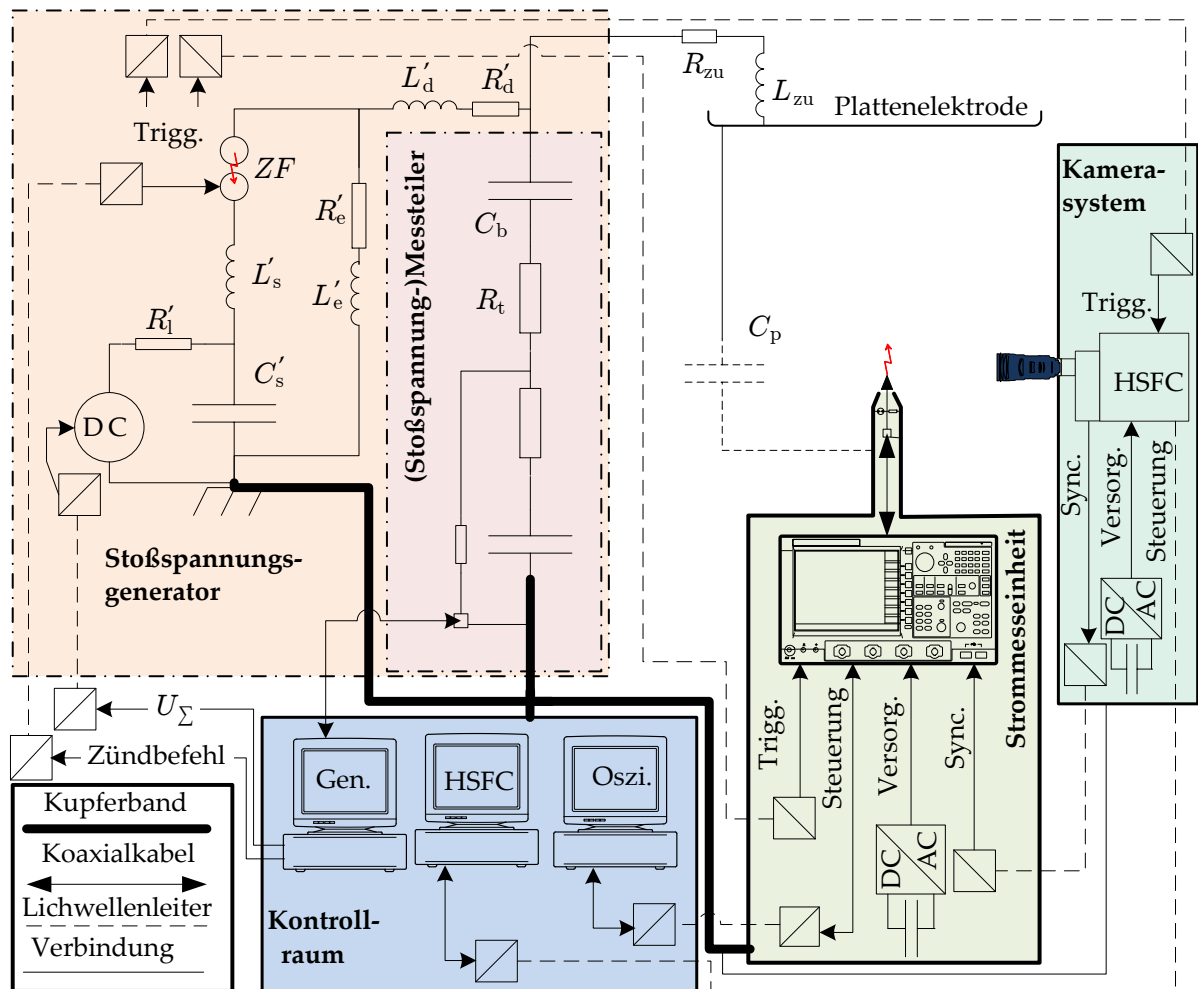
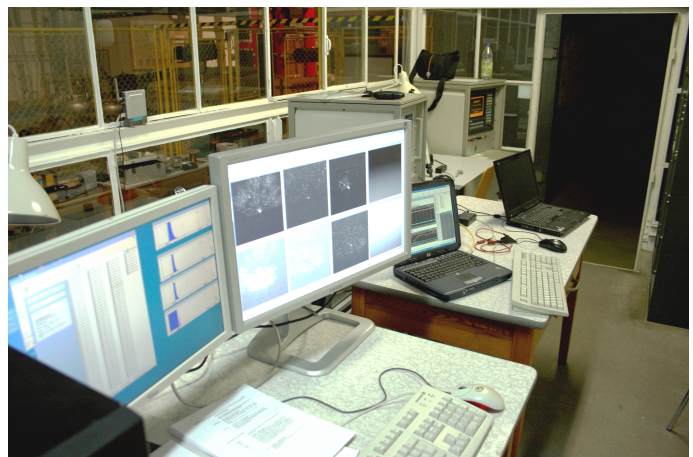


Abbildung 3.3: Überblick des Messaufbaus

Abbildung 3.4: Steuereinrichtungen, von links nach rechts: Steuerrechner mit zwei Bildschirmen der Hochgeschwindigkeitskamera, Steuerrechner des Oszilloskops, Dokumentations-Rechner, Steuerrechner zur Aufnahme der Stoßspannungen und die Steuerrechner des Stoßspannungsgenerators in der Hochspannungshalle an der TU DRESDEN



3.2 WAHL DER ELEKTRODENANORDNUNG

In Abbildung 3.5 ist die Ausführung der Isolierstrecke einer 380 kV-Freileitung dargestellt.



Abbildung 3.5: Aufbau der Isolierstrecke mit Schutzarmaturen einer 380 kV-Freileitung

Diese besteht aus den Langstabisolatoren und den Schutzarmaturen, die als Überschlagstrecke fungieren. Bezüglich des Überschlagsverhaltens entspricht näherungsweise diese Anordnung einer Stab-Stab- bzw. **Spitze-Spitze-Anordnung**.

Im Falle einer Vorentladung an einer Elektrode ist die daraus entstandene Ladungsträgerbewegung als elektrischer Strom nicht nur an dieser Elektrode, sondern auch durch kapazitive Kopplung an der Gegenelektrode messbar. Bei einer Spitze-Spitze-Anordnung gibt es zwei Orte mit höher Feldstärke. Vorentladungen gehen somit von **beiden** Elektroden aus. Der Strom beider Elektroden wird durch folgende zwei Prozesse verursacht:

- die Ladungsträgerbewegung der Vorentladung an der Elektrode
- der kapazitive Einfluss der Vorentladung an der Gegenelektrode.

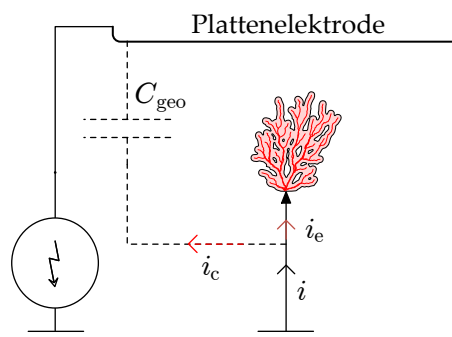
Die Trennung und die Analyse beider Anteile im Strom gestaltet sich schwierig. Deshalb ist eine grundsätzliche Untersuchung des Verhaltens der Vorentladung in einer Spitze-Spitze-Anordnung nicht sinnvoll. Die Höchsfeldstärke E_h an einer Elektrode muss derart reduziert werden, dass die Vorentladung nur an der Gegenelektrode startet. Dies kann über den Einsatz einer Kugel- oder einer Plattenelektrode erfolgen. Diese Anordnung entspricht dann einer **Spitze-Platte-Anordnung**.

Dabei wird die Plattenelektrode mit dem Ausgang des Stoßspannungsgenerators verbunden und die Spitzenelektrode über einen Messwiderstand geerdet. Dadurch wird es möglich, die Strommesseinheit auf Erdpotential zu platzieren und damit besser gegen elektromagnetische Störungen zu schützen. Außerdem werden der Aufbau, die Kommunikation und die Bedienung der Strommesseinheit wesentlich erleichtert.

3.3 MESSUNG DER ELEKTRISCHEN STRÖME

Die Elektrodenanordnung lässt sich mit einer Ersatzanordnung nach Abbildung 3.6 beschreiben.

Abbildung 3.6: Ersatzanordnung zur Beschreibung des Durchschlagprozesses einer Elektrodenanordnung



Bei einer Stoßspannung mit einem ausreichend hohen Scheitelwert kann, schon bevor ein Durchschlag stattfindet, ein schwacher elektrischer Strom i in der Zuleitung des Stoßspannungsgenerators zu den Elektroden gemessen werden. Diesem Strom werden zwei Ursachen zugeordnet:

$$i = i_c + i_e \quad \text{in A} \quad (3.1)$$

- Der Ladestrom i_c wird über die kapazitive Kopplung zwischen den Elektroden C_{geo} bei der Änderung der Spannung $\frac{du}{dt}$ wirksam und lässt sich durch Gleichung (3.2) beschreiben:

$$i_c = C_{\text{geo}} \frac{du}{dt} \quad \text{in A} \quad (3.2)$$

Da der Ladestrom i_c nur von der Elektrodengeometrie abhängt und daher keinen Zusammenhang mit dem Verhalten der Vorentladung hat, ist er bei der Deutung des Entladungsprozesses störend.

- Die Vorentladung verursacht einen Elektronenfluss i_e in der Zuleitung der betroffenen Elektrode. Dieser Vorentladungsstrom i_e umfasst die Elektronen, die entweder von der Kathode in den Raum fließen oder über den Raum von der Anode aufgenommen werden. Zur Beschreibung des Verhaltens der Vorentladung ist eine korrekte Bestimmung dieses Anteils (Vorentladungsstrom i_e) des Stromes i notwendig.

Um den Vorentladungsstrom i_e genau zu messen, ist der Ladestrom i_c weitestgehend zu unterdrücken (Abschnitt 3.3.1), die Strommeseinheit gegen hohe Ströme und Spannungen zu schützen (Abschnitte 3.3.2 und 3.3.4) und eine hohe Empfindlichkeit über einen großen Frequenzbereich zu realisieren (Abschnitt 3.3.3).

3.3.1 LADESTROM DER ELEKTRODENANORDNUNG

Im Vergleich zu Schaltstoß- oder Wechsellspannungen ist die Spannungssteilheit $\frac{du}{dt}$ bei einer Blitzstoßspannung erheblich größer. Auch bei einer kleinen kapazitiven

Kopplung zwischen den Elektroden C_{geo} können daher Ladeströme wirksam werden, die deutlich größer als die Vorentladungsströme i_e sind.

Beispielhaft kann für einen Elektrodenabstand von $s = 100 \text{ cm}$, eine 100 cm -Stabelektrode und eine $300 \times 300 \text{ cm}$ -Plattenelektrode eine geometrische Kapazität von $C_{\text{geo}} \approx 10 \text{ pF}$ bestimmt werden (siehe Anhang G). Daraus ergibt sich mit Gleichung (3.3) für eine genormte Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von bspw. $\hat{u} = 1.200 \text{ kV}$ ein Mittelwert des Ladestromes von $\bar{i}_c = 10 \text{ A}$ während des Spannungsanstiegs:

$$\bar{i}_c = C_{\text{geo}} \frac{\Delta u}{\Delta t} \approx C_{\text{geo}} \frac{1.200 \text{ kV}}{1,2 \mu\text{s}} \approx 10 \text{ pF} \frac{1.200 \text{ kV}}{1,2 \mu\text{s}} = 10 \text{ A} \quad (3.3)$$

Anhand der Messergebnisse der vorliegenden Arbeit liegt der Vorentladungsstrom i_e dagegen in Bereichen von nur einigen Milliampere bis einigen Ampere. Deshalb muss nach Abbildung 3.7 der Ladestrom i_c an der Strommesseinheit vorbeigeführt werden.

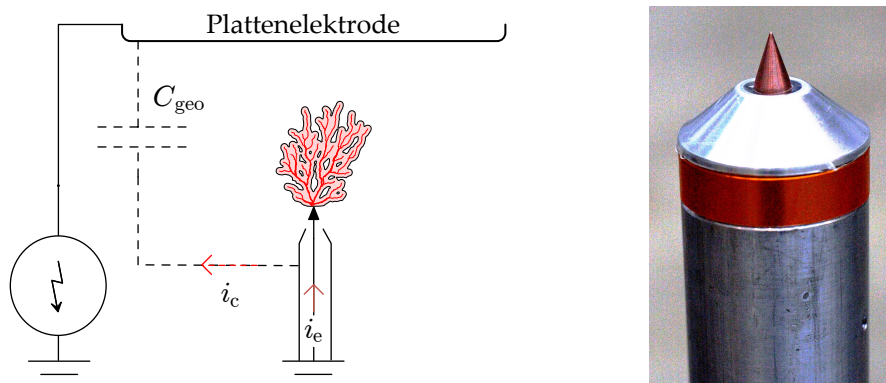


Abbildung 3.7: Abschirmung der Spitzenelektrode

Die Stabelektrode wird daher durch einen metallischen Hohlzylinder ummantelt und damit abgeschirmt. Um die Form einer Stabelektrode nachzubilden, muss der Umfang bzw. Durchmesser des Hohlzylinders D_{hz} möglichst klein sein. Abbildung 3.7 zeigt die abgeschirmte Stabelektrode mit einem Durchmesser von $D_{\text{hz}} = 5 \text{ cm}$. Der Hohlzylinder leitet den störenden Ladestrom i_c am Messwiderstand R_{ss} vorbei. Die kapazitive Kopplung zwischen den Elektroden C_{geo} wird somit bis auf die kapazitive Kopplung zwischen einer 1 cm -langen Spitze- und der Plattenelektrode minimiert. In Abbildung 3.8 sind gemessene (punktiert) und berechnete (durchgezogene Linie) Kapazitäten C_{geo} in Abhängigkeit des Elektrodenabstandes s dargestellt.

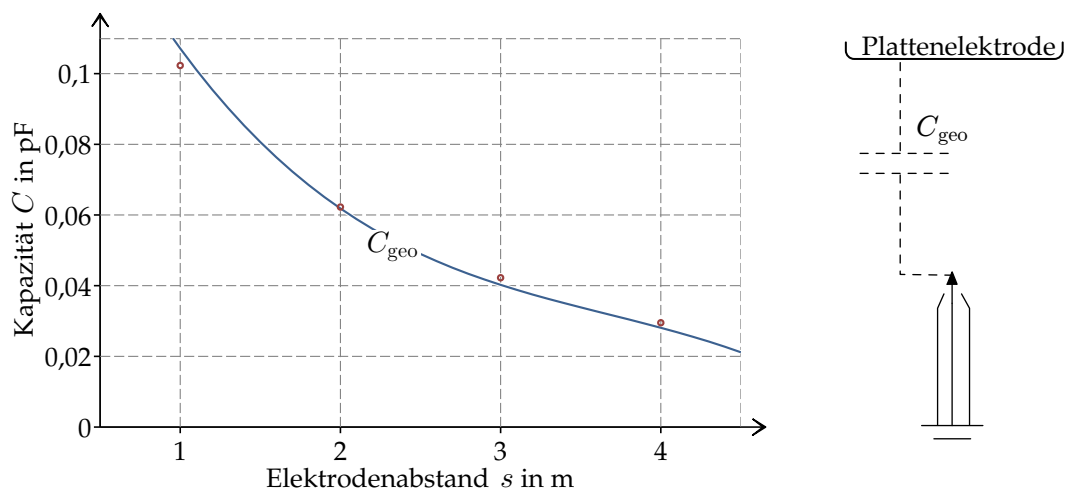


Abbildung 3.8: Kapazitive Kopplung C_{geo} zwischen der abgeschirmten Spitzenelektrode und der Plattenelektrode

3.3.2 SCHUTZ DES MESSSYSTEMS

Der abzuleitende Durchschlagstrom

In Abbildung 3.9 ist der gemessene Durchschlagstrom i_d dem Vorentladungsstrom i_e gegenübergestellt. Der Elektrodenabstand beträgt $s = 400$ cm, der Durchschlag

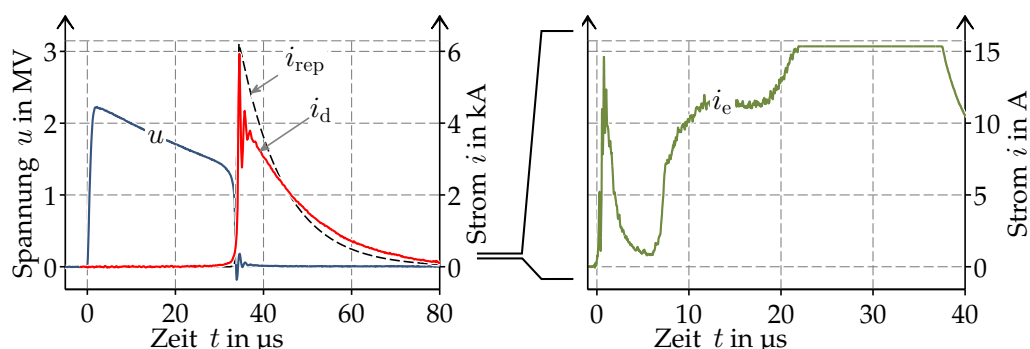


Abbildung 3.9: Gemessener Durchschlagstrom i_d (kA-Bereich) im Vergleich zum Vorentladungsstrom i_e (A-Bereich) bei einer Stoßspannung von $\hat{u} = 2.230$ kV

erfolgt nach $t = t_d \approx 33$ μs . Um das Verhalten der Vorentladung zu untersuchen, ist insbesondere der Vorentladungsstrom i_e im Bereich bis zu einigen Ampere von Interesse. Der Durchschlagstrom i_d nach erfolgtem Durchschlag ist für das Verständnis des Durchschlagprozesses weniger relevant. Deshalb ist die Empfindlichkeit der Strommeseinheit auf die Vorentladungsströme i_e im A-Bereich zu konzentrieren, der Durchschlagstrom i_d im kA-Bereich muss an der Strommeseinheit vorbeigeführt werden.

Der in Abbildung 3.9 dargestellte Durchschlagstrom i_d erreicht einen maximalen Scheitelwert von:

$$\hat{i}_d = 6 \text{ kA} \quad (3.4)$$

Er hat näherungsweise die Form eines doppelt-exponentiellen Stromimpulses i_{rep} von $1/10 \mu\text{s}$.

Auslegung der Schutzvorrichtung

Der repräsentative Stromimpuls i_{rep} kann über folgende Schutzvorrichtungen an der Strommeseinheit vorbeigeführt werden:

- Abschneide-Funkenstrecke
- Suppressordioden (*Transient Voltage Suppressor Diodes*)
- Gasableiter (*Gas Discharge Tube*).

Abschneide-Funkenstrecke

Unter einer Abschneide-Funkenstrecke wird eine zweite Funkenstrecke verstanden, die parallel zur Elektrodenanordnung geschaltet ist. Nach der Detektion des Durchschlags kann sie kurzgeschlossen werden. Der Durchschlagstrom i_d fließt durch die Abschneide-Funkenstrecke ab und die Elektrodenspannung bricht zusammen. Dabei muss eine Verzögerung bzw. Reaktionszeit der Abschneide-Funkenstrecke zwischen Detektion $t = t_{\text{detek}}$ und Zusammenbruch $t = t_{\text{AF}}$ von ca. zehn Mikrosekunden einkalkuliert werden^{3.1}:

$$t_{\text{AF}} \geq t_{\text{detek}} + 10 \mu\text{s} \quad \text{in } \mu\text{s} \quad (3.5)$$

Sie wurde in vergangenen Untersuchungen oft bei Schaltstoßspannungen verwendet [FIGINI et al. 1989, LEMKE 1967, SHINDO et al. 1988]. Bei einer Blitzstoßspannung verbleiben aber nur wenige Mikrosekunden zwischen Detektion t_{detek} und dem eigentlichen Durchschlag t_d :

$$t_d < t_{\text{detek}} + 10 \mu\text{s} \quad \text{in } \mu\text{s} \quad (3.6)$$

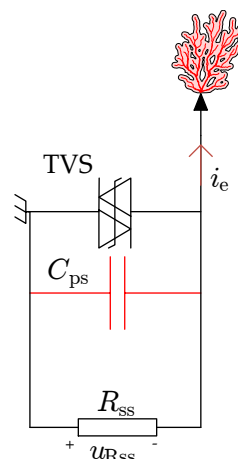
Die Reaktionszeit der Abschneide-Funkenstrecke ist im Vergleich zur Durchschlagzeit bei einer Blitzstoßspannung von wenigen Mikrosekunden zu lang. Ein Einsatz der Abschneide-Funkenstrecke ist damit nicht sinnvoll.

Suppressordioden

Die Reaktionszeit einer Suppressordiode beträgt nur wenige Nanosekunden. Sie besitzt nach Abbildung 3.10 jedoch eine große Eigenkapazität $C_{\text{ps}} \geq 20 \text{ pF}$, die einen nachteiligen Einfluss auf das Frequenzverhalten des Messkreises hat. In einer Anordnung nach Abbildung 3.10 wurde das Verhalten von Suppressordioden untersucht. Dabei kam die Suppressordiode vom Typ „SMP100LC140“ der Firma STMICROELECTRONICS zum Einsatz. Bei einem Durchschlagstrom von $\hat{i}_d = 6 \text{ kA}$ nach

3.1 Diese besteht aus der benötigten Zeit zur Messung, Verarbeitung, Detektion, Generierung des Signals, Übertragung des Signals zur Abschneide-Funkenstrecke und v. a. der Aufbauzeit zur Entwicklung eines niederohmigen Kanals zwischen den Elektroden der Abschneide-Funkenstrecke.

Abbildung 3.10: Schutzbeschaltung des Messkreises mit einer Suppressordiode (TVS)



Gleichung (3.4) müssen mindestens 32 Suppressordioden parallel geschaltet werden. Dies ergibt eine Gesamtkapazität von:

$$\Sigma C_{ps} = 32 \times 30 \text{ pF} \approx 1 \text{ nF} \quad (3.7)$$

die Suppressordioden begrenzen die Spannung des Messwiderstandes auf etwa $u_{ps} = 500 \text{ V}$. Daher ist die Verwendung eines Messwiderstandes von $R_{SS} = 10 \Omega$ sinnvoll, um einen Vorentladungsstrom von bspw. $i_e \leq 50 \text{ A}$ zu messen:

$$R_{SS} = \frac{u_{ps}}{i_e} = \frac{500 \text{ V}}{50 \text{ A}} = 10 \Omega \quad (3.8)$$

Die obere Grenzfrequenz^{3.2} f_g der Strommeseinheit wird nach Gleichung (3.9) bestimmt:

$$f_g = \frac{1}{2\pi R_{SS} C_{ps}} < \frac{1}{2\pi \cdot 10 \Omega \cdot 1 \text{ nF}} \approx 15 \text{ MHz} \quad (3.9)$$

Eine obere Grenzfrequenz von $f_g \approx 15 \text{ MHz}$ ist jedoch unzureichend zur Messung des Vorentladungsstromes i_e , der Anstiegszeiten von wenigen Nanosekunden aufweisen kann. Die Verwendung von Suppressordioden ist deshalb nicht sinnvoll.

Gasableiter

Gasableiter besitzen eine geringe Eigenkapazität von $C_{ps} \approx 1 \dots 10 \text{ pF}$. Darüber hinaus ist ein einzelner Gasableiter in der Lage, einen Durchschlagstrom bis zu $i_d = 40 \text{ kA}$ abzuleiten:

$$\Sigma C_{ps} = 1 \times C_{ps} \approx 1 \dots 10 \text{ pF} \quad (3.10)$$

Damit wird die Erfassung von Strömen mit sehr kurzen Anstiegszeiten bei sehr großen Grenzfrequenzen f_g möglich:

$$f_g = \frac{1}{2\pi R_{SS} C_{ps}} \approx \frac{1}{2\pi \cdot 10 \Omega \cdot 10 \text{ pF}} \approx 1,50 \text{ GHz} \quad (3.11)$$

In Abbildung 3.11 ist die gemessene Spannung des Messwiderstandes (Shuntspannung) u_{RSS} bei einem Durchschlag und bei der Einwirkung des Gasableiters („Gas Discharge Tube“) dargestellt. Der Gasableiter zündet bei $u_{RSS} = 420 \text{ V}$ (Markierung **G**)

3.2 Als Grenzfrequenz f_g wird die Frequenz definiert, bei der das Verhältnis von Eingangs- zu Ausgangsspannung auf den Wert $1/\sqrt{2}$ zurückgegangen ist.

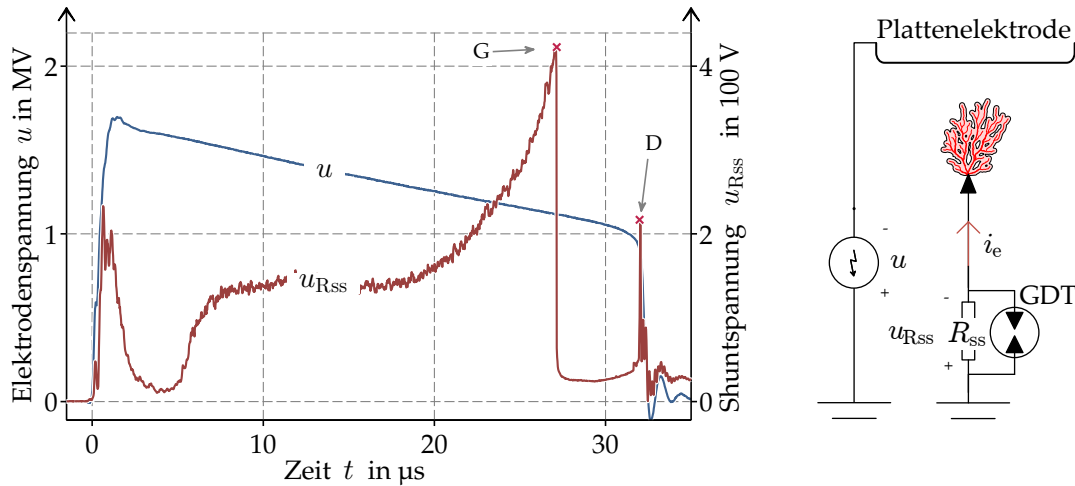


Abbildung 3.11: Wirkung eines Gasableiters (Markierung G) vor dem Durchschlag (Markierung D)

etwa $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ vor dem Durchschlag bei $t_d = 33 \mu\text{s}$. Somit wird der Messwiderstand kurzgeschlossen und die Shuntspannung wird im Augenblick des Durchschlages auf $u_{R_{SS}}(t_d) < 200 \text{ V}$ (Markierung D) begrenzt.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Gasableiter als Schutzelement bei großen Elektrodenabständen verwendet. Im Gegensatz zu großen Elektrodenabständen ist die Dauer zum Durchschlag (Durchschlagzeit) bei kleinen Elektrodenabständen $s < 50 \text{ cm}$ jedoch sehr klein ($t_d < 2 \mu\text{s}$). Der Gasableiter realisiert innerhalb dieser Zeit keinen vollständigen Schutz. Bei diesen Elektrodenabständen ist deshalb die Verwendung von Suppressordioden unumgänglich, die eine Absenkung der oberen Grenzfrequenz f_g nach Gleichung (3.9) zur Folge haben.

3.3.3 ÜBERTRAGUNG DES MESSIGNALS UND WANDERWELLENPROBLEMATIK

Bei schnellen Zustandsänderungen durchlaufen Wanderwellen die Zuleitung zwischen Spitzenelektrode und Messwiderstand. Diese breiten sich mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von ca. $c_w \approx 20 \text{ cm/ns}$ über der Zuleitung aus. Bei großen Änderungen der Wellenwiderstände Z_w an den Anschlusspunkten werden nach Abbildung 3.12 diese Wanderwellen gebrochen und gegebenenfalls stark reflektiert. Bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von ca. $c_w \approx 20 \text{ cm/ns}$ und bei einer Länge der Zuleitung von $\ell_{zu} = 100 \text{ cm}$ beträgt die Laufzeit einer Wanderwelle $t_{tr} \approx 5 \text{ ns}$:

$$t_{tr} = \frac{\ell_{zu}}{c_w} \approx \frac{100 \text{ cm}}{20 \text{ cm/ns}} = 5 \text{ ns} \quad (3.12)$$

Um den Vorentladungsstrom mit einer Anstiegszeit von wenigen Nanosekunden korrekt zu messen, muss der Einfluss der Wanderwellenvorgänge möglichst gering gehalten werden. Dies ist möglich, indem die Länge der Zuleitung kurz gehalten wird. Die Laufzeit einer Wanderwelle t_{tr} sollte dabei deutlich unter den Anstiegszeiten der

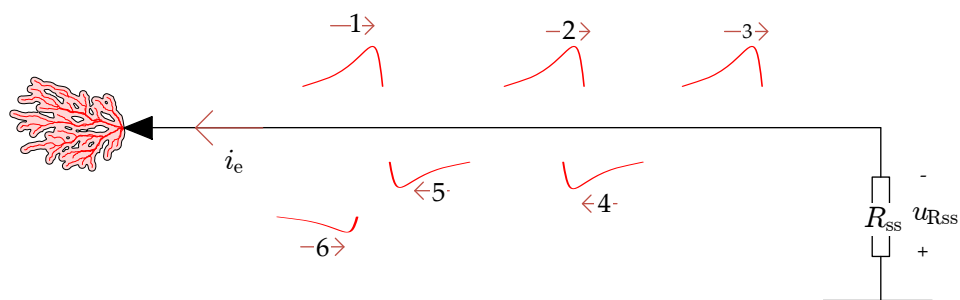
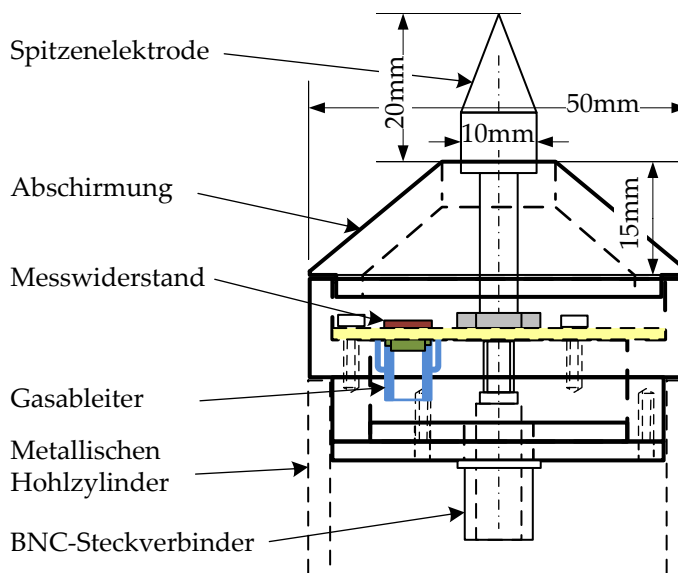


Abbildung 3.12: Ausbreitung von Wanderwellen auf Zu- und Messleitung

Vorentladungen liegen. In der realisierten Messanordnung^{3.3} nach Abbildung 3.13 beträgt die Länge der Zuleitung von der Spitzenelektrode bis zum Messwiderstand $l_{zu} \approx 4$ cm.

Abbildung 3.13:
Konstruktion der
Spitzenelektrode



Dies entspricht einer Laufzeit $t_{tr} \approx 0,175$ ns. Die Spitzenelektrode ist über den Messwiderstand mit dem Aluminium-Hohlzylinder verbunden und damit geerdet. Unterschiedliche Messwiderstandes im Bereich von $7\ \Omega < R_{ss} < 50\ \Omega$ wurden in Abhängigkeit des Scheitelwertes des Vorentladungsstromes verwendet. Über einen BNC-Steckverbinder, Koaxialkabel und ohmschen Spannungsteiler^{3.4} wird die über dem Messwiderstand gemessene Spannung $u_{R_{ss}}$ zum Oszilloskop übertragen. Das verwendete Oszilloskop kann eine Messung bei maximaler Abtastrate von $1,25$ GS/s und mit einer oberen Grenzfrequenz^{3.5} von $f_g = 200$ MHz realisieren. Das digital aufzeichnende Oszilloskop nutzt einen 13-bit-Analog-Digital-Konverter, d. h. die Eingangssignale werden mit einer Auflösung von $2^{13} = 8.192$ Stufen erfasst.

3.3 Für die Unterstützung bei der Konstruktion der Spitzenelektrode sei Herrn M. Stark gedankt.

3.4 Die Eingangsspannung des verwendeten Oszilloskops darf 5 V nicht überschreiten. Die über dem Messwiderstand anliegende Spannung von $u_{R_{ss}} \leq 420$ V (aus Abbildung 3.11 Markierung G) muss auf zulässige Pegel reduziert werden. Diese erfolgt in vorliegender Arbeit über einen 500 : 1 ohmschen Spannungsteiler.

3.5 Die obere Grenzfrequenz kann durch den internen Filter des Oszilloskops bestimmt werden.

3.3.4 MASSNAHMEN ZUR ABSCHIRMUNG ELEKTROMAGNETISCHER FELDER

Der Scheitelwert der schnell ansteigenden Stoßspannungen \hat{u} erreicht in vorliegender Arbeit Werte mehr als zwei Megavolt. Der Strom der Stoßkapazitäten des Stoßspannungsgenerators und der Strom der Zuleitungen zu den Elektroden betragen mehrere hundert Ampere. Dem Entladungsprozess sind darüber hinaus elektromagnetische Störungen, ausgehend von der Zündung der Zündfunkenstrecken des Stoßspannungsgenerators, überlagert. Demgegenüber muss das Messsystem einen Vorentladungsstrom von höchstens einigen Ampere erfassen.

Um elektromagnetische Störungen zu reduzieren^{3.6}, wurden sämtliche Geräte (Oszilloskop, Kommunikation usw.) nach Abbildung 3.14 in einem metallischen Behälter untergebracht.



Abbildung 3.14: Strommessenheit
und metallischer Behälter

Als einzige galvanische Verbindung zur Umgebung ist die induktionsarme Erdung des Behälters wirksam. Eine autarke Stromversorgung wurde über eine Batterie-Wechselrichter-Kombination realisiert. Der metallische Behälter fungiert als faraday-scher Käfig, der die Messtechnik vom äußeren **elektrischen** Feld abschirmt. Der Schutz gegen das **magnetische** Feld, besonders im Augenblick des Durchschlags, wird durch induzierte Wirbelströme in den Wänden des metallischen Behälters gewährleistet^{3.7}.

Der Pegel der elektromagnetischen Störungen bzw. des Rauschsignals konnte auf weniger als ein Volt reduziert werden. Im Vergleich zum Pegel des Messsignals

3.6 Diese Reduzierung scheint bei vielen bisherigen Untersuchungen nicht gelungen zu sein. Sie sind als starkes Rauschen bis zu 500 ns nach dem Zündbefehl zu erkennen. Vgl. [GAO et al. 2000].

3.7 Bei Blitzstoßspannungen ist der verwendete Behälter aufgrund der starken Wirbelströme ausreichend. Bei langsamer Änderung des magnetischen Feldes – wie z.B. bei Wechselspannung – müssen dagegen eventuell weitere Schutzmaßnahmen gegen magnetische Felder unternommen werden.

von ca. $u_{\text{RSS}} \leq 420 \text{ V}$ (aus Abbildung 3.11 Markierung G) ist dieser sehr gering^{3.8}. Eine Lichtwellenleiter-Ethernet-Verbindung zwischen dem Oszilloskop und dem im Kontrollraum befindlichen Steuerrechner realisiert eine galvanisch-entkoppelte Überwachung und Steuerung des Oszilloskops sowie die Speicherung der Messdaten auf dem Steuerrechner.

3.4 SPANNUNGSErZEUGUNG UND -MESSUNG

Die Untersuchung des Entladungsverhaltens kleiner Elektrodenabstände $s \leq 100 \text{ cm}$ erfolgte mit einem 6-stufigen 600 kV-Stoßspannungsgenerator (MARXSCHKE Vervielfacherschaltung, Marx-Generator) vom Typ IP 30/600 L an der TU CHEMNITZ. Das Durchschlagverhalten großer Elektrodenabstände $s > 100 \text{ cm}$ wurde mit einem 12-stufigen 2.400 kV-Stoßspannungsgenerator vom Typ IP 120/2400 G an der TU DRESDEN untersucht.

Zur Messung der Stoßspannungen bis zu $\hat{u} = 600 \text{ kV}$ im Hochspannungslabor der TU Chemnitz kam ein gedämpft-kapazitiver Stoßspannung-Messteiler (abgekürzt Messteiler) zum Einsatz. An der TU DRESDEN wurde ebenfalls ein gedämpft-kapazitiver Messteiler verwendet^{3.9}. Die Verarbeitung der Spannungverläufe erfolgt im Kontrollraum mit einer oberen Grenzfrequenz $f_g \approx 1 \text{ MHz}$. Das Ersatzschaltbild und die Parameter der beiden Marx-Generatoren sind in Abbildung 3.15 und in Tabellen VI und VII wiedergegeben.

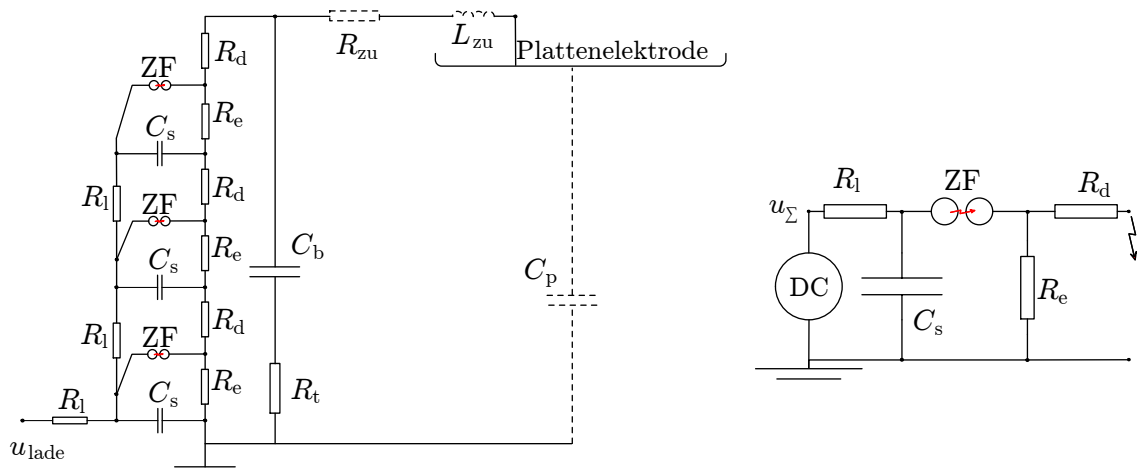


Abbildung 3.15: Marxsche Vervielfacherschaltung und resultierendes Ersatzschaltbild

3.8 Der Störabstand ist dabei $a = \frac{250}{1}$. Er definiert das Verhältnis zwischen Mess- und Störsignal.

3.9 Abgesehen von Vor- und Nachteilen bei Verwendung unterschiedlicher Typen vom Messteiler bzgl. der Qualität des Messsignals hat der Messteiler direkten Einfluss auf den Scheitelwert und die Form des Durchschlagstromes, was für die Auslegung der Schutzvorrichtungen von Bedeutung ist.

Tabelle VI: Parameter der verwendeten Marx-Generatoren pro Stufe

Type	N	U_{lade} kV	C_s μF	R_d Ω	R_e Ω
IP 30/600 L	6	100	1	45	66
IP 120/2400 G	12	200	0,5	34	131

Tabelle VII: resultierende Parameter der Marx-Generatoren und Messteiler

Type	Marx-Generator				Messteiler	
	U_Σ kV	C'_s nF	R'_d Ω	R'_e Ω	C_b nF	R_t Ω
IP 30/600 L	600	167	270	396	1,33	75
IP 120/2400 G	2.400	42	408	1.572	0.6	

3.4.1 PRINZIPIELLE WIRKUNGSWEISE EINES MARX-GENERATORS

Die Vorgabe der Ladespannung u_{lade} (Höchstwert U_{lade}) und die Auslösung der Zündfunkenstrecke ZF erfolgen durch den Steuerrechner. Die parallelen Stoßkapazitäten C_s werden auf die vorgegebene Ladespannung u_{lade} aufgeladen. Beim Triggern bzw. bei der Zündung aller Zündfunkenstrecken ZF wirken die Stoßkapazitäten in Reihe, die Ladespannung u_{lade} wird um den Faktor der Stufenzahl N auf die Summenausgangsspannung u_Σ (Höchstwert $U_\Sigma = N \cdot U_{\text{lade}}$) angehoben:

$$u_\Sigma \approx N \cdot u_{\text{lade}} \quad \text{in kV} \quad (3.13)$$

Die Einstellung der Stirnzeit der Stoßspannung T_1 erfolgt prinzipiell über den resultierenden Dämpfungswiderstand $R'_d = N \cdot R_d$ und die resultierende Stoßkapazität $C'_s = \frac{C_s}{N}$. Die **Stirnzeitkonstante** des Kreises τ_s bestimmt sich zu:

$$\tau_s = R'_d \cdot \frac{C'_s \cdot (C_b + C_p)}{C'_s + C_b + C_p} \quad \text{in s} \quad (3.14)$$

C_b und C_p sind die Kapazität des Messteilers und die Streukapazität der Plattenelektrode. Die Rückenhalbwertzeit T_r ist abhängig vor allem vom resultierenden Entladewiderstand $R'_e = \frac{R_e}{N}$ und von der resultierenden Stoßkapazität $C'_s = \frac{C_s}{N}$. Die **Rückenzeitkonstante** des Kreises τ_r bestimmt sich zu:

$$\tau_r = R'_e \cdot (C'_s + C_b + C_p) \quad \text{in s} \quad (3.15)$$

3.4.2 SCHWINGUNGEN IM ZEITVERLAUF DER ELEKTRODENSPIANNUNG

Grundsätzlich ist ein rein doppelt-exponentieller Zeitverlauf der Stoßspannung erwünscht. Dieser Zeitverlauf kann jedoch aufgrund parasitärer Induktivitäten und

Kapazitäten nicht realisiert werden. Die Streukapazität der Plattenelektrode C_p und die Induktivität der Zuleitung^{3.10} L_{zu} (Abbildung VI) verursachen unerwünschte hochfrequente Schwingungen der Elektroden-Spannung. Sie beeinflussen die Entwicklung der Vorentladung besonders in den ersten Mikrosekunden des Zeitverlaufes. Bei einer Grenzfrequenz von $f_g \approx 1$ MHz können diese Schwingungen durch das Spannungs-Messsystem nicht korrekt erfasst werden. Auch eine Anhebung der Grenzfrequenz f_g des Spannungs-Messsystem ist wenig sinnvoll, da der Messteiler direkt im Marx-Generator integriert ist. Der Messteiler bildet somit nur die Ausgangsspannung des Marx-Generators u_t , nicht aber die Elektroden-Spannung u ab.

Eine Berechnung der an der Plattenelektrode anliegenden Elektroden-Spannung u ist über die Integration des gemessenen Ladestromes i_c und bei Kenntnis der geometrischen Kapazität C_{geo} möglich^{3.11}. Die Elektroden-Spannung bestimmt sich dann nach Gleichung (3.16) zu:

$$u(t) = \frac{1}{C_{geo}} \int i_c(t) dt \quad \text{in V} \quad (3.16)$$

In Abbildung 3.16 sind der gemessene Ladestrom i_c und die daraus ermittelte Elektroden-Spannung u dargestellt.

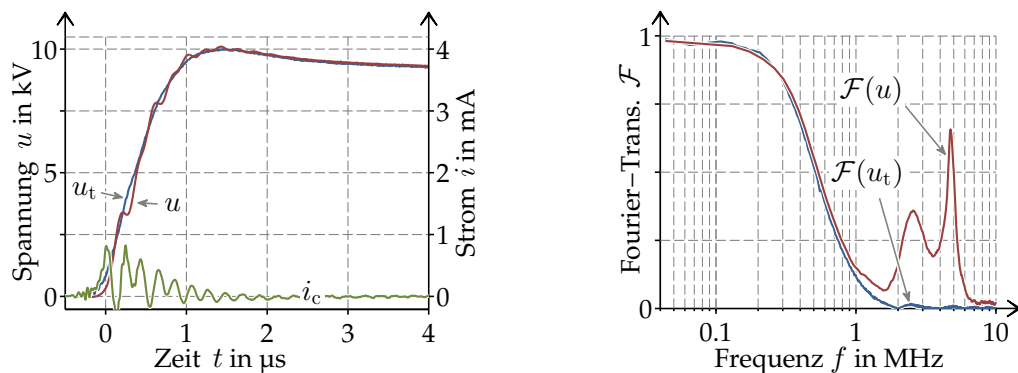


Abbildung 3.16: Gemessene Elektroden-Spannung u_t und Ladestrom i_c sowie die berechnete Elektroden-Spannung u im Zeitbereich (links) und im Frequenzbereich (rechts)

Vergleichend ist die gemessene Spannung des Messteilers u_t abgebildet. Über der berechneten Elektroden-Spannung u sind zwei Schwingungen mit hohen Frequenzen ($f_u \approx 2,6$ und $4,8$ MHz) zu erkennen. Frequenz und Amplitude der Schwingungen sind in Abbildung 3.16 rechts im Ergebnis einer Fourier-Transformation ($\mathcal{F}(u)$ und $\mathcal{F}(u_t)$) sichtbar.

3.10 Die Verbindung des Stoßspannungsgenerators zur Plattenelektrode mit einer Länge von etwa $\ell_{zu} = 15$ m wirkt im Prüf- und Messkreis mit einer Resistanz R_{zu} und einer Induktivität L_{zu} . Als Richtwert kann für die Induktivität $1 \mu\text{H}/\text{m}$ angenommen werden.

3.11 Siehe Abschnitt 3.3, Gleichung (3.2) und Abbildung 3.8

3.5 MESSTECHNISCHE ERFASSUNG DER ZEITLICHEN AUSDEHNUNG DER VORENTLADUNG

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung der zeitlichen Entwicklung und der räumlichen Ausdehnung der Vorentladung. Ein geeignetes Mittel zur Beschreibung des zeitlichen Ablaufes und der Platzierung von Vorentladungen ist die fotografische Erfassung des Raumes zwischen den Elektroden (Elektrodenzwischenraum), die eine Analyse von Vordringtiefe und Geschwindigkeit der Vorentladung ermöglicht. Nur mit Kenntnis der Entwicklung der Vorentladungen im Raum kann eine vollständige Analyse – basierend auf dem gemessenen Vorentladungsstrom i_e – erfolgen. Die Anforderungen an das optische Erfassungssystem können wie folgt beschrieben werden:

- Einsatz einer geeigneten **Hochgeschwindigkeitskamera**,
- Verwendung eines geeigneten lichtempfindlichen **Optiksystems**,
- **Schutz** des Kamerasystems gegen hohe Spannungen,
- **Schutz** des Kamerasystems gegen Strahlung^{3.12} bei einem Durchschlag,
- **Synchronisierung** der Hochgeschwindigkeitskamera mit der Strommesseinheit.

3.5.1 AUFBAU UND WIRKUNGSWEISE DER HOCHGESCHWINDIGKEITSKAMERA

Die eingesetzte Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ HsFC-PRO der Firma PCO besteht aus vier unabhängig voneinander steuerbaren internen **Kameraeinheiten** (Nr. 1..4, siehe Abbildung 3.17). Diese werden getrennt gesteuert. Im Nanosekundenbereich ist es dabei möglich, bis zu **acht Einzelaufnahmen** bzw. eine achtteilige **Fotosequenz** zu erfassen [HEMSING et al. 2005, WERNET u. OPALSKI 2004, HSU u. BELLAN 2002]. Die Einzelaufnahmen werden getrennt voneinander erfasst, stehen jedoch in sehr präziser Zeitabhängigkeit zueinander. Die Belichtungszeit der Einzelaufnahmen kann dabei von wenigen Nanosekunden bis zu einigen Mikrosekunden $3 \text{ ns} \leq \Delta t \leq 10 \mu\text{s}$ eingestellt werden. Die Strahlung wird zunächst durch den Eingang geführt. Sie wird danach über Quarzprismen und ein Spiegelsystem (a bis e in Abbildung 3.17) bis auf die Eingänge der einzelnen internen Kameraeinheiten geleitet und umgelenkt. Jede Kameraeinheit besteht aus einem **Bildverstärker** und einem **CCD-Sensor**^{3.13}. Der Bildverstärker (Abbildung 3.18) besteht aus einer **Photokathode**, einer **Mikrokanalplatte** und einem **Phosphorschirm**.

3.12 Unter Strahlung werden prinzipiell die elektromagnetischen Wellen verstanden, die bei einer hohen Feldstärke und als Folge der Energieaustauschprozesse zwischen Gastteilchen emittiert werden. Sie können durch das Kamerasystem aufgenommen werden.

3.13 „Charge Coupled Device“.

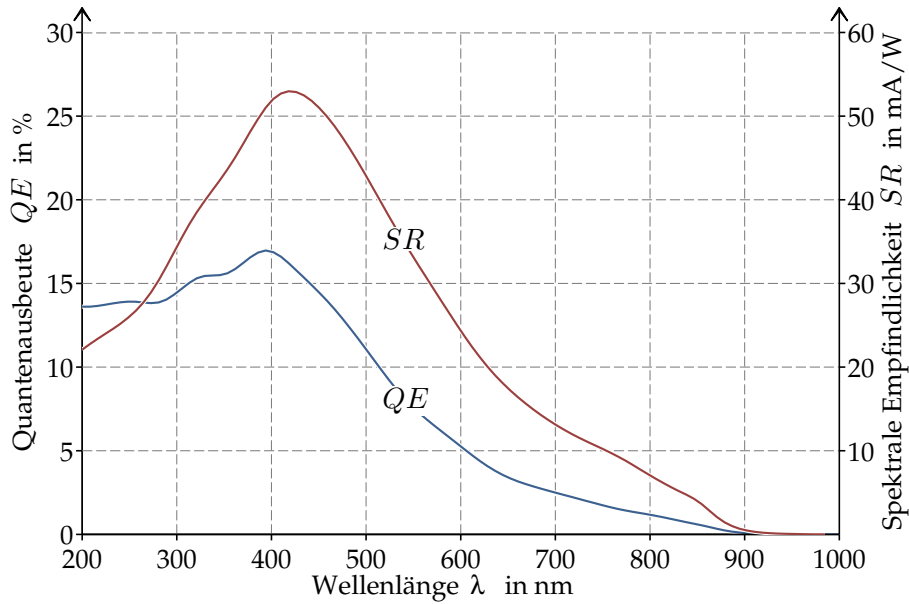


Abbildung 3.19: Spektrale Empfindlichkeit SR und Quantenausbeute QE der Photokathode (Herstellerangaben)

der Strahlung. Die Quantenausbeute $QE(\lambda)$ ist das Verhältnis der Anzahl der freigegebenen Photo-Elektronen N_{pe} zur Anzahl der auftreffenden Photonen $N_\nu(\lambda)$ ^{3.15}:

$$QE(\lambda) = \frac{N_{pe}}{N_\nu(\lambda)} \quad \text{in \%} \quad (3.17)$$

Die spektrale Empfindlichkeit $SR(\lambda)$ wird in mA/W angegeben und ist das Verhältnis des Stromes zur elektromagnetischen der Strahlleistung. Sie steht wie folgt im Zusammenhang zur Quantenausbeute:

$$SR(\lambda) = QE(\lambda) \frac{e^- \lambda}{hc_0} = 0,806 \lambda \cdot QE(\lambda) \quad \text{in mA/W} \quad (3.18)$$

Die Größe e^- entspricht der elektrischen Ladung eines Elektrons, h dem planckschen Wirkungsquantum und $c_0 = 300 \text{ m}/\mu\text{s}$ der Lichtgeschwindigkeit. Die Photokathode nimmt dabei die Bereiche vom nahen Ultraviolett bis zum nahen Infrarot wahr. Ihre spektrale Empfindlichkeit geht deshalb über den visuellen Bereich des menschlichen Auges hinaus.

Die freigegebenen Photo-Elektronen werden bei einer negativen Spannung der Photokathode (Abbildung 3.18) in Richtung Mikrokanalplatte beschleunigt. Eine positive Spannung der Photokathode fungiert als elektronischer Verschluss des entsprechenden Bildverstärkers, die Elektronen werden abgebremst. Die Betätigung des elektronischen Verschlusses erfolgt durch den Wechsel der Polarität der Spannung zwischen $-180 \text{ V} \dots +80 \text{ V}$. Die Polarität und der Betrag der Spannung können innerhalb weniger Nanosekunden gewechselt bzw. gesteuert werden, wodurch ein schneller elektronischer Verschluss und eine kurze Belichtungszeit erzielt werden.

3.15 Die Quantenausbeute der Photokathode $QE(\lambda)$, auch Quanteneffizienz oder Fluoreszenzausbeute, steht in direktem Zusammenhang mit der Austrittsarbeit der Photokathode W_{pk} . Sie ist die benötigte Energie zur Freisetzung eines Elektrons und wird üblicherweise in Elektronenvolt angegeben

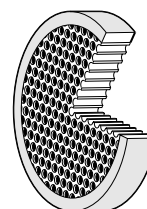
Schutz

Ein besonders empfindlicher Bestandteil des Bildverstärkers ist die Photokathode. Bei jeder Überbelichtung wird ein kleiner Teil der Photokathode ausgerissen und irreversibel beschädigt. Die Lebensdauer der Photokathode ist daher vom elektrischen Strom der Photokathode i_{pk} abhängig. Bei möglichst kleiner Belichtungszeit und bei entsprechend kleiner eintretender Strahlung kann die Photokathode geschont werden.

Mikrokanalplatte

Aufgrund der Verteilung der Eingangsstrahlung zu 22% und der kleinen Quantenausbeute der Photokathode QE (Maximum 17% in Abbildung 3.19) ist der elektrische Strom der Photokathode i_{pk} generell als gering (Mikroamperebereich) einzustufen. Dieser Strom wird jedoch durch eine Mikrokanalplatte (Abbildung 3.20) verstärkt.

Abbildung 3.20: Mikrokanalplatte
(Herstellerangabe)



Sie besteht aus bis zu zehn Millionen kleinen Kanälen (Durchmesser von $6\ \mu\text{m}$ und Länge von $0,5\ \text{mm}$) und wird zur Vervielfachung der Anzahl der Photo-Elektronen aus der Photokathode verwendet. Die Vervielfachung hängt von der anliegenden Spannung (0 bis $900\ \text{V}$ in Abbildung 3.18), der Länge und dem Durchmesser der Kanäle ab. Bei einer Spannung von $900\ \text{V}$ wird die Anzahl der Photo-Elektronen um den Faktor k_{mcp} vergrößert:

$$k_{mcp} \leq 10.000 \quad \text{in } - \quad (3.19)$$

Phosphorschirm

Nach der Vervielfachung durch die Mikrokanalplatte werden die Photo-Elektronen durch das elektrische Feld beschleunigt. Die Spannung des Phosphorschirms von $6\ \text{kV}$ beschleunigen sie derart, dass der Aufprall auf den Phosphorschirm diesen zum Strahlen (Fluoreszenz-Effekt) bringt.

Nachstrahlen des Phosphorschirms

Der Phosphorschirm kann abhängig vom verwendeten Material z. T. bis einige Mikrosekunden nachstrahlen. Das Material „P-46“ ist verwendet worden, um die Dauer des Nachleuchtens auf $0,2 \dots 0,4\ \mu\text{s}$ zu minimieren. Dabei wird es möglich, von einer internen Kameraeinheit eine zweite Einzelaufnahme nach einer Pause von $0,5\ \mu\text{s}$ zu erfassen^{3.16}.

3.16 In der Betriebsart „Double Trigger Mode“ der Hochgeschwindigkeitskamera werden zwei Beleuchtungen des Phosphorschirms in kurzer Folge durchgeführt, um durch vier interne Kameraeinheiten acht

CCD-Sensor

Die Intensität der Strahlung des Phosphorschirms wird schließlich durch den CCD-Sensor und einen 12-bit-Analog-Digital-Konverter in eine 1.024×1.280 -Graustufenmatrix von $U(m, n) = 1 \dots 2^{12}$ Graustufen umgewandelt.

3.5.2 OPTIKSYSTEM

Zur Untersuchung der ersten Stadien der Vorentladung wurde ein lichtstarkes Objektiv mit einer festen Brennweite von $f = 300$ mm und einer Blende von $k = 2,8$ verwendet. Dabei wird eine Ausbreitung von wenigen Zentimetern aus einer Entfernung von $r \approx 10$ m ausreichend aufgelöst und erfasst. Für größere Vorentladungen kamen zwei weitere lichtstarke Objektive mit Brennweiten von $f = 100$ und 50 mm zum Einsatz (siehe Tabelle VIII).

Tabelle VIII: Parameter der verwendeten Objektive

Hersteller	Type	f	k	β_y	ℓ_y	ℓ_x
Nikkor	AF-S 300 mm 1:2,8	300 mm	2,8	$2,6^\circ$	45 cm	57 cm
Zeiss	MAKRO-PLANAR T*2/100	100 mm	2	$5,2^\circ$	90 cm	110 m
Zeiss	PLANAR T*1,4/50	50 mm	1,4	$15,6^\circ$	270 cm	340 m

β_v : vertikaler Öffnungswinkel

$\ell_y = 2 \cdot r \cdot \tan \frac{\beta_y}{2}$: vertikale Länge bzw. die Höhe des Sichtfeldes

$\ell_x = \ell_y \cdot \frac{1.280}{1.024}$: waagerechte Länge bzw. die Breite des Sichtfeldes

Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde in einer Entfernung von $r \approx 10$ m von der Elektrodenanordnung waagrecht platziert. Die Höhe der Aufstellung wurde immer abhängig von der Brennweite des verwendeten Objektivs so gewählt, dass die Mitte des zu betrachtenden Raums gleichzeitig das Zentrum des Kamerasichtfelds war (siehe. Anhang C).

3.5.3 TRIGGERN UND SYNCHRONISATION

Um die zeitlichen Verläufe der gemessenen Ströme und Spannungen der räumlichen Ausbreitung zuzuordnen, ist ein gleichzeitiges **Triggern** bzw. eine zeitliche **Synchronisation**^{3.17} aller Messsysteme notwendig.

Einzelaufnahmen zu erhalten. Dabei wird einen Messfehler aufgrund des technisch-bedingten unerwünschten jedoch unvermeidbaren Nachleuchtens des Phosphorschirms verursacht. Dieser sinkt aber exponentiell über der Zeit. Dies fällt besonders bei der kurzen Pausenzeit vom ersten zum zweiten Einsatz auf.

3.17 Unter Triggern wird der Start bzw. die Aktivierung der Aufzeichnung verstanden, die Synchronisierung dient der zeitlichen Abstimmung der Messgrößen.

Triggern

Das Triggern des gesamten Systems erfolgt über zwei Spannungssonden, die bei Zündung der Zündfunkenstrecken die Aufzeichnung des Oszilloskops und der Hochgeschwindigkeitskamera aktivieren. Das Triggern der Messeinheiten erfolgt mit einer Differenz von bis zu $\Delta t = 0,1 \mu\text{s}$.

Synchronisation

Die zeitliche Synchronisierung erfolgt über vier **TTL-Signale** der vier internen Kameraeinheiten^{3.18}. Sie werden über Lichtwellenleiter-System zum Oszilloskop geführt und dort aufgezeichnet. Die Abweichung (der Fehler bzw. die Ungenauigkeit der Synchronisation) wurde mit minimal $\Delta t \leq 3 \text{ ns}$ bestimmt.

3.5.4 MASSNAHMEN ZUR ABSCHIRMUNG ELEKTROMAGNETISCHER FELDER

Um elektromagnetische Felder weitestgehend abzuschirmen, wurde die Kamera in einem metallischem Behälter (Abbildung 3.21) untergebracht.



Abbildung 3.21:
Installation und Abschirmung der
Hochgeschwindigkeitskamera

Die Stromversorgung der Kamera erfolgte autark (Batterie-Wechselrichter-Kombination). Steuerung und Datenübertragung (die 12-bit-Daten des Analog-Digital-Konverters) zwischen der Kamera und dem im Kontrollraum befindlichen Steuerrechner wurde über eine serielle Datenübertragung (Lichtwellenleiter) realisiert.

3.6 UMFANG UND VERLAUF DER MESSUNGEN

Die gesamten durchgeführten Versuche seit Beginn der Entwicklung des Messsystems überschreiten die Anzahl von 12.000 Spannungsstößen. Bei einer Routine-Messung ist mit einem Zeitaufwand von ca. 30 Spannungsstößen pro Stunde zu rechnen. Die ersten Versuche wurden im August 2010 datiert. In Januar 2011 wurde die erste versorgungsautarke Strommesseinheit getestet. In einer viertägigen intensiven

3.18 Jeder Bildverstärker bietet ein TTL-Signal als die Belichtungszeit an. Dieses Signal kann bspw. von einem Oszilloskop aufgezeichnet werden. Dadurch ist die Überwachung der Belichtungszeit möglich.

Probe-Messung im Juni 2011 hat sich das Messsystem als geeignet erwiesen. In dieser Messreihe wurden die Vorentladungsströme mit einer oberen Grenzfrequenz von $f_g = 30$ MHz gemessen. Parallele statische Fotoaufnahmen haben das Auftreten einer kanalartigen Vorentladung bei Blitzstoßspannungen verifiziert. Im März 2012 sind nach einer Rekonstruktion des Messsystems die Vorentladungsströme mit einer oberen Grenzfrequenz $f_g = 200$ MHz und mit einer Empfindlichkeit der Strommesseinheit von $i_{\text{emp}} \approx 5$ mA erreicht worden.

Zur Untersuchung der schwingenden Stoßspannungen ist eine Drossel entwickelt und im April 2012 an der TU DRESDEN im Betrieb genommen worden^{3.19}. Dabei handelte es sich um dreiwöchige Messungen von Vorentladungsströmen bei sowohl positiven als auch bei negativen Blitzstoßspannungen bei Elektrodenabständen von $s = 1 \dots 4$ m. Beim Einsatz der entwickelten Drossel ist eine mit einer Frequenz von ca. $f_u = 500$ kHz schwingende Blitzstoßspannung erzeugt worden.

Während inzwischen die Messungen bei kleineren Elektrodenabständen unter $s = 100$ cm an der TU CHEMNITZ erfolgreich abgeschlossen waren, wurden die Voraussetzungen zur Ausleihe und Verwendung der Hochgeschwindigkeitskamera geschaffen. Der erste Test einer solchen Kamera wurde im Hochspannungslabor der TU ILMENAU erfolgreich abgeschlossen^{3.20}. Im Rahmen einer viertägigen Messung ist die Kamera erfolgreich an der TU DRESDEN installiert und in Betrieb genommen worden. Die Fotoaufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera umfassen über 3.600 Einzelaufnahmen bei positiven und negativen Blitzstoßspannungen für Elektrodenabstände $s = 200$ und 300 cm. Die Belichtungszeit variiert zwischen $\Delta t = 20$ ns \dots 1 μ s.

Bei der Durchführung einer Messreihe wurden prinzipiell zwei Methoden zur Steuerung des Ablaufes verwendet:

- Beginnend mit sehr kleinen Blitzstoßspannungen wird der Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} **stufenweise** bis zum Durchschlag erhöht. Hierfür müssen die Stufenhöhe in kV und die Anzahl der Stoßspannungen pro Stufe definiert werden. Dadurch kann die Einsetzspannung jeder neuen Phase des Durchschlagprozesses ermittelt werden.
- Zusätzlich werden die Messreihen mit **konstantem Scheitelwert der Stoßspannung** oder mit sehr kleiner Stufenhöhe benötigt, um eine statistische Auswertung einzelner Phasen durch eine große Anzahl von Versuchen zu ermöglichen.

3.19 Für die Erzeugung einer nicht-genormten Blitzstoßspannung (z. B. schwingende Stoßspannungen) mittels vorhandenen Marx-Generators muss zwischen dem Ausgang des Marx-Generators und der Hochspannungselektrode eine Drossel geschaltet werden. Diese muss in Kombination mit der Streukapazität der Hochspannungselektrode elektrisch schwingen. Voraussetzung ist hier eine relativ große Streukapazität der Hochspannungselektrode, die leichter mit einer großen Plattenelektrode – und nicht mit einer kleinen Spitzenelektrode – erzielt werden kann.

3.20 Für die Unterstützung seien Herrn Prof. M. ROCK, Dr. C. LEU und Dip. Ing. C. DREBENSTEDT gedankt.

DURCHSCHLAGPROZESS DER ANORDNUNG POSITIVE SPITZE- GEGEN PLATTENELEKTRODE

*Wo damals die Grenzen der Wissenschaft waren,
da ist jetzt die Mitte*
G. Ch. Lichtenberg (1742-1799)

Zur Beschreibung des Durchschlagprozesses bei **positiven**, genormten Blitzstoßspannungen (Spitzenelektrode: geerdet, Plattenelektrode: negative Stoßspannungen) stehen folgende Messdaten zur Verfügung:

- die Elektrodenspannung u ,
- der Vorentladungsstrom i_e sowie
- die fotografischen Stand- und Einzelaufnahmen^{4.1} von der Vorentladung.

In Abbildung 4.1 ist der repräsentative Durchschlagprozess mit einem Scheitelwert der Blitzstoßspannung von $\hat{u} = 1.690$ kV für einen Elektrodenabstand von $s = 300$ cm dargestellt. Dieser Scheitelwert der Stoßspannung entspricht der 50%-Durchschlagwahrscheinlichkeit (auch Stehwahrscheinlichkeit [?]). Der Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} bei einer Durchschlagwahrscheinlichkeit von $P_w = 50\%$ wird nachfolgend mit \hat{u}_d gekennzeichnet.

Die Elektrodenspannung u ist auf der linken Ordinate aufgetragen. Die sechs Einzelaufnahmen (Nr. 1. . .6) im Hintergrund der Abbildung bilden Abschnitte des gesamten Prozesses ab. Sie veranschaulichen prinzipiell drei Phasen des Durchschlagprozesses vom Beginn der Vorentladung bis zum vollständigen Durchschlag. Die Vordringtiefe bzw. die Länge dieser Phasen können über der rechten Ordinate abgelesen werden:

- **Phase I – Streamerentladung:** Der Durchschlagprozess startet mit einer anodengerichteten Elektronenlawine, die sofort in eine **erste** Streamerentladung übergeht. Die erste Streamerentladung wächst mit einer fadenförmigen/fasrigen Struktur (Streamerbahnen) vor, die in eine fadenförmige **zweite** Streamerentladung übergeht (die erste Einzelaufnahme).

Die Vordringtiefe der Streamerentladung (die vertikale/axiale Ausbreitung, die

4.1 Eine Einzelaufnahme wird als Teilaufnahme einer (bis zur achtteligen) Fotosequenz verstanden, die von der Hochgeschwindigkeitskamera während einer Stoßspannung aufgezeichnet wurde. Die Standaufnahme erfasst den gesamten Zeitraum einer Vorentladung.

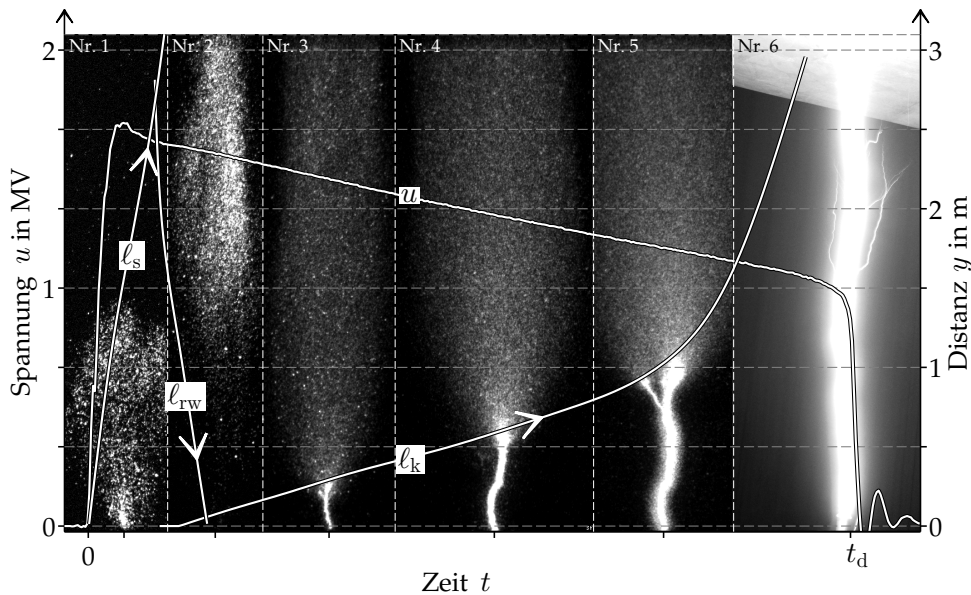


Abbildung 4.1: Repräsentativer Durchschlagprozess bei einer positiven Blitzstoßspannung und einer Spitze-Platte-Anordnung mit einem Elektrodenabstand von $s = 300$ cm

vertikale Entfernung des Kopfes der Streamerbahnen von der Spitzenelektrode) wird in [Abbildung 4.1](#) durch die Linie l_s abgebildet.

- **Phase II – Rückwärtswelle:** Wenn die Streamerentladung die Plattenelektrode erreicht ($l_s = s$), startet eine rückwärtsgerichtete (Licht-)Welle (Rückwärtswelle). Sie ist in der zweiten Einzelaufnahme als diffuse Strahlung^{4.2} erkennbar, die sich von der Plattenelektrode bis zur Spitzenelektrode erstreckt. Die Linie l_{rw} in [Abbildung 4.1](#) beschreibt die Ausbreitung der Rückwärtswelle über der Zeit aus Richtung der Platten- hin zur Spitzenelektrode.
- **Phase III – Kanalbildung:** Die diffuse Strahlung der Rückwärtswelle schnürt sich in der Nähe der Spitzenelektrode ein. Es entsteht ein stark leuchtender Kanal (ab dritte Einzelaufnahme). Die Linie l_k bildet in [Abbildung 4.1](#) die Kanallänge ab^{4.3}. Der Kanal wächst über einen Zeitraum von einigen zehn Mikrosekunden bis zur Plattenelektrode. Im Augenblick der vollständigen Überbrückung der Elektroden (Letzte Aufnahme) bricht die Elektrodenspannung u ein und ein vollständiger Durchschlag findet statt.

Bei Schaltstoß- und Wechselfspannungen wird die kanalartige Vorentladung als *Leaderentladung* bezeichnet. Der Begriff „Kanal“ wird in vorliegender Arbeit für diese kanalartige Vorentladung bei *Blitzstoßspannungen* verwendet, um diese von der Leaderentladung bei Schaltstoß- und Wechselfspannungen zu unterscheiden. In [Abschnitt 6.4](#) wird näher auf die Analogien zwischen der kanalartigen Vorentladung der Blitz- und Schaltstoßspannung eingegangen.

4.2 Siehe Fußnote [3.12](#).

4.3 Bei einer Streamerentladung oder einer Rückwärtswelle wird von Ausbreitung, Vordringtiefe (l_s und l_{rw}) und Ausbreitungsgeschwindigkeit (v_s und v_{rw}), bei einem Kanal von Vorwachsen, Länge und Vorwachsengeschwindigkeit v_k gesprochen.

Nachfolgend werden diese drei Phasen – Streamerentladung, Rückwärtswelle und Kanalbildung – ausführlich behandelt. Der Scheitelwert der Blitzstoßspannung \hat{u} wird dabei in den verschiedenen Versuchen stetig erhöht, bis der Wert der Durchschlagspannung $\hat{u} = \hat{u}_d$ erreicht ist. So können Unterschiede in den jeweiligen Phasen bei unterschiedlichen Spannungswerten bis zum vollständigen Durchschlag betrachtet und bewertet werden.

4.1 STREAMERENTLADUNG

Bei einem Elektrodenabstand von $s = 300$ cm und bei Blitzstoßspannungen mit Scheitelwerten von $\hat{u} < 200$ kV setzt die Vorentladung selten ein. Deshalb tritt keine Strahlung oder kein Vorentladungsstrom i_e auf. Die Wahrscheinlichkeit des Einsetzens ist sehr gering. Nur der elektrische Ladestrom i_c wird wirksam (siehe Abschnitt 3.3).

4.1.1 EINSETZEN DER ERSTEN STREAMERENTLADUNG

Die Wahrscheinlichkeit des Einsetzens einer Vorentladung nimmt mit dem Scheitelwert der Blitzstoßspannung zu. Bei einer Blitzstoßspannung mit einem Scheitelwert von $\hat{u} > 500$ kV wurde in allen Messungen die Vorentladung erfasst^{4.4}. Beispielhaft ist das Messergebnis beim Einsetzen der Vorentladung in Abbildung 4.2 dargestellt.

Allgemeines über die optischen Aufzeichnungen

Das obere Diagramm beinhaltet vier Einzelaufnahmen (Nr. 1 . . . 4) der Hochgeschwindigkeitskamera. Die aufeinander folgenden Einzelaufnahmen wurden über eine Belichtungszeit von jeweils $\Delta t = 60$ ns erfasst^{4.5}. Die Brennweite f und die Blende k des Objektivs sowie die Entfernung der Kamera zur Elektrodenanordnung r sind in der oberen rechten Ecke des Diagramms angegeben. Die Abszisse und die Ordinate der Einzelaufnahmen beschreiben die Belichtungszeit Δt und die vertikale Entfernung y von der Spitzenelektrode (siehe die Anordnung in Referenzabbildung C.1 auf der Seite 151).

Parameter M und S

Pro Einzelaufnahme werden zwei skalare Parameter M und S (in der unteren linken Ecke der jeweiligen Einzelaufnahme) angegeben. Der Parameter M variiert von Null

- 4.4 Mit bloßem Auge kann die Vorentladung auch in einem verdunkelten Raum nicht wahrgenommen werden. Zur Visualisierung sind daher eine sehr lichtstarke Optik (kleine Blende k) und eine lichtempfindliche Kamera nötig.
- 4.5 Vergleichend zu der Belichtungszeit einer Kamera von $\Delta t = \frac{1s}{250} = 4$ ms für Motive eines normalen Tages ist die Belichtungszeit der Hochgeschwindigkeitskamera um den Faktor 70.000 geringer. Außerdem entspricht die Lichtdurchlässigkeit des verwendeten Optiksystems mit einer Brennweite von $f = 50$ mm und einer Blende von $k = 5,6$ dem $\frac{300^2 \times 5,6^2}{50^2 \times 2,8^2} = 144$ -fachen Wert (im Vergleich zu der Lichtdurchlässigkeit einer normalen Kamera mit einer Brennweite von $f = 50$ mm und einer Blende von $k = 5,6$).

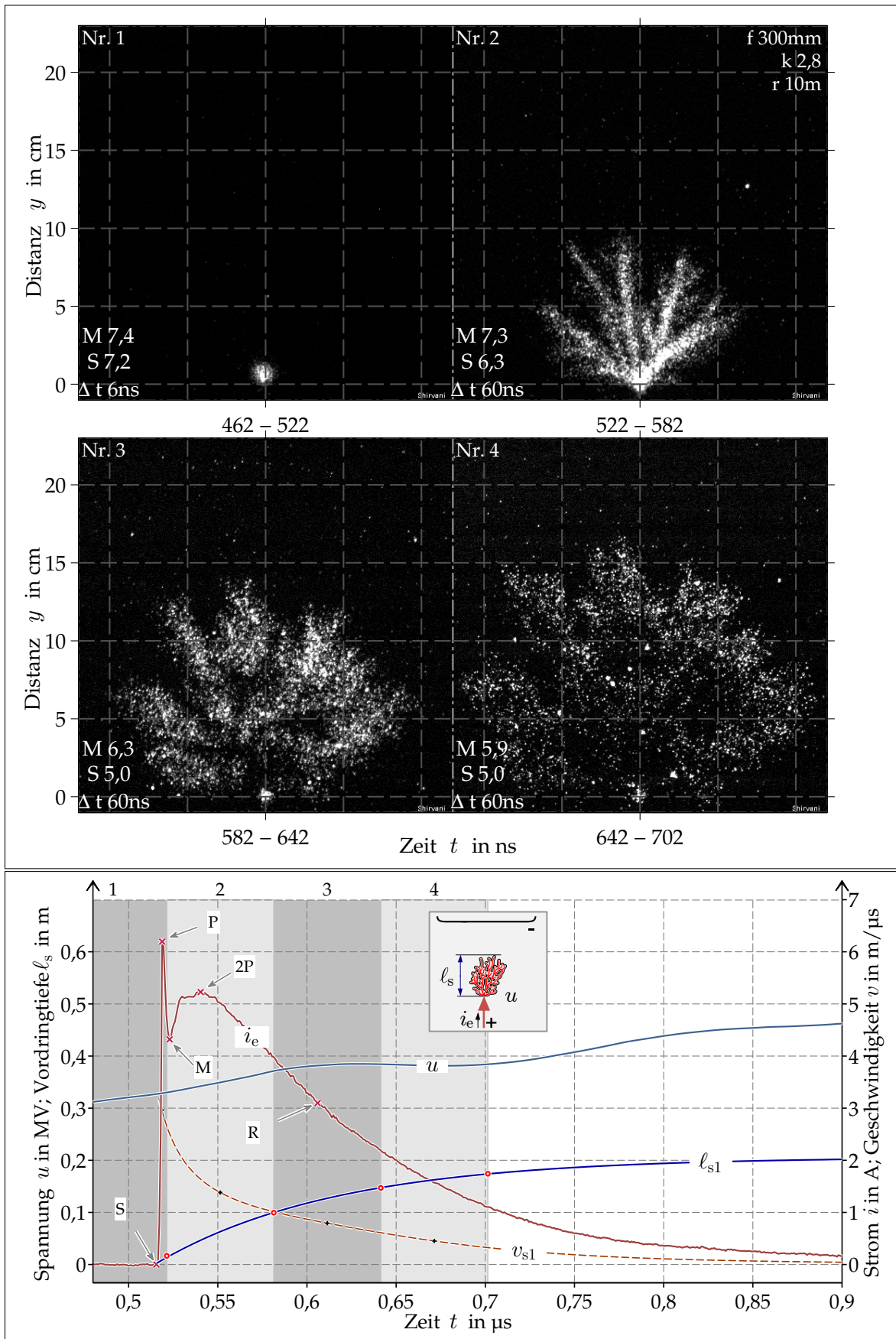


Abbildung 4.2: Einsetzen der Vorentladung bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 504 \text{ kV}$

bis zwölf und gibt das Maximum der **aufgenommenen** Pixel-Graustufe \hat{U} logarithmisch zur Basis 2 an:

$$M = \log_2(\hat{U}) \quad \text{in } - \quad (4.1)$$

Bspw. gilt für den Wert $M = 7,3$ der zweiten Einzelaufnahme, dass alle 1.024×1.280 Pixel eine Graustufe von höchstens $\hat{U} = 2^M = 2^{7,3} = 158$ aufweisen^{4.6}.

Der Sättigungsfaktor S gibt die obere Sättigungsgrenze zur **Darstellung** an. Er ist ebenfalls von Null bis zwölf logarithmisch zur Basis 2 skaliert und wird pro Einzelaufnahme **manuell** gewählt. Zum Beispiel wurde in der zweiten Einzelaufnahme die obere Grenze durch einen Sättigungsfaktor von $S = 6,3$ bestimmt. Alle Pixel, die eine Graustufe von $U > 2^S = 79$ haben, sind weiß dargestellt. Mit dem Parameter S wird der Kontrast der Graustufung eingestellt. Kleinere Werte des Parameters S visualisieren die Stufung dunklerer Pixel besser.

Allgemeines über die Zeitverläufe

Im unteren Diagramm der Abbildung 4.2 sind die Zeitverläufe der Elektrodenspannung u und des Vorentladungsstromes i_e abgebildet. Außerdem sind die Vordringtiefen bzw. die vertikale/axiale Länge der Ausbreitung mit **O**-Markierungen gekennzeichnet. Sie werden aus der Einzelaufnahmen abgelesen und repräsentieren den Zustand **zum Ende** der Belichtungszeit der jeweiligen Einzelaufnahmen. Die **+**-Markierungen im unteren Diagramm benennen die berechnete Ausbreitungsgeschwindigkeit \bar{v}_{s1} bei der jeweiligen Belichtungszeit.

Beispielsweise wuchs die Vorentladung während der Belichtungszeit Δt der zweiten Einzelaufnahme von $\ell_{s1}(522 \text{ ns}) = 2 \text{ cm}$ auf $\ell_{s1}(582 \text{ ns}) = 10 \text{ cm}$. Diese sind im unteren Diagramm mit zwei Markierungen in den Koordinaten $(522 \text{ ns}, 2 \text{ cm})$ und $(582 \text{ ns}, 10 \text{ cm})$ abgetragen.

Die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit \bar{v}_{s1} berechnet sich in diesem Abschnitt zu:

$$\bar{v}_{s1}(t) = \frac{582 \text{ ns} - 522 \text{ ns}}{2} = 552 \text{ ns} = \frac{\Delta \ell_{s1}}{\Delta t} = \frac{10 \text{ cm} - 2 \text{ cm}}{60 \text{ ns}} = 130 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (4.2)$$

Diese ist im unteren Diagramm mit einer Markierung in der Koordinate $(552 \text{ ns}, 130 \text{ cm}/\mu\text{s})$ eingezeichnet.

Die zeitlichen Verläufe der Vordringtiefe $\ell_{s1}(t)$ und der Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_{s1}(t)$ sind anhand der abgelesenen Vordringtiefe und berechneten Ausbreitungsgeschwindigkeit interpoliert.

Optische Erscheinungen

Die Vorentladung startet bei $t = t_s = 516 \text{ ns}$ bzw. $\Delta t \approx 6 \text{ ns}$ vor Ende der Belichtungszeit der ersten Einzelaufnahme^{4.7}. In der ersten Einzelaufnahme in Abbildung 4.2 ist

4.6 siehe Abschnitt 3.5.1 und Anhang D.

4.7 Aufgrund der präzisen Synchronisation zwischen der Hochgeschwindigkeitskamera und dem Oszilloskop haben die Zeitangaben in vorliegender Arbeit eine Messunsicherheit von 1...3 ns (Siehe Abschnitt 3.5.3 Seite 38).

die Vorentladung unmittelbar an der Spitzenelektrode als ein leuchtender Punkt mit dem Durchmesser von etwa zwei Zentimeter sichtbar. Die Ausbreitung stellt sich im Zeitfenster von $522 \text{ ns} < t < 582 \text{ ns}$ in der zweiten Einzelaufnahme dar. Die Vorentladung breitet sich fadenförmig von der Spitzenelektrode aus. Der Entladungsraum^{4,8} ähnelt einem Konus, in dem mehrere Bahnen als Struktur erkannt werden können. Die fadenförmige Ausbreitung der Vorentladung ist in etwa $n_s = 8 \dots 9$ Bahnen sichtbar.

Definition der Vorentladung

Die fadenförmige Ausbreitung der Vorentladung in stark inhomogenen Feldern ist in der Literatur als **Streamerentladung**^{4,9} bekannt. Deshalb wird nachfolgend von einer Streamerentladung – anstatt von der allgemeinen Vorentladung – gesprochen.

Ab dem Augenblick, bei dem die Streamerentladung einsetzt, beginnt bei allen durchgeführten Versuchen eine Ausbreitung durch **mehrere** Bahnen. Sie breiten sich zeitlich **parallel** von der Spitzenelektrode in den Elektrodenzwischenraum aus. Eine **Streamerbahn** steht für einen einzelnen Faden in der Entladungsfigur, deren Strahlung leicht diffus ist. Im Laufe der Ausbreitung ändert sich die Ausbreitungsrichtung nur wenig.

Anhand der zahlreichen fotografischen Aufnahmen lässt sich allgemein festhalten, dass sich die erste Streamerentladung in höchstens $\hat{n}_s = 10$ **Streamerbahnen** ausbreitet. Diese Feststellung stimmt mit den Ergebnissen von **NASSER u. LOEB [1963]** überein. In ihren Untersuchungen setzten sie eine lichtempfindliche Filmrolle senkrecht zur Elektrodenachse ein, um die Spuren der Streamerbahnen zu erfassen.

Vordringtiefe

Beim in Abbildung 4.2 dargestellten Versuch erreichen die Streamerbahnen eine maximale Vordringtiefe von $\hat{l}_{s1} = 20 \text{ cm}$. Sie breitet sich bis $t = t_s + 200 \text{ ns}$ mit einer mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit von:

$$\bar{v}_{s1} = \frac{20 \text{ cm}}{200 \text{ ns}} \approx 100 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (4.3)$$

in radialer Richtung aus. Dabei ist eine tendenziell höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit und maximale Reichweite der Bahnen festzustellen, die sich axial zur Platenelektrode bewegen. Die maximale Reichweite der Bahnen \hat{l}_{s1} variiert allerdings

- 4.8 Im Folgenden wird der Bereich, in dem der Energieaustauschprozess stattfindet, als **Entladungsraum** bezeichnet. Dabei wird der Bereich des gerade stattfindenden Prozesses als **aktiver** Entladungsraum und der Bereich, in dem Entladungsprozesse gerade stattgefunden haben, als **inaktiver** Entladungsraum bezeichnet.
- 4.9 Bei stark inhomogenen Feldern reicht die Grundfeldstärke E_g am entfernten Kopf der Elektronenlawine nicht für eine Ionisation aus. Die Vorentladung dringt nur dann tiefer in den Raum ein, wenn die Feldstärke am Kopf aufgrund der hohen Eigenfeldstärke E_c ausreichend angehoben wird – Streamerkriterium [**SCHUFFT 2007, BEYER et al. 1986**]. Diese führt zur Bildung der **Folge- bzw. ineinanderwachsenden Elektronenlawinen** und die Entladung verzweigt sich. Siehe Abschnitt 6.1.1, Streamerkriterium, auf Seite 87.

in den Versuchen^{4.10}. Durch Auswertung der Versuche kann als Richtwert eine maximale Vordringtiefe von $\hat{\ell}_{s1} = 30 \text{ cm}$ angegeben werden.

Ausbreitungsgeschwindigkeit

Die exponentiell sinkende Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Streamerbahn ist in den ersten Nanosekunden (aus Abbildung 4.2) mit

$$v_{s1}(t') > 300 \text{ cm}/\mu\text{s} = 0,01 c_0 \quad \text{bei} \quad t' < 6 \text{ ns} \quad (4.4)$$

etwa 1% der Lichtgeschwindigkeit $c_0 = 300 \text{ m}/\mu\text{s}$. Nach $t' \approx 30 \text{ ns}$ sinkt sie auf

$$v_{s1}(t') \approx 15 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad \text{bei} \quad t' = 30 \text{ ns} \quad (4.5)$$

und nach $t' \approx 200 \text{ ns}$ auf Null ab:

$$v_{s1}(t') \approx 0 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad \text{bei} \quad t' > 200 \text{ ns} \quad (4.6)$$

Durchmesser der Streamerbahnen

Der Durchmesser der Streamerbahnen wurde bereits von NAIDIS [2005] für kleinere Elektrodenabstände $s \leq 100 \text{ cm}$ ermittelt. Er bestimmte den Durchmesser eines hell leuchtenden Streamerkanals mit $0,2 < D_s < 0,4 \text{ mm}$. PARK u. CONES [1956] ermittelten einen Durchmesser von $D_s = 3 \text{ mm}$. BASTIEN u. MARODE [1979] gaben den Durchmesser mit $D_s = 0,02 \text{ mm}$ an. BRIELS et al. [2008a, 2005, 2006] und EBERT et al. [2006] kamen bei neueren Untersuchungen auf vergleichbare Ergebnisse.

Ein Problem derzeitig verfügbarer Messergebnisse ist die Schwäche der diffusen Strahlung um einen hell leuchtenden Streamerkanal. Diese kann oft nicht erkannt und daher nicht interpretiert werden. Mit der in dieser Arbeit verwendeten empfindlichen Hochgeschwindigkeitskamera kann aus der zweiten, dritten und der vierten Einzelaufnahme der Durchmesser im diffusen Bereich mit $D_s = 1 \dots 6 \text{ cm}$ ermittelt werden. Zusätzlich wird deutlich, dass der Durchmesser am Kopf der Streamerbahnen mit der Ausbreitung größer wird. Die einzelnen Bahnen sind zu Beginn (zweite Einzelaufnahme) weniger als $D_s = 1 \text{ cm}$ dick. Bei einer Vordringtiefe von $\ell_{s1} = 15 \text{ cm}$ in der vierten Einzelaufnahme beträgt der Durchmesser ca. $D_s = 6 \text{ cm}$ ^{4.11}.

Elektrische Erscheinungen

Aus Abbildung 4.2 wird deutlich, dass die erste Streamerentladung auf den Zeitverlauf der Elektrodenspannung u keinen erkennbaren Einfluss hat. Im Zeitverlauf des

4.10 Eine statistische Auswertung der Eigenschaften der ersten Streamerentladung ist in Abschnitt E.1 gegeben.

4.11 Eine Schwäche der Hochgeschwindigkeitskamera ist die Unschärfe der Aufnahmen aufgrund der Verwendung des elektronischen Bildverstärkers, siehe Abschnitt 3.5.1. Anhand der Referenzabbildung C.1 Seite 151 wird eine maximale Unschärfe von $0,5 \text{ cm}$ angenommen. Die Verzweigungen der Streamerbahnen [BRIELS et al. 2008b] im Bereich weniger Millimeter können deshalb nicht identifiziert bzw. als eine diffuse Strahlung wahrgenommen werden.

Vorentladungsstromes i_e ist das Einsetzen der Streamerentladung bei $t = t_s = 516$ ns bzw. bei $t' = 0$ μ s zu erkennen. t charakterisiert in der vorliegender Arbeit den Start-Zeitpunkt der Stoßspannung und $t' = t - t_s$ den Beginn der Vorentladung.

Der Vorentladungsstrom i_e unterscheidet sich wesentlich vom schwachen Lade-
strom i_c (Abbildung 3.16 Seite 33) in Amplitude und Anstiegszeit^{4.12}. In nahezu
allen Versuchen werden zwei lokale Maxima i_p und i_{2p} im Stromverlauf bei positi-
ven Blitzstoßspannungen wirksam (Parameterdefinition in Abbildung 4.3).

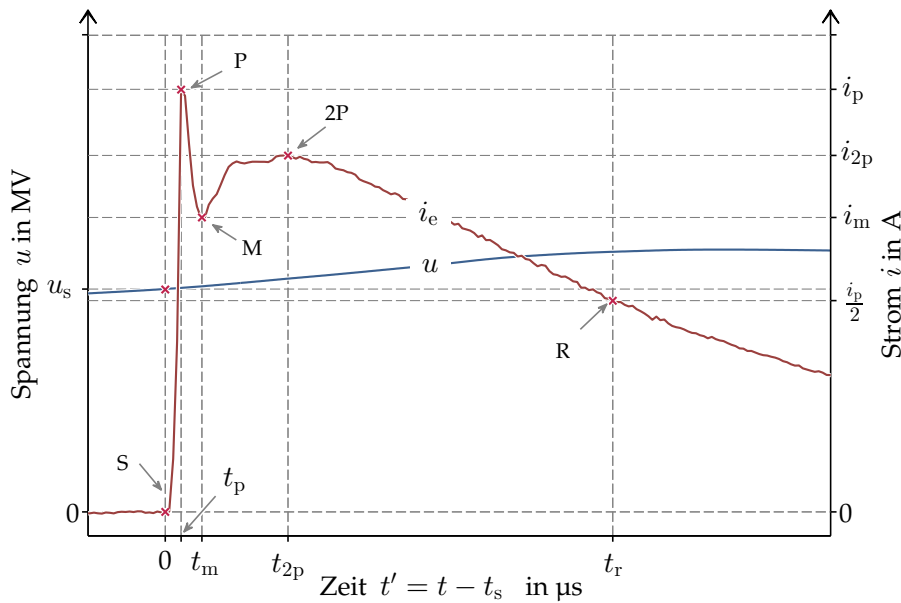


Abbildung 4.3: Parameterdefinition des Stromverlaufs der ersten Streamerentladung

$$t_p = 3 \text{ ns}; t_m = 6 \text{ ns}; t_{2p} \approx 20 \text{ ns}; t_r \approx 100 \text{ ns};$$

Das erste Maximum i_p (Markierung **P**) wird zu Beginn der Vorentladung bei $t' = t_p \approx 3$ ns sichtbar. Im Zeitraum $t_p < t' < t_m$ nimmt der Vorentladungsstrom zunächst (auf $i_m = i_e(t' = t_m)$ Markierung **M**) ab. Mit Beginn der fadenförmigen Ausbreitung $t' > t_m$ steigt er wieder an und erreicht sein zweites Maximum i_{2p} bei $t' = t_{2p} \approx 20$ ns (Markierung **2P**). Ab diesem Zeitpunkt sinkt der Vorentladungsstrom exponentiell mit der Zeit. Als Richtwert wird anhand der Messergebnisse eine Rückenhalbwertszeit (Markierung **R**) von:

$$t_r \approx 100 \text{ ns} \quad (4.7)$$

für die erste Streamerentladung bei positiven Blitzstoßspannungen bestimmt. Sie lässt am Ende eine positive Raumladung q_s zurück, die selten $q_s = 0,5$ μ As überschreitet:

$$q_s = \int_{0 \text{ ns}}^{200 \text{ ns}} i_e dt' < 0,5 \mu\text{As} \quad (4.8)$$

4.12 Die gemessenen Anstiegszeiten der ersten Vorentladung von wenigen Nanosekunden bestätigen die obere Grenzfrequenz des Messsystems von $f_g \geq 200$ MHz.

Raumladungsdichte

Zur Berechnung der **Linienladungsdichte** der Streamerbahnen $\rho_l(t)$ über der Zeit wird die momentane Raumladung $q_e(t)$ durch die gesamte Länge der Streamerbahn $\Sigma \ell_{s1}(t) = n_s \cdot \ell_{s1}(t)$ dividiert:

$$q_e(t) = \int i_e dt \quad \text{in nAs} \quad (4.9)$$

$$\rho_l(t) = \frac{q_e(t)}{\Sigma \ell_{s1}} = \frac{\int i_e dt}{n_s \cdot \ell_{s1}} \quad \text{in nAs/cm} \quad (4.10)$$

n_s entspricht dabei der Anzahl und ℓ_{s1} der Vordringtiefe. Bei Annahme, dass sich die Raumladung im Bereich der diffusen Strahlung gleichmäßig verteilt, kann die **Raumladungsdichte** ρ_e annähernd berechnet werden:

$$\rho_e(t) = \frac{\rho_l(t)}{A} = \frac{\rho_l}{0,25 \pi D_s^2} \quad \text{in nAs/cm}^3 \quad (4.11)$$

Dabei werden ein Durchmesser D_s aus Einzelaufnahmen abgelesen. Dementsprechend kann ein kreisförmiger Querschnitt von $A = 0,25 \pi D_s^2$ berechnet werden. Die Ergebnisse für die zweite, dritte und vierte Einzelaufnahme sind in Tabelle IX angegeben.

Tabelle IX: Eigenschaften der ersten Streamerentladung

Nr.	t'	q_e	ℓ_{s1}	n_s	ρ_l	D_s	ρ_e
	ns	nAs	cm	-	nAs/cm	cm	nAs/cm ³
2	66	306	10	10	3,1	2	1,00
3	126	485	15	10	3,2	4	0,24
4	186	581	17	10	3,4	6	0,10

Es wird festgestellt, dass die Linienladungsdichte ρ_l während der Ausbreitung nahezu konstant bleibt:

$$\rho_l \approx 3,2 \text{ nAs/cm} \quad (4.12)$$

Dagegen verringert sich die Raumladungsdichte von $\rho_e > 1 \text{ nAs/cm}^3$ auf $\rho_e < 0,1 \text{ nAs/cm}^3$. Dieses Verhalten ist über die Vergrößerung des Durchmessers D_s mit zunehmender Vordringtiefe ℓ_{s1} zu erklären. Die ermittelte Raumladungsdichte stimmt mit den Angaben von **PARK u. CONES [1956]** und **NAIDIS [2005]** überein.

4.1.2 ÜBERGANG IN DIE ZWEITE STREAMERENTLADUNG

Bei einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$ und bei Blitzstoßspannungen mit Scheitelwerten $\hat{u} < 50\% \cdot \hat{u}_d$ wird in der Regel nur die erste Streamerentladung wirksam.

Der Prozess endet mit der ersten Streamerentladung. Erst ab diesem Scheitelwert setzt nach der ersten Streamerentladung noch eine neue Entladung ein.

In Abbildung 4.4 sind die Messergebnisse beispielgebend für eine Stoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 63\% \cdot \hat{u}_d = 1.008 \text{ kV}$ dargestellt. Die Belichtung der ersten Einzelaufnahme erfolgt ab dem Zeitpunkt $t = 559 \text{ ns}$. Die aufeinander folgenden Einzelaufnahmen wurden über eine Belichtungszeit von jeweils $\Delta t = 40 \text{ ns}$ erfasst (siehe die Anordnung in Referenzabbildung C.2 auf der Seite 152).

Die erste Streamerentladung

Die erste Streamerentladung in Abbildung 4.4 setzt bei $t = t_s = 172 \text{ ns}$ (Markierung **S**) bei einer Elektrodenspannung von $u = u_s = 342 \text{ kV}$ ein. In allen vier Einzelaufnahmen sind verbliebene Spuren der ersten Streamerentladung in der Entfernung von $y \approx 15 \text{ cm}$ von der Spitzenelektrode zu erkennen. Die Ausbreitung erfolgt mit etwa $\Delta \ell_{s1} = 1 \text{ cm}$ pro Einzelaufnahme ($\Delta t = 40 \text{ ns}$). Dies entspricht einer mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit von $\bar{v}_{s1} = 25 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

In der Regel setzt keine weitere Streamerentladung ein, bis die Elektrodenspannung u den doppelten Wert der Einsetzspannung der ersten Streamerentladung $u = 2 \times u_s$ erreicht hat. Eine zweite Streamerentladung startet außerdem erst, wenn die erste Streamerentladung weitestgehend inaktiv und die Spannungssteilheit ausreichend hoch ist. Bei einer noch aktiven Streamerentladung und einer hohen Spannungssteilheit, wie beispielsweise im Zeitraum von $300 \text{ ns} < t < 450 \text{ ns}$ (**A-B**), wird der Vorentladungsstrom i_e nur geringfügig angehoben (**C-D**). Es kommt noch nicht zum Einsetzen der zweiten Streamerentladung.

Elektrische Erscheinungen beim Einsetzen der zweiten Streamerentladung

Erst bei $t = t_{s2} = 552 \text{ ns}$ (Markierung **S2**) und $u = u_{s2} = 709 \text{ kV} > 2 \cdot u_s$ ist ein neuer Stromimpuls im Stromverlauf zu erkennen. Die Anstiegszeit $t_{p2} \approx 50 \text{ ns}$ (**S2-P2**) ist deutlich größer als die Anstiegszeit bei der ersten Streamerentladung $t_p = 3 \text{ ns}$ (**S-P**). Der Stromabfall nach dem ersten Maximum, welches bei den ersten Streamerentladungen generell bei $t' = t_m \approx 6 \text{ ns}$ (**P-M**) zu sehen war (siehe auch Abbildung 4.3), verschwindet im Stromverlauf der zweiten Streamerentladung.

Optische Erscheinungen

Beim Start des Stromimpulses wird von der Spitzenelektrode die Strahlung sichtbar. Die zweite Streamerentladung wächst in erkennbaren Bahnen vor. Die neuen Streamerbahnen breiten sich zunächst asymmetrisch und seitwärts aus. Sie entstehen **nicht** aus den bereits vorhandenen Bahnen der ersten Streamerentladung^{4.13}.

Im Diagramm aus Abbildung 4.4 ist die axiale Ausbreitung der ersten Streamerentladung ℓ_{s1} und der zweiten Streamerentladung ℓ_{s2} über der Zeit t dargestellt. Eine

4.13 Auch bei Schaltstoßspannungen setzen (siehe LEMKE [1967]) viele Streamerentladungen ein, die sich aufgrund des Eigen- oder Raumladungsfeldes (nach KÜCHLER [2005]) der vorherigen Streamerbahnen nie überkreuzen.

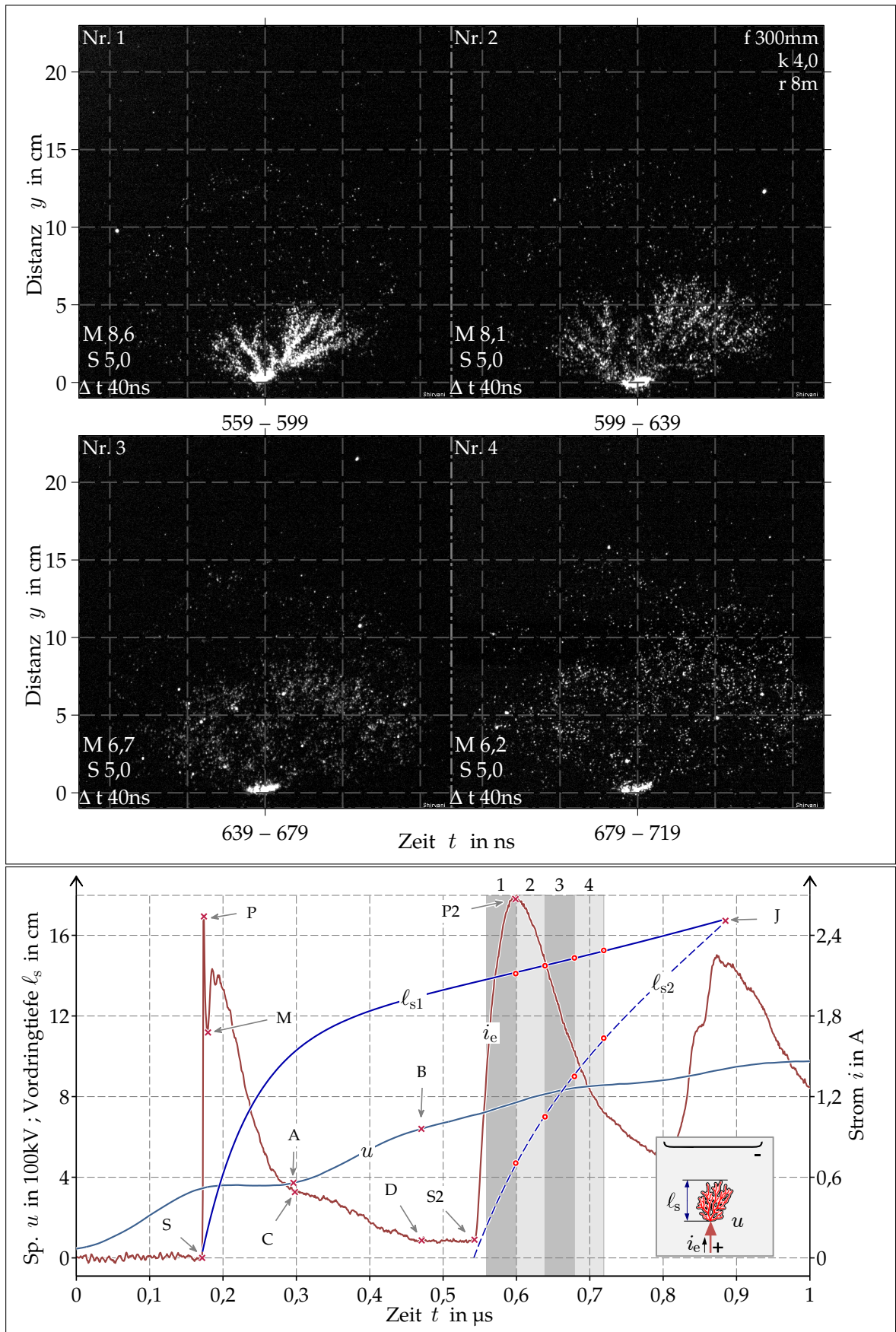


Abbildung 4.4: Anfangsstadium der zweiten Streamerentladung bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.008 \text{ kV} = 63\% \cdot \hat{u}_d$

etwa konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit der zweiten Streamerentladung v_{s2} mit einem Mittelwert \bar{v}_{s2} (über der Belichtungszeit aller vier Einzelaufnahmen) ist wie folgt zu ermitteln:

$$\bar{v}_{s2} = \frac{\Delta \ell_{s2}}{\Delta t} \approx \frac{11 \text{ cm}}{4 \times 40 \text{ ns}} = \frac{\Delta \ell_{s2}}{\Delta t} \approx \frac{11 \text{ cm}}{160 \text{ ns}} = 65 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (4.13)$$

4.1.3 AUSBREITUNG DER STREAMERENTLADUNG

Erreicht die zweite Streamerentladung die Vordringtiefe der ersten Streamerentladung $\ell_{s1} = \ell_{s2}$ (Markierung **J** in Abbildung 4.4), steht ein *ladungsfreier Raum* für die weitere Ausbreitung zur Verfügung. Zwischen erster und zweiter Streamerentladung kann optisch nicht mehr unterschieden werden. Es wird daher im Folgenden allgemein von der Streamerentladung gesprochen und keine Differenzierung vorgenommen ($\ell_s = \ell_{s1} = \ell_{s2}$ und $v_s = v_{s1} = v_{s2}$).

Anhand der Messergebnisse zahlreicher Versuche (über 3.000) kann das Verhalten der weit fortgeschrittenen Streamerentladung ($\ell_s > 100 \text{ cm}$) bei einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$ detaillierter beschrieben werden. Beispielhaft werden die Messergebnisse von drei Versuchen (Beispiele 1, 2 und 3) bei $\hat{u} = 1.533, 1.582$ und 1.668 kV bzw. bei $\hat{u} = 91, 93$ und $99\% \cdot \hat{u}_d$ dargestellt. In dem ersten Beispiel erreicht die Streamerentladung eine Vordringtiefe von über einem Meter. Das zweite Beispiel stellt die Messergebnisse bei einer Blitzstoßspannung dar, bei der die Streamerentladung gerade noch die Plattenelektrode erreicht und die nächste Phase – die Rückwärtswelle – startet. Im dritten Beispiel wird das Verhalten der Streamerentladung bei einer Stoßspannung mit dem Scheitelwert nahezu der Durchschlagspannung untersucht. Dabei setzen nach der Streamerentladung sowohl die Rückwärtswelle als auch die Kanalbildung ein.

Beispiel 1: $\hat{u} = 91\% \cdot \hat{u}_d$

In Abbildung 4.5 sind die Messergebnisse bei einer Blitzstoßspannung mit einem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.533 \text{ kV} = 91\% \cdot \hat{u}_d$ dargestellt. Die Streamerentladung setzt bei $t = t_s \approx 50 \text{ ns}$ und bei einer Elektrodenspannung von $u = u_s \approx 150 \text{ kV}$ (Markierung **S**) ein. Da die Spannungssteilheit deutlich größer ist als bei den zwei bisher dargestellten Versuchen (Abbildungen 4.2 und 4.4 mit $\hat{u} = 30$ und $63\% \cdot \hat{u}_d$), steigt der Vorentladungsstrom i_e deutlich schneller in der Stirnzeit der Blitzstoßspannung $t < T_1 = 1,2 \mu\text{s}$ an. Die Frequenzen der Schwingungen im Stromverlauf entsprechen – prinzipiell bei allen durchgeführten Versuchen – jenen der Schwingungen im Verlauf der Elektrodenspannung ($f_u \approx 1,5$ und 5 MHz in Abbildung 3.16 auf Seite 33). Der Vorentladungsstrom i_e erreicht seinen Scheitelwert (Markierung **P**) bei allen durchgeführten Versuchen bis zur Stirnzeit (in diesem Versuch bei ca. $t = t_p = 0,7 \mu\text{s}$ und $i_p = \hat{i}_e = 6,7 \text{ A}$) und sinkt etwa exponentiell nach der Stirnzeit $t > T_1$ ab. Auch

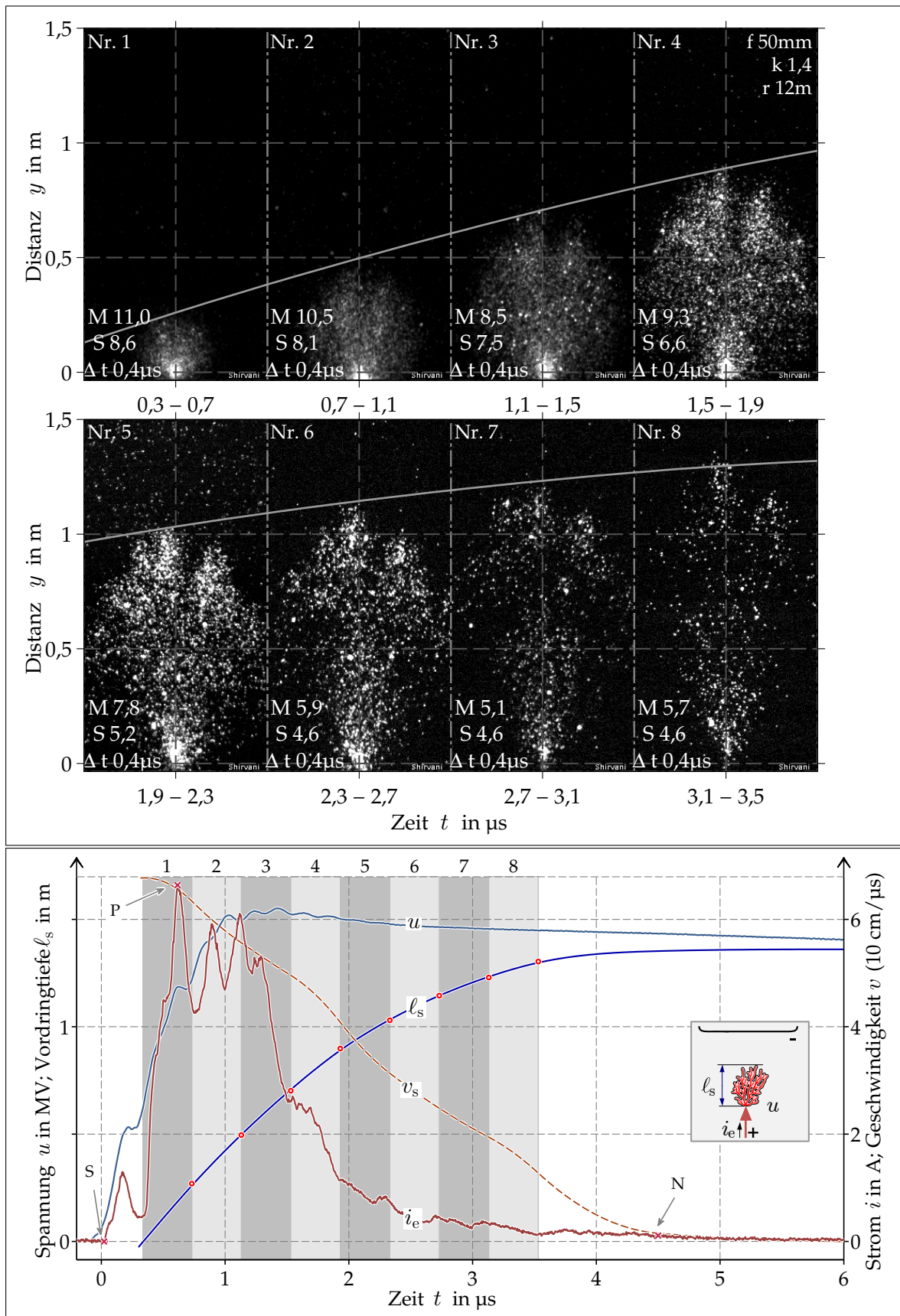


Abbildung 4.5: Ausbreitung der Streamerentladung bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.533 \text{ kV} = 91\% \cdot \hat{u}_d$ und einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$

bei größeren Stoßspannungen wurden keine Vorentladungsströme von $i_e > 1 \text{ A}$ nach der dritten Mikrosekunde gemessen:

$$i_e(t) < 1 \text{ A} \quad \text{bei} \quad t > 3 \mu\text{s} \quad (4.14)$$

Ausbreitung der Streamerentladung

In den acht Einzelaufnahmen (Abbildung 4.5) ist die Ausbreitung der Streamerentladung ausgehend von der Spitzenelektrode in Richtung der Plattenelektrode nachzuvollziehen. Die Form des leuchtenden Raumes ähnelt einem Konus. An der Front (äußerste Stelle der Vordringtiefe, $y = \ell_s$) können einige Stellen mit hoher Strahlleistung erkannt werden. Die Ausbreitung erfolgt in finger- oder schlauchartiger Form. Dabei sind die am stärksten leuchtenden Stellen die Köpfe der Streamerbahnen. In allen Einzelaufnahmen leuchtet der Bereich zwischen den Köpfen und der Spitzenelektrode im Allgemeinen diffus. Deshalb ist es schwierig, die Bahnen in diesem Bereich voneinander zu unterscheiden^{4.14}.

Verteilung der Strahlung im Raum

Die durchschnittliche Intensität der Strahlung^{4.15} des Entladungsraumes ist bis zur Stirnzeit $t < T_1$ höher als bei $t > T_1$ (Vergleiche der Parameter M in den Einzelaufnahmen). Die Strahlung sinkt zwar mit der Zeit stark ab, die Köpfe der Streamerbahnen können aber noch in allen Einzelaufnahmen erkannt werden.

Vordringtiefe

Während der Stirnzeit $t < T_1$ (bis zum Ende der Belichtungszeit der zweiten Einzelaufnahme) erreichen die mittleren Streamerbahnen eine Vordringtiefe von $\ell_s(t = 1,1 \mu\text{s}) = 50 \text{ cm}$. Sie gehen in diesem Zeitraum radial von der Spitzenelektrode aus. Die mittlere Geschwindigkeit beträgt:

$$\bar{v}_s = \frac{50 \text{ cm}}{1,1 \mu\text{s}} \approx 45 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (4.15)$$

Die Ausbreitung ändert sich im Zuge des Entladungsprozesses von einer radialen in eine eher axiale Richtung. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_s nach dem Scheitelwert der Blitzstoßspannung $t > T_1$ nimmt nahezu linear ab. Bei den am Rande befindlichen Streamerbahnen sinkt die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_s allerdings stärker ab.

- 4.14 Die diffuse Erscheinung in den Einzelaufnahmen ist auch abhängig von den Parametern des Kamerasystems. Mit dem verwendeten Objektiv ($f = 50 \text{ mm}$) ist aus einem Abstand von $r = 12 \text{ m}$ mit einer Unschärfe von ca. 5 cm zu rechnen, siehe die Anordnung in Referenzabbildung C.3 auf der Seite 152
- 4.15 Die Intensität der Strahlung wird durch die Strahlleistungsdichte (abgekürzt Strahldichte) $\frac{d\phi_e}{dV}$ beschrieben. Die Strahldichte mit der Einheit W/m^3 steht für die emittierte Energie in Form von elektromagnetischen Wellen pro Zeiteinheit und pro Volumeneinheit. Sie wird in Abschnitt 5.1 eingehend beschrieben.

Endstadium der Vorentladung

Bei Stoßspannungen mit einem Scheitelwert von $\hat{u} < 92\% \cdot \hat{u}_d$ kann sich die Streamerentladung zwar bis zu höchstens einigen Mikrosekunden nach dem Stromnulldurchgang ausbreiten (teilweise bis $t \approx 11 \mu\text{s}$), die Plattenelektrode wird jedoch **nicht** erreicht und der Prozess der Vorentladung endet.

$$\hat{u} \leq 92\% \cdot \hat{u}_d \quad \Rightarrow \quad \hat{\ell}_s \leq 175 \text{ cm} \quad (4.16)$$

Weitere Phasen (Rückwärtswelle, Kanalbildung und Durchschlag) können **nicht** einsetzen. Zum Beispiel sinkt der Vorentladungsstrom i_e in Abbildung 4.5 bei $t \approx 4,5 \mu\text{s}$ (Markierung N) auf Null. Alle Streamerbahnen enden schließlich in einem Zeitraum von etwa $4 \mu\text{s} < t < 5 \mu\text{s}$. Es ergibt sich eine mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit von:

$$\bar{v}_s \approx \frac{\hat{\ell}_s}{\Delta t} = \frac{135 \text{ cm}}{4,5 \mu\text{s}} = 30 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (4.17)$$

und eine maximalen Vordringtiefe von $\hat{\ell}_s = 135 \text{ cm}$:

$$\hat{u} = 91\% \cdot \hat{u}_d \quad \Rightarrow \quad \hat{\ell}_s = 135 \text{ cm} \quad (4.18)$$

Beispiel 2: $\hat{u}_d = 93\% \cdot \hat{u}_d$

Erst bei einer Erhöhung des Scheitelwerts auf $\hat{u} > 1,560 \text{ kV} = 92\% \cdot \hat{u}_d$ kann die Streamerentladung die Plattenelektrode erreichen ($\hat{\ell}_s = 300 \text{ cm}$). In Abbildung 4.6 ist diese bspw. bei dem Scheitelwert der Stoßspannung von $\hat{u} = 1,582 \text{ kV} = 93\% \cdot \hat{u}_d$ dargestellt.

Negative Streamerentladung

Neben der Strahlung um die Spitzenelektrode ist eine starke Strahlung an den Kanten der Plattenelektrode insbesondere in der ersten Einzelaufnahme sichtbar. Diese Strahlung resultiert aus **negativen** Streamerentladungen. Diese setzen prinzipiell in einem Zeitraum von $0,5 \mu\text{s} < t < 1,5 \mu\text{s}$ an den vier Kanten der Plattenelektrode (siehe Anordnung in Referenzabbildung C.3) ein und bleiben nicht länger als zwei Mikrosekunden bestehen. In den darauffolgenden Einzelaufnahmen ($t > 1,4 \mu\text{s}$) sind die negativen Streamer nicht mehr zu erkennen. Daher kann ihr Einfluss auf den Durchschlagprozess vernachlässigt werden.

Positive Streamerentladung

Wie aus Abbildung 4.6 ersichtlich, ist innerhalb der Stirnzeit $t < T_1$ ist die Strahlung der positiven Streamerentladung deutlich intensiver als im Zeitraum $t > T_1$. Prinzipiell ist über der Zeit ebenfalls mit einem tendenziellen Sinken des Vorentladungsstromes i_e und der Vorwachs geschwindigkeit v_s im gesamten Entladungsraum zu rechnen. Um die schwache Strahlung visualisieren zu können, muss der Sättigungsfaktor S (siehe Parameter M und S im Abschnitt 4.1.1, Seite 43) wie gefolgt reduziert werden.

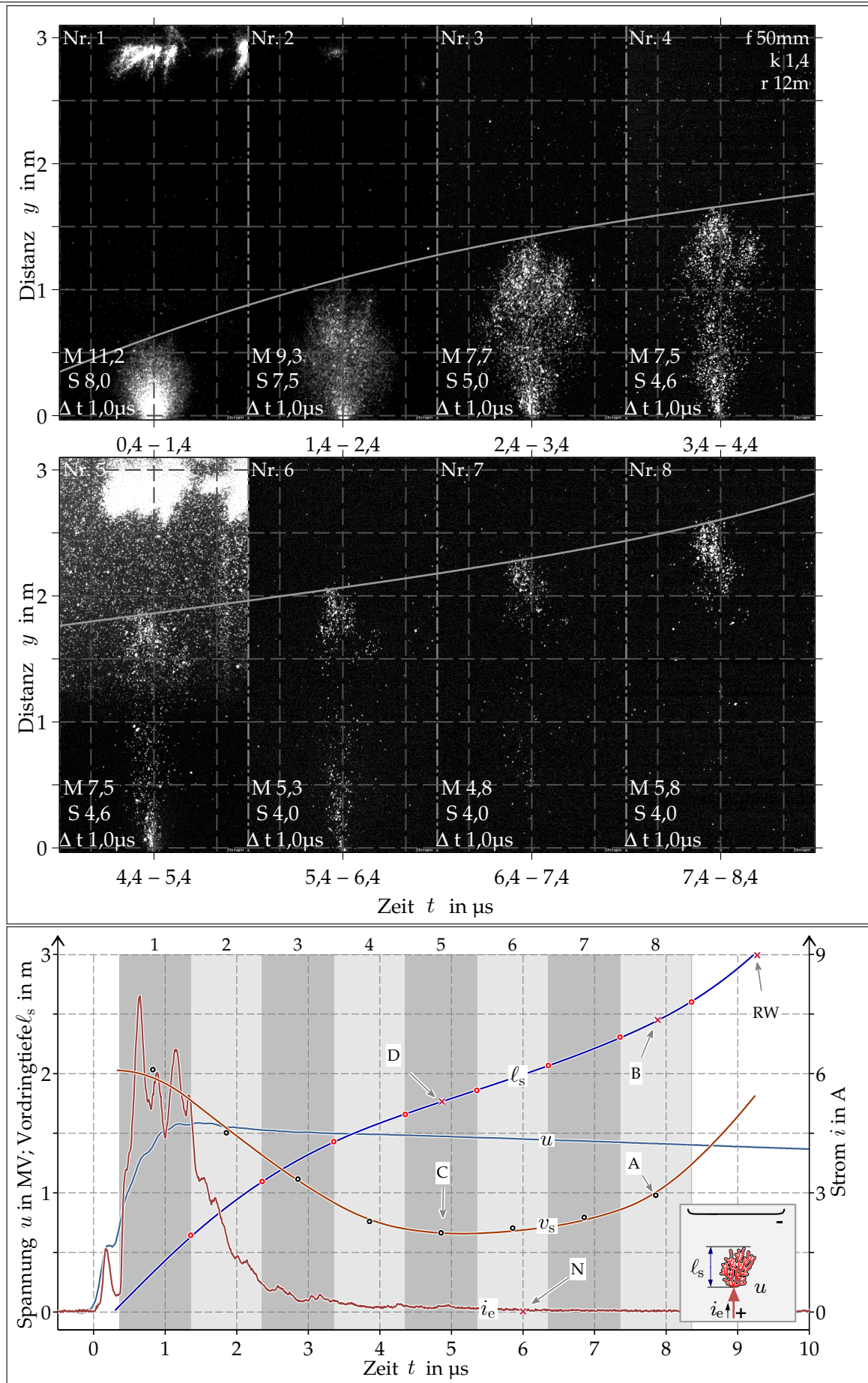


Abbildung 4.6: Ausbreitung der Streamerentladung bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1,582 \text{ kV} = 94\% \cdot \hat{u}_d$ und einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$

Anpassung der Parameter S zur Darstellung

Beispielsweise sind in der letzten Einzelaufnahme die Pixel-Graustufen anhand der Auswertung durchschnittlich ca. 32-mal kleiner als jene der ersten Einzelaufnahme. Deshalb wurden unterschiedliche Sättigungsfaktoren $S = 8,0$ und $4,0$ festgelegt. So werden die Pixel mit gleicher Graustufe in der letzten Einzelaufnahme um $2^{8,0-4,0} = 16$ -mal heller dargestellt.

Messtechnisches Problem des Nachstrahlens des Phosphorschirms

Die Verringerung der Strahlung ist messtechnisch gesehen problematisch und beruht auf der Erscheinung der negativen Streamerentladungen an den Kanten der Platten-elektrode. Sie sind in der ersten Einzelaufnahme von der Intensität so stark, dass der Phosphorschirm der Hochgeschwindigkeitskamera (siehe Abschnitt 3.5.1, Seite 37) noch während seines nächsten Einsatzes (die fünfte Einzelaufnahme) merklich nachstrahlt. Das Nachstrahlen ist in der **fünften** Einzelaufnahme besonders auffallend, weil die Strahlung der positiven Streamerentladung an sich schwächer ist.

Zusammenhang zwischen der Strahlung und dem Vorentladungsstrom

Solange die Strahlung um die Spitzenelektrode erkennbar ist, sinkt der Vorentladungsstrom nicht auf Null. Bei allen Versuchen konnte festgestellt werden, dass der Vorentladungsstrom $i_e > 0,1$ A beträgt, solange die Strahlung um die Spitzenelektrode erkannt werden kann. Ein proportionaler Zusammenhang zwischen der Intensität der Strahlung und dem Vorentladungsstrom i_e wurde in allen Messungen festgestellt. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 5.4 quantitativ untersucht.

Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit ab $\ell_s \geq 175$ cm

Vom Beginn der Vorentladung bis zu einer Vordringtiefe von $\ell_s = 175$ cm ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_s stets sinkend. Bei allen durchgeführten Versuchen beginnt sie ab dieser Vordringtiefe jedoch zu steigen. Daher ist mit einer minimalen Ausbreitungsgeschwindigkeit bei $\ell_s = 175$ cm zu rechnen. Beispielsweise beträgt die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit während der Belichtungszeit der achten Einzelaufnahme (Markierung **A** und **B**) etwa:

$$\bar{v}_s \approx 30 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad \text{bei} \quad \ell_s(t = 7,9 \mu\text{s}) \approx 245 \text{ cm} \quad (4.19)$$

die höher ist als die minimale Vorwachs-geschwindigkeit (in der fünften Einzelaufnahme, Markierung **C** und **D**) von etwa:

$$\bar{v}_s \approx 19 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad \text{bei} \quad \ell_s(t = 4,9 \mu\text{s}) \approx 176 \text{ cm} \quad (4.20)$$

Übergang in die nächste Phase – die Rückwärtswelle

Ab der Belichtungszeit der siebten Einzelaufnahmen ($t > 6 \mu\text{s}$, ab Markierung **N**) verschwindet die Strahlung um die Spitzenelektrode. Der Vorentladungsstrom ist

ebenfalls in diesem Zeitfenster (in den letzten zwei Einzelaufnahmen) bereits nahezu Null:

$$i_e(t) < 0,1 \text{ A} \quad \text{bei} \quad t > 6 \mu\text{s} \quad (4.21)$$

Die Strahlung im Zentrum des Entladungsraumes ist zwar auch nicht mehr erkennbar, die Köpfe der Streamerbahnen können aber noch erkannt werden. Sie bewegen sich weitere wenige Mikrosekunden nach dem Stromnulldurchgang (Markierung **N**) fort. Die Streamerentladung erreicht nach der Belichtungszeit der letzten Einzelaufnahme $t > 8,4 \mu\text{s}$ und um $t_{\text{rw}} = 9,3 \mu\text{s}$ die Plattenelektrode (Markierung **RW**).

So erreicht die Streamerentladung erst bei Stoßspannungen mit dem Scheitelwert von $\hat{u} > 92 \cdot \hat{u}_d$ die Plattenelektrode und die nächste Phase – die Rückwärtswelle – schließt sich der Streamerentladung an.

Beispiel 3: $\hat{u}_d = 99\% \cdot \hat{u}_d$

Bei einer Stoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} \geq 97\% \cdot \hat{u}_d$ ändern sich die Intensität und Verteilung der Strahlung sowie der Stromverlauf merklich. Dabei setzt nicht nur die Rückwärtswelle ein, sondern sie erreicht auch die Spitzenelektrode, deren Ankunft die Bildung eines Kanals zur Folge hat. Um die Eigenschaften der Streamerentladung bei diesen Stoßspannungen aufzuzeigen, sind die Messergebnisse bei einer Stoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 99\% \cdot \hat{u}_d$ in [Abbildung 4.7](#) dargestellt.

Bei diesen Stoßspannungen ($\hat{u}_d \geq 97\% \cdot \hat{u}_d$) erreicht die Streamerentladung die Plattenelektrode deutlich früher als bei niedrigeren Stoßspannungen (vergleiche Markierung **RW** bei $t_{\text{rw}} = 4,8 \mu\text{s}$ aus [Abbildung 4.7](#) und Markierung **RW** bei $t_{\text{rw}} \approx 9,3 \mu\text{s}$ aus [Abbildung 4.6](#)).

In [Abbildung 4.7](#) leuchtet außerdem der gesamte Entladungsraum vom Kopf der Streamerentladung bis zur Spitzenelektrode. Die Strahlung ist nicht mehr nur auf den Bereich um die Köpfe der Streamerbahnen begrenzt. Der Vorentladungsstrom bleibt stets größer $i_e > 0,5 \text{ A}$, das Stromintegral steigt an. In der Regel erreichen nur die mittleren ein oder zwei Streamerbahnen die Plattenelektrode. Bei den durchgeführten Versuchen konnten die seitlichen Streamerbahnen nur vereinzelt eine Vordringtiefe von $\ell_s > 200 \text{ cm}$ erreichen.

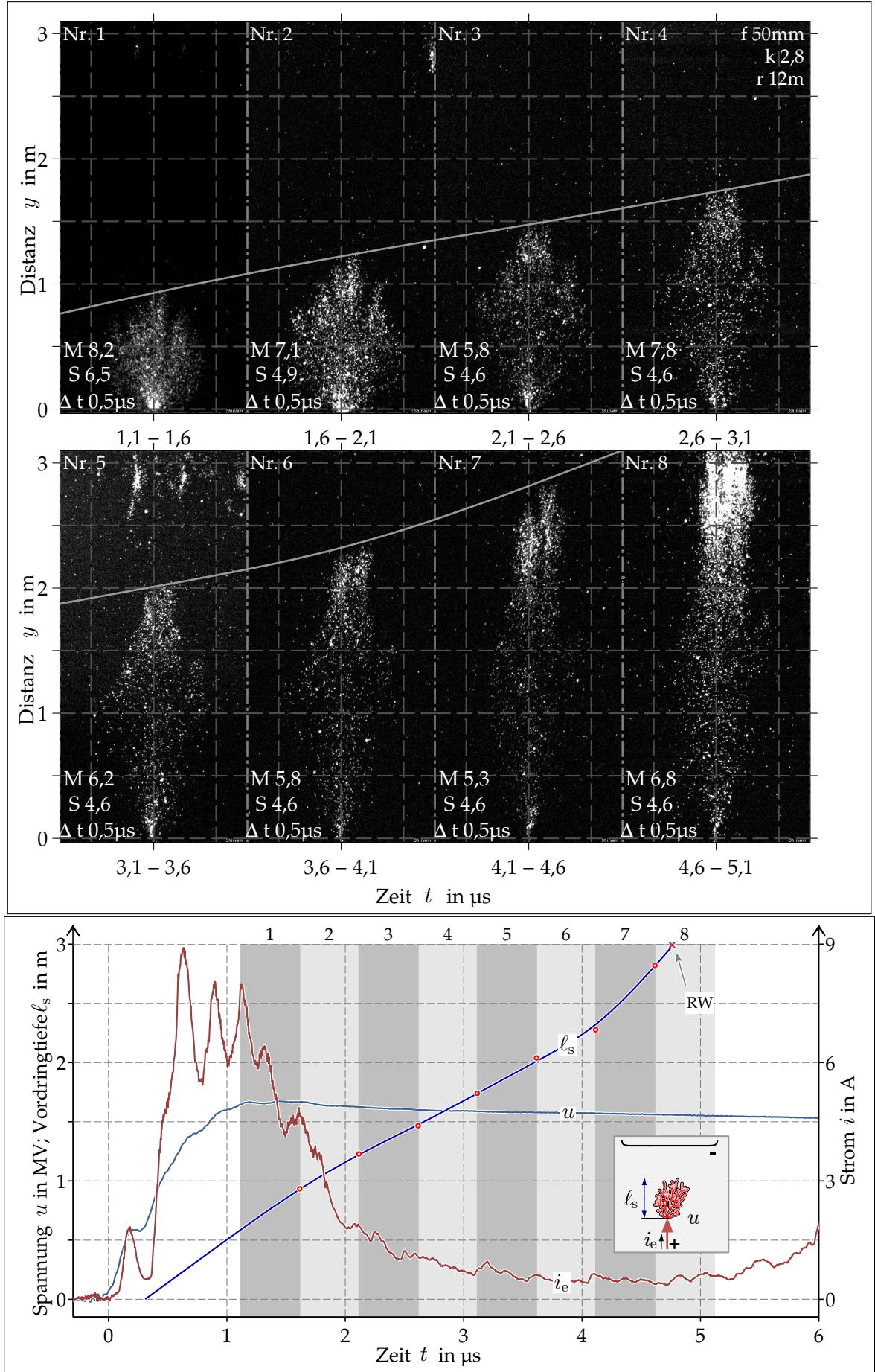


Abbildung 4.7: Ausbreitung der Streamerentladung bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.668 \text{ kV} = 99\% \cdot \hat{u}_d$ und einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$

\hat{l}_s in Abhängigkeit von \hat{u}

Zusammenfassend sind in Abbildung 4.8 die Zeitverläufe der Vordringtiefe l_s bei unterschiedlichen Scheitelwerten der Elektrodenspannung \hat{u} dargestellt.

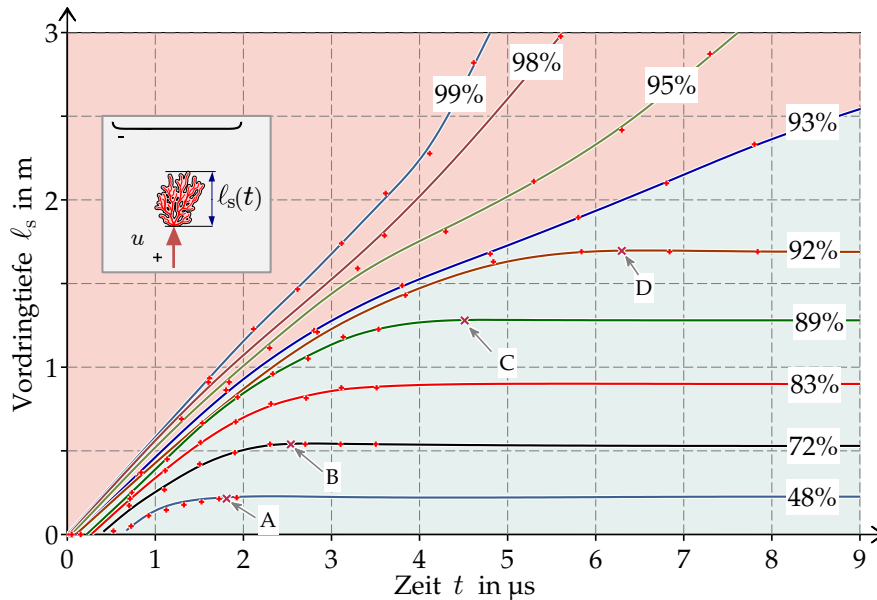


Abbildung 4.8: Vordringtiefe der Streamerentladung bei neun Blitzstoßspannungen mit unterschiedlichen Scheitelwerten von $\hat{u} = 48 \dots 99\% \cdot \hat{u}_d$

Zudem zeigt Abbildung 4.9 die maximale erreichte Vordringtiefe der Streamerentladung \hat{l}_s in Abhängigkeit vom Scheitelwert der Elektrodenspannung \hat{u} .

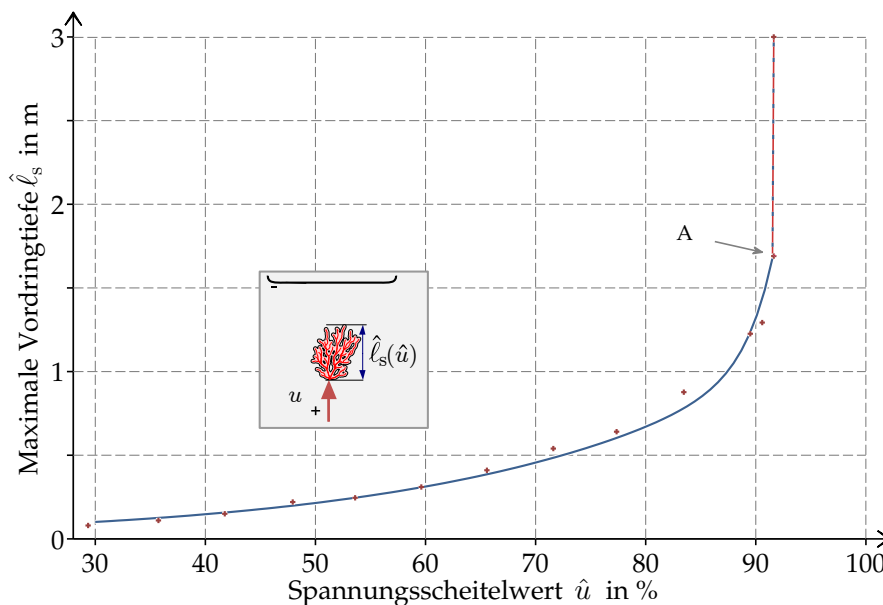


Abbildung 4.9: Maximale Vordringtiefe \hat{l}_s in Abhängigkeit des Scheitelwerts der Stoßspannung \hat{u} bei einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$

Bis zu einem Scheitelwert von $\hat{u} < 85\% \cdot \hat{u}_d$ breitet sich die Streamerentladung maximal einen Meter, also gerade ein Drittel des Elektrodenabstandes, aus:

$$\hat{u} < 85\% \cdot \hat{u}_d \quad \Rightarrow \quad \hat{\ell}_s < 100 \text{ cm} \quad (4.22)$$

Ab diesem Scheitelwert verursacht eine geringe Erhöhung des Scheitelwerts der Stoßspannung $\Delta\hat{u}$ eine große Änderung der maximalen Vordringtiefe $\Delta\hat{\ell}_s$. Dabei überbrückt die Streamerentladung bei einer Erhöhung des Scheitelwerts um nur $\Delta\hat{u} = 8\% \cdot \hat{u}_d$ den restlichen Teil (quasi zwei Drittel des Elektrodenzwischenraumes):

$$\hat{u} \approx 93\% \cdot \hat{u}_d \quad \Rightarrow \quad \hat{\ell}_s = 300 \text{ cm} \quad (4.23)$$

Außerdem ist auffällig, dass sich die Streamerentladung ab einer („Grenz-“)Vordringtiefe von $\ell_s \approx 175 \text{ cm}$ unaufhaltsam – bis zur Plattenelektrode – ausbreitet. In keinem durchgeführten Versuch ist eine Streamerentladung mit einer maximalen Vordringtiefe im Bereich von $175 \text{ cm} < \hat{\ell}_s < 300 \text{ cm}$ beobachtet worden:

$$\hat{u} < 93\% \cdot \hat{u}_d \quad \Rightarrow \quad \hat{\ell}_s \leq 175 \text{ cm} \quad (4.24)$$

$$\hat{u} \geq 93\% \cdot \hat{u}_d \quad \Rightarrow \quad \hat{\ell}_s = 300 \text{ cm} \quad (4.25)$$

Es soll darauf hingewiesen werden, dass bei keinem Versuch aus Abbildung 4.8 ein Durchschlag stattfand. Bei Scheitelwerten $\hat{u} < 98\% \cdot \hat{u}_d$ ist prinzipiell nicht mit einem Durchschlag zu rechnen. Bei Scheitelwerten $\hat{u} \geq 98\% \cdot \hat{u}_d$ treten Durchschläge selten auf, bei $\hat{u} = \hat{u}_d$ beträgt die Wahrscheinlichkeit eines Durchschlages $P_w = 50\%$.

4.2 RÜCKWÄRTSWELLE

Die Messergebnisse bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.646 \text{ kV} = 97\% \cdot \hat{u}_d$ sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Ausbreitung der Streamerentladung ist bis zur fünften Einzelaufnahme erkennbar. An der Oberfläche der Plattenelektrode ist, kurz bevor die Streamerentladung die Plattenelektrode erreicht, $\ell_s < 300 \text{ cm}$ noch keine Strahlung erkennbar^{4.16}. Bis zu einer Vordringtiefe von $\ell_s \approx 280 \text{ cm}$ ist die Plattenelektrode noch „dunkel“. Die mittlere Streamerbahn erreicht die Plattenelektrode in diesem Versuch bei $t_{rw} = 6 \mu\text{s}$ (Markierung **RW**). Die mittlere Geschwindigkeit beträgt:

$$\bar{v}_s = \frac{s}{t_{rw}} = \frac{300 \text{ cm}}{6 \mu\text{s}} \approx 50 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (4.26)$$

Der Vorentladungsstrom i_e ist bis zu dieser Zeit nahezu auf Null abgesunken. Er behält zunächst für einige Mikrosekunden diesen Wert $i_e(6 \mu\text{s} < t < 8 \mu\text{s}) \approx 0 \text{ A}$ (**A-B**). Wie auch in Abbildung 4.6 ($\hat{u} = 94\% \cdot \hat{u}_d$) ist in diesem Zeitraum um die Spitzenelektrode keine Strahlung^{4.17} zu erkennen.

4.16 Abgesehen vom Nachleuchten des Phosphorschirms in der fünften Einzelaufnahme, siehe Fußnote 3.16 auf Seite 37. Beachte die Änderung der Sättigungsfaktoren S, siehe Paragraph 4.1.3 auf Seite 55

4.17 Siehe auch die siebte Einzelaufnahme aus Abbildung 4.7 mit einer Belichtungszeit $4,1 \mu\text{s} < t < 4,6 \mu\text{s}$.

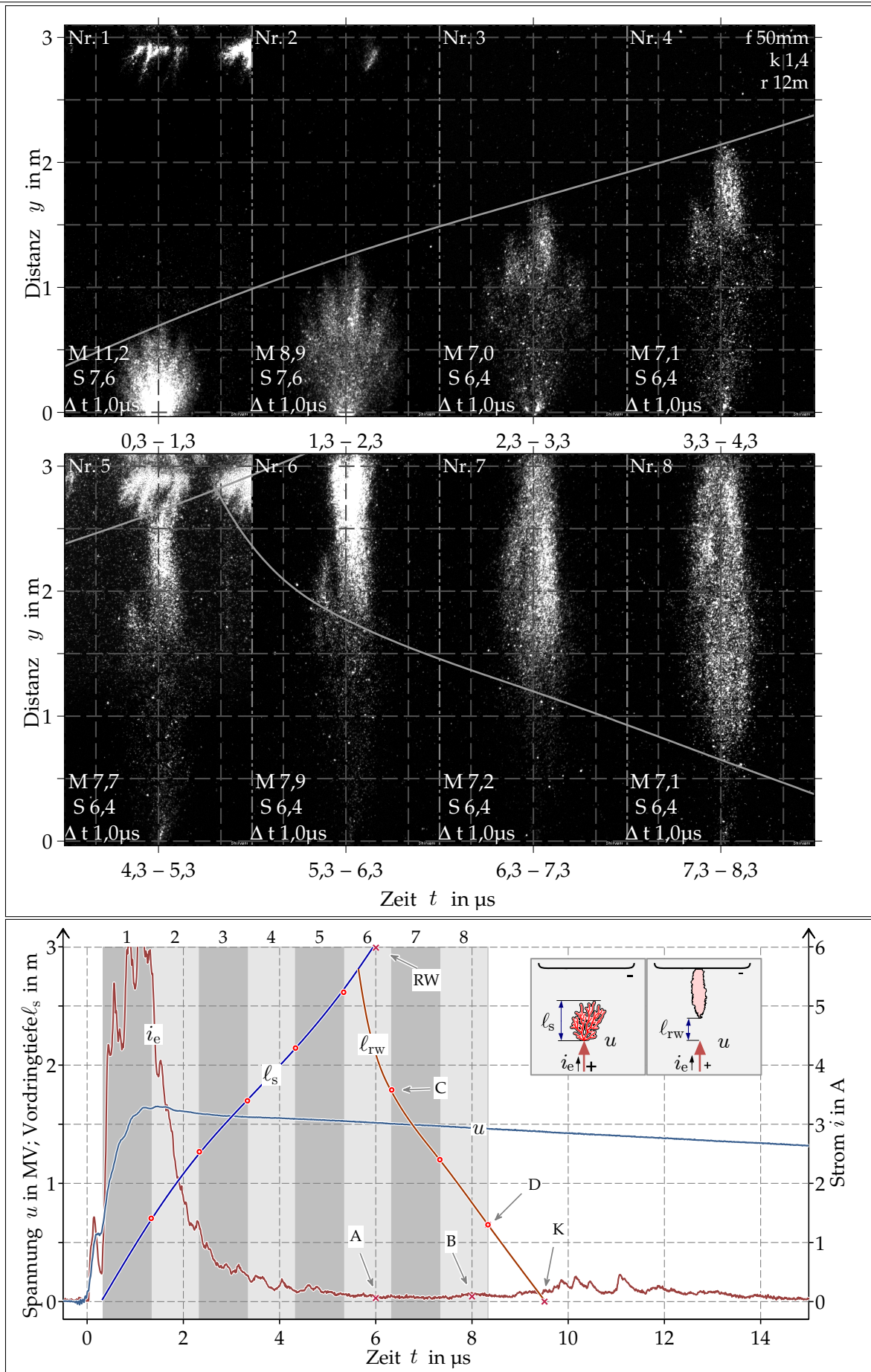


Abbildung 4.10: Rückwärtswelle bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.646 \text{ kV} = 97\% \cdot \hat{u}_d$ und einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$

Einsetzen der Rückwärtswelle

Erreicht die Streamerentladung die Plattenelektrode (bspw. in diesem Versuch bei $t_{\text{rw}} \approx 6 \mu\text{s}$ Markierung **RW**), erhöht sich die Strahlung am Kopf der Streamerbahn sprunghaft. Von der Plattenelektrode geht dabei eine relativ starke Strahlung aus, die auf die Spitzenelektrode zuströmt. Aus optischer Sicht erwecken die Einzelaufnahmen den Eindruck, als ob die Rückwärtswelle die Streamerbahnen, die sich inzwischen in einem Ruhezustand (keine Strahlung) befinden, reaktiviert. Sie breitet sich von der Plattenelektrode hin zur Spitzenelektrode aus. Ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit^{4,18} (**C-D**) ist dabei höher als jene der Streamerentladung in Gleichung (4.26):

$$\begin{aligned} -\bar{v}_{\text{rw}}(6,3 \mu\text{s} < t < 8,3 \mu\text{s}) &= -\frac{60 \text{ cm} - 180 \text{ cm}}{8,3 \mu\text{s} - 6,3 \mu\text{s}} = \frac{120 \text{ cm}}{2 \mu\text{s}} \\ &= 60 \text{ cm}/\mu\text{s} > \bar{v}_{\text{s}} = 50 \text{ cm}/\mu\text{s} \end{aligned} \quad (4.27)$$

Im Laufe der Rückwärtswelle gehen die definierten Streamerbahnen verloren. Die Rückwärtswelle charakterisiert die schwache, diffuse Strahlung im gesamten Raum von der Plattenelektrode ($y = s = 300 \text{ cm}$) bis zur Front ($y = \ell_{\text{rw}}$).

Endstadium der Vorentladung

In den durchgeführten Versuchen setzt die Rückwärtswelle immer ein, wenn die Streamerentladung die Plattenelektrode erreicht (bei $\hat{u} \geq 93\% \cdot \hat{u}_{\text{d}}$).

Sie kann bei Stoßspannungen $\hat{u} < 97\% \cdot \hat{u}_{\text{d}}$ **nicht** den gesamten Entladungsraum reaktivieren beziehungsweise bis zur Spitzenelektrode vordringen ($\ell_{\text{rw}} > 0 \text{ cm}$). Nach höchstens drei Mikrosekunden verschwindet die Strahlung im gesamten Entladungsraum, und der Durchschlagprozess endet.

Übergang in die Kanalbildung

Erst bei einem ausreichend hohen Scheitelwert der Stoßspannung von $\hat{u} \geq 97\% \cdot \hat{u}_{\text{d}}$ kann die Rückwärtswelle bis zur Spitzenelektrode vordringen ($\ell_{\text{rw}} = 0 \text{ cm}$, Markierung **K**). Bei dem in Abbildung 4.10 dargestellten Versuch erreicht die Rückwärtswelle die Spitzenelektrode erwartungsgemäß^{4,19} bei $t = t_{\text{k}} = 9,5 \mu\text{s}$. Bei Erreichen steigt der elektrische Vorentladungsstrom wieder an und eine neue Phase des Durchschlagprozess – die Kanalbildung – beginnt.

4.18 Die negative Polarität der Geschwindigkeit beschreibt die Ausbreitung von Platte- zur Spitzenelektrode.

4.19 Die Einzelaufnahmen der Abbildung 4.10 sind nur bis zur achten Mikrosekunde verfügbar. Der Augenblick der Ankunft der Rückwärtswelle an der Spitzenelektrode (Markierung **K**) wurde optisch nicht aufgenommen. Bei der Geschwindigkeit von $\bar{v}_{\text{rw}}(6 \mu\text{s} < t < 8 \mu\text{s}) = 60 \text{ m}/\mu\text{s}$ würde die Rückwärtswelle bei $t_{\text{k}} = 9,5 \mu\text{s}$ die Spitzenelektrode erreichen.

4.3 KANALBILDUNG

Die Messergebnisse bei einer Blitzstoßspannung mit einem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.690 \text{ kV} \approx \hat{u}_d$ (Durchschlagwahrscheinlichkeit von $P_w = 50\%$) sind in Abbildung 4.11 dargestellt.

Die Streamerentladung ist in der ersten Einzelaufnahme, die Rückwärtswelle in der zweiten Einzelaufnahme zu sehen. Bei Stoßspannungen mit dem Scheitelwert von $\hat{u} \approx \hat{u}_d$, fällt es schwer, die Rückwärtswelle von der Streamerentladung optisch zu unterscheiden. Die Spuren der Streamerentladung werden in der zweiten Einzelaufnahme der Abbildung 4.11 in einer Entfernung von $y \approx 250 \text{ cm}$ (obere rechte Hälfte der zweiten Einzelaufnahme) sichtbar. Die seitliche Streamerbahn erreicht die Plattenelektrode erst nach Beginn der Ausbreitung der Rückwärtswelle (zwischen der Belichtungszeit der zweiten und dritten Einzelaufnahme). Die Rückwärtswelle leuchtet in der linken Hälfte der dritten Einzelaufnahme.

Anfangsstadium der Kanalbildung

Ab der dritten Einzelaufnahme wird eine Einschnürung der Vorentladung in der Nähe der Spitzenelektrode sichtbar. Die Rückwärtswelle bildet einen Kanal aus, der sich in Richtung Plattenelektrode fortpflanzt. Das Vorwachsen der Kanalbildung wurde in diesem Versuch bis zu einer Zeit von $t = 19,9 \mu\text{s}$ aufgezeichnet. Während der gesamten Lebensdauer des Kanals findet eine ständige Einschnürung am Kopf des vorwachsenden Kanals statt. Im Vergleich zur Rückwärtswelle ($\ell_k < y < s$) leuchtet der Kanal ($0 \text{ cm} < y < \ell_k$) deutlich intensiver. Der Kanal wächst dabei vom Beginn bei $t = t_k \approx 4,5 \mu\text{s}$ bis zum Ende der Belichtungszeit der letzten Einzelaufnahme $t = 19,9 \mu\text{s}$ auf über einen halben Meter an (Markierung C):

$$\hat{\ell}_k(t = 19,9 \mu\text{s}) \approx 57 \text{ cm} \quad (4.28)$$

Die mittlere Vorwachsengeschwindigkeit des Kanals (Index k) vom Beginn der Kanalbildung bis zum Zeitpunkt $t = 19,9 \mu\text{s}$ beträgt daher:

$$\bar{v}_k = \frac{\Delta \ell_k}{\Delta t} = \frac{57 \text{ cm}}{19,9 \mu\text{s} - 5 \mu\text{s}} \approx 3,8 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (4.29)$$

Die in den Einzelaufnahmen abgelesenen Längen sind im oberen Diagramm mit Markierungen gekennzeichnet. Die Kanallänge ℓ_k über der Zeit ist anhand der Markierungen interpoliert. Dabei ist festzustellen, dass der Kanal nach der Belichtungszeit der letzten Einzelaufnahme noch einige Zentimeter vorwächst und in diesem Versuch eine maximale Länge von $\hat{\ell}_k \approx 65 \text{ cm}$ (Markierung D) erreichen wird.

Kanalstrom

Bei Beginn der Kanalbildung steigt der Vorentladungsstrom i_e wieder an (ab $t = t_k = 4 \mu\text{s}$, Markierung K). In der Regel wird das lokale Maximum $\hat{i}_k = \hat{i}_e(t > t_k)$ oft innerhalb weniger als fünf Mikrosekunden nach Beginn der Phase erreicht (bspw. in

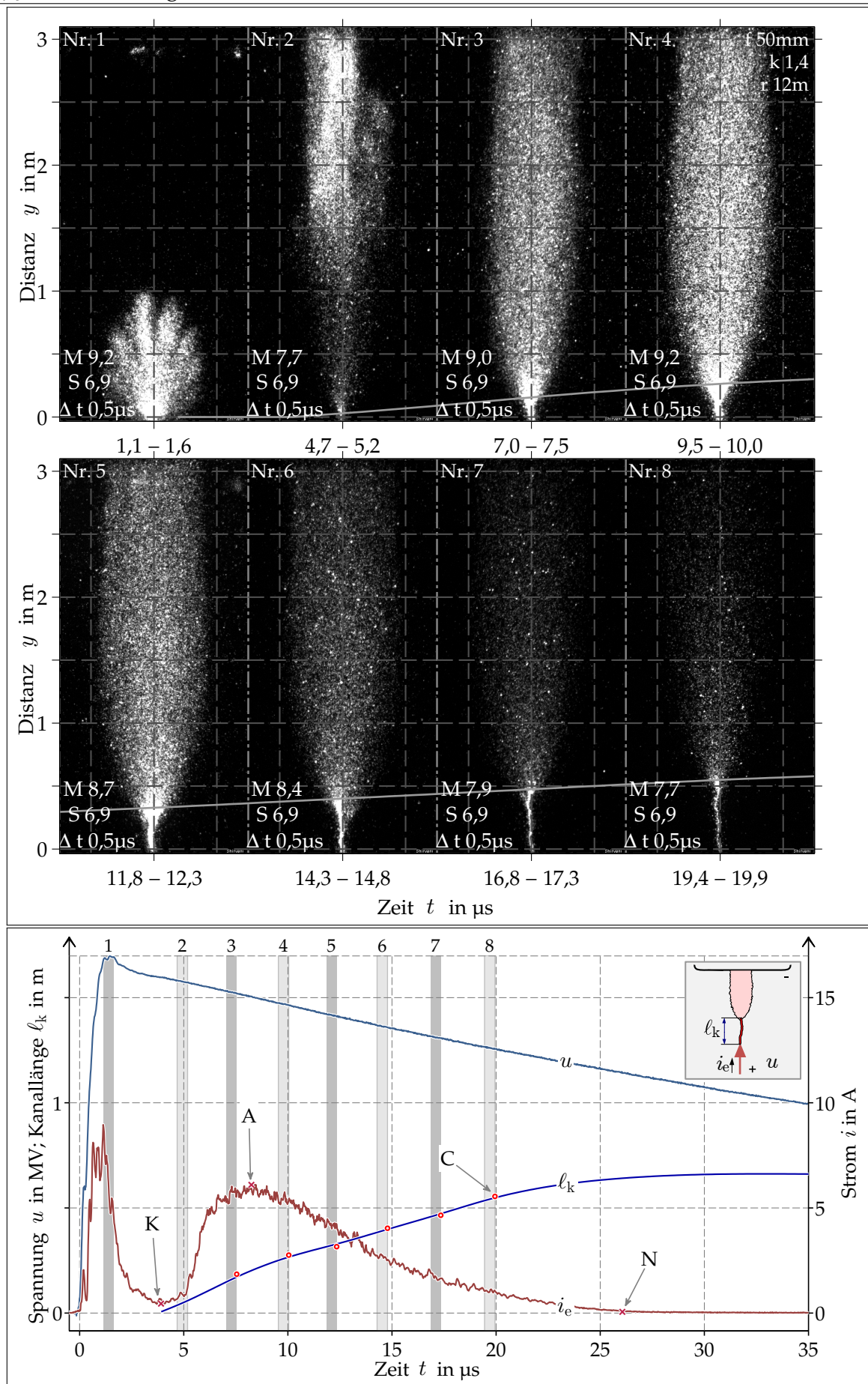


Abbildung 4.11: Kanalbildung ohne Durchschlag ($\hat{l}_k \approx 65 \text{ cm}$) bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.690 \text{ kV} = \hat{u}_d$ und einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$

diesem Versuch $\hat{i}_k = \hat{i}_e(t > t_k) = 5,7 \text{ A}$ bei $t = t'_k = 8,2 \mu\text{s}$ (Markierung A). Der Vorentladungsstrom i_e sinkt nach seinem lokalen Maximum ($t > t'_k$ von Markierung A) exponentiell und innerhalb weniger als zwanzig Mikrosekunden auf nahezu Null ab (bei $t = t_n = 26 \mu\text{s}$ und $i_e(t = 26 \mu\text{s}) < 0,1 \text{ A}$, Markierung N). Der Kanal leuchtet mit abnehmendem Vorentladungsstrom weniger intensiv, bleibt jedoch weiterhin erkennbar. Solange der Vorentladungsstrom messbar bleibt ($i_e > 0,05 \text{ A}$), lässt sich der Kanal von der diffusen Strahlung der Rückwärtswelle jedoch unterscheiden.

Stochastisches Verhalten der Kanallänge

Ab einem Scheitelwert der Stoßspannungen $\hat{u} = 1.630 \text{ kV} = 97\% \cdot \hat{u}_d$ kann die Rückwärtswelle die Plattenelektrode erreichen (siehe Abbildung 4.10 mit $\hat{u} = 97\% \cdot \hat{u}_d$ bei $t = t_k = 9,5 \mu\text{s}$, Markierung K). Bei diesen Spannungen treten kleinste Kanäle auf, die eine Länge von höchstens $\hat{\ell}_k \approx 20 \text{ cm}$ erreichen können. Bei größeren Stoßspannungen erreicht die Rückwärtswelle die Spitzenelektrode viel früher (siehe bspw. Abbildung 4.11 mit $\hat{u} \approx \hat{u}_d$ bei $t = 4,5 \mu\text{s}$, Markierung K), der Kanal wird in der Regel länger. Die **Startzeit** der Kanalbildung t_k variiert in den Versuchen mit dem gleichen Scheitelwert der Stoßspannung ($\hat{u} = \text{konst.}$) geringfügig um einige Zehntel Mikrosekunden. Dagegen kann sich die **Länge** des Kanals $\hat{\ell}_k$ stochastisch unterschiedlich ausbilden. Der statistische Mittelwert der erreichten Entfernung $\bar{\ell}_k$ nimmt allerdings stark mit dem Spannungsscheitelwert \hat{u} zu. Der Mittelwert bei $\hat{u} = 99\% \cdot \hat{u}_d$ wurde mit etwa $\bar{\ell}_k(\hat{u} = 99\% \cdot \hat{u}_d) \approx 70 \text{ cm}$ erfasst. Bei einer Länge des Kanals von $\ell_k \approx 100 \text{ cm}$ führen etwa 50% der Versuche und bei einer Länge von $\ell_k \approx 150 \text{ cm}$ nahezu alle Versuche zur vollständigen Überbrückung bzw. zum Durchschlag :

$$\ell_k \geq 100 \text{ cm} \quad \Rightarrow \quad \hat{\ell}_k = 300 \text{ cm} \quad \text{bei} \quad P_w = 50\% \quad (4.30)$$

Nur vereinzelt wurden Kanäle beobachtet, die bei Längen $\ell_k \geq 150 \text{ cm}$ im verbleibendem Elektrodenzwischenraum enden, ohne dass es zu einem Durchschlag kommt ($150 \text{ cm} \leq \hat{\ell}_k < s$). In Abbildung 4.12 ist beispielgebend ein Kanal mit einer Länge von $\hat{\ell}_k = \ell(t = 70 \mu\text{s}) \approx 175 \text{ cm}$ dargestellt. Die mittlere Vorwachs geschwindigkeit des Kanals \bar{v}_k der Abbildung 4.12 beträgt:

$$\bar{v}_k = \frac{\Delta \ell_k}{\Delta t} = \frac{175 \text{ cm}}{70 \mu\text{s} - 5 \mu\text{s}} \approx 2,7 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (4.31)$$

Raumladung

Der Vorentladungsstrom i_e ist in Abbildung 4.12 bis zu $t \approx 70 \mu\text{s}$ (bis Markierung N) stets größer Null. Die Gesamtladung (Integral des Vorentladungsstromes) beträgt:

$$\hat{q}_e = \int_{0 \mu\text{s}}^{\infty} i_e dt = \int_{0 \mu\text{s}}^{70 \mu\text{s}} i_e dt = 109 \mu\text{As} \quad (4.32)$$

Allerdings ist in der Regel bei einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$ und bei Stoßspannungen mit einem Scheitelwert von $\hat{u} = \hat{u}_d$ mit einer Gesamtladung von $\hat{q}_e = 40 \dots 60 \mu\text{As}$ zu rechnen (vgl. Abbildung 4.11, $\hat{q}_e = 52 \mu\text{As}$).

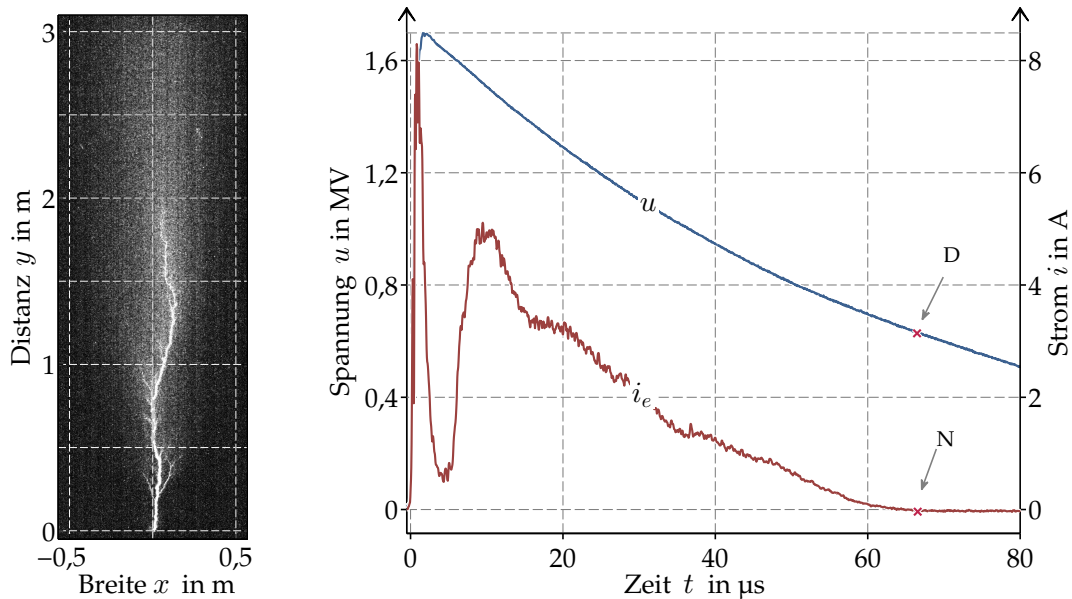


Abbildung 4.12: Kanalbildung ohne Durchschlag ($\hat{\ell}_k \approx 175$ cm) bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.690$ kV = \hat{u}_d

Bei allen durchgeführten Versuchen ist der Zusammenhang zwischen der Gesamtladung \hat{q}_e und der Kanallänge ℓ_k nachweisbar. So ist die Gesamtladung des in Abbildung 4.12 dargestellten Versuches ($\hat{q}_e = 109$ μ As und $\hat{\ell}_k = 175$ cm) deutlich größer als die Gesamtladung des in Abbildung 4.11 dargestellten Versuches ($\hat{q}_e = 52$ μ As) mit deutlich kleinerer Kanallänge von $\ell_k = 65$ cm. In Abschnitt 5.4 wird näher auf diesen Zusammenhang eingegangen.

Durchschlag

Bei $\hat{u} = 1.690$ kV = \hat{u}_d erreicht der Kanal mit einer Wahrscheinlichkeit von $P_w = 50$ % die Plattenelektrode. In nahezu allen Versuchen mit einem Durchschlag – abgesehen von vereinzelt Ausnahmen wie Abbildung 4.12 – nimmt die Vorwachs geschwindigkeit v_k bei einer Länge von $\ell_k \geq 150$ cm bis zur Ankunft an der Gegenelektrode ($\ell_k = 300$ cm) weiter zu. Der Kanal wächst in diesen Fällen unaufhaltsam vor. Dies äußert sich durch eine zunehmende Intensität der Strahlung im gesamten Entladungsraum und einen exponentiell steigenden Vorentladungsstrom i_e . Die Abbildungen 4.13, 4.14 und 4.15 stellen die Messergebnisse bei drei Versuchen mit der vollständigen Überbrückung dar. (Markierung **D** in den Versuchen der Abbildung 4.13 mit einer Durchschlagzeit von $t_d = 25$ μ s, der Abbildung 4.14 mit einer Durchschlagzeit von $t_d = 33$ μ s und der Abbildung 4.15 mit einer Durchschlagzeit von $t_d = 68$ μ s).

Durch Einwirkung des Schutzelementes (Gasableiter, Markierung **G**, bspw. bei $t_{ga} = 26,5$ μ s in Abbildung 4.13 und bei $t_{ga} = 14,5$ μ s in Abbildung 4.14) wird kurz vor dem Augenblick des Durchschlags $t_{ga} < t_d$ der Messwiderstand innerhalb von 10 ns kurzgeschlossen, siehe Abschnitt 3.3.2 und Abbildung 3.11 Seite 28.

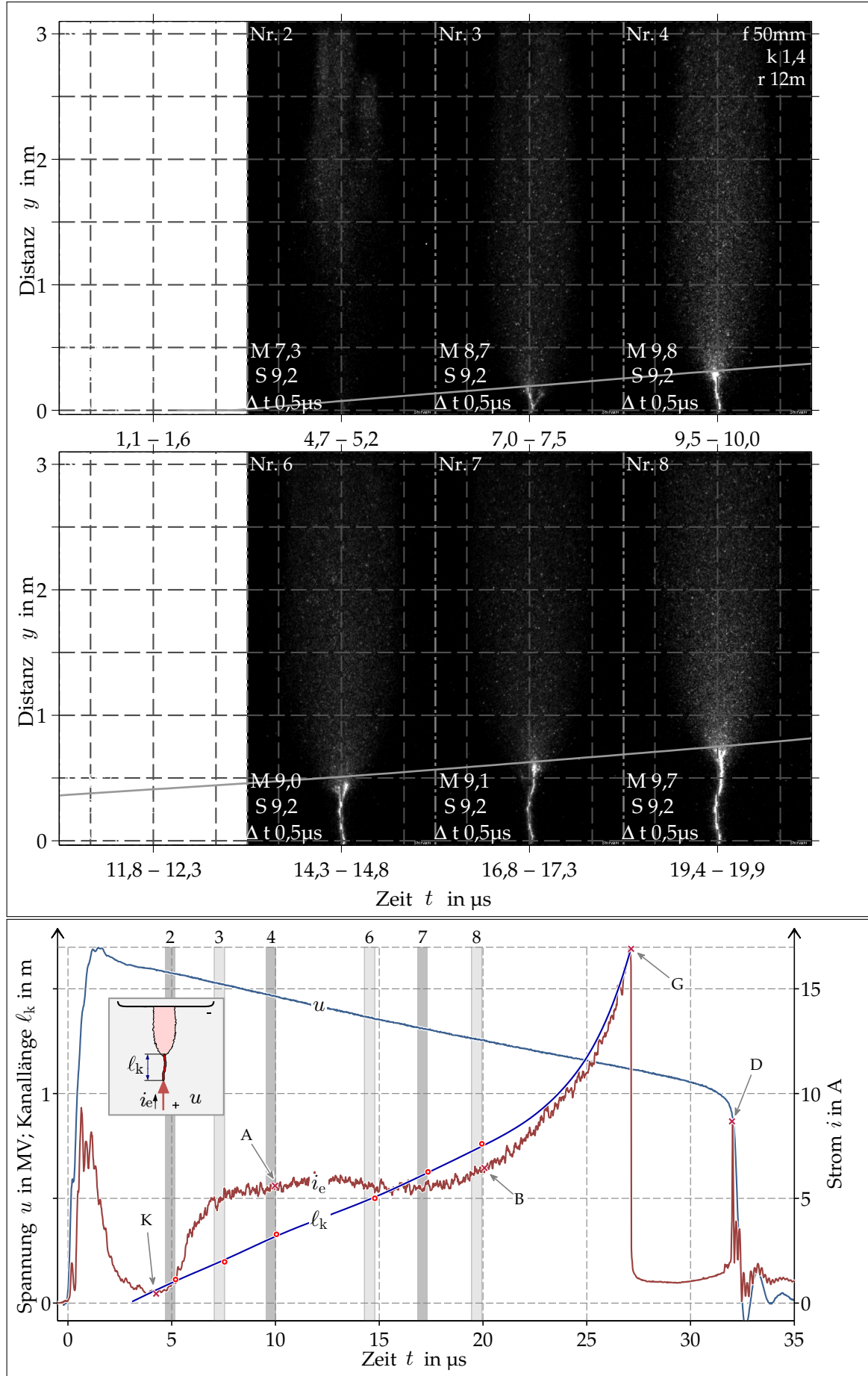


Abbildung 4.13: Kanalbildung und Durchschlag (Durchschlagzeit $t_d = 33 \mu s$) bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.690 \text{ kV} = \hat{u}_d$

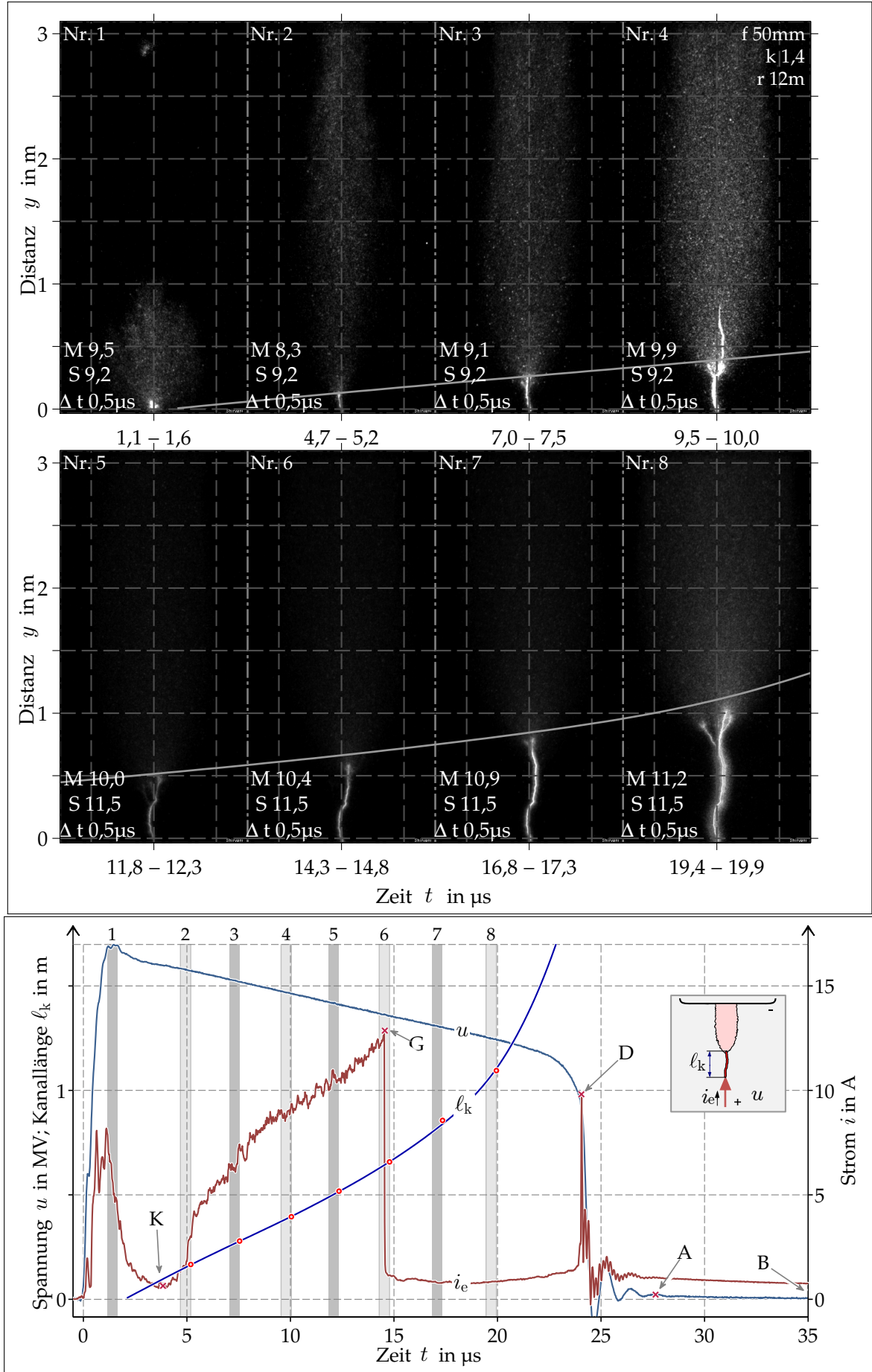


Abbildung 4.14: Kanalbildung und Durchschlag (Durchschlagzeit $t_d = 25 \mu\text{s}$) bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.690 \text{ kV} = \hat{u}_d$

Verzweigen des Kanals

Das Verzweigen des Kanals findet in der Regel bei hohen Vorentladungsströmen $i_e > 5 \text{ A}$ und nur am Kopf statt (Bspw. in der achten Einzelaufnahme der Abbildung 4.14). Allerdings können sich die schwächeren Kanalzweige (Aufnahme Abbildung 4.12) nicht länger als ca. 20 cm fortpflanzen. Der kräftigste Zweig wächst schneller – nun als Hauptzweig – vor, die zurückbleibenden Zweige verlieren an Strahlung und verschwinden. Es wurden aber wenige Durchschläge mit zwei Hauptkanälen beobachtet.

Durchschlagzeit

Die Durchschlagzeit t_d variiert bei einem konstanten Scheitelwert der Blitzstoßspannung stochastisch um einen Mittelwert $\bar{t}_d(\hat{u})$. Die statistisch mittlere Durchschlagzeit $\bar{t}_d(\hat{u})$ beträgt bei einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$ und einem Scheitelwert von $\hat{u} = \hat{u}_d$ etwa:

$$\bar{t}_d(\hat{u} = \hat{u}_d) = 30 \mu\text{s} \quad (4.33)$$

Nur vereinzelt wurden Durchschlagzeiten $t_d \geq 50 \mu\text{s}$ gemessen. In Abbildung 4.15 sind die Elektrodenspannung u und der Vorentladungsstrom i_e für eine Durchschlagzeit von $t_d = 68 \mu\text{s}$ (Markierung D) dargestellt.

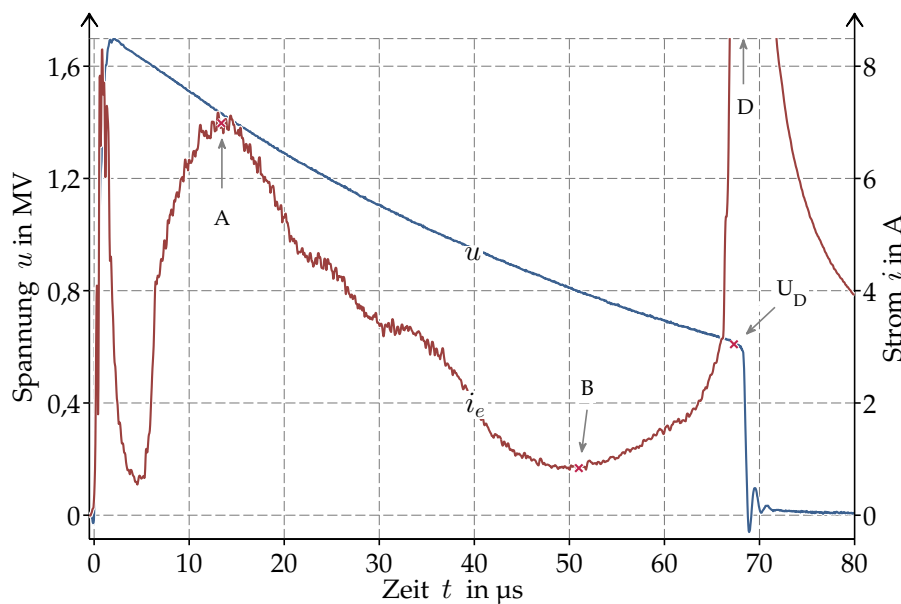


Abbildung 4.15: Kanalbildung und Durchschlag (Durchschlagzeit $t_d = 68 \mu\text{s}$) bei einer Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.690 \text{ kV} = \hat{u}_d$

Kurz vor dem Durchschlag (Markierung U_D) beträgt die Elektrodenspannung:

$$u(t = t_d) = 36\% \cdot \hat{u}_d \quad \text{in kV} \quad (4.34)$$

Die mittlere Durchschlagzeit $\bar{t}_d(\hat{u})$ aus mehreren Versuchen nimmt mit zunehmendem Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} ab, so dass bei Stoßspannungen $\hat{u} > 1.5 \cdot \hat{u}_d$

mit Durchschlagzeiten von $t_d(\hat{u} > 1.5 \cdot \hat{u}_d) < 10 \mu\text{s}$ [SUZUKI u. MIYAKE 1977] zu rechnen ist. Der Zusammenhang einer Änderung der Durchschlagzeit t_d über dem Scheitelwert der Blitzstoßspannung wird als Stoßkennlinie bzw. als \hat{u}_d - t_d -Kennlinie bezeichnet.

Vorentladungsstrom

Das Verhalten des Vorentladungsstromes i_e kann in Abhängigkeit der Durchschlagzeit t_d kategorisiert werden:

- Bei einer kurzen Durchschlagzeit $t_d < \bar{t}_d(\hat{u} = \hat{u}_d) = 30 \mu\text{s}$ steigt der Vorentladungsstrom von Beginn der Kanalbildung (Abbildung 4.14 K-D) unaufhaltsam an.
- Bei Durchschlagzeiten in der Nähe der mittleren Durchschlagzeit $t_d = \bar{t}_d(\hat{u}_d)$ bleibt der Vorentladungsstrom für einige Mikrosekunden etwa konstant (bspw. in Abbildung 4.13, A-B, $i_e(10 \mu\text{s} < t < 20 \mu\text{s}) \approx 5 \text{ A}$). Erst danach steigt der Vorentladungsstrom i_e exponentiell (und unaufhaltsam) auf den Durchschlagstrom an (B-D).
- Bei einer langen Durchschlagzeit $t_d > \bar{t}_d(\hat{u}_d)$ wird nach Erreichen des lokalen Maximums \hat{i}_k zunächst eine Abnahme des Vorentladungsstromes i_e beobachtet (A-B in Abbildung 4.15). Der Vorentladungsstrom steigt dann (erst nach teilweise einigen zehn Mikrosekunden) kurz vor der Durchschlagzeit abrupt (innerhalb weniger Mikrosekunden) auf den Durchschlagstrom an (B-D).

Hauptentladung – Lichtbogen und Plasma

Bis zur Durchschlagzeit $t < t_d$ ist der Vorentladungsstrom i_e grundsätzlich zu klein, um die Elektrodenspannung u zu beeinflussen. Daher unterscheidet sich der Verlauf der Elektrodenspannung u_1 bis zur Durchschlagzeit t_{d1} nicht merklich vom Verlauf der Elektrodenspannung u_2 eines Nicht-Durchschlages:

$$\hat{u}_1 = \hat{u}_2 \Rightarrow u_1(t < t_{d1}) \approx u_2(t < t_{d1}) \quad (4.35)$$

Erst bei der vollständigen Überbrückung des Elektrodenzwischenraumes ($l_k = s$) steigt der Vorentladungsstrom i_e im Augenblick der Ankunft des Kanals an der Plattenelektrode rasch auf mehrere Kiloampere an. Der hohe Durchschlagstrom i_d (Abbildung 3.9) ändert die Elektrodenspannung u . Es dauert etwa eine Mikrosekunde, bis sich die Kapazität des Messteilers C_b (Abbildung 3.15) entlädt und dabei die Elektrodenspannung u bis auf fast Null bzw. auf wenige hundert Volt abfällt (bspw. Abbildung 4.14 D-A).

Nach dem Spannungseinbruch entladen sich die Stoßkapazitäten C_s des Marx-Generators innerhalb etwa zehn Mikrosekunden über die Dämpfungswiderstände R_d und den kurzschließenden (Plasma-) Kanal. Die Elektrodenspannung u sinkt exponentiell von wenigen hundert Volt (bspw. Abbildung 4.14 Markierung A) bis zur

vollständigen Entladung der Stoßkapazitäten ab (Markierung **B**). Um eine Überbelichtung und Beschädigung des Bildverstärkers der Hochgeschwindigkeitskamera zu vermeiden, wurden fotografische Aufnahmen des Endstadiums der Kanalbildung und der Hauptentladung bewusst vermieden und stehen deshalb nicht zur Verfügung.

THEORETISCHE GRUNDLAGEN ZUR AUSWERTUNG DER FOTOGRAFISCHEN MESSERGEBNISSE

*Man muss die Dinge so einfach wie möglich machen.
Aber nicht einfacher.*
Albert Einstein (1879-1955)

5.1 ERFASSUNG DER STRAHLUNG

Nach Abbildung 5.1 wird vom Volumenelement dV (Einheit m^3) eine Strahlleistung $d\Phi_e$ (Einheit J/s oder W) ausgestrahlt.

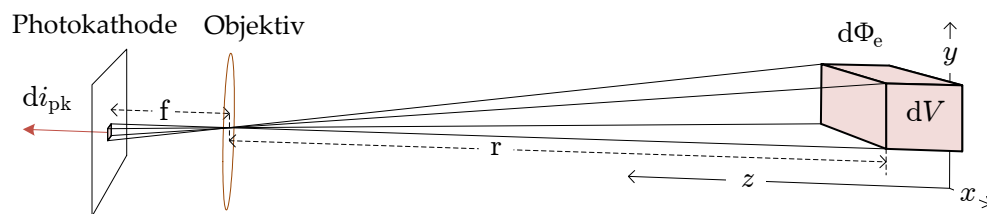


Abbildung 5.1: Anordnung von Volumenelement dV , Objektiv und Photokathode

Die **Strahlleistungsdichte**^{5.1} (abgekürzt **Strahldichte**) $\frac{d\Phi_e}{dV}$ kann in Abhängigkeit der Intensität (Faktor k_i in W/m^3) und dem Leistungsspektrum $\varepsilon(\lambda)$ nach Gleichung (5.1) beschrieben werden:

$$\frac{d\Phi_e}{dV} = k_i \int_{0\text{nm}}^{\infty} \varepsilon(\lambda) d\lambda \quad \text{in } \text{W}/\text{m}^3 \quad (5.1)$$

$$1 = \int_{0\text{nm}}^{\infty} \varepsilon(\lambda) d\lambda \quad \text{in } -$$

5.1 Auch Strahlungsflussdichte $\frac{d\Phi_e}{dV}$ ist die (zeitliche) Rate der durch elektromagnetische Wellen emittierten Strahlungsenergie W_e pro Volumeneinheit, siehe Anhang F.

Die Strahldichte $\frac{d\Phi_e}{dV}$ breitet sich in alle Richtungen des Raumes^{5.2} aus. Dabei trifft ein Anteil $\frac{d\Phi'_e}{dV}$ auf die Fläche A (bspw. das Erfassungssystem bzw. die Fläche des Objektivs), die senkrecht^{5.3} zum Volumen in einer Entfernung r steht:

$$\frac{d\Phi'_e}{dV} = \frac{A}{4\pi r^2} \frac{d\Phi_e}{dV} \quad \text{in W/m}^3 \quad (5.2)$$

Wenn A die wirksame Eintrittsfläche des Optiksystems mit einer Brennweite f und der Blendenzahl k ist, wird sie berechnet zu:

$$A = \frac{\pi f^2}{4k^2} \quad \text{in m}^2 \quad (5.3)$$

Die durch diese Eintrittsfläche des Optiksystems A eintretende Strahldichte $\frac{d\Phi'_e}{dV}$ kann ermittelt werden zu:

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi'_e}{dV} &= \frac{A}{4\pi r^2} \frac{d\Phi_e}{dV} = \\ &= \frac{\pi f^2}{4\pi r^2 4k^2} \frac{d\Phi_e}{dV} = \\ &= \frac{f^2}{16r^2 k^2} \frac{d\Phi_e}{dV} \quad \text{in W/m}^3 \end{aligned} \quad (5.4)$$

Der von der Photokathode aufgefangene Anteil $\frac{d\Phi_v}{dV}$ kann mit Hilfe der Transmissionskurve des Optiksystems^{5.4} $\tau(\lambda)$ (ohne Einheit) wie folgt berechnet werden:

$$\frac{d\Phi_v}{dV} = \frac{f^2}{16r^2 k^2} k_i \int_{0\text{nm}}^{\infty} \tau(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda \quad \text{in W/m}^3 \quad (5.5)$$

Die Rate der auf der Photokathode frei gegebenen Photo-Elektronen bzw. der Strom der Photokathode $\frac{di_{pk}}{dV}$ (Abbildungen 5.1 und 5.2) hängt von ihrer spektralen Empfindlichkeit $SR(\lambda)$ (Abbildung 3.19 Seite 36 mit der Einheit mA/W) ab:

$$\frac{di_{pk}}{dV} = k_c \cdot k_i \quad \text{in mA/m}^3 \quad (5.6)$$

$$k_c = \frac{f^2}{16r^2 k^2} \int_{0\text{nm}}^{\infty} SR(\lambda) \tau(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda \quad \text{in mA/W} \quad (5.7)$$

Der konstante Faktor k_c beschreibt den Einfluss des gesamten Optiksystems auf den Strom der Photokathode. Werden die Elektronen von der Photokathode durch einen Elektronen-Vervielfacher (Mikrokanalplatte) mit dem Faktor von k_{mcp} (Gleichung (3.19) Seite 37) vermehrt, entspricht $\frac{di_{ps}}{dV}$ der Rate der Elektronen, die auf den Phosphorschirm gelangen (Abbildung 5.2):

$$\frac{di_{ps}}{dV} = k_{mcp} \frac{di_{pk}}{dV} \quad \text{in mA/m}^3 \quad (5.8)$$

5.2 Für den gesamten Raum gilt $\Omega = 4\pi$ (Einheit Steradian, sr).

5.3 Bei ausreichend großem Abstand des Volumenelements (Elektroden) zur Kamera kann der Blickwinkel der Kamera auf die Elektroden stets als $\beta \approx 90^\circ$ angenommen werden.

5.4 In eng. „Transmittance“ hängt u. a. vom verwendeten Material des Optiksystems ab. Das Material definiert die für die elektromagnetischen Wellen durchlässigen Bereiche. Die Unterschiede in den Fotos können von GALLIMBERTI [1979] für ein Objektiv aus Quarz mit und ohne roten Filter gesehen werden.

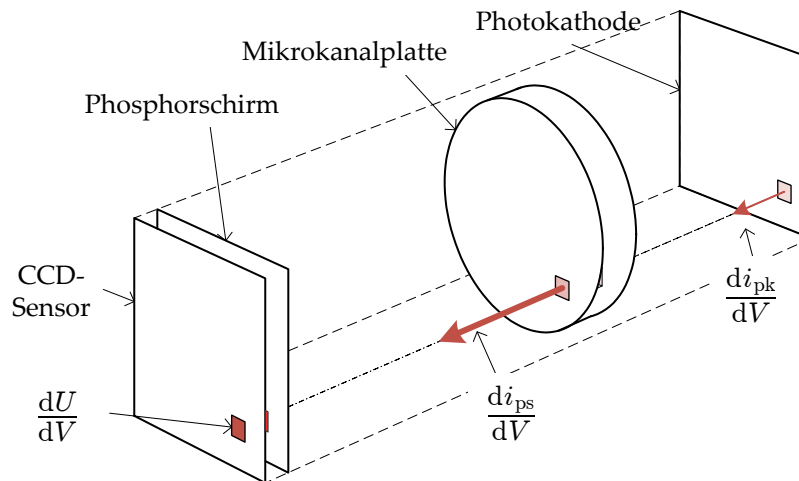


Abbildung 5.2: Bahn der Elektronen von der Photokathode zum Phosphorschirm, Siehe die Struktur des Bildverstärkers in [Abbildung 3.18](#) auf Seite 35.

Der Phosphorschirm emittiert (fluoresziert) die elektromagnetische Strahlung auf den CCD-Sensor. Der CCD-Sensor wandelt die Strahlung des Phosphorschirms über die Belichtungszeit $t_0 < t < t_0 + \Delta t$ mit einem 12-bit-Analog-Digital-Konverter in Graustufen von $U = 1 \dots 2^{12}$ um. Das Ausgangssignal des CCD-Sensors als Graustufe $\frac{dU}{dV}$ des leuchtenden Elementes dV kann berechnet werden durch:

$$\frac{dU}{dV} = k_{\text{ccd}} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \frac{di_{ps}}{dV} dt \quad \text{in Graustufe/m}^3 \quad (5.9)$$

k_{ccd} (in Graustufe/A·s) ist dabei der Umwandlungsfaktor der Kombination vom Phosphorschirm, CCD-Sensor und 12-bit-Analog-Digital-Konverter. Die Graustufen U werden in einer Graustufenmatrix \mathbf{U} (Dimension 1.024×1.280) ausgegeben. Jede einzelne Pixel-Graustufe $U(m, n)$ kann durch die Integration ([Abbildung 5.3](#)) von

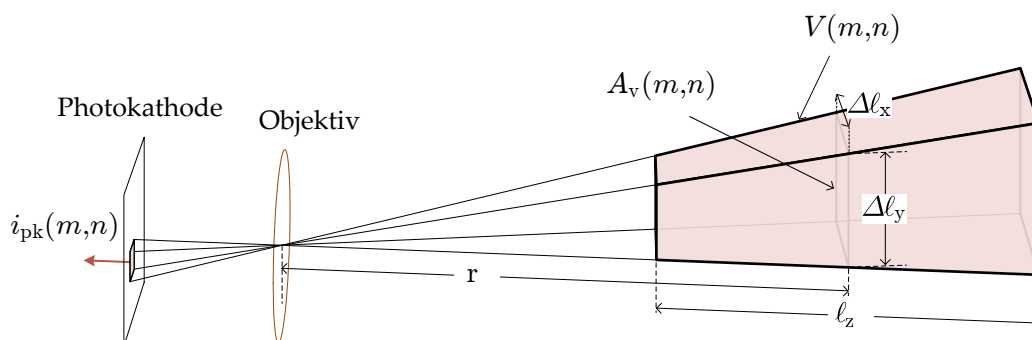


Abbildung 5.3: Prinzip der Volumenintegration.

$\frac{dU}{dV}$ über dem Volumen $V(m, n)$ berechnet werden, dessen Strahlleistung (durch das Optiksystème und den Bildverstärker) auf den Pixel (m, n) des Konverters auftritt:

$$U(m, n) = \int_{V(m, n)} \frac{dU}{dV} dV \quad \text{in Graustufe} \quad (5.10)$$

oder

$$\mathbf{U}(m, n) = k_{\text{ccd}} \int_{\mathbf{V}(m, n)} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \frac{di_{\text{ps}}}{dV} dt dV \quad \text{in Graustufe} \quad (5.11)$$

Die Wirkung des gesamten Aufnahmesystems bestimmt sich durch folgende Gleichung:

$$\mathbf{U}(m, n) = k_c \cdot k_{\text{mcp}} \cdot k_{\text{ccd}} \cdot \int_{\mathbf{V}(m, n)} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} k_i dt dV \quad \text{in Graustufe} \quad (5.12)$$

Wenn $\bar{k}_i(m, n)$ der mittleren Intensität (nach Gleichung (5.1) mit der mittleren Strahldichte $\frac{d\bar{\Phi}_e(m, n)}{dV}$) in diesem Volumen $\mathbf{V}(m, n)$ und über Δt entspricht, kann die Gleichung vereinfacht werden zu:

$$\mathbf{U}(m, n) = k_c \cdot k_{\text{mcp}} \cdot k_{\text{ccd}} \cdot \bar{k}_i \cdot \mathbf{V}(m, n) \Delta t \quad \text{in Graustufe} \quad (5.13)$$

$$\mathbf{V}(m, n) \approx A_v(m, n) \times \ell_z \quad \text{in m}^3 \quad (5.14)$$

Der mittlere quadratische Querschnitt $A_v(m, n)$ des Volumens $\mathbf{V}(m, n)$ ist quadratisch proportional zur Entfernung r und Brennweite f :

$$A_v(m, n) = \Delta \ell_x \times \Delta \ell_y \sim \frac{r^2}{f^2} \quad \text{in in m}^2 \quad (5.15)$$

$$= k_v \frac{r^2}{f^2} \quad \text{in in m}^2 \quad (5.16)$$

Als Vergrößerungsfaktor des CCD-Sensors wird k_v geschrieben. Wenn der Abstand r größer als die Tiefe des Volumens ℓ_z ist, dann gilt:

$$\mathbf{V}(m, n) = k_v \frac{r^2}{f^2} \cdot \ell_z \quad \text{in m}^3$$

Die Gleichung (5.13) kann schließlich vereinfacht werden zu:

$$\mathbf{U}(m, n) = k_c \cdot k_{\text{mcp}} \cdot k_{\text{ccd}} \cdot \bar{k}_i \cdot \mathbf{V}(m, n) \Delta t \quad \text{in Graustufe} \quad (5.17)$$

$$k_c = \frac{f^2}{16r^2k^2} \int_{0 \text{ nm}}^{\infty} SR(\lambda) \tau(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda \quad \text{in mA/W} \quad (5.18)$$

$$\mathbf{V}(m, n) = k_v \frac{r^2}{f^2} \cdot \ell_z \quad \text{in m}^3 \quad (5.19)$$

oder:

$$\mathbf{U}(m, n) = k_{\text{HSFC}} \Delta t \cdot \ell_z \cdot \bar{k}_i \quad \text{in Graustufe} \quad (5.20)$$

$$k_{\text{HSFC}} = \frac{k_{\text{mcp}} \cdot k_{\text{ccd}} \cdot k_v \int_{0 \text{ nm}}^{\infty} SR(\lambda) \tau(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda}{16k^2} = \quad (5.21)$$

$$= \text{konst.} \quad \text{in Graustufe} \cdot \text{m}^2/\text{J} \quad (5.22)$$

Diese ist die Kerngleichung zur Interpretation der erfassten Einzelaufnahmen. Der Faktor k_{HSFC} entspricht einer Konstante, die das lineare Verhältnis der Graustufen der erfassten Einzelaufnahmen zur Strahldichte im Raum beschreibt.

5.2 BERECHNUNG DES STRAHLPROFILS

Ein elektrischer Vorentladungsstrom i_e ist anhand der Messergebnisse in jedem Fall mit einer emittierten Strahlung aus dem Elektrodenzwischenraum verbunden. Der im Kapitel 4 nur qualitativ beschriebene Zusammenhang zwischen Strahlung und dem Vorentladungsstrom i_e wird nachfolgend quantitativ formuliert. Als eine Größe wurde aus dem Intensitätsfaktor k_i der Strahldichte $\frac{d\Phi_e}{dV}$ in Gleichung (5.1) die längliche Strahldichte (in y -Ebene) $\Phi_1(y)$ definiert. Sie stellt einen Indikator dar, der eine quantitative Analyse der Strahlung ermöglicht^{5.5}:

$$\Phi_1(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k_i(x, y, z) dx dz \quad \text{in W/m} \quad (5.24)$$

Sie kann durch folgende Grenzwert berechnet werden:

$$\Phi_1(y) = \lim_{\Delta y \rightarrow 0 \text{ cm}} \frac{\int k_i dV}{\Delta y} \quad \text{in W/m} \quad (5.25)$$

$$= \lim_{\Delta y \rightarrow 0 \text{ cm}} \frac{\int_y^{y+\Delta y} \int_{-\frac{\ell_z}{2}}^{+\frac{\ell_z}{2}} \int_{-\frac{\ell_x}{2}}^{+\frac{\ell_x}{2}} k_i(x, y', z) dx dz dy'}{\Delta y} \quad \text{in W/m} \quad (5.26)$$

Der Intensitätsfaktor $k_i(x, y', z)$ in W/m^3 beschreibt nach Gleichung (5.1) die Stärke der Strahldichte $\frac{d\Phi_e(x, y', z)}{dV}$ in einer Stelle mit der Koordinate (x, y', z) . Der Dividend des Grenzwertes in Gleichung (5.25) entspricht der Gesamtstrahlleistung (in J/s) des Volumens V nach Abbildung 5.4 mit einer Dicke von Δy , einer Tiefe von ℓ_z und einer mittleren Breite von ℓ_x ^{5.6}.

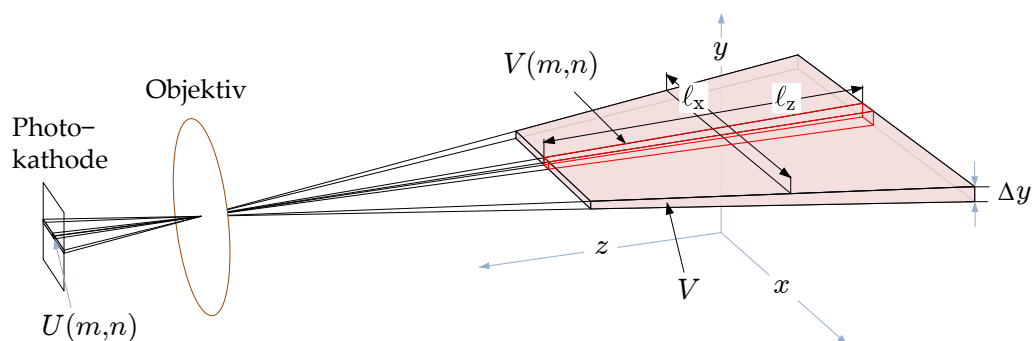


Abbildung 5.4: Anordnung zur Berechnung des Strahlprofils

5.5 In Analogie zur länglichen Strahldichte $\Phi_1(y)$ steht der elektrische Strom:

$$i(y) = \iint \vec{J}(x, y, z) dx dz \quad \text{in A} \quad (5.23)$$

$\vec{J}(x, y, z)$ entspricht der elektrischen Stromdichte. $i(y)$ definiert den elektrischen Strom, der in der Ebene y fließt.

5.6 Die mittlere Breite ℓ_x des Volumens ist durch den Öffnungswinkel des Optiksystems begrenzt, siehe Abschnitt 3.5.2 und Tabelle VIII Seite 38.

Die längliche Strahldichte $\Phi_1(y)$ in Gleichung (5.25) kann näherungsweise ermittelt werden durch:

$$\Phi_1(y) = \lim_{\Delta y \rightarrow 0 \text{ cm}} \frac{\int_V k_i dV}{\Delta y} \approx \frac{\ell_z \Delta \ell_y \Delta \ell_x \sum_{n=1}^{1.280} \bar{k}_i(m, n)}{\Delta \ell_y} \quad \text{in W/m} \quad (5.27)$$

$$\approx \ell_z \Delta \ell_x \sum_{n=1}^{1.280} \bar{k}_i(m, n) \quad \text{in W/m} \quad (5.28)$$

Nach Abbildung 5.3 und Gleichung (5.13) entspricht $\bar{k}_i(m, n)$ dem mittleren Intensitätsfaktor im Volumen $\mathbf{V}(m, n)$, dessen Strahlleistung auf den Pixel (m, n) des CCD-Sensors auftritt. $\Delta \ell_x$ und $\Delta \ell_y$ sind die mittlere Dicke und Breite des Volumens $\mathbf{V}(m, n)$. Die Pixel der m -ten Zeile der Graustufenmatrix $\mathbf{U}(m, 1 \dots 1.280)$ erfassen jeweils die Strahlung aus dem Volumen $\mathbf{V}(m, 1 \dots 1.280)$. Ihr vertikaler Abstand zur Spitzenelektrode ist gleich und entspricht y . Nach Gleichung (5.20) kann der Intensitätsfaktor \bar{k}_i nach Gleichung (5.29) ermittelt werden.

$$\bar{k}_i = k_{\text{HSFC}}^{-1} \cdot \frac{\mathbf{U}(m, n)}{\Delta t \cdot \ell_z} \quad \text{in W/m} \quad (5.29)$$

Die Graustufe des Pixels $\mathbf{U}(m, n)$ wird der erfassten Graustufenmatrix (die Einzelaufnahmen) entnommen. Die Gleichung (5.28) wird damit vereinfacht zu:

$$\Phi_1(y) \approx \ell_z \Delta \ell_x k_{\text{HSFC}}^{-1} \sum_{n=1}^{1.280} \frac{\mathbf{U}(m, n)}{\Delta t \cdot \ell_z} \quad \text{in W/m} \quad (5.30)$$

$$= \frac{k_{\text{HSFC}}^{-1} \ell_x}{\Delta t \cdot 1.280} \cdot \sum_{n=1}^{1.280} \mathbf{U}(m, n) \quad \text{in W/m} \quad (5.31)$$

Der Faktor k_{HSFC} in Graustufe·m²/J, der das lineare Verhältnis der erfassten Graustufen zur Strahldichte im Raum beschreibt, ist konstant, kann aber aus messtechnischen Gründen nicht ermittelt werden (siehe Abschnitt 5.1). Daher wurde das Strahlprofil Φ_p mit der Einheit Graustufe·m/s (Abgekürzt Gr·m/s) definiert, das proportional zur Strahldichte $\Phi_1(y)$ in y -Richtung ist:

$$\Phi_p(y) = k_{\text{HSFC}} \Phi_1(y) \quad \text{in Gr·m/s} \quad (5.32)$$

$$= \frac{\ell_x}{1.280 \cdot \Delta t} \cdot \sum_{n=1}^{1.280} \mathbf{U}(m, n) \quad \text{in Gr·m/s} \quad (5.33)$$

Wie ersichtlich, ist das Strahlprofil mit Hilfe der erfassten Einzelaufnahmen ermittelbar. Δt und ℓ_x entsprechen dabei der Belichtungszeit und der Breite des Sichtfeldes der Einzelaufnahmen. Das Strahlprofil $\Phi_p(y)$ ist proportional zur Summe der aufgenommenen Graustufen einer waagerechte Ebene mit einem vertikalen Abstand y zur Spitzenelektrode.

Deutung des Strahlprofils

In Abbildung 5.5 ist das ermittelte Strahlprofil beispielgebend für eine Einzelaufnahme dargestellt.

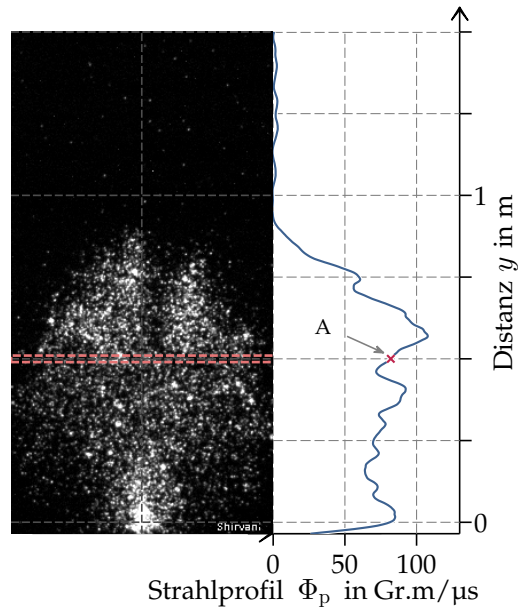


Abbildung 5.5: Strahlprofil Φ_p der vierten Einzelaufnahme aus Abbildung 4.5 auf Seite 53

Unterhalb der Spitzenelektrode $y < 0$ cm sowie oberhalb der Vordringtiefe der Streamerentladung $y > \ell_s$ sind erwartungsgemäß keine Strahlungen zu erkennen. Die erfassten Graustufen sind nahezu Null, daher sinkt die Kurve in diesem Bereich auf den Wert Null:

$$\Phi_p(y) = 0 \text{ Gr}\cdot\text{m}/\text{s} \quad \text{bei} \quad y < 0 \text{ cm oder } y > \ell_s \quad (5.34)$$

Im Bereich zwischen Spitzenelektrode und Frontlinie ($0 \text{ cm} < y < \ell_s$) erreichen die Werte jedoch $\hat{\Phi}_p = 110 \text{ Gr}\cdot\text{m}/\text{s}$:

$$0 \text{ Gr}\cdot\text{m}/\text{s} < \Phi_p(y) \leq 110 \text{ Gr}\cdot\text{m}/\text{s} \quad \text{bei} \quad 0 \text{ cm} < y < \ell_s \quad (5.35)$$

Die Pixel aus der beispielgebend 171-ten Zeile der Graustufenmatrix bilden eine vertikale Entfernung $y = 50$ cm von der Spitzenelektrode ab (Markierter Bereich in Abbildung 5.5). Die Summe der erfassten Graustufen dieser Zeile beträgt:

$$\sum_{n=1}^{1.280} \mathbf{U}(176, n) = 9.430 \text{ Gr.} \quad (5.36)$$

Die Breite des Sichtfeldes und die Belichtungszeit der Einzelaufnahme betragen $\ell_x = 445 \text{ cm}^{5.7}$ und $\Delta t = 0,4 \mu\text{s}$. So wird das Strahlprofil $\Phi_p(y = 50 \text{ cm})$ nach Gleichung (5.33) berechnet (Markierung A in Abbildung 5.5):

$$\Phi_p(y = 50 \text{ cm}) = \frac{\ell_x}{1.280 \cdot \Delta t} \cdot \sum_{n=1}^{1.280} \mathbf{U}(171, n) = \quad (5.37)$$

$$= \frac{445 \text{ cm} \cdot 9.430 \text{ Gr.}}{1.280 \cdot 0,4 \mu\text{s}} = 82 \text{ Gr.}\cdot\text{m/s} \quad (5.38)$$

5.3 EIGENSCHAFTEN DES STRAHLPROFILS

In Abbildung 5.6 sind die Strahlprofile der ersten sechs Einzelaufnahmen aus Abbildung 4.5 dargestellt^{5.8}.

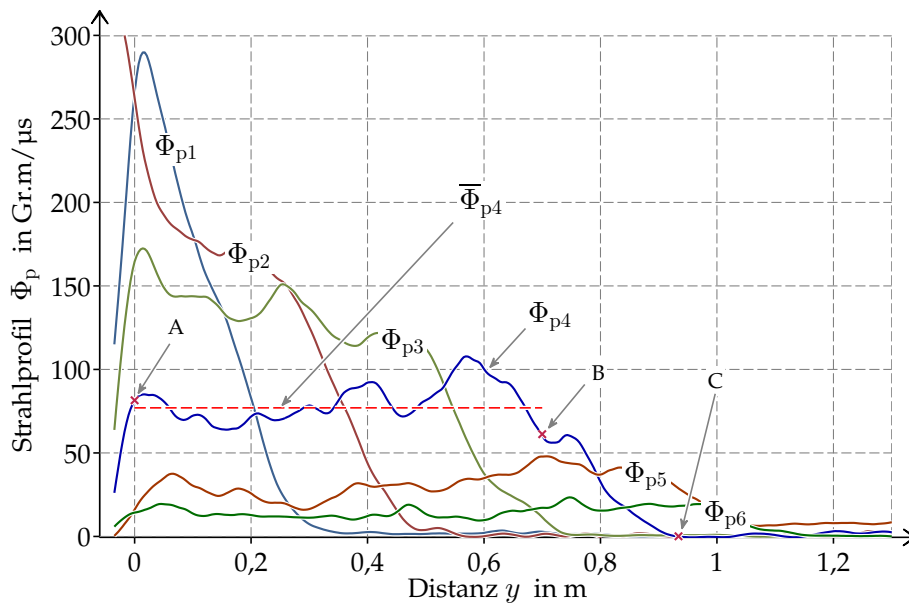


Abbildung 5.6: Strahlprofile der ersten sechs Einzelaufnahmen aus Abbildung 4.5 Seite 53

Bei der Analyse der Strahlprofile können folgende qualitative Eigenschaften festgestellt werden:

- Die Strahlung an der Spitzenelektrode ist noch bei einem geringen Vorentladungsstrom von $i_e \geq 0,1 \text{ A}$ erkennbar^{5.9}.

$$i_e > 0 \text{ A} \quad \Rightarrow \quad \Phi_p(y = 0 \text{ cm}) > 0 \text{ Gr.}\cdot\text{m/s} \quad (5.39)$$

5.7 Die Breite des Sichtfeldes in der originalen Einzelaufnahme (siehe die Anordnung aus Referenzabbildung C.3 Seite 152) beträgt $\ell_x = 445 \text{ cm}$. Die in Abbildung 5.5 dargestellte Aufnahme ist ein Teil der originalen Einzelaufnahme und hat 444 Pixel in einer Zeile. Die dargestellte Breite beträgt dabei $\ell'_x = \ell_x \cdot \frac{444}{1.280} = 80 \text{ cm}$.

5.8 Im Vergleich zu Abbildung 5.5 sind sie 90° verdreht.

5.9 Zu gleichen Ergebnissen kommen auch NAMIHIRA et al. [2003]

- Ist $\ell_s(t = t_0)$ die Vordringtiefe der Streamerentladung beim Beginn der Belichtungszeit einer Einzelaufnahme, ist im Bereich von etwa $0 \text{ cm} < y < \ell_s(t = t_0)$ mit einem relativ konstanten Wert des Strahlprofils zu rechnen:

$$\Phi_p(y) \approx \text{konst.} \approx \bar{\Phi}_p \quad \text{bei} \quad 0 \text{ cm} < y < \ell_s(t = t_0) \quad (5.40)$$

Beispielsweise ist das Strahlprofil für die vierte Einzelaufnahme Φ_{p4} zwischen der Spitzenelektrode $y = 0 \text{ cm}$ (Markierung **A**) und $y = \ell_s(t = 1,5 \mu\text{s}) \approx 70 \text{ cm}$ (Markierung **B**) etwa konstant (die gestrichelte Linie $\bar{\Phi}_{p4}$):

$$\Phi_{p4}(y) \approx \bar{\Phi}_{p4} = 77 \text{ Gr.·m/s} \quad \text{bei} \quad 0 \text{ cm} < y < 70 \text{ cm} \quad (5.41)$$

Bei Beginn der Belichtungszeit $t = t_0 = 1,5 \mu\text{s}$ beträgt die Vordringtiefe der Streamerentladung $\ell_s(t = t_0 = 1,5 \mu\text{s}) = 70 \text{ cm}$ (Abbildung 4.5).

- Ab der Entfernung $\ell_s(t_0)$ sinkt das Strahlprofil mit zunehmender Entfernung y linear ab, bis es in der Entfernung $\ell_s(t_0 + \Delta t)$ den Wert von $\Phi_p(y = \ell_s(t_0 + \Delta t)) = 0 \text{ Gr.·m/s}$ erreicht. So sinkt das Strahlprofil Φ_{p4} von $y = \ell_s(t = 1,5 \mu\text{s}) = 70 \text{ cm}$ (Markierung **B**) bis $y = \ell_s(t = 1,9 \mu\text{s}) = 90 \text{ cm}$ (Markierung **C**) auf Null ab.
- Kurz bevor die Ausbreitung der Streamerentladung endet, ist die Strahlung nur am Kopf der Streamerbahnen ($\ell_s(t_0) < y < \ell_s(t_0 + \Delta t)$) wahrzunehmen:

$$\Phi_p(y) \approx 0 \text{ Gr.·m/s} \quad \text{bei} \quad y < \ell_s(t_0) \quad (5.42)$$

und

$$\Phi_p(y) > 0 \text{ Gr.·m/s} \quad \text{bei} \quad \ell_s(t_0) < y < \ell_s(t_0 + \Delta t) \quad (5.43)$$

Dies trifft bspw. auf die Einzelaufnahme aus Abbildung 5.7 im Bereich von $180 \text{ cm} < y < 220 \text{ cm}$) zu.

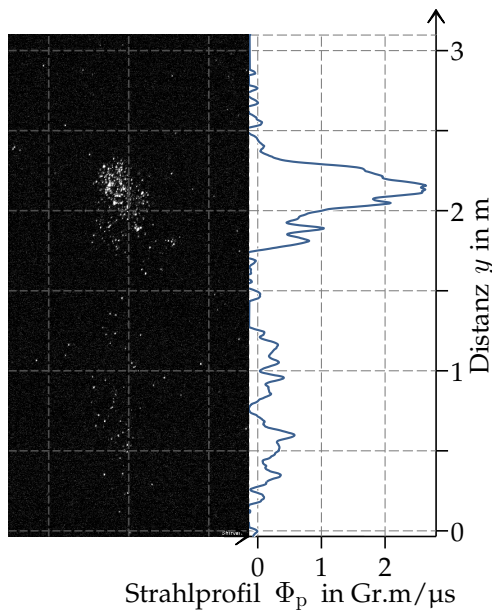


Abbildung 5.7: Strahlprofil der siebten Einzelaufnahme aus Abbildung 4.6 Seite 56

5.4 ZUSAMMENHANG STROM UND STRAHLPROFIL

Wird der Mittelwert $\bar{\Phi}_p$ nach Gleichung (5.40) für jedes Strahlprofil ermittelt, kann für diesen Wert die Zeitabhängigkeit untersucht werden. Abbildung 5.8 stellt bspw. den Mittelwert aller acht Strahlprofile aus Abbildung 5.6 dar.

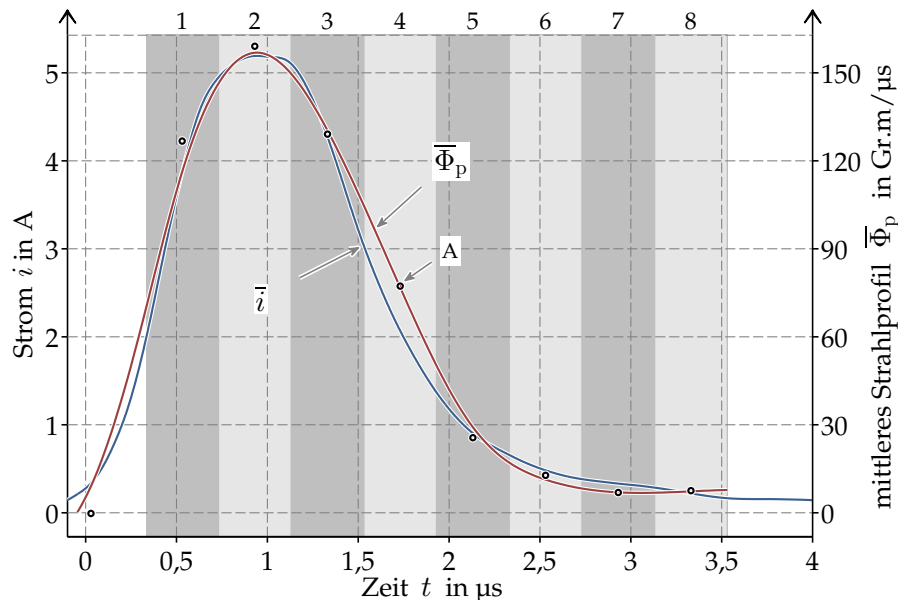


Abbildung 5.8: Proportionalität zwischen dem Strahlprofil und dem geglätteten Vorentladungsstrom \bar{i}_e

Der Mittelwert aus Gleichung (5.41) von $\bar{\Phi}_{p4} = 77 \text{ Gr.m/s}$ ist durch den Markierung A mit der Koordinate $(1,76 \mu\text{s}, 77 \text{ Gr.m/s})$ dargestellt. Dabei ist $t = 1,76 \mu\text{s}$ der Mittelwert der Belichtungszeit von $t = t_0 = 1,56 \mu\text{s}$ bis $t = t_0 + \Delta t = 1,96 \mu\text{s}$ (aus Abbildung 4.6).

In Abbildung 5.8 ist zusätzlich der geglättete Vorentladungsstrom \bar{i}_e dargestellt, der wie folgt berechnet wurde:

$$\bar{i}_e(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} i_e dt' \quad \text{in A} \quad (5.44)$$

Erkennbar ist in dieser Abbildung eine gute Übereinstimmung bzw. die Proportionalität der Kurven des geglätteten Vorentladungsstromes \bar{i}_e und des Strahlprofils $\bar{\Phi}_p$:

$$\bar{i}_e(t) \sim \bar{\Phi}_p(t) \quad (5.45)$$

bzw.

$$\bar{i}_e(t) \approx 30 \text{ As/Gr. m} \cdot \bar{\Phi}_p(t) \quad \text{in A} \quad (5.46)$$

Diese Übereinstimmung wurde für unterschiedliche Elektrodenabstände, Scheitelwerte der Stoßspannung, Abstände zur Hochgeschwindigkeitskamera und mit mehreren Objektiven überprüft und bestätigt.

Die festgestellte Proportionalität in Gleichung (5.45) wird im Anhang F durch den Zusammenhang zwischen der Strahldichte $\frac{d\Phi_e}{dV}$ und dem Betrag der Stromdichte $|\vec{J}|$ im Raum über der Zeit theoretisch begründet:

$$\frac{d\Phi_e(x, y, z, t)}{dV} \sim |\vec{J}(x, y, z, t)| \quad (5.47)$$

Die Strahlung ist eine Folge der Zusammenstöße frei beweglicher Elektronen und quasi ortsgebundener Gasmoleküle. Nach jedem Zusammenstoß werden die Elektronen gebremst und die umgesetzte Energie wird in Form elektromagnetischer Wellen emittiert. Die Strahldichte $\Phi_e(x, y, z)$ in W/m^3 erhöht sich, wenn die Anzahl der beweglichen Elektronen erhöht wird. Dies wird als Erhöhung der Stromdichte $\vec{J}(x, y, z)$ wahrgenommen.

Der festgestellte und theoretisch begründete Zusammenhang in Gleichung (5.47) ermöglicht eine Beschreibung der Raumladungsverteilung $q_e(x, y, z)$ mit Hilfe der aufgenommenen Strahlung [SHIRVANI et al. 2013a]. Bisher konnte die Verteilung der Raumladung nur analytisch berechnet werden [PAPAGEORGIOU et al. 2011, BECERRA u. COORAY 2006, ORTÉGA et al. 2005, ABOUELSAAD u. EL-BAHY 2000, MORROW u. LOWKE 1997, ALEKSANDROV u. BAZELYAN 1996]. Mit der Möglichkeit, die Raumladungs- und Feldverteilung während der Ausbreitung zu ermitteln und zu analysieren, können Erkenntnisse der Entladung verbessert werden.

DURCHSCHLAGMECHANISMUS BEI POSITIVEN BLITZSTOSSSPANNUNGEN

*Wenn zwei Philosophen zusammentreffen, ist es am vernünftigsten,
wenn sie zueinander bloß 'Guten Morgen' sagen.*

Jean Paul Sartre (1905-1980)

6.1 MECHANISMUS DER STREAMERENTLADUNG

6.1.1 EINSETZEN DER ERSTEN STREAMERENTLADUNG

Anfangsstadium: Entstehung von Elektronenlawinen

Der Beginn des Entladungsprozesses setzt mindestens ein freies Elektron – **das Anfangselektron** – voraus. Ohne ein externes elektrisches Feld \vec{E}_g ist die Bereitstellungsrate der Anfangselektronen in atmosphärischer Luft und bei Raumtemperatur so gering, dass eine Bereitstellung in der kurzen Dauer der Blitzstoßspannung nahezu vernachlässigt werden kann [BUSS u. MASCH 1931, SCHUFFT 2007]. Die Bereitstellungsrate von Elektronen steigt mit einem extern angelegten Feld \vec{E}_g an. Mit einer Bereitstellung innerhalb weniger Nanosekunden ist zu rechnen, wenn die externe Feldstärke ^{6.1} E_g die innere elektrische Festigkeit ^{6.2} $E_i \approx 25 \text{ kV/cm}$ überschreitet. Es findet dann eine **Feldionisation** ^{6.3} am Ort der **Höchstfeldstärke** statt.

Bei Spitze-Platte-Anordnungen ist die Feldverteilung $\vec{E}(x, y, z)$ stark inhomogen (Homogenitätsgrad $\eta = \frac{E_m}{E_h} \ll 1$, siehe Anhang G). Die Höchstfeldstärke E_h unmittelbar an der stark gekrümmten Spitzenelektrode ist viel größer als die **mittlere Feldstärke** E_m (siehe Abbildung G.1 Seite 174):

$$E_h = \frac{E_m}{\eta} \gg E_m = \frac{u}{s} \quad \text{in kV/m} \quad (6.1)$$

6.1 Feldstärke E ist der Betrag des Feldestärkevektors \vec{E} .

6.2 Die innere elektrische Festigkeit E_i (auch Zündhöchstfeldstärke von MOSCH und HAUSCHILD) ist die Feldstärke, bei der der Ionisationskoeffizient der Elektronen α dem Anlagerungskoeffizient η gleich ist [BEYER et al. 1986].

6.3 Unter Feldionisation wird die Heraustrennung eines Elektrons aus einem Gasteilchen durch ein genügend starkes externes, elektrisches Feld verstanden.

Die Höchstfeldstärke E_h überschreitet die innere elektrische Festigkeit E_i schon bei einer Elektrodenspannung $u_s = u(t_s)$, die deutlich kleiner als der Scheitelwert der Blitzstoßspannung bei einem Durchschlag $\hat{u} = \hat{u}_d$ ist:

$$E_h > E_i \quad \text{bei} \quad u_s = u(t_s) < \hat{u}_d \quad (6.2)$$

Die Vorentladung setzt ein. Das Anfangselektron wird freigesetzt und durch die Feldstärke $E_h \geq E_i$ in Richtung Spitzenelektrode beschleunigt. Als Folge der **Stoßionisation**^{6.4} entstehen neue positive Ionen und damit freie Elektronen (Abbildung 6.1).

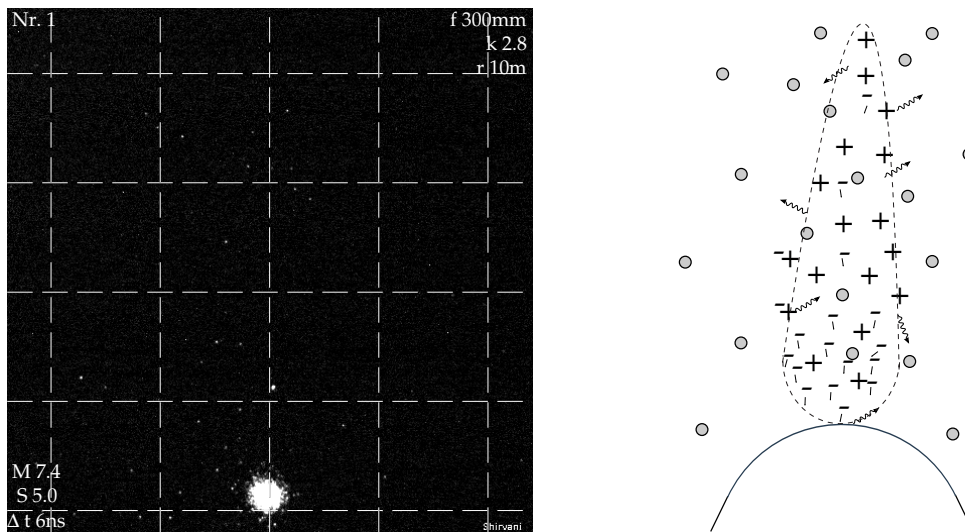


Abbildung 6.1: Bildung der ersten Elektronenlawine innerhalb weniger Nanosekunden

Als Folge der Energieaustauschprozesse^{6.5} zwischen den Gasteilchen werden elektromagnetische Wellen emittiert, die eine **Photoionisation**^{6.6} ermöglichen. Die freiwerdenden Elektronen vermehren sich exponentiell und bilden eine oder mehrere **Elektronenlawinen**, die sich sehr schnell (Geschwindigkeit $v_e \gg 1 \text{ m}/\mu\text{s}$) auf die Anode zubewegen. Deshalb ist ein Impuls des Vorentladungsstromes $i_e > 0 \text{ A}$ stoßartig im Augenblick der Ankunft des Lawinenkopfes an der Spitzenelektrode messbar (Ab Markierung S in Abbildung 6.2), der nach Abfuhr aller freien Elektronen rasch abfällt. In Abbildung 6.2 entspricht dieser Zeitraum der Zeit $0 \text{ ns} < t' < t_m$ (**S-M**), in dem der Vorentladungsstrom i_e auf das lokale Minimum i_m sinkt. Die Zeitdauer von der ersten Stoßionisation bis zur Abfuhr der Elektronen beträgt nur wenige Nanosekunden $\Delta t = t_m - t_s < 6 \text{ ns}$. Dies entspricht etwa dem Ende der Belichtungszeit der Einzelaufnahme in Abbildung 6.1. Innerhalb einer Reichweite von wenigen Millimetern bleibt nun eine Wolke positiver Ionen zurück.

6.4 Als Stoßionisation wird das Herausschlagen von Elektronen aus Atomen oder Molekülen als Folge der Kollision eines beschleunigten Elektrons bezeichnet.

6.5 Unter Energieaustauschprozess wird der Zusammenstoß zwischen Gasteilchen verstanden (siehe Anhang F).

6.6 Photoionisation bezeichnet die Freisetzung von Elektronen mit Hilfe elektromagnetischer Wellen (Strahlung).

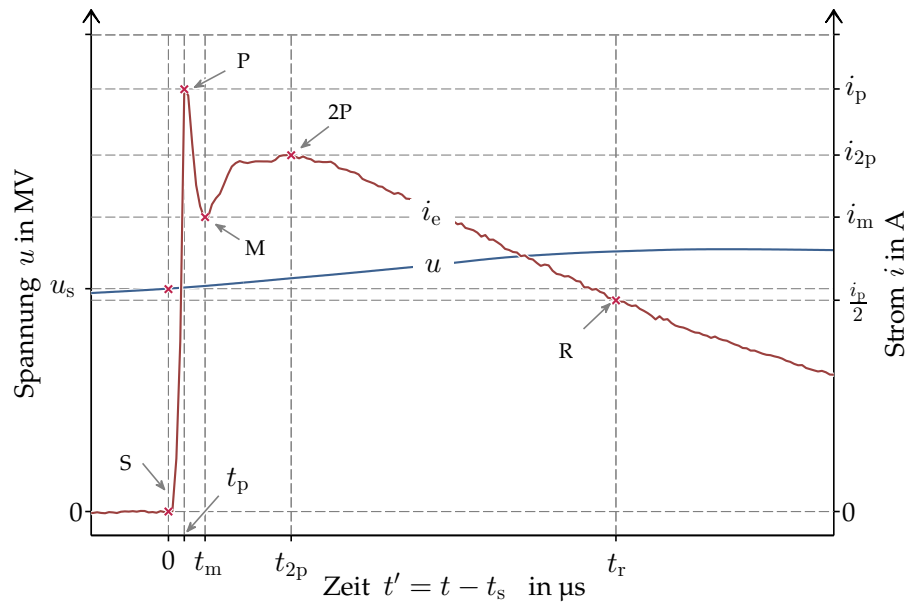


Abbildung 6.2: Parameterdefinition des Stromverlaufs der ersten Streamerentladung

Positive Ionen/Ladungsträger

Die Beweglichkeit^{6.7} der schweren positiven Ionen beträgt $b_{I^+} \approx 1,8 \frac{\text{cm}}{\text{s}} / \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ [LEMKE 1967]. Die vorhandene Feldstärke kann sie aufgrund ihrer relativ großen Masse nicht wesentlich beschleunigen. Während der kurzen Dauer der Blitzstoßspannung bewegen sich die positiven Ionen kaum. Sie werden ihren Platz durch die gesamte Dauer der Vorentladung beibehalten, deshalb sind die Elektronen die einzig **beweglichen** bzw. die einzig bewegten Ladungsträger.

Streamerkriterium

Die Anzahl der positiven Ionen n_i entspricht der Anzahl der von der Spitzenelektrode abgeführten Elektronen und kann bspw. im Versuch aus Abbildung 4.2 (Seite 44) berechnet werden zu:

$$\begin{aligned}
 n_i(t' = t_m) &= \frac{q_e(t' = t_m)}{e^-} = \frac{\int_{0 \text{ ns}}^{t_m} i \, dt'}{e^-} = \\
 &= \frac{\int_{0 \text{ ns}}^{6 \text{ ns}} i \, dt'}{1,6 \cdot 10^{-10} \text{ nAs}} = \frac{12 \text{ nAs}}{1,6 \cdot 10^{-10} \text{ nAs}} = 7,5 \cdot 10^{10} \quad \text{in } \quad (6.3)
 \end{aligned}$$

Die Raumladung q_e wird mit dem Integral des Vorentladungsstromes i_e über der Zeit $0 \text{ ns} < t' < t_m$ beschrieben. Die elektrische Ladung eines Elektrons entspricht $e^- = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ nAs}$.

6.7 Unter Beweglichkeit wird der Proportionalitätsfaktor zwischen dem anliegenden elektrischen Feld und der Driftgeschwindigkeit verstanden. Die Driftgeschwindigkeit entspricht der mittleren gerichteten Geschwindigkeit der Ladungsträger.

Die in Gleichung (6.3) berechnete Ladungsträgerzahl n_i ist deutlich größer als die allgemein bekannte kritische Ladungsträgerzahl $n_e \approx 10^8$ des **Streamerkriteriums** [RAETHER 1939, LOEB 1939]:

$$n_i = 7,5 \cdot 10^{10} \gg n_e \approx 10^8 \quad \text{in } - \quad (6.4)$$

und weist auf gute Bedingungen für den Übergang von der Elektronenlawine auf eine Streamerentladung hin.

Übergang auf eine Streamerentladung

Die hohe Menge positiver Raumladung beeinflusst die Feldverteilung extrem. Die Feldstärke am Rand der Vorentladung (bspw. am $(x = 0 \text{ cm}, y = \ell_s, z = 0 \text{ cm})$) wird derart erhöht, dass bei benachbarten^{6.8} Molekülen neue Stoß- und Photoionisationen^{6.9} stattfinden können. Anfangselektronen stehen wieder zur Verfügung. Sie lösen neue ineinanderwachsende Elektronenlawinen bzw. **Folgelawinen** aus [BEYER et al. 1986, LEMKE 1967, NASSER 1963]. Wie in Abbildung 6.3 dargestellt, breitet sich die Vorentladung nun durch mehrere **Streamerbahnen** aus und dringt tiefer in den Raum ein.

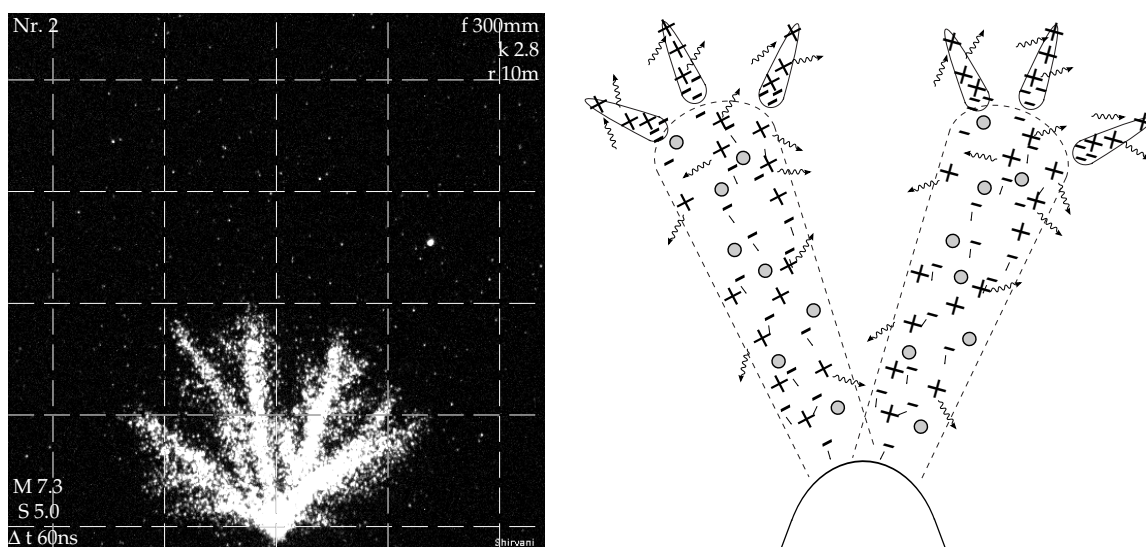


Abbildung 6.3: Ineinanderwachsende Folgelawinen und Bildung der Streamerentladung

Ständige Abfuhr der Elektronen vom Kopf der Streamerbahnen durch die aktiven Streamerbahnen zur Spitzenelektrode

Die ansteigende Elektrodenspannung ($\frac{du}{dt} > 0 \text{ kV}/\mu\text{s}$) verursacht eine positive Oberflächenladung an der Spitzenelektrode, die die neuen, freien Elektronen am Kopf der

6.8 Da die Felderhöhung aus mikroskopischer Sicht mit der Entfernung rasch absinkt, ist die Photoionisation an entfernten Orten weniger wahrscheinlich.

6.9 Mit zusätzlicher Hilfe der abgestrahlten elektromagnetischen Wellen vergangener Energieaustauschprozesse

Streamerbahnen anzieht. Parallel dazu werden sie durch die bereits vorhandenen positiven Ionen in der Streamerbahn ebenfalls beschleunigt. Sie bewegen sich deshalb vom Kopf der Streamerbahn – in entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung^{6.10} – auf die Spitzenelektrode zu. Folgende drei Arten der Zusammenstöße und Energieaustauschprozesse sind dabei möglich:

- Ist die vorhandene Feldstärke ausreichend hoch bzw. ist die Entfernung zwischen zwei Zusammenstößen ausreichend groß, nimmt ein freies Elektron genug Energie auf, um beim nächsten Aufprall weitere Elektronen freizusetzen – **Stoß- und auch Photoionisation**.
- Wird es dagegen zu wenig beschleunigt, wird es durch ein positives Ion wieder eingefangen – **Rekombination**. Bei elektronegativen Molekülen besteht zudem die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron an einem neutralen Molekül andockt und ein **negatives** Ion bildet [BEYER et al. 1986].
- Auf dem Weg zur Spitzenelektrode nehmen die freien Elektronen aber meistens ausreichend Energie auf, um eine Bindung mit einem Gasteilchen bzw. eine Rekombination zu verhindern. Ist die kinetische Energie des Elektrons nicht für eine Ionisation ausreichend, wird das Elektron leicht gebremst. Ein Teil seiner kinetischen Energie wird bei diesem Zusammenstoß in elektromagnetische Wellen umgewandelt und abgestrahlt – **bremssende Strahlung**^{6.11}.

Die freien Elektronen, die sich im Laufe der Bewegung vom Kopf der Streamerbahn zur Spitzenelektrode nicht rekombiniert haben, erreichen die Spitzenelektrode. Sie reduzieren bzw. kompensieren die positive Oberflächenladung der Spitzenelektrode.

Endstadium der Streamerentladung

Wie aus Abbildung 6.3 ersichtlich, findet am Kopf der Streamerbahn aufgrund der ineinanderwachsenden Folgelawinen eine mikroskopische Verzweigung in alle Richtungen statt. Die Streamerbahn dehnt sich radial aus, die Dichte der Ionisation und die damit verbundene Strahldichte^{6.12} $\frac{d\Phi_e}{dV}$ nimmt ab. Raumladungsdichte und Feldstärke der Raumladung am Kopf der Streamerbahn sinken. Zudem sinkt die Feldstärke der Oberflächenladung der Spitzenelektrode mit der Entfernung y rasch ab. Aufgrund der geschwächten Feldstärke am Kopf der Bahnen sinken die Dichte $\frac{dN_{\text{ions}}}{dV}$

6.10 Bei einer positiven Stoßspannung (Spitzenelektrode als Anode) kann der Prozess mit einer Schneelawine verglichen werden, die im Tal startet. Die Schneemassen bewegen sich in Richtung Tal, während sich die Schneelawine nach oben ausbreitet.

6.11 Unter bremsende Strahlung wird ein inelastischer Zusammenstoß zwischen einem Elektron und einem positiven Ion (aber auch einem neutralen Gasteilchen) verstanden, bei dem ein Energieaustauschprozess stattfindet. Resultat dieses Energieaustauschprozesses ist eine direkte Strahlung (elektromagnetische Wellen) oder eine Anregung des beteiligten Ions. Die kinetische Energie des Elektrons sinkt dabei. Das angeregte positive Ion wird dann die elektromagnetische Welle emittieren, indem es zum normalen Zustand zurückkehrt – indirekte Strahlung.

6.12 Die Strahldichte mit der Einheit W/m^3 steht für die emittierte Energie in Form von elektromagnetischen Wellen pro Zeit- und Volumeneinheit, siehe Abschnitt 5.1.

und die Rate $\frac{dN_{\text{ions}}}{dt}$ der Ionisation (Ionenproduktion) sowie die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_s .

Reicht die Feldstärke am Kopf einer Streamerbahn nicht mehr für eine neue Ionisation aus und ist die Feldstärke an der Spitzenelektrode – aufgrund der Abnahme der Oberflächenladung durch freie Elektronen – nicht hinreichend hoch, werden keine weiteren Elektronen durch die Spitzenelektrode aus dem Entladungsraum abgezogen $i_e \approx 0$ A. Die Streamerbahnen werden inaktiv und breiten sich nicht weiter aus. Der aktive Prozess wird beendet. In Streamerbahnen ruhen nur noch positiven Ionen.

6.1.2 WIRKUNG DES ELEKTRISCHEN GRUND- UND EIGENFELDES

In Abbildung 6.4 ist das resultierende Feld $\vec{E}_t(x, y, z)$ als eine vektorielle Überlagerung des **Grundfeldes** [SCHUFFT 2007] $\vec{E}_g(x, y, z)$ und des **Eigenfeldes** [SCHUFFT 2007] (oder des Raumladungsfeldes [BEYER et al. 1986]) $\vec{E}_c(x, y, z)$ dargestellt:

$$\vec{E}_t(x, y, z) = \vec{E}_g(x, y, z) + \vec{E}_c(x, y, z) \quad (6.5)$$

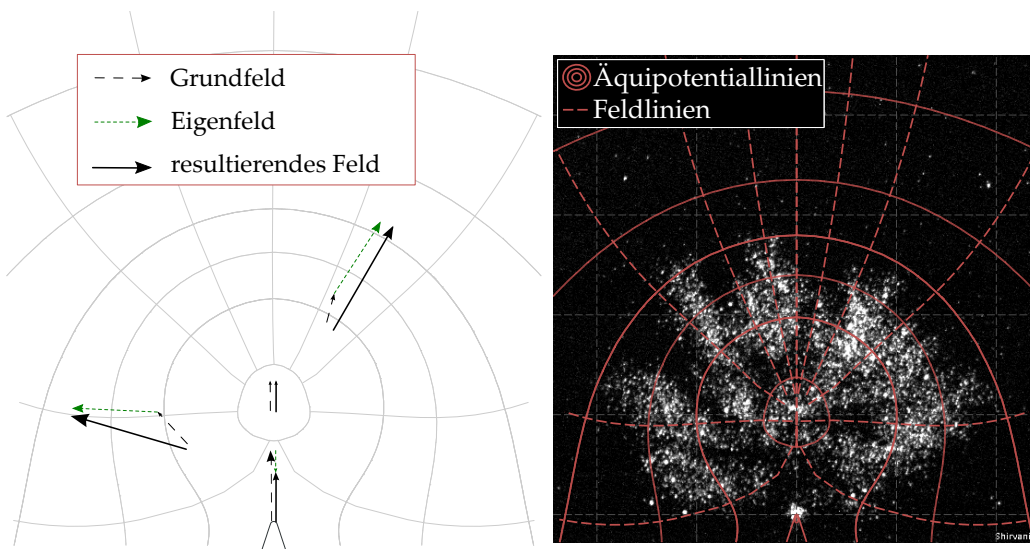


Abbildung 6.4: Grund-, Eigen- und resultiertes Feld

- Das **Grundfeld** $\vec{E}_g(x, y, z)$ ist das elektrische Feld der Oberflächenladung, die auf der Elektrodenoberfläche verteilt ist. Randbedingung für die Verteilung ist ein konstantes elektrisches **Potential** an der metallischen Elektrodenoberfläche der Spitze φ_{gs} und der Platte φ_{gp} . In raumladungsfreier Luft entspricht die **Potentialdifferenz** $\Delta\varphi_g$ der Elektrodenspannung u . Es gilt:

$$\Delta\varphi_g = \varphi_{gs} - \varphi_{gp} = u \quad \text{in kV} \quad (6.6)$$

- Das **Eigenfeld** $\vec{E}_c(x, y, z)$ ist das elektrische Feld der Raumladung, die sich aufgrund der Ionisation und der Ladungsträgerbewegung im Raum ausbildet.

Maßgebend für die Raumladungsverteilung ist die Bewegung der freien Elektronen (nach der Ionisation oder Emission und vor einer Rekombination oder Abfuhr)

Entlang der Elektrodenachse ($x = z = 0 \text{ cm}$) haben das Eigenfeld \vec{E}_c und das Grundfeld \vec{E}_g lediglich eine y -Komponente^{6.13}. Die vektorielle Addition in Gleichung (6.5) kann deshalb durch eine skalare Addition vereinfacht werden,

$$E_t(y) = E_g(y) + E_c(y) \quad \text{in kV/m} \quad \text{bei} \quad x = z = 0 \text{ cm} \quad (6.7)$$

wobei E_c , E_g und E_t die Beträge (Feldstärke) des Eigen-, Grund- und resultierenden Feldes entlang der Elektrodenachse sind:

$$E_g(y) = |\vec{E}_g(x = 0 \text{ cm}, y, z = 0 \text{ cm})| \quad \text{in kV/m} \quad (6.8)$$

$$E_c(y) = |\vec{E}_c(x = 0 \text{ cm}, y, z = 0 \text{ cm})| \quad \text{in kV/m} \quad (6.9)$$

$$E_t(y) = |\vec{E}_t(x = 0 \text{ cm}, y, z = 0 \text{ cm})| \quad \text{in kV/m} \quad (6.10)$$

In Abbildung 6.5 sind die berechneten^{6.14} Feldstärken entlang der Elektrodenachse dargestellt. Die Darstellung entspricht dem Verhältnis am Ende der Belichtungszeit der Einzelaufnahme.

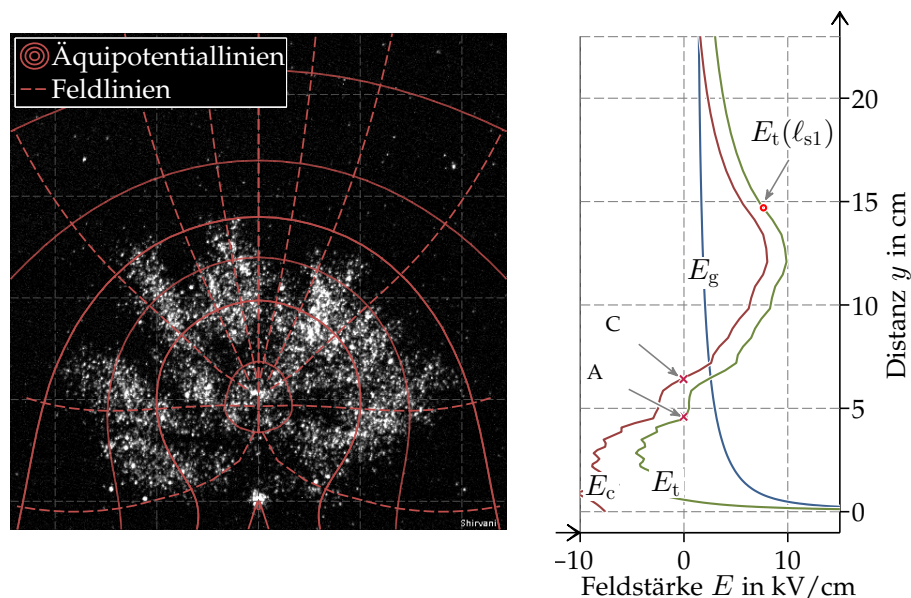


Abbildung 6.5: Grund- E_g , Eigen- E_c und resultierende Feldstärke E_t entlang der Elektrodenachse (für bspw. die dritte Einzelaufnahme aus Abbildung 4.2 Seite 44)

Feld im Entladungsraum

Die Grundfeldstärke E_g bleibt stets positiv bzw. in Richtung der Potentialdifferenz $\Delta\varphi_g = \varphi_{gs} - \varphi_{gp}$. Sie sinkt aber bei zunehmender Entfernung y stark ab, da die

6.13 Mit der Annahme, dass die Raumladung um die Elektrodenachse symmetrisch verteilt ist.

6.14 Es wird auf die Beschreibung der Methodik zur Berechnung der Feldstärke verzichtet. Es sei auf [SHIRVANI et al. 2013a,c,b] verwiesen.

Feldverteilung bei Spitze-Platte-Anordnung stark inhomogen ist (Homogenitätsgrad $\eta \ll 1$, (siehe auch Abbildung G.1 Seite 174)):

$$E_g(0 \text{ cm} < y < s) > 0 \text{ kV/cm} \quad \text{jedoch} \quad y \uparrow \Rightarrow E_g(y) \downarrow \downarrow \quad (6.11)$$

Das Eigenfeldstärke E_c ist dagegen von der Spitzenelektrode bis etwa zum Zentrum des Entladungsraumes $0 \text{ cm} < y < \ell_c$ (Markierung C in Abbildung 6.5) negativ:

$$E_c(y) < 0 \text{ kV/cm} \quad \text{und} \quad E_g(y) > 0 \text{ kV/cm} \quad \text{bei} \quad 0 \text{ cm} < y < \ell_c \quad (6.12)$$

Das Eigenfeld \vec{E}_c wirkt dem Grundfeld \vec{E}_g in diesem Bereich $0 \text{ cm} < y < \ell_c$ entgegen. Die resultierende Feldstärke E_t ist deshalb schwächer als die Grundfeldstärke E_g :

$$E_t(y) < E_g(y) \quad \text{in kV/m} \quad \text{bei} \quad 0 \text{ cm} < y < \ell_c \quad (6.13)$$

Wenn die resultierende Feldstärke E_t im Zentrum des Entladungsraumes zu niedrig wird (bspw. in Abbildung 6.5 um Stelle A), werden sich die Elektronen nicht mehr zur Spitzenelektrode bewegen können. Sie werden von positiven Ionen aufgefangen und **rekombinieren**. Die Strahlung nimmt in diesem Bereich ab. Wie aus der Einzelaufnahme der Abbildung 6.5 ersichtlich wird, ist der angrenzende Raum um die Spitzenelektrode dunkel.

Feld außerhalb des Entladungsraumes

Außerhalb des Entladungsraumes ist das Eigenfeld \vec{E}_c ab etwa dem Zentrum $y > \ell_c$ in gleicher Richtung des Grundfeldes \vec{E}_g . Beide Feldstärken $E_c(y > \ell_c)$ und $E_g(y > \ell_c)$ sind positiv. Die resultierende Feldstärke E_t ist in diesem Bereich höher als die Grund- und Eigenfeldstärke:

$$E_t(y) > E_c(y) > 0 \text{ kV/cm} \quad \text{bei} \quad y > \ell_c \quad (6.14)$$

$$E_t(y) > E_g(y) > 0 \text{ kV/cm} \quad \text{bei} \quad y > \ell_c \quad (6.15)$$

Somit ist sie nun höher als das Grundfeldstärke E_g vor Beginn der Vorentladung $t < t_s$. Solange die Erhöhung der resultierenden Feldstärke E_t in den benachbarten Gebieten des Kopfes ausreicht, werden diese Gebiete ionisiert. So breiten sich die Streamerbahnen weiter aus.

Homogenisierung der Feldverteilung mit der Zeit

In Abbildung 6.6 ist der Verlauf der resultierenden Feldstärke E_{t1} bis E_{t4} zum Zeitpunkt der jeweilig erfassten Einzelaufnahmen aus Abbildung 4.2 Seite 44 dargestellt^{6,15}. Die Zeitpunkte dieser Verläufe entsprechen dem Ende der Belichtungszeiten der vier Einzelaufnahmen ($t = t_{1...4} = 522, 582, 642$ und 702 ns). Die Markierungen repräsentieren die resultierenden Feldstärken E_t am Kopf der Streamerbahnen am Ende der Belichtungszeit der jeweiligen Einzelaufnahme. Mit den Markierungen

6.15 Die Entfernung y zur Spitzenelektrode ist in Abbildung 6.5 auf der Abszisse aufgetragen und im Vergleich zu Abbildung 4.2 um 90° verdreht.

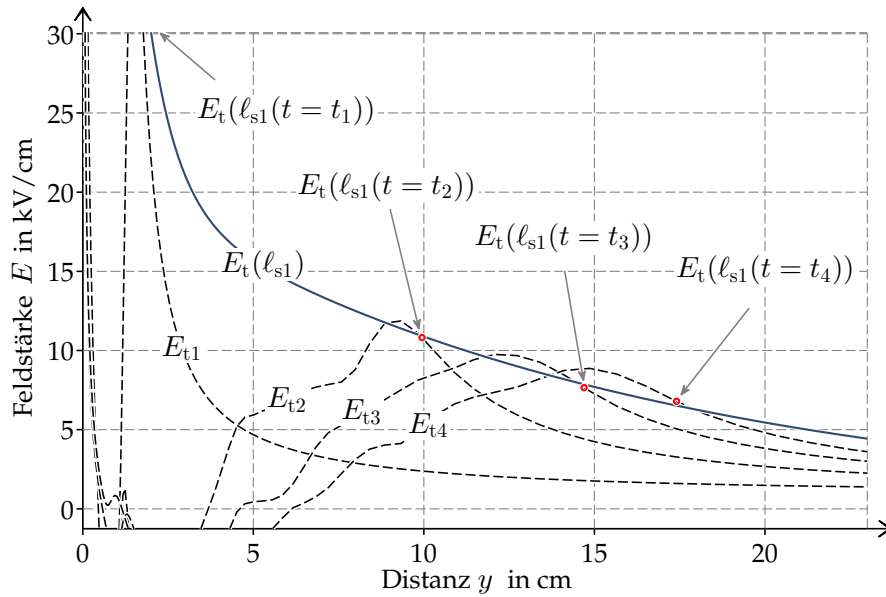


Abbildung 6.6: Verteilung der resultierten Feldstärke $E_t(y)$ über der Zeit und Homogenisierung der Feldverteilung

dieser Punkte kann der Verlauf der resultierenden Feldstärke $E_t(y = \ell_{s1}(t))$ am Kopf der Streamerbahn über der Zeit interpoliert werden.

Wie aus Abbildung 6.6 ersichtlich wird, verschiebt sich der Ort der Höchsfeldstärke E_h mit der Zeit, und die Feldverteilung homogenisiert sich. Deshalb nimmt die resultierende Feldstärke am Kopf der Streamerbahnen $E_t(y = \ell_{s1})$ mit der Ausbreitung ℓ_{s1} ab. Es sinken die Strahlung am Kopf der Streamerbahnen und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Streamerentladung v_{s1} .

6.1.3 ÜBERGANG IN DIE ZWEITE STREAMERENTLADUNG

Zur Ausbreitung der ersten Streamerentladung ist eine ausreichende Feldstärke am vordringenden Kopf der Streamerbahnen $E_t(y = \ell_{s1}(t))$ erforderlich. Das resultierende Feld \vec{E}_t im Raum setzt sich dabei aus den zwei Komponenten, dem Grundfeld der Elektroden \vec{E}_g und dem Eigenfeld der Raumladung \vec{E}_c zusammen:

$$\vec{E}_t = \vec{E}_g + \vec{E}_c \quad \text{in kV/cm} \quad (6.16)$$

Im resultierenden Feld am Kopf der Streamerbahnen ist das Grundfeld \vec{E}_g nach Gleichung (6.11) weniger bestimmend. Die Ausbreitung und Intensität der Energieaustauschprozesse am Kopf der Streamerbahnen sind weitestgehend vom Eigenfeld \vec{E}_c abhängig:

$$E_g(y) \approx 0 \text{ kV/cm} \quad (6.17)$$

$$y = \ell_{s1} \gg 0 \text{ cm} \Rightarrow$$

$$E_t(y) \approx E_c(y) \quad \text{in kV/cm} \quad (6.18)$$

Dominant ist das Grundfeld \vec{E}_g hingegen im Nahgebiet der Spitzenelektrode. Dort ist die Feldstärke annähernd proportional zu Oberflächenladungsdichte^{6.16} σ der Spitzenelektrode:

$$E_t(y) \approx E_g(y) = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \quad \text{in kV/cm} \quad \text{bei} \quad y = 0 \text{ cm} \quad (6.19)$$

Einsetzkriterien: Ionisation und Spannungsanstieg

Bei Anstieg der Elektrodenspannung erhöht sich die positive Oberflächenladungsdichte. Solange die ankommenden freien Elektronen die Oberflächenladungsdichte kompensieren können ($\sigma \approx 0 \mu\text{As}/\text{m}^2$), vergrößert sich die resultierende Feldstärke an der Spitzenelektrode nur im geringen Maße.

Wenn die Ionisation am Kopf der Streamerbahnen schwächer und damit die Rate der ankommenden freien Elektronen kleiner wird, kann die positive Oberflächenladungsdichte nicht reduziert werden. Somit verlagert sich der Ort der Höchstfeldstärke E_h vom Kopf der Streamerbahnen ($y \approx \ell_{s1}$) zur Spitzenelektrode ($y = 0 \text{ cm}$). Eine neue Streamerentladung wächst daher nur bei einem Spannungsanstieg und von der Spitzenelektrode aus. Dafür muss zunächst die Ionisationsrate am Kopf der Bahnen der ersten Streamerentladung schwächer werden. Für das Einsetzen der zweiten Streamerentladung sind somit eine ausreichend hohe Spannungssteilheit und eine weitestgehend inaktive erste Streamerentladung notwendig (siehe Abschnitt 4.1.2, Seite 50).

Aufgrund der Raumladung der ersten Streamerentladung ist vor Beginn der zweiten Streamerentladung eine relativ homogene Feldverteilung wirksam. Daher breitet sich die zweite Streamerentladung prinzipiell nicht so explosionsartig aus wie die erste Streamerentladung^{6.17}. Im Raum vor der Spitzenelektrode ist bereits eine Raumladung vorhanden, die das Feld am Kopf der Bahnen der zweiten Streamerentladung schwächt und eine schnelle Ausbreitung verhindert.

Einfluss der ersten auf die zweite Streamerentladung

Um den Einfluss des stochastischen Verhaltens der Einsetzspannung der ersten Streamerentladung t_s auf den Verlauf der zweiten Streamerentladung zu veranschaulichen, sind in Abbildung 6.7 beispielgebend die Stromverläufe i_{e1} und i_{e2} aus zwei Versuchen bei gleichem Scheitelwert der Stoßspannung $\hat{u} = 736 \text{ kV}$ dargestellt. Die erste Streamerentladung bei Versuch 1 ist stärker ausgeprägt (Kurve i_{e1} , Einsetzspannung $u_{s1} = 288 \text{ kV}$ und Stromscheitelwert $i_{p1} = 4,96 \text{ A}$) als die erste Streamerentladung bei dem anderen Versuch (gestrichelte Kurve i_{e2} , Einsetzspannung $u_{s2} = 99 \text{ kV}$ und Stromscheitelwert $i_{p2} = 0,8 \text{ A}$). Die zweite Streamerentladung bei Versuch 1 setzt (Kurve i_{e1} , Markierung **S21** bei $t_{s2} = 780 \text{ ns}$) im Vergleich zum anderem Versuch (gestrichelten Kurve i_{e1} , Markierung **S22** bei $t_{s2} = 280 \text{ ns}$) später ein.

6.16 Die Oberflächenladungsdichte einer metallischen Elektrode ist proportional zum örtlichen Krümmungsgrad.

6.17 Siehe auch LEMKE [1967].

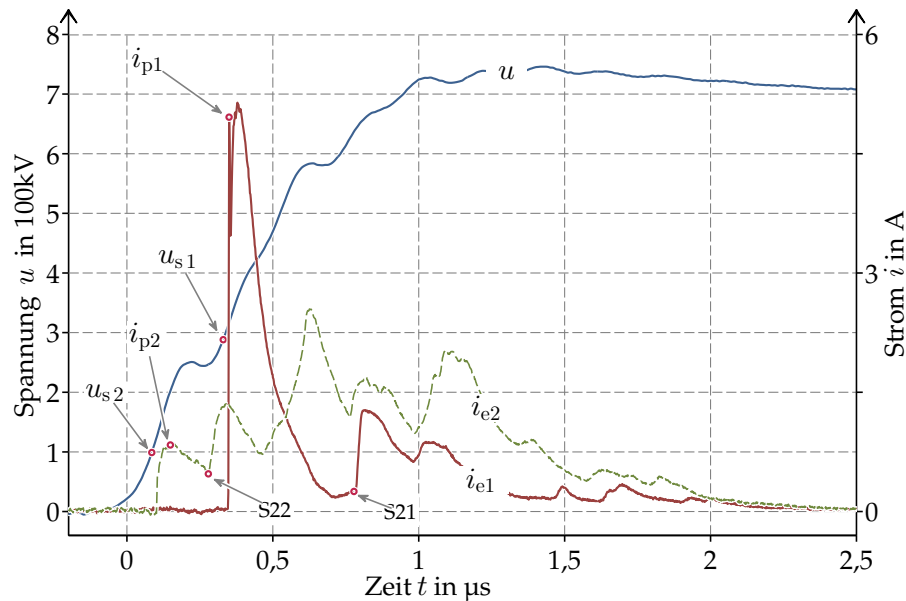


Abbildung 6.7: Zwei Verläufe des Vorentladungsstromes bei zwei Blitzstoßspannungen mit dem gleichen Scheitelwert von $\hat{u} = 736 \text{ kV}$ und einem Elektrodenabstand von $s = 400 \text{ cm}$

Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung u_{s2}

Je früher die erste Streamerentladung startet, desto schwächer ist auch ihre Raumladung^{6.18} und damit auch ihr Eigenfeld ausgeprägt. Die benötigte Grundfeldstärke, die der Eigenfeldstärke überwiegt, wird schneller erreicht, die Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung u_{s2} wird geringer:

$$t_s \downarrow \Rightarrow u_s \downarrow \Rightarrow q_s \downarrow \Rightarrow E_c \downarrow \Rightarrow u_{s2} \downarrow \quad (6.20)$$

Raumladung der zweiten Streamerentladung q_{s2}

Wenn die zweite Streamerentladung früher einsetzt, kann sie sich zeitlich weiter ausbreiten (vom frühen Einsetzen bis zur Stirnzeit der Stoßspannung $T_1 = 1,2 \mu\text{s}$). Die Raumladung der zweiten Streamerentladung q_{s2} wird größer, es gilt für die Summe der Gesamtladung der ersten und zweiten Streamerentladungen etwa $q_s + q_{s2} \approx \text{const.}$ ^{6.19}.

$$t_s \downarrow \Rightarrow q_s \downarrow \Rightarrow u_{s2} \downarrow \Rightarrow t_{s2} \downarrow \Rightarrow q_{s2} \uparrow \quad (6.21)$$

6.18 Eine statistische Auswertung der Eigenschaften der ersten Streamerentladung ist in Abschnitt E.1 gegeben. Siehe Abbildung E.7.

6.19 Eine statistische Auswertung der Startzeit und Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung ist in Abschnitt E.2 gegeben.

6.1.4 MODELLBESCHREIBUNG ZUR AUSBREITUNG DER STREAMERENTLADUNG

Grundlagen

Nach Gleichung (6.11) Seite 92 sinkt das Grundfeld E_g mit zunehmender Entfernung von der Spitzenelektrode schnell ab. Deshalb wird das resultierende Feld am Kopf der Streamerbahn $E_t(y = \ell_s)$ nach Gleichung (6.17) Seite 93 nahezu von der Raumladung $q_e(x, y, z, t)$ bestimmt. In einem vereinfachten Modell kann die im Entladungsraum verteilte elektrische Raumladung $q_e(x, y, z, t)$ mit einer Punktladung $q_c(t)$ beschrieben werden:

$$q_c(t) = \int i_e dt \quad \text{in } \mu\text{As} \quad (6.22)$$

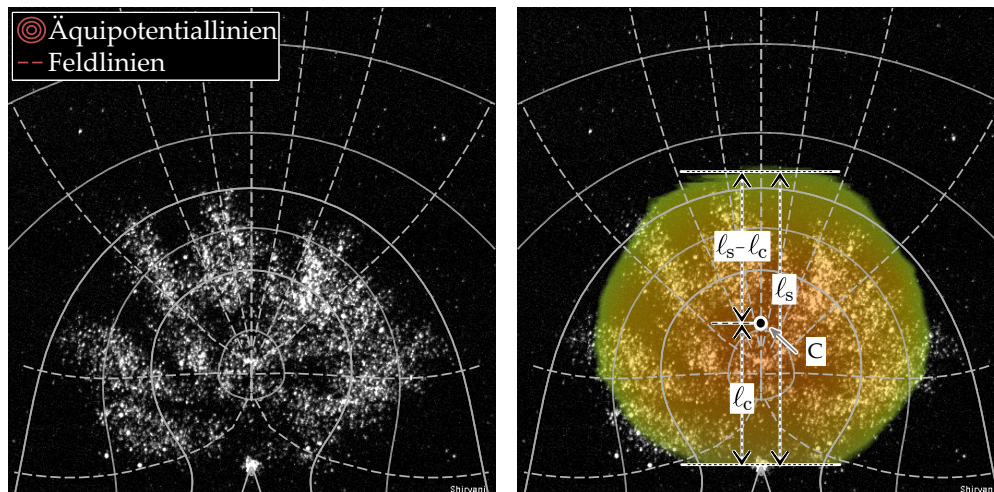


Abbildung 6.8: Vereinfachte Modellvorstellung zur Bestimmung der elektrischen Eigenfeldstärke

Wie aus Abbildung 6.8 ersichtlich, ist die Punktladung $q_c(t)$ in einer Entfernung $\ell_c(t)$ positioniert (Stelle C). Mithilfe dieser Punktladung ist es möglich, die resultierende Feldstärke am Kopf der Streamerbahnen $E_t(y = \ell_s)$ und an der Spitzenelektrode $E_t(y = 0 \text{ cm})$ zu analysieren. So kann das resultierende Feld am Kopf der Streamerbahn $E_t(y = \ell_s)$ auf Grundlage der Elektrostatik durch folgende Gleichung vereinfacht berechnet werden:

$$E_t(y = \ell_s) \approx E_c(y = \ell_s) = \frac{q_c}{4\pi\epsilon_0(\ell_s - \ell_c)^2} \quad \text{in kV/cm} \quad (6.23)$$

Dabei entsprechen ℓ_s der Vordringtiefe der Streamerentladung und $(\ell_s - \ell_c)$ dem Abstand des Kopfes der Streamerentladung von der Punktladung. Die Eigenfeldstärke an der Spitzenelektrode $E_c(y = 0 \text{ cm})$ bestimmt sich nach Gleichung (6.23) zu ^{6.20} :

$$E_c(y = 0 \text{ cm}) = -\frac{q_c}{4\pi\epsilon_0\ell_c^2} \quad \text{in kV/cm} \quad (6.24)$$

Nach der Analyse des Strahlprofils ^{6.21} erfolgt eine Ladungsträgerbewegung während der Ausbreitung und im gesamten Entladungsraum. Die positive Raumladung entfernt sich demnach von der Spitzenelektrode:

$$\ell_s \uparrow \Rightarrow \ell_c \uparrow \quad (6.25)$$

Auf der Grundlage der Gleichungen (6.23) ..(6.25) kann die Wirkung der Ausbreitung auf die Erhöhung der Raumladung und auf die Homogenisierung der Feldverteilung diskutiert werden:

Abtransport der freien Elektronen und Zunahme der Raumladung

Nach Gleichungen (6.24) und (6.25) sinkt mit der Ausbreitung die Gegenwirkung des Eigenfeldes auf den Abtransport der freien Elektronen.

$$\ell_c \uparrow \Rightarrow -E_c(y = 0 \text{ cm}) \downarrow \quad (6.26)$$

So werden die Elektronen von der Spitzenelektrode stärker angezogen als von den positiven Ionen ($E_g(y = 0 \text{ cm}) > E_c(y = 0 \text{ cm})$), sie werden aus dem Entladungsraum durch die Spitzenelektrode abtransportiert, die Raumladung steigt.

$$-E_c(y = 0 \text{ cm}) \downarrow \Rightarrow i_e > 0 \text{ A} \Rightarrow q_s \uparrow \quad (6.27)$$

Bei der Erhöhung der Raumladung erhöht sich nach Gleichung (6.23) ebenfalls das Eigenfeld $E_c(y = \ell_s)$ am Kopf der Streamerbahnen ^{6.22}. Die Ionisation wird beschleunigt, deshalb ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_s höher:

$$q_s \uparrow \Rightarrow E_c(y = \ell_s) \uparrow \Rightarrow v_s \uparrow \quad (6.28)$$

6.20 Die negative Polarität der Feldstärke in Gleichung (6.24) ermittelt die Feldrichtung von der Platten- zur Spitzenelektrode.

6.21 Die messbare Strahlung weist auf eine Ladungsträgerbewegung im Raum hin, siehe Abschnitt 5.4.

6.22 Die große positive Raumladung im Entladungsraum erschwert andererseits den Abtransport weiterer freier Elektronen aus dem Entladungsraum. Bei einer schneller ansteigenden Elektrodenspannung ist aufgrund der größeren Raumladung die Gegenwirkung des Eigenfeldes auf den Abtransport höher. Freie Elektronen werden somit leichter bei langsam ansteigenden Stoßspannungen abtransportiert. LEMKE [1967] (Bild 92) untersuchte den Durchschlagmechanismus bei Schaltstoßspannung für zwei Spannungsformen $1/2.500 \mu\text{s}$ und $60/2.500 \mu\text{s}$. Da die höhere Spannungssteilheit (kleinere Stirnzeit) bei der ersten Spannungsform die Ausbreitung der Streamerentladung erschwert, liegt in der Tat die Durchschlagspannung bei dieser Spannungsform höher als bei dem anderen:

$$\hat{u}_{d1/2.500\mu\text{s}} > \hat{u}_{d60/2.500\mu\text{s}}$$

Homogenisierung der Feldverteilung

Nach Gleichung (6.23) folgt der Ausbreitung wiederum eine Senkung der Feldstärke am Kopf der Streamerbahnen.

$$\ell_s \uparrow \Rightarrow (\ell_s - \ell_c) \uparrow \Rightarrow E_c(y = \ell_s) \downarrow \Rightarrow v_s \downarrow \quad (6.29)$$

Mit zunehmender Raumladung q_c erfolgt eine Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit. Eine zunehmende Vordringtiefe führt gleichzeitig zu einer Homogenisierung der Feldverteilung und damit einer Reduzierung des Eigenfeldes $E_c(y = \ell_s)$. Bei der Ausbreitung herrscht ein „Wettlauf“ zwischen der treibenden Raumladungserhöhung nach Gleichung (6.28) und der bremsenden Homogenisierung der Feldverteilung nach Gleichung (6.29).

Ausbreitungsverlauf

In Abbildung 6.9 ist die Vordringtiefe der Streamerentladung ℓ_s beispielhaft für neun Blitzstoßspannungen mit unterschiedlichen Scheitelwerten von $\hat{u} = 48 \dots 99\% \cdot \hat{u}_d$ dargestellt.

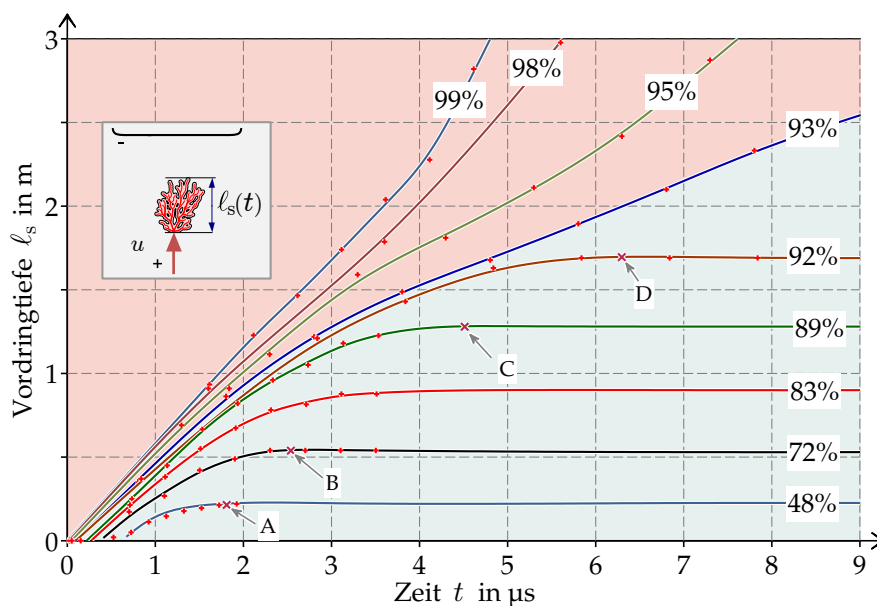


Abbildung 6.9: Vordringtiefe der Streamerentladung bei neun Blitzstoßspannungen mit unterschiedlichen Scheitelwerten von $\hat{u} = 48 \dots 99\% \cdot \hat{u}_d$ (Abbildung 4.8, Seite 60)

Ausbreitung bis zur Stirnzeit und der Einfluss der Spannungsteilheit

Bis zur Stirnzeit steigt das Grundfeld an der Spitzenelektrode $E_g(y = 0 \text{ cm})$ mit einer höheren Steilheit der Elektrodenspannung $\frac{du}{dt}$ stärker an. Die freien Elektroden werden stärker von der Spitzenelektrode angezogen und schneller aus dem Entladungsraum abtransportiert. Die Raumladung steigt schneller an, und nach Gleichung (6.28) wird die Feldstärke am Kopf der Streamerbahnen $E_t(y = \ell_s)$ höher.

Dies führt einerseits zu einer Erhöhung der Ionenproduktionsdichte $\frac{dN_{\text{ions}}}{dV}$, der Ionenproduktionsrate $\frac{dN_{\text{ions}}}{dt}$ und damit verbundener Strahldichte $\frac{d\Phi_e}{dV}$ sowie zu einer schnelleren Ausbreitung.

In den Messungen wurde bis zum Scheitelwert der Stoßspannung $0 \mu\text{s} < t < T_1 = 1,2 \mu\text{s}$ ein Zusammenhang zwischen der Steilheit der Elektrodenspannung $\frac{du}{dt}$ und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Streamerentladung festgestellt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird in dieser Zeit vor allem durch die Steilheit der Elektrodenspannung $\frac{du}{dt}$ bestimmt. Die Vordringtiefe $\ell_s(t = T_1)$ steigt mit einem höheren Scheitelwert der Stoßspannung schneller an und erreicht bis zur Stirnzeit eine weitere Entfernung.

$$v_s \sim \frac{du}{dt} \sim \hat{u} \quad \text{bei} \quad t < T_1 \quad (6.30)$$

Ausbreitung nach der Stirnzeit und der Einfluss der Feldverteilung

Nach dem Erreichen der Stirnzeit wird der Abtransport der freien Elektronen erschwert, da die Elektrodenspannung nicht mehr ansteigt, und sogar langsam sinkt. Deshalb ist prinzipiell nach der Stirnzeit mit einer Abnahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_s zu rechnen. Zudem kann das Verhalten der Ausbreitungsverläufe in drei Gruppen kategorisiert und erklärt werden:

- **Stark inhomogenes Feld** wenn $\ell_s < 50 \text{ cm}$
Bei kleinen Vordringtiefen ist die Feldverteilung $\vec{E}_t(x, y, z)$ noch stark inhomogen. Mit der Entfernung y sinkt die Feldstärke $E_t(y)$ stark ab:

$$y \uparrow \Rightarrow E_g(y) \downarrow\downarrow \quad (6.31)$$

Die Feldanhebung der Ladungsträgerbewegung reicht allein noch nicht aus, den benachbarten Raum am Kopf der Streamerbahnen zu ionisieren. Um dies zu ermöglichen, muss die Grundfeldstärke E_g bzw. die Elektrodenspannung u ansteigen. Daher stoppt die Streamerentladung bei kleinen Vordringtiefen kurz nach dem Erreichen des Scheitelwerts der Stoßspannung (Beispielsweise bei ca. $t = 1,8 \mu\text{s}$ bei $\hat{u} = 48\% \cdot \hat{u}_d$ und $\hat{\ell}_s = 22 \text{ cm}$ Markierung A)^{6.23}.

- **Übergang von einem stark inhomogenen in ein schwach inhomogenes Feld** bei $50 \text{ cm} < \ell_s < 175 \text{ cm}$:
Mit Zunahme der Vordringtiefe wird die Feldverteilung immer weniger inhomogen (Abbildung 6.6). Die Grundfeldstärke nimmt mit zunehmender Entfernung nach Gleichung (6.23) zwar ab, der treibende Einfluss der Ladungsträgerbewegung kann aber allein zu einer weiteren Ausbreitung führen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit bleibt auch nach der Stirnzeit größer Null, und die

6.23 In Analogie dazu wird bei einer stark inhomogenen Feldverteilung, zum Beispiel bei einer Spitze-Platte-Anordnung, mit einem Homogenitätsgrad von $\eta \leq 0,2$ von einer „stabilen“ Vorentladung gesprochen. Unter einer stabilen Vorentladung wird eine Vorentladung verstanden, die den Elektrodenzwischenraum nur teilweise überbrückt. Die Einsetzfeldstärke E_e liegt unter der Durchschlagfeldstärke: $E_e < E_d = \frac{U_d}{s}$

Streamerentladung endet immer später mit dem Steigern des Spannungsscheitelwertes (vergleiche $t = 2,5, 4,5$ und $6,3 \mu\text{s}$ bei $\hat{u} = 72\%, 83\%$ und $92\% \cdot \hat{u}_d$ Markierungen **B**, **C** und **D**). Eine geringe Änderung $\Delta\hat{u}$ verursacht eine große Änderung der maximalen Vordringtiefe $\Delta\hat{\ell}_s$.

- **Schwach inhomogenes Feld** wenn $175 \text{ cm} < \ell_s$:

Bei Erreichen einer Vordringtiefe von $\ell_s \approx 175 \text{ cm}$ (bei $\hat{u} \geq 93\% \cdot \hat{u}_d$) wird die Feldverteilung schwach inhomogen^{6.24}. Die Ausbreitung der Streamerentladung erfolgt nun kontinuierlich. Die Streamerentladung ist ab dieser Vordringtiefe „selbstständig“. Bei allen durchgeführten Versuchen überbrückte die Streamerentladung den Elektrodenzwischenraum vollständig, wenn sie diese **Grenz-Vordringtiefe** von $\ell_s = 175 \text{ cm}$ erreichte (Abbildung 6.10, Markierung **A**).

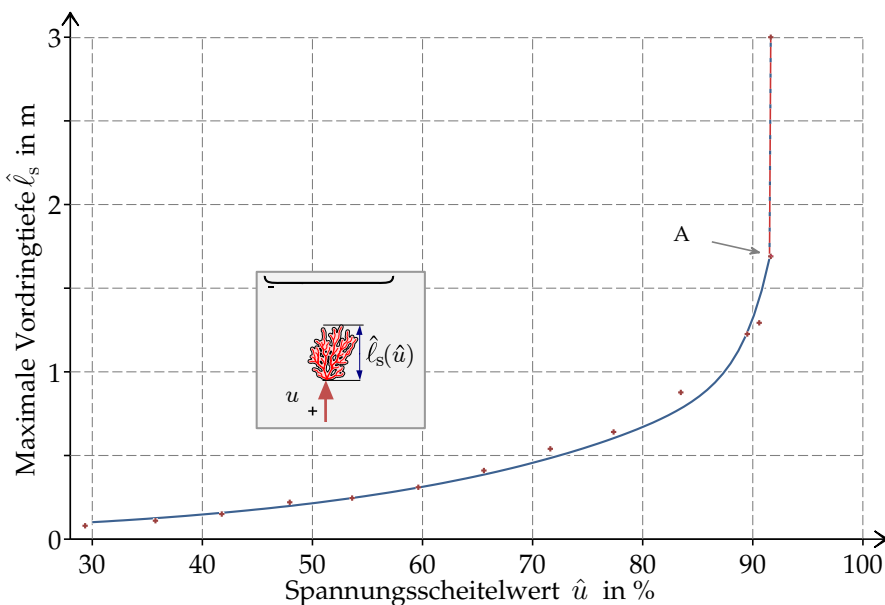


Abbildung 6.10: Maximale Vordringtiefe $\hat{\ell}_s$ in Abhängigkeit des Scheitelwertes der Stoßspannung \hat{u} bei einem Elektrodenabstand von $s = 300 \text{ cm}$ (Abbildung 4.9, Seite 60)

6.1.5 GEGENÜBERSTELLUNG BREMSENDER STRAHLUNG UND REKOMBINATION

In verschiedenen Untersuchungen wurde (u. a. von **LEMKE [1967]**, **BASTIEN u. MARODE [1979]**, **FRIDMAN et al. [2005]**) dargelegt, dass ein Zusammenstoß zwischen

6.24 Die Feldverteilung entspricht der Feldverteilung einer Kugel-Platte-Anordnung mit einem Homogenitätsgrad von $\eta > 0,2$. In schwach inhomogenen Feldern gibt es nur eine „instabile“ Vorentladung. Eine Vorentladung ist „selbstständig“, d. h., nach dem Beginn überbrücken sie unaufhaltsam den kompletten Elektrodenzwischenraum. Die Einsetzfeldstärke E_e entspricht der Durchschlagfeldstärke E_d . Die mit der Entfernung leicht abfallende Grundfeldstärke kann durch die Ladungsträgerbewegung und die Feldanhebung kompensiert werden, so dass am Kopf der Streamerentladung über der Zeit stets eine ausreichende Feldstärke herrscht.

einem Elektron und einem positiven Ion immer eine Rekombination zur Folge hat. So sind beispielsweise **PARK u. CONES [1956]** der Meinung, dass die entstandenen freien Elektronen im Kopf der Streamerbahnen bei der Ausbreitung einer kathodengerichteten Streamerentladung stets mit den zurückgebliebenen positiven Ionen **rekombinieren**. **BEYER et al. [1986]** beschreiben in ähnlicher Weise, dass die im Streamerkopf einlaufenden Elektronen die dortigen Raumladung neutralisieren. Dabei schiebt sich die positive Raumladung weiter in Richtung der Kathode vor. Dahinter bleibt ein nahezu neutraler und schwach-leitfähiger Streamerkanal, in dem kein Energieaustauschprozess (einschließlich bremsende Strahlung) stattfindet.

Rekombination bei niedrigen Blitzstoßspannungen

Eine vollständige Rekombination der freien Elektronen kann nicht nur bei langsam ansteigenden Stoßspannungen (Schaltstoßspannungen bzw. bei Gleich- oder Wechselspannungen **DUCASSE et al. [2007]**), sondern auch – anhand der Messergebnisse – bei Blitzstoßspannungen festgestellt werden. Allerdings erfolgt dies nur bei *nicht-ausreichender* Elektrodenspannung, d. h. mit niedrigen Scheitelwerten $\hat{u} < 97\% \cdot \hat{u}_d$ und besonders im Rücken der Blitzstoßspannung. Nach der Stirnzeit kann Ionisation zwar am Kopf der Streamerbahnen stattfinden, auf dem Weg zur Spitzenelektrode können die frei gewordenen Elektronen aber nicht ausreichend angezogen werden. Das Feld im Zentrum des Entladungsraumes ist für eine ausreichende Beschleunigung der Elektronen zu schwach. Die kinetische Energie der Elektronen sinkt, durch anziehende Coulomb-Kraft treffen die Elektronen und die positiven Ionen zusammen. Die Elektronen werden aufgefangen bzw. rekombinieren. Aus Mangel an Elektronen an der Spitzenelektrode ist der Vorentladungsstrom nahezu Null. Die Strahlung kann deshalb nur am Kopf der Streamerbahnen (vgl. das **linke** Diagramm in Abbildung 6.11, $\hat{u} = 94\% \cdot \hat{u}_d$) erkannt werden.

Bremsende Strahlung bei hohen Blitzstoßspannungen

Bei ausreichend hohen oder steilen Blitzstoßspannungen ($t < T_1$ oder $\hat{u} \geq 97\% \cdot \hat{u}_d$) kann die Strahlung auch im Zentrum des Entladungsraumes gemessen werden (vgl. das **rechte** Diagramm in Abbildung 6.11, $\hat{u} = 1.668 \text{ kV} = 99\% \cdot \hat{u}_d$). Die sichtbare Strahlung im gesamten Bereich von $0 \text{ cm} < y < \ell_s$ deutet auf einen anderen Mechanismus hin, der mit der erwähnten Behauptung – Rekombination *aller* freien Elektronen mit den vorhandenen positiven Ionen nach **PARK u. CONES [1956]**, **LEMKE [1967]**, **BASTIEN u. MARODE [1979]** und **FRIDMAN et al. [2005]** – nicht übereinstimmt: Nach ihren Aussagen wäre die Strahlung im rechten Diagramm aus Abbildung 6.11 nur um den Kopf der Streamerbahnen erkennbar.

Bei einer ausreichend hohen Elektrodenspannung befinden sich die freien Elektronen immer in Gebieten mit einer hohen Feldstärke. Sie können an positiven Ionen „vorbeifliegen“, es gelingt dem überwiegenden Teil der freien Elektronen, die Spitzenelektrode zu erreichen. Elektromagnetische Wellen werden im gesamten Entladungsraum emittiert. Dies äußert sich dadurch, dass das Strahlprofil, wie im linken Diagramm aus Abbildung 6.11, in der gesamten Länge der Streamerbahn $0 < y < \ell_s$

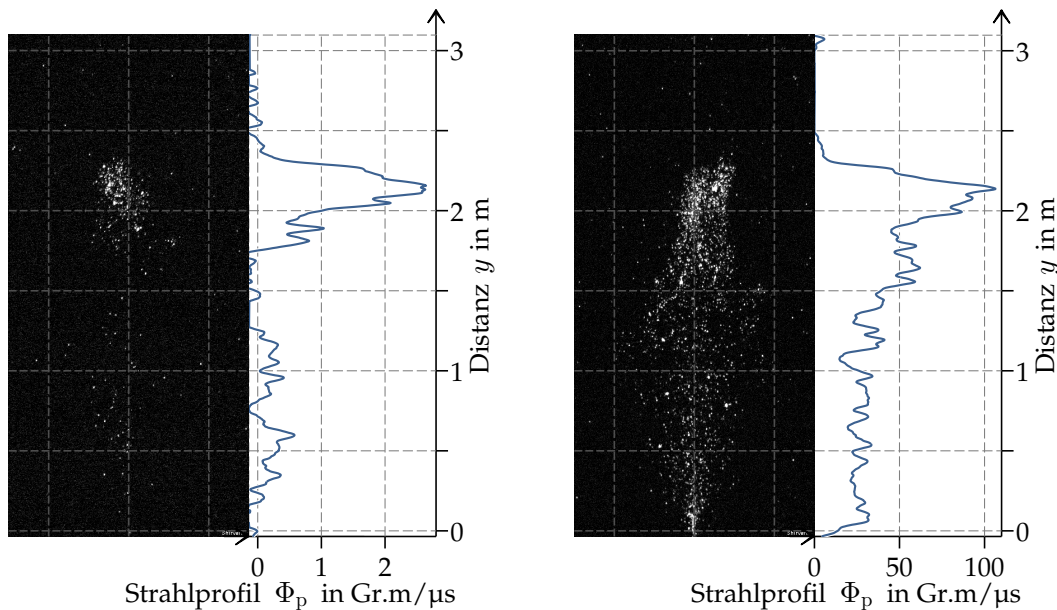


Abbildung 6.11: Strahlprofil der siebten Einzelaufnahme aus Abbildung 4.6 Seite 56 (links) und der sechsten Einzelaufnahme aus Abbildung 4.7 Seite 59 (rechts)

größer Null bleibt. Der messbare elektrische Vorentladungsstrom wird durch das Eintreffen dieser Elektronen an der Spitzenelektrode verursacht. Die Elektronen werden durch Ionisation am Kopf der Streamerbahnen frei und gelangen nach mehreren Zusammenstößen an die Spitzenelektrode.

6.2 MECHANISMUS DER RÜCKWÄRTSWELLE

Strahlung und Bewegung der Elektronen bei Rückwärtswelle

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, setzt eine starke Strahlung an der Oberfläche der Plattenelektrode in dem Augenblick ruckartig ein, wenn die Streamerentladung die Plattenelektrode erreicht. Anhand der Strahlanalyse (festgestellter Zusammenhang zwischen Strahlprofil Φ_p und Vorentladungsstrom i_e) im Abschnitt 5.4 kann mit hoher Sicherheit davon ausgegangen werden, dass die Ursache der Strahlung der Rückwärtswelle die Bewegung der Elektronen im Entladungsraum ist. Ursprung der Strahlung sind die Elektronen, die von der Plattenelektrode freigesetzt werden^{6.25}.

6.25 Die Raumladung $q_e(t)$ entspricht nicht mehr dem Betrag der Integration des Vorentladungsstromes $\int i_e dt$ an der Spitzenelektrode. Sie sinkt, solange die neuen Elektronen von der Plattenelektrode freigesetzt und noch nicht von der Spitzenelektrode abgeführt werden:

$$\frac{dq_e}{dt} < 0 \text{ A}$$

auch wenn

$$i_e \approx 0 \text{ A}$$

Kathodeneffekt

Wie schon erwähnt (Seite 87), können bei Blitzstoßspannungen die schweren positiven Ionen als quasi bewegungslos betrachtet werden ($v_{I^+} \approx 0 \text{ cm}/\mu\text{s}$). Deshalb ist ein Aufprall der positiven Ionen auf die Plattenelektrode zumindest im Anfangsstadium dieser Phase nicht vorstellbar. Daher ist der Kathodeneffekt^{6.26} vermutlich nicht die Ursache für die Freisetzung von Elektronen.

Feldemission

Da die mittlere Feldstärke $E_m = \frac{u}{s}$ beim Beginn der Rückwärtswelle ($\hat{u} > 93\% \cdot \hat{u}_d$) ca. $E_m = \frac{u}{s} = \frac{1.646 \text{ kV}}{300 \text{ cm}} \approx 5,5 \text{ kV/cm}$ beträgt^{6.27}, ist ein vielfach stärkeres Feld an den mikroskopischen Kanten der Oberfläche der Plattenelektrode zu erwarten [KÜCHLER 2005]. Aufgrund der ausreichend hohen elektrischen Feldstärke kann die Freisetzung der Elektronen von vielen mikroskopisch kleinen Kanten aus stattfinden (**Feldemission**). Da die Austrittsarbeit^{6.28} der Metalle (um $W_a \leq 5 \text{ eV}$) kleiner ist als die benötigte Ionisationsenergie (um $W_i \geq 10 \text{ eV}$) der Gasmoleküle, ist mit einer größeren Anzahl der freigegebenen Elektronen je beteiligtes positives Ion zu rechnen [BEYER et al. 1986]. Beim Einsetzen der Rückwärtswelle erhöhen diese freigegebenen Elektronen die Strahlung ruckartig.

Nach der Freigabe werden die Elektronen durch das elektrische Feld beschleunigt und im Bereich weniger Nanometer durch Zusammenstöße mit benachbarten Gasteilchen gebremst. Elektromagnetische Wellen werden ausgestrahlt (bremsende Strahlung). Ein stochastischer Wechsel der Bewegungsrichtung nach jedem Zusammenstoß ist verantwortlich für die diffuse Strahlung. Der aktive Bereich wächst deshalb ohne definierte Bahnen vor.

Rekombination bei Rückwärtswelle

Bei einer schwachen elektrischen Feldstärke (aufgrund der nicht ausreichend hohen Elektrodenspannung, anhand der Messergebnisse in Abbildung 4.10, $\hat{u} < 1.646 \text{ kV}$ bzw. $E_m < \frac{u(t=12 \mu\text{s})}{300 \text{ cm}} = 4,6 \text{ kV/cm}$) werden die von der Plattenelektrode freigesetzten Elektronen stärker gebremst als durch das elektrische Feld beschleunigt, die mittlere Driftgeschwindigkeit v_e sinkt. Die Elektronen bewegen sich solange weiter in Richtung Spitzenelektrode, bis sie mit einem positiven Ion rekombinieren oder mit einem neutralen Gasteilchen ein negatives Ion bilden. Im Laufe der Ausbreitung nimmt deshalb die Anzahl der freien Elektronen und schlussfolgernd die Strahlung am Kopf der Rückwärtswelle ab. Bei Stoßspannungen mit dem Scheitelwert von

6.26 Unter Kathodeneffekt, auch Sekundärelektronenemission, γ -Prozess oder γ -Effekt, wird die Elektronenfreigabe verstanden, bei der ein positives Ion auf die Kathodenoberfläche aufprallt und die Elektronen aus der Kathode ausschlägt. Der Kathodeneffekt setzt eine ausreichend hohe Geschwindigkeit des positiven Ions voraus.

6.27 Siehe bspw. Abbildung 4.10, Seite 62.

6.28 Die Austrittsarbeit oder -energie W_a ist die benötigte Energie zum Auslösen eines Elektrons aus der Metalloberfläche.

$0,94 \cdot \hat{u}_d < \hat{u} < 0,97 \cdot \hat{u}_d$ setzt die Rückwärtswelle ein; die freigegebenen Elektronen können die Spitzenelektrode jedoch nicht erreichen. Sie rekombinieren und der Durchschlagprozess endet, ohne dass es zu einer Kanalbildung kommt.

Übergang in die nächste Phase – zur Kanalbildung

Erst bei hinreichend hohen Stoßspannungen $0,97 \cdot \hat{u}_d < \hat{u}$ kann die Strahlung der Rückwärtswelle die Spitzenelektrode erreichen. Während im großen Teil dieser Phase (Rückwärtswelle) kaum bzw. nur geringer Vorentladungsstrom an der Spitzenelektrode messbar ist, steigt er ab diesem Zeitpunkt t_k auf höhere Werte $i_e > 1 \text{ A}$ wieder an. Dies bestätigt die Annahme, dass die Elektronen die Strahlung der Rückwärtswelle verursacht haben (siehe Abschnitt „Strahlung und Bewegung der Elektronen bei Rückwärtswelle“, Seite 102).

Sie entfernen sich makroskopisch zunächst senkrecht von der Plattenelektrode (parallel zur Elektrodenachse). Sobald sie sich in der Nähe der Spitzenelektrode befinden (ca. $y = 100 \text{ cm}$), weichen sie schließlich leicht von diesem senkrechten Kurs ab, weil die Feldlinien hin zur Spitzenelektrode laufen. Die Elektronen schnüren sich ein und die nächste Phase – die Kanalbildung – beginnt.

Lebensdauer der Rückwärtswelle

Der Kanal wächst somit nur dann vor, wenn die freien Elektronen am Kanalkopf ankommen. Im Laufe der Kanalbildung müssen deshalb weiterhin neue Elektronen an der Plattenelektrode freigesetzt werden. Wie in Abbildung 6.12 dargestellt, begleitet die Rückwärtswelle die Kanalbildung bis zum Ende des Prozesses.

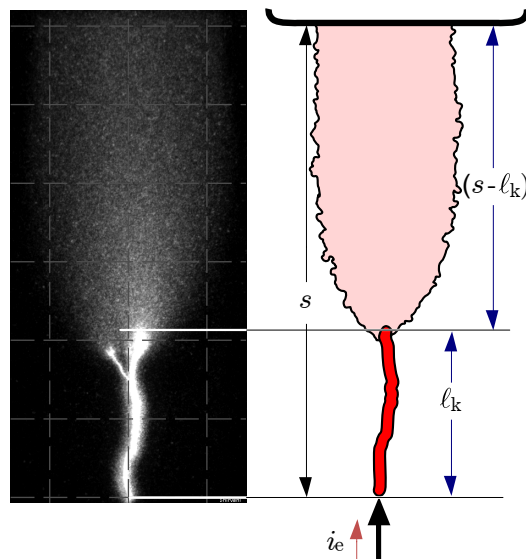


Abbildung 6.12: Überbrückung des Elektrodenzwischenraumes durch Kanal und Rückwärtswelle

Endstadium der Rückwärtswelle

Die Freigabe der Elektronen von der Plattenelektrode setzt ihrerseits eine Mindestfeldstärke an der Oberfläche der Plattenelektrode voraus. Das vorhandene Feld sinkt andererseits mit der Zeit (abfallende Elektrodenspannung) und auch mit der Menge der Elektronen, die von der Plattenelektrode freigegeben werden. Das äußert sich durch das Sinken der Strahlung an der Plattenelektrode.

Beispielsweise ist beim Versuch der Abbildung 4.10 zu erkennen, dass die Strahlungsleistung **an der Plattenelektrode** in den letzten Einzelaufnahmen ($t > 8 \mu\text{s}$) immer weiter absinkt. In diesem Versuch werden immer weniger Elektronen von der Plattenelektrode freigesetzt. Die Abnahme der Rate der freigesetzten Elektronen wird zeitversetzt (wie bei einer Wanderwelle) mit einer Laufzeit von ca. $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ an der Spitzenelektrode sichtbar:

$$\Delta t = \frac{s}{\bar{v}_{\text{rw}}} \approx \frac{300 \text{ cm}}{60 \text{ cm}/\mu\text{s}} = 5 \mu\text{s} \quad (6.32)$$

Bei $t \approx 13 \mu\text{s}$ sinkt der Vorentladungsstrom endgültig auf Null. Die Lebensdauer der Rückwärtswelle beträgt hier ca. neun Mikrosekunden ($t = 6 \dots 15 \mu\text{s}$), in deren letzten sechs Mikrosekunden ($t = 9 \dots 15 \mu\text{s}$) parallel die Kanalbildung stattfand.

6.3 MECHANISMUS DER KANALBILDUNG

Die nachfolgenden Ausführungen streben zunächst das Ziel an, die Messergebnisse möglichst genau nachzubilden bzw. den im Kapitel 4 beschriebenen Durchschlagprozess zu modellieren. Dies erfolgt in Abschnitten 6.3.1, 6.3.2 und 6.3.3.

In Abschnitt 6.4 werden anschließend die gewonnenen Erkenntnisse bei Blitzspannungen mit den vorhandenen Erkenntnissen bei Schaltstoß- und Wechselfspannungen verglichen. Etwaige Analogien im physikalischen Mechanismus werden diskutiert.

Bausteine der Modellierung

Die Modellierung des Durchschlagprozesses erfordert grundsätzlich die Nachbildung aller drei beschriebenen Phasen – Streamerentladung, Rückwärtswelle und Kanalbildung. Aus Sicht der Isolationskoordination jedoch, ist es lediglich von besonderem Interesse, ob es im Laufe des Durchschlagprozesses zu einer Kanalbildung kommt und vor allem, ob der Kanal die Gegenelektrode erreicht und zu einem Durchschlag führt. Daher ist die Ermittlung der Startzeit der Kanalbildung t_k maßgebend. Bei Bestimmung der Startzeit kann die Modellierung des Durchschlagprozesses auf ein Modell der Kanalbildung reduziert werden. So kann, wie in Abbildung 6.13 dargestellt, die Modellierung in folgende drei Bausteine unterteilt werden:

- Bestimmung der Startzeit der Kanalbildung t_k (Abschnitt 6.3.1)
- Ermittlung der Vorwachs geschwindigkeit v_k bzw. Kanallänge ℓ_k (Abschnitt 6.3.2)
- Berechnung des Kanalstromes $i_e(t > t_k)$ (Abschnitt 6.3.3)

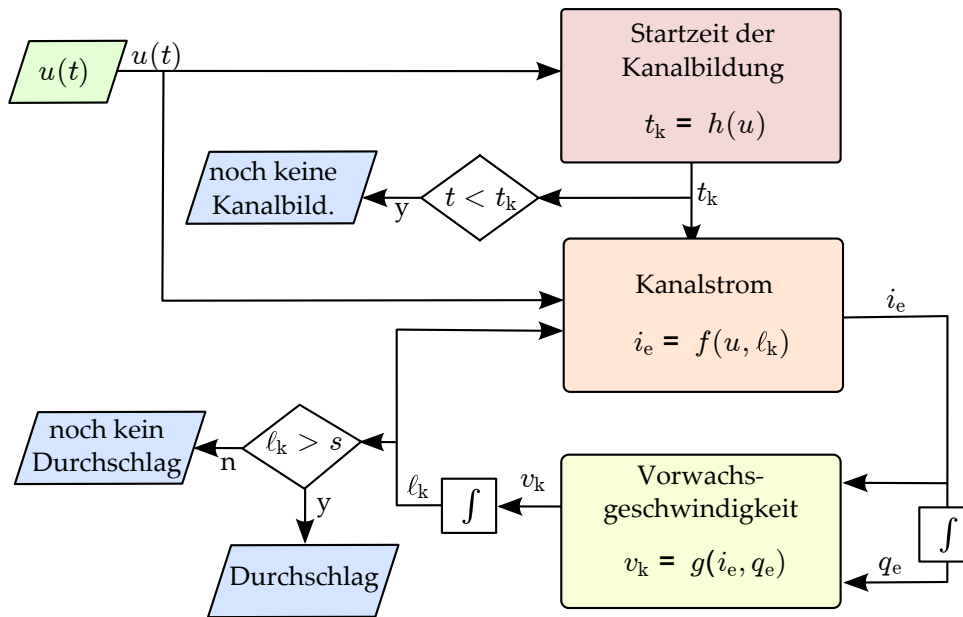


Abbildung 6.13: Bausteine der Modellierung des Durchschlagprozesses

6.3.1 STARTZEIT DER KANALBILDUNG

In Abbildung 6.14 sind die Vordringtiefe der Streamerentladung und Rückwärtswelle (l_{s1} , l_{s2} , l_{rw1} und l_{rw2}) bei zwei Blitzstoßspannungen u_1 und u_2 mit den Scheitelwerten von $\hat{u}_1 = 1.636 \text{ kV} = 97\% \cdot \hat{u}_d$ und $\hat{u}_2 = 1.690 \text{ kV} = \hat{u}_d$ dargestellt.

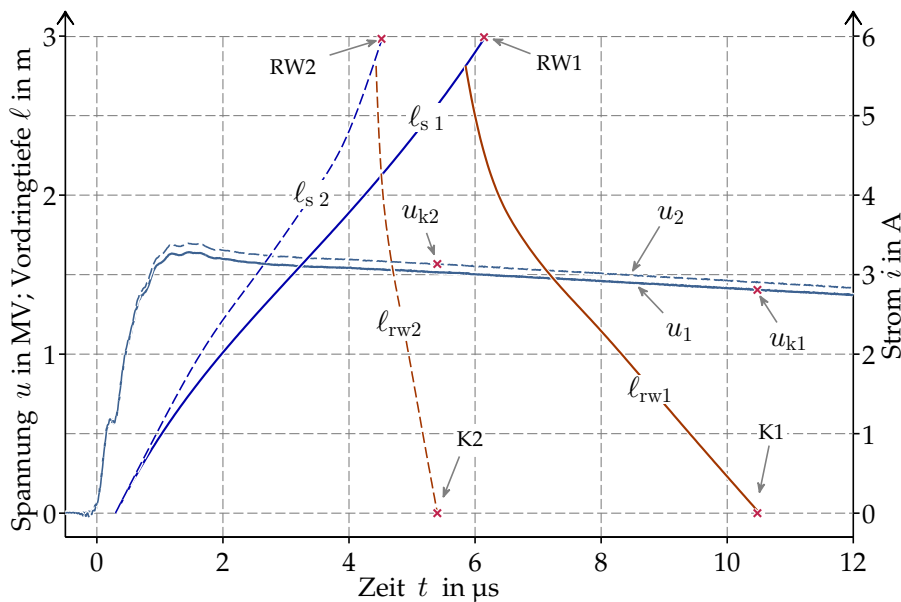


Abbildung 6.14: Vordringtiefe der Streamerentladung und Rückwärtswelle bei zwei Stoßspannungen (l_{s1} , l_{s2} , l_{rw1} und l_{rw2}) mit den Scheitelwerten $\hat{u}_1 = 97\% \cdot \hat{u}_d$ und $\hat{u}_2 = \hat{u}_d$

Streamerentladung

Beim ersten Versuch wird die Plattenelektrode bei $t_{rw1} = 6,1 \mu\text{s}$ (Markierung **RW1**) und beim zweiten Versuch bei $t_{rw2} = 4,6 \mu\text{s}$ (Markierung **RW2**) erreicht. Mit der Steigerung des Scheitelwert der Blitzstoßspannung von $\Delta\hat{u} = 3\%$ nimmt die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Streamerentladung um $\Delta v_s = 30\%$ zu.

$$\bar{v}_{s1} \approx \frac{300 \text{ cm}}{6,1 \mu\text{s}} \approx 50 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad \text{und} \quad \bar{v}_{s2} \approx \frac{300 \text{ cm}}{4,6 \mu\text{s}} \approx 65 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (6.33)$$

$$\frac{\Delta\hat{u}}{\hat{u}} \approx 3\% \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta\bar{v}_s}{\bar{v}_s} \approx 30\% \quad (6.34)$$

Rückwärtswelle und Einsetzspannung des Kanals

Die Geschwindigkeitszunahme der Rückwärtswelle ist bei dieser geringen Erhöhung des Scheitelwerts der Stoßspannung weitaus höher. Wie in Abbildung 6.14 dargestellt, erreicht die Rückwärtswelle die Spitzenelektrode im zweiten Versuch schon etwa bei $t_{k2} \approx 5,4 \mu\text{s}$ (Markierung **K2**), und somit ca. 5 Mikrosekunden früher als im ersten Versuch (Markierung **K1** bei $t_{k1} \approx 10,5 \mu\text{s}$). Dies entspricht einem früheren Einsetzen des Kanals um $\Delta t_k = -52\%$ und einer Geschwindigkeitszunahme von $\Delta v_{rw} = 550\%$:

$$t_{k1} \approx 10,5 \mu\text{s} \quad \text{und} \quad \bar{v}_{rw2} \approx \frac{300 \text{ cm}}{5,4 - 4,6 \mu\text{s}} \approx 375 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (6.35)$$

$$t_{k2} \approx 5,4 \mu\text{s} \quad \text{und} \quad v_{rw1} \approx \frac{300 \text{ cm}}{10,5 \mu\text{s} - 6,1 \mu\text{s}} \approx 68 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (6.36)$$

$$\frac{\Delta\hat{u}}{\hat{u}} \approx 3\% \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta t_k}{t_k} \approx -52\% \quad \text{und} \quad \frac{\Delta\bar{v}_{rw}}{\bar{v}_{rw}} \approx 550\% \quad (6.37)$$

Dieses Verhalten kann mit der sinkenden Elektrodenspannung erklärt werden. Eine langsamere Streamerentladung benötigt mehr Zeit, bis sie die Plattenelektrode erreicht. Die Elektrodenspannung im Zeitfenster der Rückwärtswelle wird kleiner. Die kleinere Elektrodenspannung verlangsamt ihrerseits ebenfalls die Ausbreitung der Rückwärtswelle. So erreicht die Rückwärtswelle im ersten Versuch bei einer Elektrodenspannung von $u_{k1} = 1.404 \text{ kV}$ (Markierung **E**) und im zweiten Versuch bei einer Elektrodenspannung von $u_{k2} = 1.567 \text{ kV}$ (Markierung **F**) die Spitzenelektrode. Es wird ersichtlich, dass einer Erhöhung des Scheitelwerts um $\Delta\hat{u} = 3\%$ eine Änderung der Elektrodenspannung um $\Delta u_k = 10\%$ bei $t = t_k$ folgt.

In Abbildung 6.15 ist die Ankunftszeit (bzw. Startzeit der Kanalbildung) t_k in Abhängigkeit von der Elektrodenspannung zu diesem Zeitpunkt $u_k = u(t = t_k)$ (Kanaleinsatzspannung) dargestellt. Der erste Versuch aus Abbildung 6.14 ist durch Markierung **A** mit der Koordinate $(1.404 \text{ kV}, 10,5 \mu\text{s})$ und der zweite durch Markierung **B** mit der Koordinate $(1.567 \text{ kV}, 5,4 \mu\text{s})$ dargestellt. Die folgende lineare Abhängigkeit ist in dieser Abbildung ersichtlich:

$$t_k = h(u) = 55 \mu\text{s} - 0,03 \mu\text{s}/\text{kV} \cdot u_k \quad \text{in } \mu\text{s} \quad \text{bei} \quad s = 3 \text{ m} \quad (6.38)$$

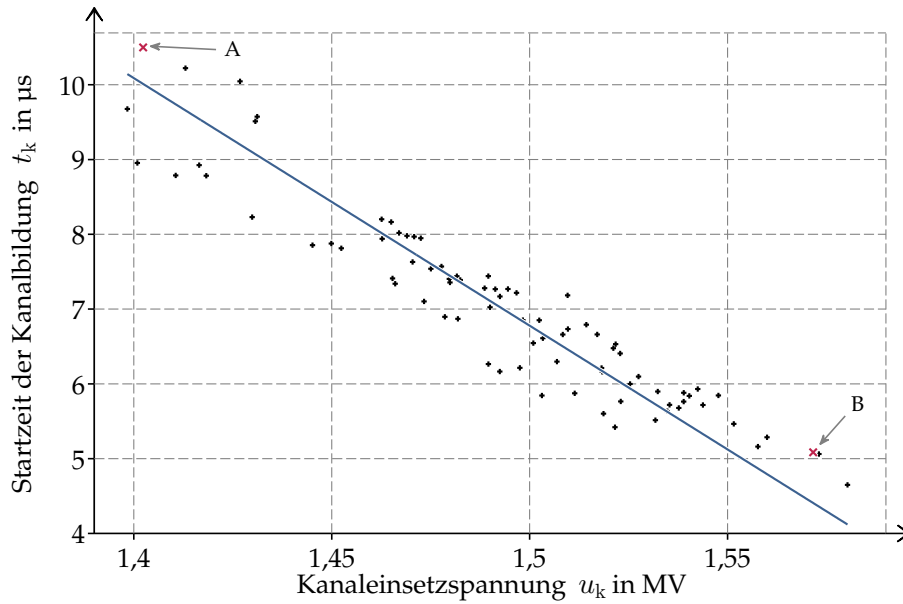


Abbildung 6.15: Startzeit der Kanalbildung t_k in Abhängigkeit von der Kanaleinsatzspannung $u_k = u(t_k)$

6.3.2 VORWACHSGESCHWINDIGKEIT DES KANALS

Die von der Plattenelektrode freigesetzten Elektronen bewegen sich zunächst nahezu parallel zur Elektrodenachse. Erst in der Nähe der Spitzenelektrode (im Anfangsstadium und um den Kanalkopf im Verlauf der Kanalbildung) weichen sie von diesem Kurs ab. Die Richtungsabweichung der freien Elektronen verursacht eine höhere Stromdichte. Mit der Stromdichte steigt die Dichte der Zusammenstöße an. Demzufolge erhöhen sich die Strahlung und die kinetische Energie der Gasteilchen. Daraus resultiert eine Zunahme der Strahldichte aber auch eine Zunahme der Temperatur. Mit zunehmender Temperatur ist eine Erhöhung der Vorwachsgeschwindigkeit möglich.

Linienladungsdichte der Kanalbildung

Die Messergebnisse weisen einen Zusammenhang zwischen der Kanal-Vorwachsgeschwindigkeit v_k und dem Kanalstrom $i_e(t > t_k)$ nach. Beispielsweise beträgt der Mittelwert der Linienladungsdichte^{6,29} λ_k des ersten Versuches (ein „langsam“ vorwachsender Kanal, $v_{k2} < 4 \text{ cm}/\mu\text{s}$) aus Abbildung 6.16 im Zeitraum von $5 \mu\text{s} < t < 25 \mu\text{s}$ weniger als $\lambda_k < 1 \mu\text{As}/\text{cm}$:

$$\begin{aligned} \bar{\lambda}_{k1}(5 \mu\text{s} < t < 25 \mu\text{s}) &= \frac{\bar{i}_{e1}(5 \mu\text{s} < t < 25 \mu\text{s})}{\bar{v}_{k1}(5 \mu\text{s} < t < 25 \mu\text{s})} = \\ &= \frac{3 \text{ A}}{3,8 \text{ cm}/\mu\text{s}} \approx \frac{\hat{q}_{k1}}{\hat{\ell}_{k1}} = 0,8 \mu\text{As}/\text{cm} \end{aligned} \quad (6.39)$$

6.29 Die **Linienladungsdichte** (auch der bezogene **Ladungsbedarf**) λ_k , die Ladung pro Länge oder Strom pro Geschwindigkeit, ist ein Indikator der umgewandelten Energie.

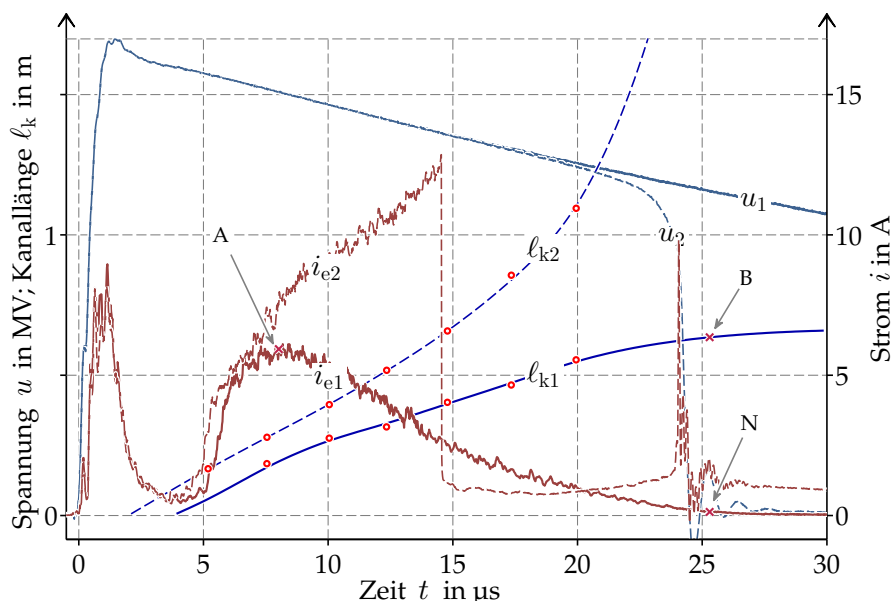


Abbildung 6.16: Elektrodenspannung (u_1 und u_2), Vorentladungsstrom (i_{e1} , i_{e2}) und Kanallänge (ℓ_{k1} , ℓ_{k2}) bei zwei Stoßspannungen mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = \hat{u}_d$

Die Linienladungsdichte λ_k steigt bei stärkeren und schneller vorwachsenden Kanälen. So wurde bspw. für den zweiten Versuch der Abbildung 6.16 (mit $v_{k2} > 4 \text{ cm}/\mu\text{s}$) ein größerer Wert der Linienladungsdichte als Gleichung (6.39) ermittelt^{6.30}:

$$\begin{aligned} \bar{\lambda}_{k2}(5 \mu\text{s} < t < 15 \mu\text{s}) &\approx \frac{\bar{i}_{e2}(5 \mu\text{s} < t < 15 \mu\text{s})}{\bar{v}_{k2}(5 \mu\text{s} < t < 15 \mu\text{s})} \\ &\approx \frac{9 \text{ A}}{5 \text{ cm}/\mu\text{s}} = 1,8 \mu\text{As}/\text{cm} \end{aligned} \quad (6.40)$$

Der Zusammenhang zwischen Vorentladungsstrom i_e und Vorwachsgeschwindigkeit v_k ist nicht linear bzw. unterproportional:

$$\bar{v}_k \uparrow \Rightarrow \lambda_k \uparrow \uparrow \quad \text{bzw.} \quad \frac{\bar{v}_{k2}}{\bar{v}_{k1}} < \frac{\bar{\lambda}_{k2}}{\bar{\lambda}_{k1}} \quad \text{wenn} \quad v_{k2} > v_{k1} \quad (6.41)$$

Vorwachsgeschwindigkeit und Ladung

Die Vorwachsgeschwindigkeit ist jedoch nicht nur vom Kanalstrom abhängig. Der Kanal wächst auch mit zunehmender Länge ℓ_k bzw. mit zunehmender Ladung q_e leichter vor. Der Entladungsraum ist vermutlich vorgewärmt. Dies ist den Versuchen zu entnehmen, bei denen der Vorentladungsstrom i_e in einem Zeitraum nahezu konstant bleibt. In diesen Fällen steigt die Vorwachsgeschwindigkeit leicht an. In Abbildung 6.17 ist eine leicht zunehmende Vorwachsgeschwindigkeit im Zeitraum von $7 \mu\text{s} < t < 20 \mu\text{s}$ zu erkennen. Es kann von einer unterproportionalen Ab-

6.30 Zur Gegenüberstellung lag nur von PIGNI et al. [1989] und CIGRE WG 33.01 [1991] ein Richtwert von $\lambda_k = 4 \dots 7 \mu\text{As}/\text{cm}$ vor.

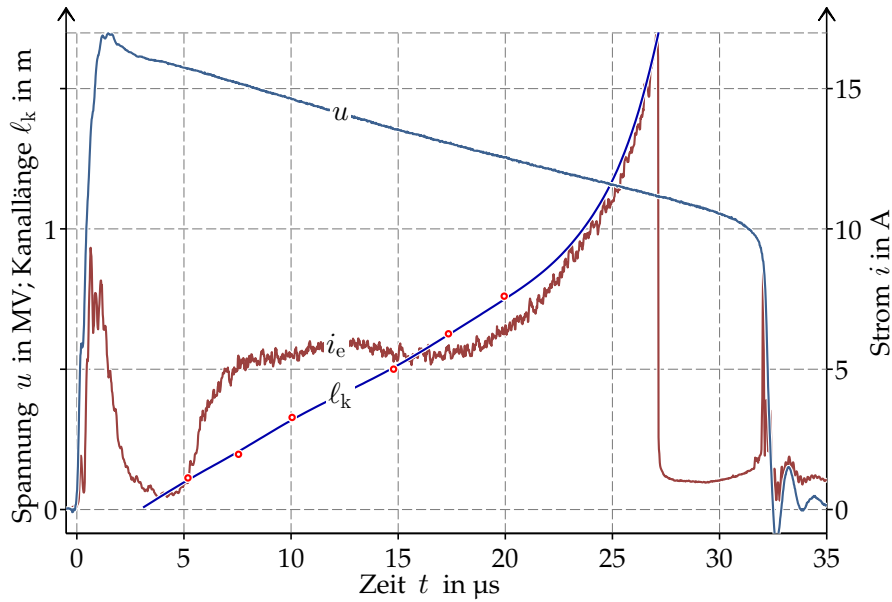


Abbildung 6.17: Gemessene Elektrodenspannung u , Vorentladungsstrom i_e und Kanallänge l_{k1} bei einer Stoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = \hat{u}_d$ (aus Abbildung 4.13 Seite 68)

hängigkeit der Vorwachsgeschwindigkeit v_k von der Ladung q_e gesprochen werden. Aufgrund des beschriebenen Verhaltens (v_k abhängig von i_e und q_e , $v_k = g(i_e, q_e)$) ist eine Formulierung in folgender Form möglich:

$$v_{kb} = \alpha_i \cdot i_e^m + \alpha_q \cdot q_e^n \quad \text{in cm}/\mu\text{s} \quad (6.42)$$

$$0 < n < m < 1 \quad \text{in } - \quad (6.43)$$

v_{kb} ist die berechnete^{6.31} Vorwachsgeschwindigkeit. m , n , α_i und α_q sind Parameter der Gleichung. Um die erwähnte Unterproportionalität (der Vorwachsgeschwindigkeit zum Vorentladungsstrom und zur Ladung) zu gewährleisten, müssen die Beträge von m und n kleiner als eins sein. Anhand zahlreicher Iterationen und Verifizierungen weisen folgende Werte die beste Übereinstimmung mit den Messergebnissen auf:

$$\begin{aligned} m &= 0,5 & \text{in } - \\ n &= 0,3 & \text{in } - \\ \alpha_i &= 1,5 & \text{in cm}/\mu\text{s} \cdot \text{A}^{0,5} \\ \alpha_q &= 0,3 & \text{in cm}/\mu\text{s} \cdot (\mu\text{As})^{0,3} \end{aligned} \quad (6.44)$$

Anhand der Formulierung nach Gleichung (6.42) und den Parametern nach Gleichung (6.44) kann die Kanallänge l_{kb} durch Integration der berechneten Geschwindigkeit v_{kb} berechnet werden:

$$l_{kb}(t) = \int v_{kb}(t) dt \quad \text{in cm} \quad (6.45)$$

6.31 Der zusätzliche Index b steht für berechnete Größen bspw. für die berechnete Vorwachsgeschwindigkeit v_{kb} gegenüber der gemessenen Vorwachsgeschwindigkeit v_k .

In Abbildung 6.18 sind berechnete Kanallängen l_{kb1} und l_{kb2} für zwei Versuche dargestellt.

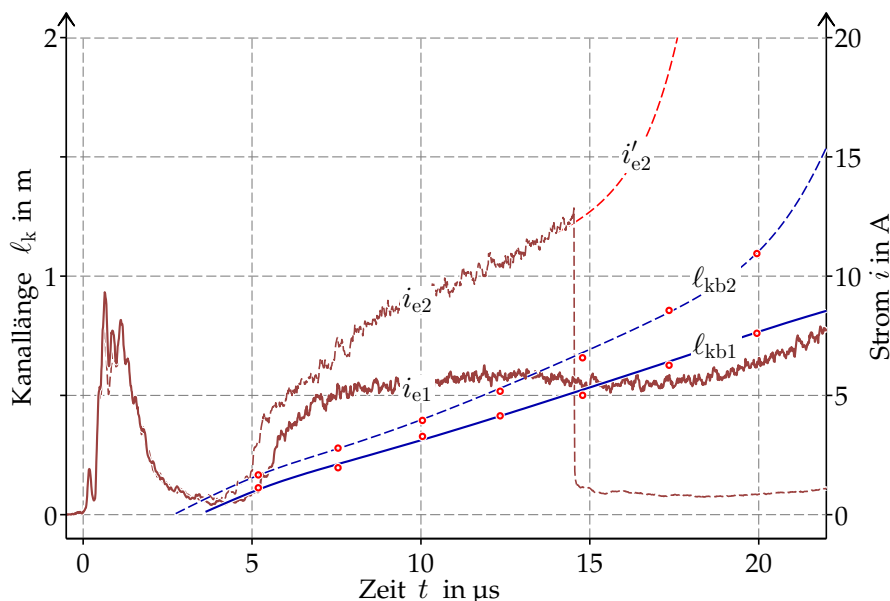


Abbildung 6.18: Berechnete Kanallänge l_{kb1} und l_{kb2} anhand der gemessenen Vorentladungsströme i_{e1} und i_{e2} (i'_{e2} entspricht dem extrapolierten Vorentladungsstrom nach der Einwirkung des Schutzelementes (Gasableiter) bei $t_{ga} = 14,5 \mu s$)

Die Übereinstimmung zwischen berechneten (Kurvenverläufe) und gemessenen (Markierungen) Längen weist die gute Auswahl der Parameter in Gleichung (6.44) nach.

6.3.3 LEITFÄHIGKEIT DES ELEKTRODENZWISCHENRAUMES

Während der bisher beschriebenen Streamerentladung und Rückwärtswelle entsteht nie eine leitende Verbindung zwischen der Spitzen- und Plattenelektrode. Das resultierende Feld am Kopf der Streamerbahnen ist maßgebend für die Ionisation und die Rate der neuen freien Elektronen. Erst bei Eintreffen der Rückwärtswelle an der Spitzenelektrode äußert sich der Elektrodenzwischenraum durch ein ohmsches Verhalten^{6.32}:

$$i_e(t) = f(u(t), l_k(t)) \quad \text{in A} \quad (6.46)$$

Die ausgewerteten Messergebnisse weisen auf einen **nicht-linearen** Zusammenhang zwischen Vorentladungsstrom i_e und Elektrodenspannung u sowie der Kanallänge l_k hin. Daher ist es äußerst schwierig, eine mathematische Abhängigkeit zu formulieren, die das Verhalten des Vorentladungsstromes für viele Versuche wiedergeben kann. Ziel ist es, die Form der Funktion in Gleichung (6.46) möglichst einfach und die Anzahl der Parameter klein zu halten.

6.32 Das ohmsche Verhalten in dieser Phase beobachteten auch **BASTIEN u. MARODE** [1979] und **GALLIMBERTI** [1979].

Form der Funktion

Der Strom im Kanal (Vorentladungsstrom des Kanals) erreicht bei allen durchgeführten Versuchen ohne Durchschlag seinen Scheitelwert schon im Anfangsstadium der Kanalbildung bei $t \approx t_k + 1 \dots 5 \mu\text{s}$ (siehe, bspw. den ersten Versuch der Abbildung 6.16, Markierung A). Der Verlauf des Vorentladungsstromes ist dann bei allen durchgeführten Versuchen ohne Durchschlag exponentiell sinkend. Es ist möglich, den Verlauf des Vorentladungsstromes^{6.33} i_{eb} durch Gleichung (6.47) zu beschreiben.

$$i_{\text{eb}} = \alpha_e e^{\frac{u-U_t}{b}} \quad \text{in A} \quad (6.47)$$

wobei α_e den **Proportionalitätsfaktor**, U_t den **Spannungsbedarf** und b die **Spannungskonstante**^{6.34} des Elektrodenzwischenraumes beschreiben. Diese Größen bilden die Physik des Entladungsprozesses ab und können gegebenenfalls bei Vorwachsen des Kanals variieren: $U_t(\ell_k)$ und $b(\ell_k)$.

Ermittlung des Spannungsbedarfs $U_t(\ell_k)$

Nach Gleichung (6.47) ist der berechnete Vorentladungsstrom i_{eb} von der Differenz der Elektrodenspannung u und dem Spannungsbedarf U_t abhängig. Es ist sinnvoll, den Proportionalitätsfaktor α_e bspw. mit $\alpha_e = 0,1 \text{ A}$ festzulegen. Dann entspricht der **Spannungsbedarf** U_t einer Mindestspannung, bei der der Vorentladungsstrom $i_e = 0,1 \text{ A}$ beträgt:

$$i_e = 0,1 \text{ A} \quad e^0 = 0,1 \text{ A} \quad \text{wenn} \quad u = U_t \quad (6.48)$$

Damit gilt $U_t = u$ für den Zeitpunkt $t_n = 25 \mu\text{s}$ (Endzeit der Kanalbildung, Markierung N in Abbildung 6.16 mit $i_e(t = t_n) = 0,1 \text{ A}$):

$$i_e(t = t_n) = 0,1 \text{ A} \quad \Rightarrow \quad U_t(\ell_k(t = t_n)) = u(t_n) \quad \text{in kV} \quad (6.49)$$

Da die Kanallänge in diesem Augenblick $\ell_k(t_n) = 65 \text{ cm}$ (Markierung B) beträgt, kann der Spannungsbedarf eingeschätzt werden:

$$U_t(\ell_k(t = t_n)) = u(t_n) \quad \text{in kV} \quad (6.50)$$

$$U_t(\ell_k = 65 \text{ cm}) = 1.147 \text{ kV} \quad (6.51)$$

Für mehrere Versuche wurden die Kanallängen $\ell_k(t_n)$ und die momentane Elektrodenspannung $u(t_n) = U_t(\ell_k)$ bei der Endzeit t_n ermittelt. In Abbildung 6.19 ist der Zusammenhang zwischen der Kanallänge $\ell_k(t_n)$ und dem Spannungsbedarf U_t dargestellt. Markierung A in Abbildung 6.19 mit den Koordinaten (65 cm, 1.147 kV) repräsentiert den Versuch in Abbildung 6.16.

6.33 Der Index b bezeichnet berechnete Größen.

6.34 Die Spannungskonstante beschreibt den Zusammenhang zwischen der exponentiellen Änderung des Vorentladungsstromes i_e und der Differenz zwischen Elektrodenspannung u und dem Spannungsbedarf U_t .

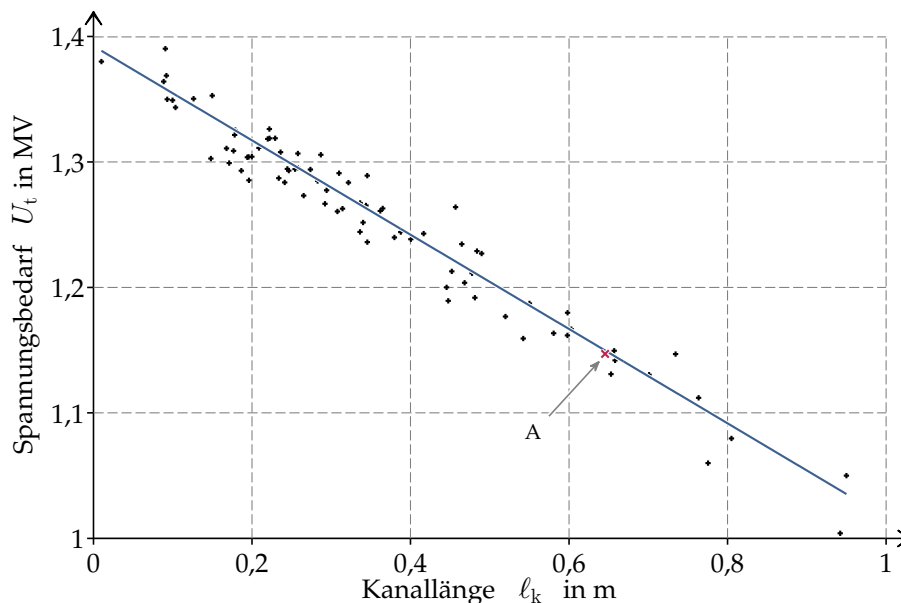
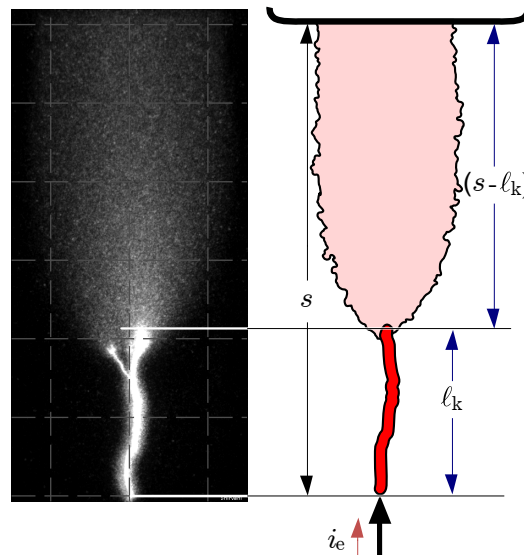


Abbildung 6.19: Spannungsbedarf U_t in Abhängigkeit von der Kanallänge l_k

Aus [Abbildung 6.19](#) wird deutlich, dass mit zunehmender Kanallänge l_k der Spannungsbedarf U_t sinkt. Der Spannungsbedarf U_t der Vorentladung ergibt sich aus der Reihenschaltung des Kanals mit der Länge l_k und der Rückwärtswelle mit der Länge l_{rw} , die den verbleibenden Entladungsraum vollständig überbrückt ([Abbildung 6.20](#)).

Abbildung 6.20: Überbrückung des Elektrodenzwischenraumes durch Kanal und Rückwärtswelle



Der Spannungsbedarf U_t ist abhängig von der Länge des Kanals l_k und Länge der Rückwärtswelle l_{rw} :

$$U_t = (s - l_k) \cdot E_{rw} + l_k \cdot E_k \quad \text{in kV} \quad (6.52)$$

$$E_{rw} = 4,57 \text{ kV/cm} \quad (6.53)$$

$$E_k = 0,80 \text{ kV/cm} \quad (6.54)$$

E_{rw} und E_k können als die erforderlichen/mittleren Längsgradienten in der Rückwärtswelle und im Kanal erachtet werden. In [Abbildung 6.21](#) ist der so berechne-

te Verlauf des Spannungsbedarfs U_t nach Gleichung (6.52) für einen Versuch ohne Durchschlag^{6.35} dargestellt.

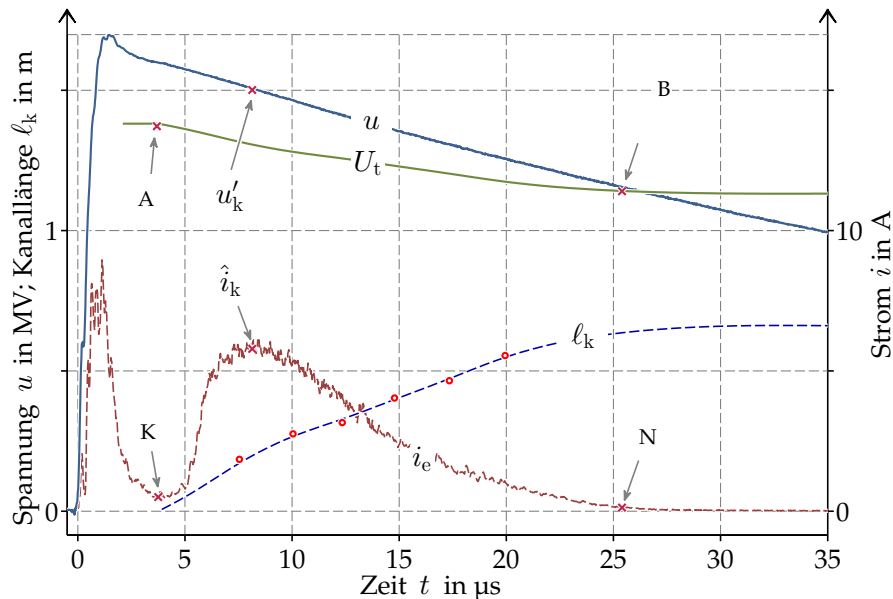


Abbildung 6.21: Berechneter Spannungsbedarf U_t für den ersten Versuch aus Abbildung 6.16 Seite 109

Wie ersichtlich, sinkt der Spannungsbedarf von $U_t = 1.370$ kV (Markierung **A**) kontinuierlich von Beginn der Kanalbildung bei $t_k = 5$ μ s (Markierung **K**). Bei allen durchgeführten Versuchen ist die Elektrodenspannung u zu Beginn der Kanalbildung größer als der Spannungsbedarf U_t . Das Vorwachsen des Kanals verringert prinzipiell den Spannungsbedarf U_t nach Gleichung (6.52) und wirkt der abfallenden Elektrodenspannung u entgegen. Bei den Versuchen ohne Durchschlag sinkt der Spannungsbedarf U_t langsamer als die Elektrodenspannung u . Wenn $U_t > u$ gilt, ist $i_e < 0,1$ A:

$$u(t) < U_t(t) \Rightarrow i_e < 0,1 \text{ A} \quad (6.55)$$

In Abbildung 6.22 ist der ermittelte Spannungsbedarf für einen Versuch mit Durchschlag^{6.36} dargestellt. Wächst der Kanal schneller, sinkt der Spannungsbedarf ebenfalls schneller, die Differenz zwischen der Elektrodenspannung und dem Spannungsbedarf wird größer. Durch den Kanal können größere Mengen an Elektronen fließen, was wiederum nach Gleichung (6.42) eine noch höhere Vorwachsgeschwindigkeit zur Folge hat. Der Spannungsbedarf liegt in der gesamten Lebensdauer des Kanals unterhalb der Elektrodenspannung. Dieser Prozess wird in vorliegender Arbeit als instabiler Kanal bezeichnet. Abbildung 6.22 verdeutlicht, wie im Falle eines instabilen Kanals der sinkende Spannungsbedarf U_t der sinkenden Elektrodenspannung u überwiegend entgegenwirkt. Der Kanal kann trotz abfallender Elektrodenspannung weiter bis zur Gegenelektrode vorwachsen.

6.35 Nach RIZK [2009] bekannt als **abgebrochener** und nach LEMKE [1967] als **stabiler** Kanal.

6.36 Nach RIZK [2009] bekannt als **durchgehender** und nach LEMKE [1967] als **instabiler** Kanal.

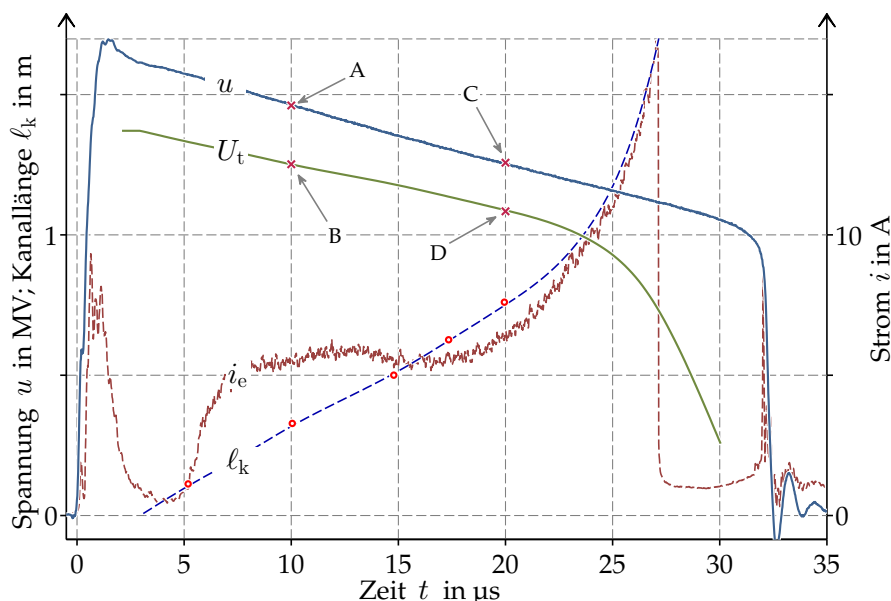


Abbildung 6.22: Berechneter Spannungsbedarf U_t
für Abbildung 6.17 Seite 110

Ermittlung der Spannungskonstanten $b(\ell_k)$: Leitfähigkeit des Kanals am Anfangsstadium

Um den in Gleichung (6.47) angegebenen Zusammenhang zwischen Vorentladungsstrom i_{eb} und Elektrodenspannung u zu beschreiben, muss die Spannungskonstante $b(\ell_k)$ ermittelt werden.

Der Vorentladungsstrom i_e steigt nach Beginn der Kanalbildung in weniger als fünf Mikrosekunden (bei $t'_k = t_k + 1 \dots 5 \mu\text{s}$) auf ein lokales Maximum \hat{i}_k von einigen Ampere. So erreicht der Vorentladungsstrom i_e im Versuch der Abbildung 6.21 den Wert von $\hat{i}_k = \hat{i}_e(t > t_k) = 5,7 \text{ A}$ bei $t'_k = t_k + 3 \mu\text{s} = 8,2 \mu\text{s}$. In diesem Augenblick beträgt die Elektrodenspannung $u'_k = u(t'_k) = 1,501 \text{ kV}$. Da die Kanallänge in dieser kurzen Zeit – anhand der Messergebnisse und auch nach Gleichungen (6.42) und (6.44) – nur etwa $\ell_k \approx 20 \text{ cm}$ beträgt, kann der Spannungsbedarf nach Gleichung (6.52) abgeschätzt werden:

$$U_t(\ell_k) = (s - \ell_k) \cdot 4,57 \text{ kV/cm} + \ell_k \cdot 0,80 \text{ kV/cm} \quad \text{in kV} \quad (6.56)$$

$$\ell_k(t = t'_k) \approx 20 \text{ cm} \Rightarrow U_t(20 \text{ cm}) = 1,240 \text{ kV} \quad (6.57)$$

Nach Gleichungen (6.47) und (6.52) ergibt sich der berechnete Vorentladungsstrom zu diesem Zeitpunkt folgendermaßen:

$$i_{eb}(t) = 0,1 \text{ A} e^{\frac{u(t) - U_t(\ell_k)}{b(\ell_k)}} \quad \text{in A} \quad (6.58)$$

Wenn $t = t'_k$, $u(t = t'_k) = u'_k$, $\ell_k(t = t'_k) \approx 20 \text{ cm}$ und $U_t = 1,240 \text{ kV}$, dann:

$$\hat{i}_k = i_{eb}(t = t'_k) = 0,1 \text{ A} e^{\frac{u'_k - 1,240 \text{ kV}}{b(\ell_k = 20 \text{ cm})}} \quad \text{in A} \quad (6.59)$$

Bei unterschiedlichen Scheitelwerten der Stoßspannung variieren das Maximum \hat{i}_k und die Elektrodenspannung $u'_k = u(t'_k)$. In Abbildung 6.23 sind die Maxima \hat{i}_k in Abhängigkeit von der Elektrodenspannung u'_k dargestellt.

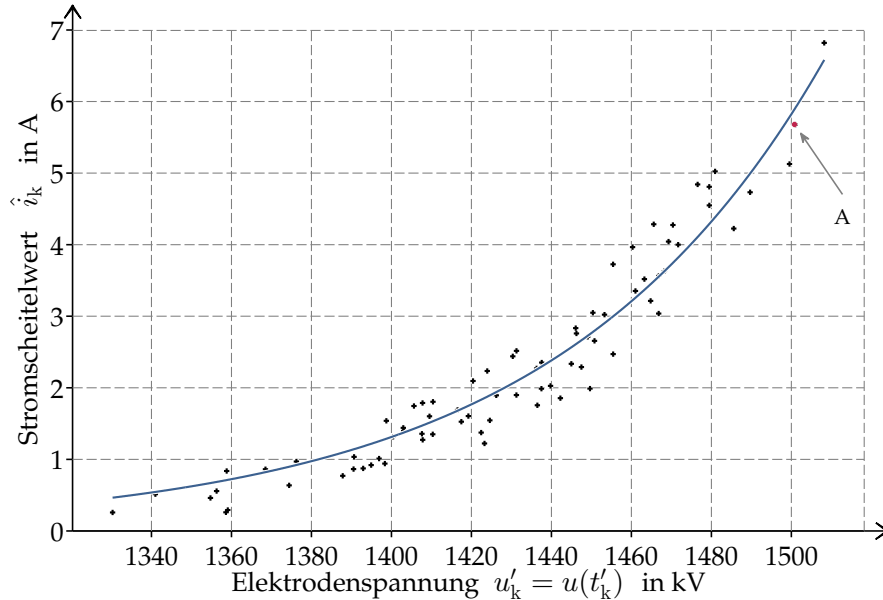


Abbildung 6.23: Maxima des Kanalstromes \hat{i}_k in Abhängigkeit der Elektrodenspannung u'_k

Das Maximum des Kanalstromes \hat{i}_k aus Abbildung 6.21 wird durch die Markierung A mit der Elektrodenspannung $u'_k = 1.501 \text{ kV}$ und dem Kanalstrom $\hat{i}_k = 5,7 \text{ A}$ repräsentiert.

Die beste Übereinstimmung der Gleichung (6.59) mit den Messergebnissen ergibt sich durch einen Wert von $b(\ell_k = 20 \text{ cm}) = 52 \text{ kV}$. Im Anfangsstadium der Kanalbildung kann nach Gleichung (6.59) folgender Zusammenhang (Linie in Abbildung 6.23) definiert werden:

$$\hat{i}_k = 0,1 \text{ A } e^{\frac{u'_k - 1,240 \text{ kV}}{52 \text{ kV}}} \quad \text{in A} \quad (6.60)$$

$$b(\ell_k = 20 \text{ cm}) = 52 \text{ kV} \quad (6.61)$$

Ermittlung der Spannungskonstanten b : Leitfähigkeit des Kanals nach dem Anfangsstadium

Allerdings nimmt die Spannungskonstante $b(\ell_k)$ mit der Kanallänge ℓ_k ab. Bei denjenigen Versuchen ist dies deutlich zu erkennen, in denen über einige Mikrosekunden die Differenz zwischen Elektrodenspannung und dem Spannungsbedarf sinkt aber der Vorentladungsstrom relativ konstant bleibt. Bspw. ist in Abbildung 6.22 im Zeit-

raum von $10 \mu\text{s} < t < 20 \mu\text{s}$ zu sehen, dass die Differenz von $\Delta u_1 = 210 \text{ kV}$ (A–B) auf $\Delta u_2 = 167 \text{ kV}$ (C–D) sinkt.

$$\Delta u_1 = u(10 \mu\text{s}) - U_t(10 \mu\text{s}) = 1.461 \text{ kV} - 1.251 \text{ kV} = 210 \text{ kV} \quad (6.62)$$

$$\Delta u_2 = u(20 \mu\text{s}) - U_t(20 \mu\text{s}) = 1.256 \text{ kV} - 1.089 \text{ kV} = 167 \text{ kV} \quad (6.63)$$

Der Vorentladungsstrom bleibt aber über diesen Zeitraum in etwa konstant $i_e(10 \mu\text{s} < t < 20 \mu\text{s}) \approx 5,3 \text{ A}$. So ist ein mathematischer Zusammenhang in folgender Form vorstellbar:

$$b = b_0 \cdot (s - \ell_k)^p \quad \text{in kV} \quad \text{und} \quad b(20 \text{ cm}) = 52 \text{ kV} \quad (6.64)$$

bzw.:

$$i_{\text{eb}} = 0,1 \text{ A} e^{\frac{u-U_t}{b_0 \cdot (s-\ell_k)^p}} \quad \text{in A} \quad (6.65)$$

p und b_0 definieren die Art und Weise des Verhältnisses zwischen der Kanallänge und der Spannungskonstante b . Die gute Übereinstimmung zwischen den Messergebnissen und diesem mathematischen Zusammenhang ergibt sich – nach der Analyse zahlreicher Stromverläufe – mit folgenden Parametern:

$$p = 1 \text{ in } - \quad (6.66)$$

$$b_0 = 0,19 \text{ kV/cm} \quad (6.67)$$

bzw.

$$b = b_0 \cdot (s - \ell_k) = 0,19 \text{ kV/cm} \cdot (s - \ell_k) \quad \text{in kV} \quad (6.68)$$

Nach Gleichungen (6.47), (6.52) und (6.68) kann schließlich die gewünschte Funktion $i_{\text{eb}}(t) = f(u, \ell_k)$ in Gleichung (6.46) wie folgend formuliert werden:

$$\begin{aligned} i_{\text{eb}}(t) &= f(u, \ell_k) = 0,1 \text{ A} e^{\frac{u-U_t}{b}} && \text{in A} \\ U_t(t) &= (s - \ell_k) \cdot E_{\text{rw}} + \ell_k \cdot E_{\text{k}} && \text{in kV} \\ b(t) &= b_0 \cdot (s - \ell_k) && \text{in kV} \\ E_{\text{rw}} &= 4,57 \text{ kV/cm} \\ E_{\text{k}} &= 0,80 \text{ kV/cm} \\ b_0 &= 0,19 \text{ kV/cm} \end{aligned} \quad (6.69)$$

Anhand dieser Gleichung sind die Stromverläufe aus zwei Versuchen berechnet und in der Abbildung 6.24 dargestellt. Eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten Verläufen ($i_{\text{eb}1}$ und $i_{\text{eb}2}$) und den gemessenen ($i_{\text{e}1}$ und $i_{\text{e}2}$) ist ersichtlich.

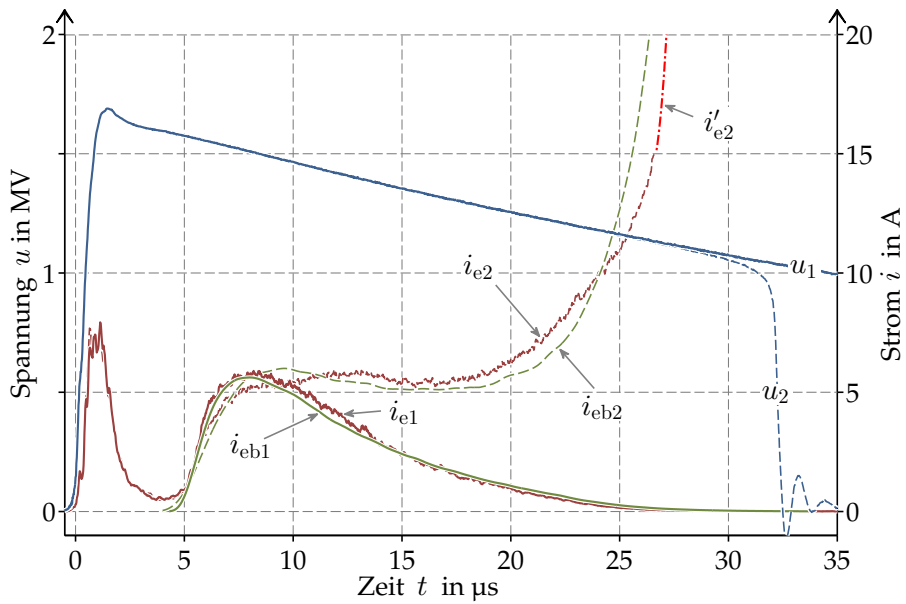


Abbildung 6.24: Gemessene (aus Abbildungen 6.22 und 6.21) und berechnete Vorentladungsströme i_{e1} , i_{e2} , i_{eb1} und i_{eb2} (i'_{e2} ist der extrapolierte Vorentladungsstrom nach der Einwirkung des Schutzelementes bei $t_{ga} = 26,5 \mu\text{s}$)

Zusammenfassung der Modellierung

Zum Abschluss dieses Abschnittes ist in Abbildung 6.25 das entwickelte Modell schematisch erneut dargestellt.

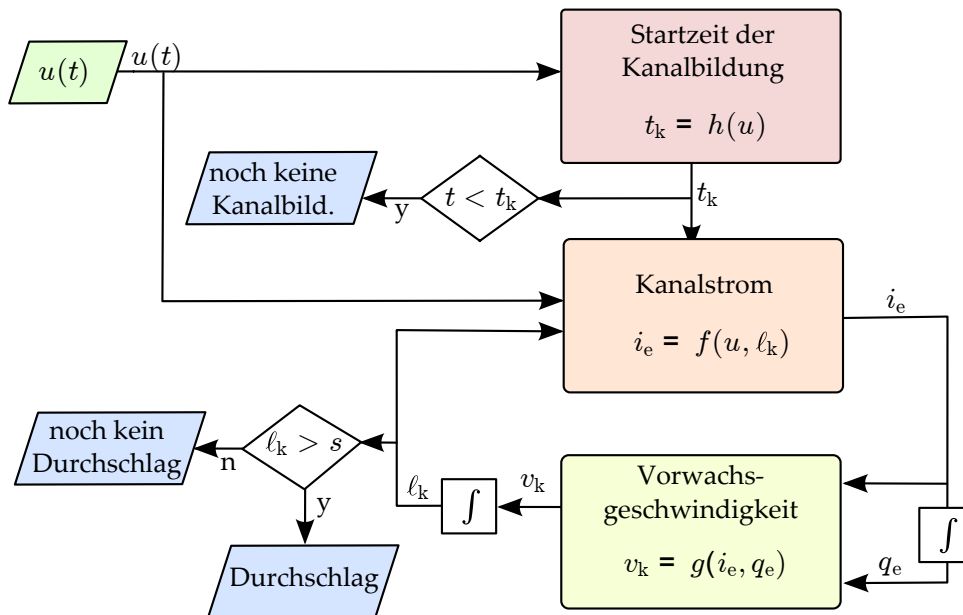


Abbildung 6.25: Bausteine der Modellierung des Durchschlagprozesses

Die Funktionen $f(u, l_k)$, $g(i_e, q_e)$ und $h(u)$ sind durch Gleichungen (6.38), (6.42), (6.44) und (6.69) definiert worden. In Abbildung 6.26 sind die berechneten Kanallängen $l_{kb1...4}$ bei vier Blitzstoßspannungen mit Scheitelwerten von $\hat{u}_{1...4} = 1.650, 1.690, 1.800$ und 1.940 kV dargestellt.

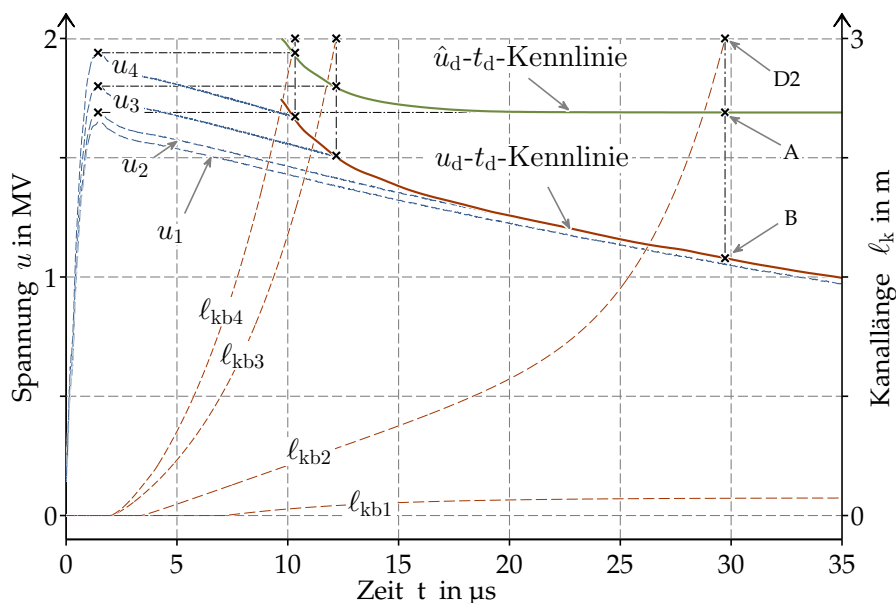


Abbildung 6.26: Berechnete Stoßkennlinien (\hat{u}_d-t_d - und u_d-t_d -Kennlinien) bei einem Elektrodenabstand von $s = 3$ m

Nur bei den drei höheren Stoßspannungen $\hat{u}_{2...4}$ endet der Prozess mit dem Durchschlag. Die Simulationen ergeben drei Durchschlagzeiten von $t_{d2...4} = 30, 12$ und $11 \mu\text{s}$.

Auf Grundlage dieser Simulationsergebnisse können zwei Stoßkennlinien ermittelt werden:

1. Die \hat{u}_d-t_d -Kennlinie stellt den Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} in Abhängigkeit der Durchschlagzeit dar. Beispielsweise erreicht der Kanal des zweiten Versuches u_2 bei $t = t_{d2} = 29,5 \mu\text{s}$ die Plattenelektrode ($\hat{u} = 1.690 \text{ kV}$, $l_{kb2}(t = t_{d2} = 29,7 \mu\text{s}) = 3 \text{ m}$, Markierung **D2**). Bei der \hat{u}_d-t_d -Kennlinie ergibt diese die Markierung **A** mit der Koordinate $(29,7 \mu\text{s}, 1690 \text{ kV})$.
2. Die u_d-t_d -Kennlinie zeigt die Abhängigkeit der (momentanen) Elektrodenspannung bei der Durchschlagzeit $u_d = u(t = t_d)$ von der Durchschlagzeit. So wird der zweite Versuch in der u_d-t_d -Kennlinie durch Markierung **B** auf der Koordinate $(29,7 \mu\text{s}, 1.070 \text{ kV})$ repräsentiert; bei der Durchschlagzeit beträgt die Elektrodenspannung $u = u_d = 1.050 \text{ kV}$.

6.4 ANALOGIEN DER DURCHSCHLAGMECHANISMEN VON SCHALT- UND BLITZSTOSSSPANNUNGEN

Bei Schaltstoß- und Wechselfspannungen wird die kanalartige Vorentladung als **Leaderentladung** bezeichnet. Nachfolgend sollen die Analogien zwischen der kanalartigen Vorentladung der Blitz- (in vorliegender Arbeit als Kanalbildung bezeichnet) und der Schaltstoßspannungen aufgezeigt werden.

6.4.1 LINIENLADUNGSDICHTE

Linienladungsdichte des Leaders λ_l

Die in der Literatur zur Verfügung stehenden Messergebnisse über den Leaderstrom begrenzen sich auf die grobe Beschreibung des Verlaufes. So gibt **HUTZLER u. HUTZLER-BARRE [1978]** für einen Elektrodenabstand von $s = 1.000 \text{ cm}$ über $\Delta t = 400 \text{ } \mu\text{s}$ einen etwa konstanten Strom der Leaderentladung von $\bar{i}_l = 0,75 \text{ A}$ (Abbildung 6.27) und eine mittlere Leader-Vorwachs-geschwindigkeit von $\bar{v}_l = 1,8 \text{ cm}/\mu\text{s}$ an.

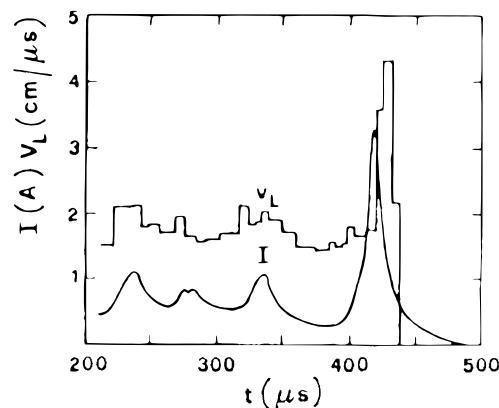


Abbildung 6.27: Gemessener Vorentladungsstrom I und Vorwachs-geschwindigkeit der Leaderentladung v_L bei einer $500/10.000 \text{ } \mu\text{s}$ -Schaltstoßspannung und bei einem Elektrodenabstand von $s = 1.000 \text{ cm}$ ([**GALLIMBERTI 1979**], Abbildung 60).

Dies entspricht einer mittleren Linienladungsdichte von $\bar{\lambda}_l \approx 0,4 \text{ } \mu\text{As}/\text{cm}$ ^{6.37}:

$$\bar{i}_l = 0,75 \text{ A} \quad \text{und} \quad \bar{v}_l = 1,8 \text{ cm}/\mu\text{s} \Rightarrow \quad \bar{\lambda}_l = \frac{\bar{i}_l}{\bar{v}_l} = \frac{0,75 \text{ A}}{1,8 \text{ cm}/\mu\text{s}} = 0,4 \text{ } \mu\text{As}/\text{cm} \quad (6.70)$$

6.37 **RIZK u. VIDAL [2008]** und **LES-RENARDIÈRES-GROUP [1974]** beobachteten einen Leaderstrom von ca. $\bar{i}_l = 0,5 \dots 1 \text{ A}$ und eine Leader-Vorwachs-geschwindigkeit von $\bar{v}_l = 1 \dots 2 \text{ cm}/\mu\text{s}$. **BAZELYAN u. RAKER [2000]** beschreiben einen elektrischen Strom von $\bar{i}_l = 1 \text{ A}$. Auf ähnliche Ergebnisse kommt auch **BALDO et al. [1975]**.

Nach **GALLIMBERTI [1979]** nimmt allerdings die Linienladungsdichte λ_l mit der Verkürzung der Scheitelzeit der Schaltstoßspannung T_p zu:

$$T_p = 500 \mu\text{s} \rightarrow 22 \mu\text{s} \quad \Rightarrow \quad \lambda_l = 0,2 \mu\text{As/cm} \rightarrow 0,5 \mu\text{As/cm} \quad (6.71)$$

bzw.:

$$T_p \downarrow \quad \Rightarrow \quad \lambda_l \uparrow \quad (6.72)$$

Da ein Durchschlag bei Schaltstoßspannungen etwa bei der Scheitelzeit stattfindet ($t_d \approx T_p$), kann die Kürzung der Scheitelzeit T_p mit einer Zunahme der Leader-Vorwachs geschwindigkeit $\bar{v}_l = \frac{s}{t_d} = \frac{s}{T_p}$ gleich gesetzt werden:

$$T_p \downarrow \quad \Rightarrow \quad t_d \downarrow \quad \Rightarrow \quad \bar{v}_l = \frac{s}{t_d} \uparrow \quad (6.73)$$

bzw.

$$\bar{v}_l \uparrow \quad \Rightarrow \quad \lambda_l \uparrow \quad (6.74)$$

Linienladungsdichte des Kanals λ_k

Die Abhängigkeit von Linienladungsdichte und Vorwachs geschwindigkeit wurde auch für die Blitzstoßspannung festgestellt (siehe Abschnitt 6.3.2 und Gleichung 6.41). Nach Gleichungen (6.39) und (6.40) weisen die Messergebnisse eine Absenkung der Linienladungsdichte von:

$$\bar{\lambda}_k = 1,8 \mu\text{As/cm} \quad \text{bei} \quad \bar{v}_k = 5 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (6.75)$$

auf:

$$\bar{\lambda}_k = 0,8 \mu\text{As/cm} \quad \text{bei} \quad \bar{v}_k = 3,8 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (6.76)$$

Dieses Ergebnis stimmt mit den Aussagen von **GALLIMBERTI [1979]** nach Gleichung (6.70) gut überein:

$$\bar{\lambda}_l = 0,4 \mu\text{As/cm} \quad \text{bei} \quad \bar{v}_l = 2,5 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (6.77)$$

Anhand der abgeleiteten Gleichungen der Kanallängen für Blitzstoßspannungen (Gleichungen (6.42) ... (6.45)) kann die Leaderlänge für den von **GALLIMBERTI [1979]** gemessenen Vorentladungsstrom bei Schaltstoßspannung ermittelt werden. (Abbildung 6.27, $\bar{I} \approx 0,75 \text{ A}$ über einem Zeitraum von $\Delta t = 400 \mu\text{s}$). Die Gleichungen (6.42) ... (6.45) ergeben eine Leaderlänge von $\hat{l}_1 \approx 800 \text{ cm}$, die er ebenfalls gemessen hat:

$$\begin{aligned} v_{kb} &= 1,5 \text{ cm}/\mu\text{s} \cdot \text{A}^{0,5} \cdot i_e^{0,5} + 0,3 \text{ cm}/\mu\text{s} \cdot (\mu\text{As})^{0,3} \cdot q_e^{0,3} && \text{in cm}/\mu\text{s} \\ \ell_1 &= \int v_{kb} dt && \text{in cm} \\ \bar{I} \approx 0,75 \text{ A} &\Rightarrow \ell_1(t = 400 \mu\text{s}) \approx 800 \text{ cm} \end{aligned} \quad (6.78)$$

Wie ersichtlich können die in vorliegender Arbeit festgestellte Zusammenhänge (Gleichungen (6.42) ... (6.45) bei Blitzstoßspannungen) ebenfalls die Messergebnisse bei Schaltstoßspannungen nachbilden und wiedergeben. Angesichts dieser Ähnlichkeiten könnten nach elektrischen Eigenschaften ein Kanal (mit $\bar{i}_k \approx 3 \dots 10 \text{ A}$ und $\bar{v}_k = 4 \dots 6 \text{ cm}/\mu\text{s}$) und ein Leader (mit $\bar{i}_l \approx 0,5 \dots 1 \text{ A}$ und $\bar{v}_l = 2 \dots 3 \text{ cm}/\mu\text{s}$) in die gleiche Kategorie eingeordnet werden.

Thermoionisation

Der größere Kanalstrom $i_k = 3 \dots 10 \text{ A}$ bei Blitzstoßspannungen führt – im Vergleich zum niedrigeren Leaderstrom $i_l = 0,5 \dots 1 \text{ A}$ bei Schaltstoßspannungen [GALLIMBERTI 1979, RIZK u. VIDAL 2008, LES-RENARDIÈRES-GROUP 1974, BAZELYAN u. RAKER 2000, BALDO et al. 1975] – zu einer höheren Leistung der Wärmeumwandlung. Es wird aufgrund der umgesetzten Leistung bei Schaltstoßspannungen von Thermoionisation ausgegangen. Prinzipiell ist damit bei größerer umgesetzter Leistung bei der Vorentladung der Blitzstoßspannung ebenfalls Thermoionisation möglich^{6.38}.

6.4.2 SPANNUNGSBEDARF

In Abbildung 6.28 ist die U_d - s -Kennlinie der $60/2,500 \mu\text{s}$ -Schaltstoßspannung (gekennzeichnet mit U_d) dargestellt [LEMKE 1967]^{6.39}. Beim Einsetzen der Leaderentladung ($s > 100 \text{ cm}$) weicht die U_d - s -Kennlinie von dem linearen Kurs ab. Bei Blitzstoßspannungen mit 50%-Durchschlagwahrscheinlichkeit ($P_w = 50 \%$) steigt der Scheitelwert der Stoßspannungen \hat{u}_d stets proportional mit dem Elektrodenabstand s (nach [?] mit einem Längsgradienten von $E_d = \frac{\hat{u}_d}{s} = 5,30 \text{ kV/cm}$). Da der konstante Gradient dem akzeptierten auf die Länge bezogenen Spannungsbedarf der Streamerentladung U_s ^{6.40} entspricht, wird nach derzeitigem Kenntnisstand davon ausgegangen, dass der Durchschlagprozess nur aus einer kräftigen Streamerentladung besteht. Erreicht diese die Gegenelektrode, kommt es direkt zur niederohmigen Funkenentladung.

Diese Modellvorstellung entspricht nicht den Ergebnissen der durchgeführten Messungen (Abschnitt 4.2 und 4.3). Die Ankunft der Streamerentladung an der Plattenelektrode führt nicht zwingend und nicht direkt (Rückwärtswelle und Kanalbildung) zum Durchschlag. Die Phasen der Rückwärtswelle und der Kanalbildung nach der Ankunft der Streamerentladung an der Plattenelektrode nehmen einige Mikrosekunden in Anspruch. Der Abfall der Elektrodenspannung ist damit nicht mehr zu

6.38 Während der sehr kurzen Einwirkdauer von Schalt- und Blitzstoßspannungen ist die Erfassung einer Temperaturerhöhung oder des elektrischen Potenzials am Kanalkopf schwierig.

6.39 Nach [?] kann die U_d - s -Kennlinie alternative berechnet werden zu:

$$\begin{array}{ll}
 U_{50\text{RP}} = 1080 \ln(0,46 s + 1) & \text{in kV für die kritische Scheitelzeit oder} \\
 U_{50\text{RP}} = 500 \cdot s^{0,6} & \text{in kV für die genormte Schaltstoßspannung}
 \end{array}$$

6.40 Auch bekannt als der mittlere Längsgradient in der Streamerzone.

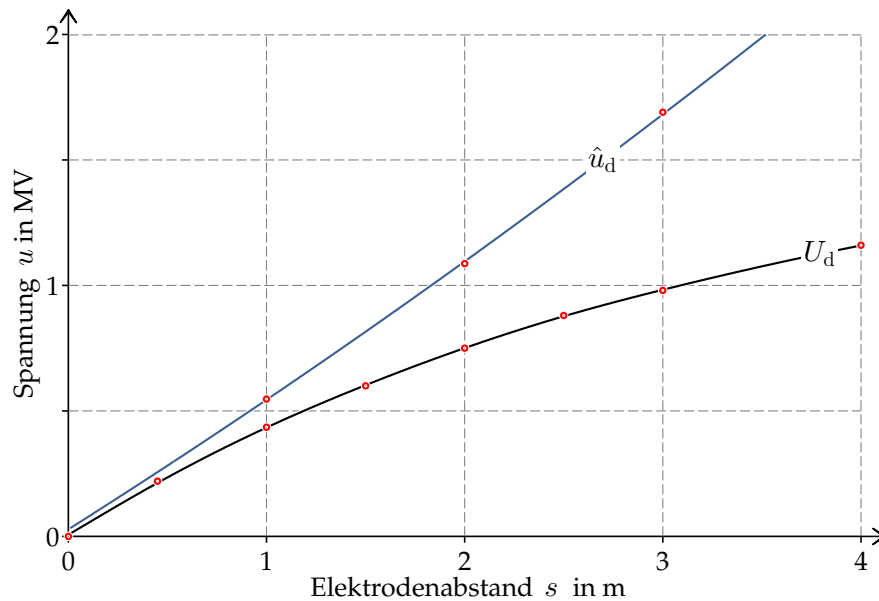


Abbildung 6.28: \hat{u}_d - s -Kennlinie bei genormter Blitzstoßspannung und U_d - s -Kennlinie bei der $60/2.500 \mu\text{s}$ -Schaltstoßspannung LEMKE [1967].

vernachlässigen. Damit muss auf einen geringeren erforderlichen Längsgradient im Kanals als in der Streamerentladung geschlossen werden. Der ermittelte Längsgradient wurde nach Gleichung (6.54) mit etwa $E_k = 0,80 \text{ kV/cm}$ ermittelt. Dieser Wert stimmt mit den bekannten Werten des auf die Länge bezogenen Leaderspannungsbedarfs von $E_l = 0,4 \dots 2 \text{ kV/cm}$ überein [LEMKE 1967]^{6.41}.

6.4.3 DURCHSCHLAGSPANNUNG-ELEKTRODENABSTAND-KENNLINIE

In Abbildung 6.29 ist der statistische Mittelwert der Durchschlagzeit $\bar{t}_d(\hat{u} = \hat{u}_d)$ mit Zunahme des Elektrodenabstandes dargestellt. Dabei wird zuerst der Scheitelwert der Spannung für den Elektrodenabstand festgelegt, bei dem die Durchschlagwahrscheinlichkeit P_w einen konstanten Wert (üblicherweise $P_w = 50\%$) beträgt. Danach wird durch mehrere Versuche eine statistisch mittlere Durchschlagzeit \bar{t}_d ermittelt. Wie ersichtlich, steigt die Durchschlagzeit t_d mit der Zunahme des Elektrodenabstandes s .

In Abbildung 6.30 ist bei unterschiedlichen Elektrodenabständen die momentane Elektrodenspannung $u_d = u(t = \bar{t}_d)$ bei der statistisch mittleren gemessenen Durchschlagzeit \bar{t}_d dargestellt.

Da die Durchschlagzeit \bar{t}_d mit der Zunahme des Elektrodenabstandes s steigt, wird die prozentuale Elektrodenspannung zum Zeitpunkt des Durchschlags $u_d = u(\bar{t}_d)$ mit zunehmenden Elektrodenabständen geringer. Mit der Zunahme des Elektrodenabstandes weicht die Durchschlagspannung u_d vom Scheitelwert \hat{u}_d ab. Damit wird eine Analogie zur U_d - s -Kennlinie der Schaltstoßspannung deutlich.

6.41 Mit der Zunahme des Leaderstromes von $i_l = 0,01 \text{ A}$ auf $i_l = 10 \text{ A}$ sinkt der Längsgradient im Leader nach Angaben von LEMKE [1967] von $E_l = 2 \text{ kV/cm}$ auf $E_l = 0,4 \text{ kV/cm}$.

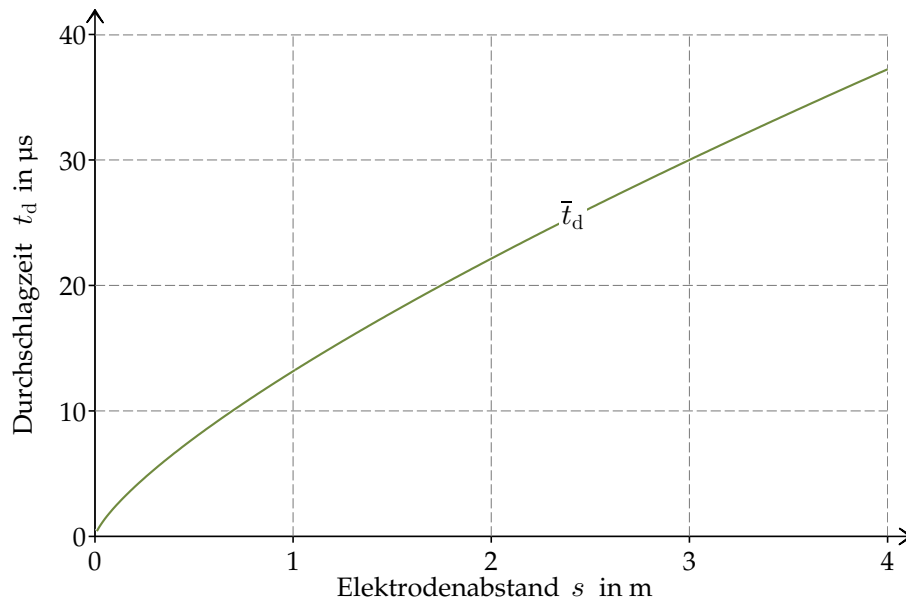


Abbildung 6.29: Statistisch mittlere Durchschlagzeit \bar{t}_d in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand s

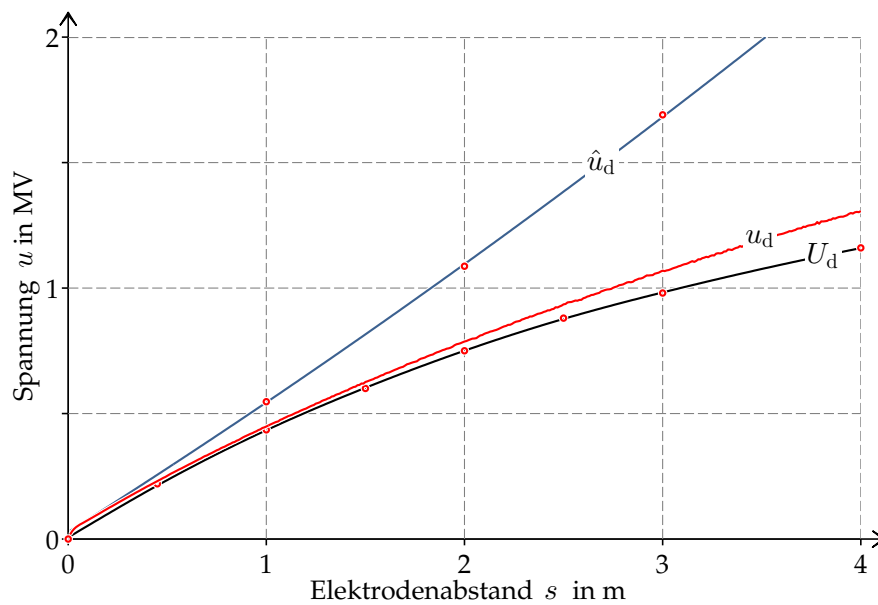


Abbildung 6.30: U_d - s -Kennlinie bei 60/2.500 μs -Schaltstoßspannung [LEMKE 1967] im Vergleich zur u_d - s - und \hat{u}_d - s -Kennlinie bei genormter Blitzstoßspannung

Zusammenfassung

Die Auswertung der Messergebnisse weist die Übereinstimmung der Entladungsmechanismen nach. Die Kanalbildung bei Blitzstoßspannungen entspricht damit der Leaderentladung bei Schaltstoßspannungen.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

*Wer glaubt, etwas zu sein,
hat aufgehört, etwas zu werden.*
Sokrates (469-399 v. Chr.)

Einordnung und Anwendung

Für die Menschen zählen Gewitter mit Donner und Blitz zu den alten Phänomenen der Natur. Die Tatsache, dass Blitze bis heute noch nicht abschließend erforscht sind, liegt an dem äußerst komplexen, schnellen und stochastischen Verhalten der Blitzentladung. Für eine gesicherte Elektroenergieversorgung hat der Blitz- und Überspannungsschutz eine große Bedeutung. Freileitungen im Energieversorgungssystem sind aufgrund ihrer geometrischen Abmessungen gegenüber Blitzeinwirkungen besonders gefährdet. Der Überschlag über Isolatoren führt zu Abschaltungen und gegebenenfalls zu Schäden in anliegenden Schaltanlagen. Blitzschutzmaßnahmen sind insbesondere dann effizient, wenn die physikalischen Zusammenhänge solcher rückwärtigen Überschläge nach Blitzentladungen bekannt sind. Die vorliegende Arbeit widmet sich daher der Beschreibung des Entladungsverhaltens langer Luftfunkenstrecken.

Zur Beschreibung des Durchschlagmechanismus bei Blitzspannungen wurde ein Prüf- und Messsystem entwickelt, mit dem die Parameter des Durchschlagverhaltens bei einer Blitzspannung erfasst werden können. Das Prüf- und Messsystem besteht aus einer Strommesseinheit, einer Spannungserzeugung und -messung sowie einem Kamerasystem. Die Strommesseinheit ermöglicht die Messung sehr kleiner Vorentladungsströme mit einer Empfindlichkeit von $i_{\text{emp}} = 5 \text{ mA}$ und einer oberen Grenzfrequenz von $f_g = 200 \text{ MHz}$.

Mit einer Hochgeschwindigkeitskamera ist es möglich, die Entladungsprozesse bei Blitzstoßspannungen und bei langen Elektrodenabständen $s > 100 \text{ cm}$ in Form einer Fotosequenz aufzunehmen. Es können bis zu acht Einzelaufnahmen mit kurzen Belichtungszeiten (z. B. $\Delta t = 20 \text{ ns}$) erfasst werden.

Nach Entwicklung des Prüf- und Messsystems wurden etwa 10.000 Versuche durchgeführt. Auf der Grundlage der Messergebnisse kann der Entladungsprozess der Funkenstrecke in drei Phasen der Vorentladung unterteilt werden: **Streamerentladung**, **Rückwärtswelle** und **Kanalbildung**.

Streamerentladung

Die Streamerentladung setzt an der Spitzenelektrode schon bei Blitzstoßspannungen mit einem Scheitelwert von $\hat{u} = 20\% \cdot \hat{u}_d$ ein. Sie erreicht bei Blitzstoßspannungen mit einem Scheitelwert von $\hat{u} \geq 93\% \cdot \hat{u}_d$ die Plattenelektrode. Im Gegensatz zum aktuellen Wissensstand führt die Ausbreitung der Streamerentladung bis zur Gegenelektrode nie direkt und nicht zwingend zum Durchschlag der Funkenstrecke.

Rückwärtswelle

Bei Ankunft der Streamerentladung an der Plattenelektrode setzt die zweite Phase – die Rückwärtswelle – ein. Sie breitet sich bei Stoßspannungen mit Scheitelwerten $\hat{u} > 97\% \cdot \hat{u}_d$ von der Platten- hin zur Spitzenelektrode aus.

Kanalbildung

Bei Ankunft der Rückwärtswelle an der Spitzenelektrode schnürte sich ein konzentrierter und intensiv-leuchtender Kanal ein. Bei einer Stoßspannung mit einem Scheitelwert von ca. $\hat{u} < 98\% \cdot \hat{u}_d$ kann der Kanalkopf den Elektrodenzwischenraum nicht vollständig überbrücken. Die Messergebnisse beweisen die Existenz einer kanalartigen Vorentladung bei Blitzstoßspannungen, die nicht zwingend zu einem Durchschlag führen muss. Dieser Mechanismus wird bei langsam ansteigenden Spannungen (Schalt- und Wechsellspannungen) als stabile Leaderentladung benannt. Bei Blitzstoßspannungen ist das Vorhandensein einer Leaderentladung bisher umstritten. Bei Stoßspannungen ab $\hat{u} > 98\% \cdot \hat{u}_d$ kann zwischen den Elektroden ein durchgehender Kanal aufgebaut werden. Dieser führt zu einem Zusammenbruch der Elektrodenspannung und zum Durchschlag der Funkenstrecke.

Deutung des Durchschlagmechanismus

Der Streamermechanismus der ausgewerteten Messungen stimmt mit den klassischen Modellvorstellungen (bspw. [PARK u. CONES 1956]) teilweise überein. Bei ausreichend hoher Feldstärke findet eine Ionisation am Kopf der kathodengerichteten Streamerentladung statt. Es wurde jedoch nachgewiesen, dass die am Kopf der Streamerbahnen frei gewordenen Elektronen größtenteils bis zur Anode zurücklaufen. Sie werden durch Zusammenstöße mit Gasteilchen leicht gebremst, dabei werden elektromagnetische Wellen emittiert – **bremssende Strahlung**. Derzeitige Modellvorstellungen, die auf Messergebnissen bei langsam ansteigenden Stoßspannungen oder bei kleinen Elektrodenabständen beruhen, gehen dagegen davon aus, dass die Elektronen bei der Rückkehr zur Anode mit vorhandenen positiven Ionen rekombinieren.

Aufgrund der kurzen Dauer der Rückwärtswelle (bis zu vier Mikrosekunden) blieb diese Phase in bisherigen Untersuchungen unbeachtet. Die Messergebnisse weisen jedoch auf die entscheidende Rolle dieser Phase zur Entwicklung eines Durchschlages hin. Im Gegensatz zu der Streamerentladung bestehen die Energieaustauschprozesse

im Elektrodenzwischenraum hauptsächlich aus Elektronenfreigabe der Plattenelektrode und der bremsenden Strahlung. Die sich nach Elektronenzusammenstößen in einem angeregten Zustand befindlichen Gasteilchen emittieren elektromagnetische Wellen und kehren in ihren Ruhezustand zurück. Die Strahlung wird bei der Rückwärtswelle nicht größtenteils durch Ionisation oder Rekombination verursacht. Im Gegensatz zur Streamerentladung werden nur wenige Gasteilchen ionisiert.

Während der Kanalbildung nähern sich die von der Plattenelektrode emittierten Elektronen dem Kanalkopf. Sie werden vom Kanalkopf angezogen und bewegen sich durch den Kanal bis zur Spitzenelektrode und werden schließlich aus dem Elektrodenzwischenraum abgeführt. Sie überbrücken somit den gesamten Elektrodenzwischenraum. So kann der Elektrodenzwischenraum als eine Reihenschaltung aus dem vorwachsenden Kanal und der abnehmenden Rückwärtswelle aufgefasst werden (Abbildung 7.1, links).

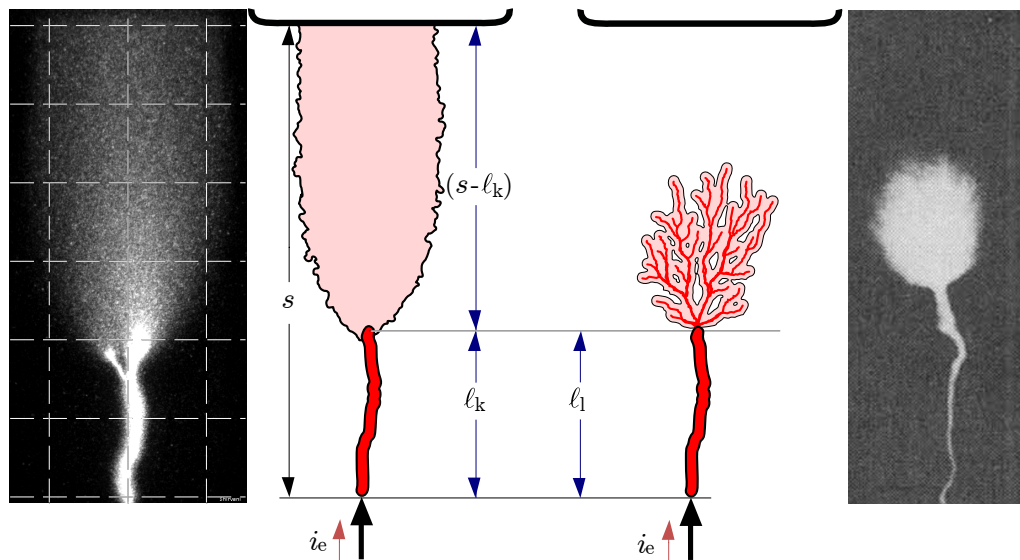


Abbildung 7.1: Gegenüberstellung Kanal-Rückwärtswelle- (links) und Leader-Streamer-Modellvorstellung (rechts)

Derzeitige Modelle (bspw. [GALLIMBERTI 1979, RIZK u. VIDAL 2008, LES-RENARDIÈRES-GROUP 1974, BAZELYAN u. RAKER 2000, BALDO et al. 1975]), die auf Messergebnissen bei langsam ansteigenden Stoßspannungen beruhen, gehen davon aus, dass ein Leader durch Elektronen gespeist wird, die durch Ionisation in einer Streamerzone frei werden (Abbildung 7.1, rechts). Die Streamerzone befindet sich am Kopf des Leaders, erstreckt sich jedoch nicht bis zur Plattenelektrode. Für Blitzstoßspannungen gilt dieser Modellansatz nicht.

Die Vorwachsgeschwindigkeit des Kanals ist einerseits abhängig vom Vorentladungsstrom und von der Gesamtladung. Mit zunehmender Kanallänge nimmt andererseits der Vorentladungsstrom bei hinreichend hoher Elektrodenspannung zu.

Diese Abhängigkeit kann über Gleichungen abgebildet werden, die den vorwachsenden Kanal beschreiben (Gleichungen (6.38), (6.42), (6.44), (6.69) und Abbildung 7.2):

$$\begin{aligned}
 i_{\text{eb}}(t) &= f(u, l_{\text{k}}) = 0,1 \text{ A } e^{\frac{u-U_{\text{t}}}{b}} && \text{in A} \\
 U_{\text{t}}(t) &= (s - l_{\text{k}}) \cdot E_{\text{rW}} + l_{\text{k}} \cdot E_{\text{k}} && \text{in kV} \\
 b(t) &= b_0 \cdot (s - l_{\text{k}}) && \text{in kV} \\
 v_{\text{kb}} &= \alpha_{\text{i}} \cdot i_{\text{e}}^{\text{m}} + \alpha_{\text{q}} \cdot q_{\text{e}}^{\text{n}} && \text{in cm}/\mu\text{s}
 \end{aligned}$$

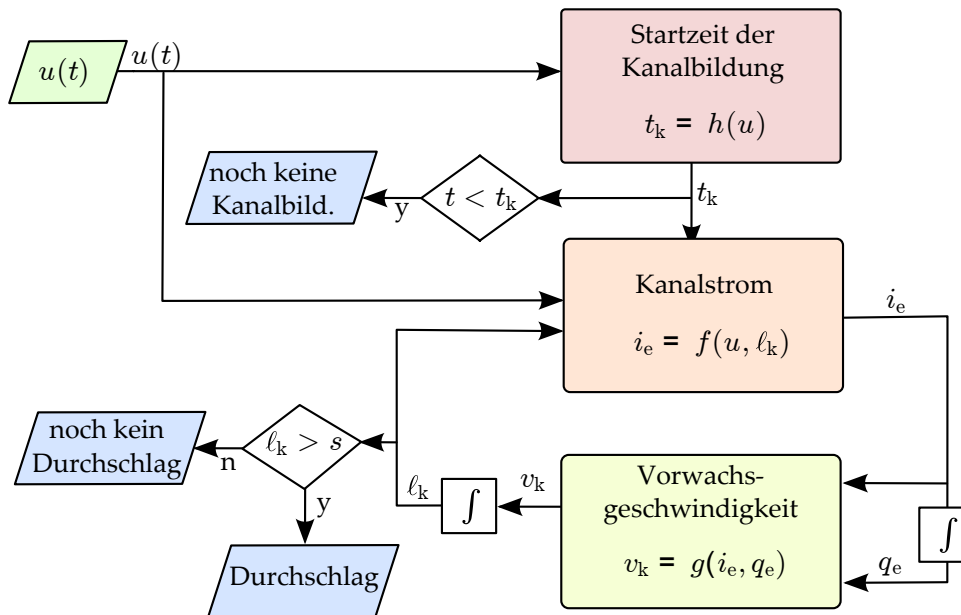


Abbildung 7.2: Bausteine der Modellierung des Durchschlagprozesses

Anhand der Messergebnisse wurden dabei Parameter wie Linienladungsdichte, Leitfähigkeit und Spannungsbedarf des Kanals bewertet. Zwischen den Eigenschaften des Leaders bei Schaltstoßspannung und der Kanalbildung treten signifikante Ähnlichkeiten (vergleichbarer Spannungsbedarf, Längsgradient, und vergleichbare Ladungsträgerdichte) auf. Daher ist davon ausgehen, dass der Entladungsmechanismus des Leaders bei Schaltstoßspannung dem Entladungsmechanismus des Kanals bei Blitzstoßspannungen entspricht. Demzufolge ist es möglich, den Kanal auch als Leader zu bezeichnen.

Teil III

ANHANG

STAND DER FOTOGRAFISCHEN ERFASSUNG DES DURCHSCHLAGPROZESSES

Die Technik zur optischen Aufnahme von Vorentladungen hat sich in letztem Jahrhundert sehr weit entwickelt. Die Entwicklung derzeitiger verfügbarer optischer Hochgeschwindigkeits-Erfassungssysteme erfolgte in fünf Stufen:

- bis 1940 – Erfindung der Nebelkammer und erste Visualisierungen der Entladungen
- um 1940 – Entwicklung des Bildverstärkers und erste Erfassungen der schwachen Ionisationsstrahlung
- um 1960 – Verwendung von Fotovervielfachern und Oszillografieren des zeitlichen Verlauf der Ionisationsstrahlung
- um 1970 – Verwendung von Wisch- (Schmier- oder Streak-) Kameras zur Ermittlung der Geschwindigkeit der Entladungen
- ab 2000 – Einsatz von Hochgeschwindigkeitskameras zur Fotoaufnahme mit sehr kurzen Belichtungszeiten

Nebelkammer

Mit der Erfindung der Nebelkammer im Jahr 1912 begann die Visualisierung der Entladungen. Die Bildung von Ladungsträgern in einem mit Wasserdampf übersättigten Gas verursacht eine lokale Kondensation (Nebel-Tröpfchen). Wird das Gas von einer intensiven/äußeren Lichtquelle beleuchtet, können die Nebelspuren noch nach einiger Zeit mit einer hohen Nachweisempfindlichkeit erkannt und fotografiert werden. Dieses Prinzip entdeckte CHARLES T. R. WILSON im Jahre 1912, er erfand die WILSONSCHE **Nebelkammer** [WILSON 1933]. Bis in die 40er Jahre war die Nebelkammer eine Möglichkeit, die gebildeten Ionen zu beobachten und die räumliche Struktur der Entladungen zu fotografieren [FLEGLER u. RAETHER 1936, RAETHER 1937].

Bildverstärker

Die Technik der Nebelkammer war wenig geeignet, die zugleich mit Ionisationsprozessen stattfindende elektromagnetische Strahlung zu erfassen. Die Entwicklung

von elektronischen **Bildverstärkern**^{A.1} schuf eine Grundlage zur Aufnahme dieser Strahlung. Die ersten Bildverstärker bestanden prinzipiell nach Abbildung A.1 aus einer Photokathode, diversen Folien und einem Leucht- bzw. Phosphorschirm. Da-

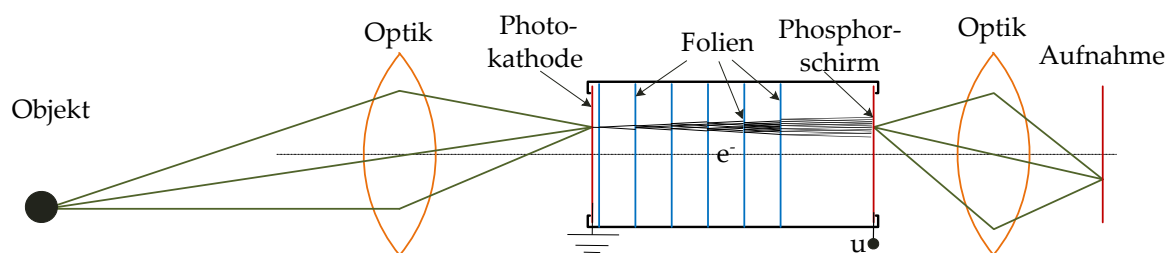


Abbildung A.1: Prinzip eines Bildverstärkers [WAGNER u. RAETHER 1962a]

bei werden bei Bestrahlung der Photokathode Elektronen ausgelöst. Diese werden durch ein externes elektrisches Feld beschleunigt und setzen nach dem Aufprall auf eine Folie sekundäre Elektronen frei, die wiederum beschleunigt werden. Nach mehreren Stufen von Vermehrung und Beschleunigung bringen die so entstandenen Elektronen beim Aufprall auf den Phosphorschirm diesen zum Leuchten. Die Intensität der Strahlung des Phosphorschirms ist dabei mehrfach stärker als die der Eingangsstrahlung.

Die ersten Bildverstärker-Aufnahmen bspw. von GOETZE u. KANTER [1961], WAGNER [1964a] oder WAGNER u. RAETHER [1962b] konnten zwar die hohe Nachweisempfindlichkeit der Nebelkammer nicht erreichen, sie wiesen jedoch zum ersten Mal die schwache Strahlung der Ionisationsprozesse nach. Im Gegensatz zur Nebelkammer stammt die Strahlung nicht von einer äußeren Quelle, sondern sie ist die unmittelbare Begleiterscheinung von Ionisationsprozessen. Mit Hilfe der Nebelkammer und ersten Bildverstärker konnte nur eine integrale Aufnahme des gesamten Prozesses zur Verfügung gestellt werden. Der zeitliche Verlauf blieb weiterhin unklar.

Fotovervielfacher

Werden aber die Elektronen nicht wie bei einem normalen Bildverstärker auf den Phosphorschirm übertragen, sondern in Form eines elektrischen Stromes erfasst, steht der zeitliche Verlauf des Stromes in einem linearen Verhältnis zum zeitlichen Verlauf der Intensität der Eingangsstrahlung. In Anlehnung an dieses Prinzip wurden **Fotovervielfacher**^{A.2} entwickelt, die die elektromagnetische Strahlung in elektrischen Strom umwandeln. Die ersten Darstellungen des **zeitlichen** Verlaufes der Ionisationsstrahlung gelang bspw. FRANKE [1960], HUDSON u. LOEB [1961], WAGNER [1964a], LOEB [1965] und LEMKE [1967]. Beim Einsatz mehrerer Fotovervielfacher und der Steuerung der einzelnen Optiksysteeme war es möglich [SUZUKI u. MIYAKE 1975, ENGELMANN 1981], nicht nur Erkenntnisse über den zeitlichen Verlauf, sondern auch über die **räumliche** Ausdehnung der Vorentladungen zu gewinnen.

A.1 auch Bildwandler

A.2 In Englisch „Photomultiplier“.

Wischkamera

Eine **zeitlich-räumliche** Untersuchung der Vorentladungen wurde erst mit Hilfe von **Wischkameras** verwirklicht. Dabei wurde eine elektronische Bildablenkung in der Struktur des Bildverstärkers^{A.3} integriert. Durch die Bildablenkung entstand von einem beweglichen Leuchtpunkt (z.B. einer Elektronenlawine) eine Spur auf der Wischaufnahme. Bei bekannter Wisch-/Ablenkungsgeschwindigkeit konnte die Geschwindigkeit des Leuchtpunktes durch die Neigung der Spur ermittelt werden [WAGNER 1964b]. Durch die Belichtung mit einer schlitzförmigen Blende (längs der Elektrodenachse und bei Beschränkung auf die Aufnahme einer einzelnen Raumdimension) konnten Wischaufnahmen auch bei langen Elektrodenabständen erfasst werden [SUZUKI u. MIYAKE 1977]. Die Synchronisation und präzise Steuerung der Belichtungszeit waren aber die Hauptprobleme beim Einsatz bei Blitzstoßspannungen. Außerdem lieferte eine Wischkamera ein $x-t$ -Diagramm der Ausbreitung. Ein zweidimensionaler Kontrast (Länge und Breite) war nicht möglich. Die aufgenommenen Spuren ließen daher nur ungenaue Aussagen über die örtliche/räumliche und zeitliche Strahlleistung zu [SHINDO et al. 1988]. Obwohl sie eine qualitative Beschreibung des Durchschlagmechanismus ermöglichten, war eine Parametrierung bzw. eine quantitative Analyse des Durchschlagprozesses nicht möglich.

Hochgeschwindigkeitskamera

Vor zehn Jahren erschienen die Aufnahmen von NAMIHIRA et al. [2003, 2007]. Der verwendete Bildverstärker, der mit einem schnellen elektronischen Verschluss ausgestattet war, stellte die nächste Generation der **Hochgeschwindigkeitsfotografie** dar. Durch eine kurze Belichtungszeit $\Delta t < 100$ ns ermöglichte sie optische Aufnahmen (Einzelaufnahmen) von Teilprozessen. Dadurch konnten die Ionisationsvorgänge im Nanosekundenbereich zeitlich aufgelöst und erfasst werden. IWATA et al. [2010] verwendeten **mehrere** Hochgeschwindigkeitskameras und erhielt als erster eine Fotosequenz (drei Einzelaufnahmen über einen Zeitraum von $\Delta t < 100$ ns) einer 15 mm-Nadel-Platte-Anordnung. Der Einsatz solcher Hochgeschwindigkeitskameras zur Untersuchung des Entladungsverhaltens *langer* Luftfunkenstrecken blieb ohne Erfolg.

A.3 Auch beim Einsetzen eines vor dem Bildverstärker geschalteten Wischverschlusses, wie Drehspiegel oder rotierende Linse bspw. SCHONLAND u. COLLENS [1934], SCHONLAND et al. [1935].

DURCHSCHLAGPROZESS DER ANORDNUNG NEGATIVE SPITZE- GEGEN PLATTENELEKTRODE

Bei einer **unsymmetrischen** Elektrodenanordnung (unter anderem eine Spitze-Platte-Anordnung) steigt der Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u}_d (bei 50 %-Durchschlagwahrscheinlichkeit, $P_w = 50\%$) mit zunehmendem Elektrodenabstand s schneller bei negativen – Spitzenelektrode negativ – als bei positiven Stoßspannungen. Als Richtwert des auf die Länge bezogenen Spannungsbedarfs ist für die positive Streamerentladung $E_{S+} \approx 5 \text{ kV/cm}$ und für die negative $E_{S-} \approx 10 \dots 15 \text{ kV/cm}$ ([SCHUFFT 2007] auf Seite 285) zu nennen^{B.1}.

Daraus ableitend würde sich die positive Vorentladung bei einem Längsgradient von $E_{S+} < E \leq E_{S-}$ sehr schnell ausbreiten. Ein Durchschlag findet in einer so kurzen Zeit statt, dass die negative Vorentladung wenig Möglichkeit zur Ausbreitung findet. Deshalb ist bei einer **symmetrischen** Elektrodenanordnung (unter anderem einer Spitze-Spitze-Anordnung) der Einfluss der negativen Vorentladung auf den Durchschlagprozess vernachlässigbar. Der Durchschlagmechanismus bei einer Spitze-Spitze-Anordnung besteht nicht aus einem gleichgewichteten Gemisch von negativen und positiven Vorentladungen. Der Durchschlagprozess wird dabei überwiegend vom Verhalten der positiven Vorentladung geprägt. Dies äußert sich beispielsweise dadurch, dass sich die Durchschlagspannung einer Spitze-Spitze-Anordnung einer positiven Spitze-Platte-Anordnung annähert. Nach [?] Seite 77 beträgt der auf die Länge bezogene Spannungsbedarf für Freileitungs-Isolator Ketten^{B.2} $E \approx 7 \text{ kV/cm}$.

Aus diesem Grund lag der Schwerpunkt bisheriger Untersuchungen auf positiven Stoßspannungen. Auf den Durchschlagprozess bei negativen Stoßspannungen wurde selten eingegangen [LEMKE 1967].

Aus praktischer Sicht und im Hinblick auf das Motiv vorliegender Arbeit – Modellierung eines rückwärtigen Überschlags einer Spitze-Spitze-Anordnung – besteht weniger Interesse am Durchschlagmechanismus bei negativen Blitzstoßspannungen.

Ergänzend wurden vergleichsweise wenige Messungen bei negativen Blitzstoßspannungen durchgeführt. Als Messdaten stehen hierbei die Elektrodenspannung u , der Vorentladungsstrom i_e an der Spitzenelektrode und zahlreiche fotografische Aufnahmen von der Ausbreitung der Vorentladungen zur Verfügung. Auf eine Interpretation der Messergebnisse wurde weitestgehend verzichtet.

B.1 Nach BEYER et al. [1986] (Seite 117) liegen sie bei $E_{S+} \approx 4 \dots 5 \text{ kV/cm}$ und $E_{S-} \approx 7 \dots 10 \text{ kV/cm}$.

B.2 Die Elektrodenanordnung einer Freileitungs-Isolator Kette entspricht einer Spitze-Spitze-Anordnung, siehe Abschnitt 3.2 auf Seite 22.

In Abbildung B.1 ist beispielgebend der repräsentative Durchschlagprozess bei einer negativen Blitzstoßspannung mit einem Scheitelwert (Absolutwert) von $\hat{u} = \hat{u}_d \approx 1.650 \text{ kV}$ bei einem Elektrodenabstand von $s = 200 \text{ cm}$ dargestellt^{B.3}.

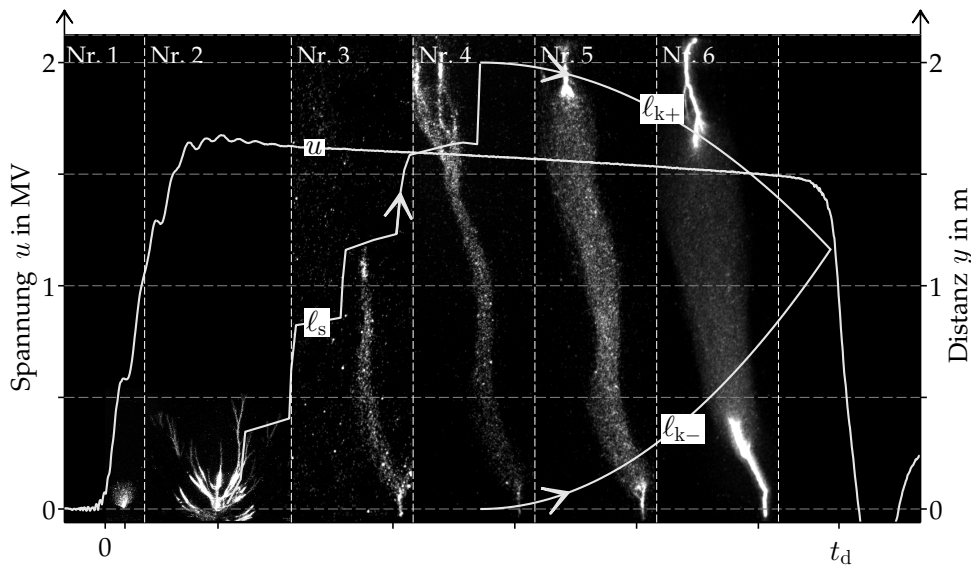


Abbildung B.1: Repräsentativer Durchschlagprozess bei einer negativen Blitzstoßspannung und einer Spitzen-Platten-Anordnung von $s = 200 \text{ cm}$

Die Elektrodenspannung u ist auf der linken Ordinate aufgetragen, die Vordringtiefe der Vorentladungen ℓ ist der rechten Ordinate zugeordnet. Die sechs Einzelaufnahmen (Nr. 1...6) im Hintergrund bilden Abschnitte des gesamten Prozesses ab. Sie veranschaulichen prinzipiell drei Phasen des Durchschlagprozesses vom Beginn der Vorentladung bis zum Durchschlag:

- **Phase I – Entladungswolke:** Der Durchschlagprozess startet mit einer kathoden-gerichteten Entladungswolke (Lawinentladungen). Die Strahlung während dieser Phase ist (siehe die **erste Einzelaufnahme**) diffus und wolkenartig. Sie wird aus der Umgebung der Spitzenelektrode von nur wenigen Zentimeter emittiert.
- **Phase II – Streamerentladung:** Nach einigen hundert Nanosekunden nach der Startzeit der Phase I setzt eine Staffel von (zeitversetzt/staffelmäßig) mehreren negativen **Streamerzweigen** (siehe die **zweite Einzelaufnahme**) ein. Wenn ein Streamerzweig eine Vordringtiefe von $\ell_s \approx 50 \text{ cm}$ erreicht, entwickelt sich eine **Streamerbahn**. Deren Strahlung ist leicht diffus und deren Durchmesser größer als der eines Streamerzweigs (siehe die **dritte Einzelaufnahme**). Die Linie ℓ_{s-} in Abbildung B.1 repräsentiert ein ruckartiges Vorwachsen der Streamerbahn.
- **Phase III – Kanalbildung:** Nachdem die Streamerbahn die Plattenelektrode erreicht hat, startet die Kanalbildung von beiden Seiten der nun durchgängigen

B.3 Alle Verläufe der Elektrodenspannung u und des Vorentladungsstromes i_e werden in diesem Kapitel positiv dargestellt.

Streamerbahn. Die diffuse Strahlung der Streamerbahn schnürt sich um die Anschlusspunkte der Elektroden ein. Es entstehen zwei stark leuchtende Entladungskanäle (ab **vierte Einzelaufnahme**), deren Vorwachsen über der Zeit in Abbildung B.1 durch die Linien ℓ_{k-} und ℓ_{k+} repräsentiert wird.

Über einen Zeitraum weniger Mikrosekunden wachsen die Entladungskanäle der durchgängigen Streamerbahn entgegen. Sie treffen schließlich bei $t \approx t_d$ etwa in der Mitte des Elektrodenzwischenraumes bzw. in der Mitte der ursprünglichen Streamerbahn zusammen. Es entsteht ein durchgängiger Entladungskanal zwischen den Elektroden. Innerhalb einer Mikrosekunde bricht die Elektrodenspannung u ein und es kommt zum Durchschlag.

Nachfolgend werden die drei Phasen – Entladungswolke, Streamerentladung, und Kanalbildung – ausführlicher behandelt. Um die Unterschiede in den jeweiligen Phasen bei unterschiedlichen Höhen der Stoßspannung zu betrachten und zu bewerten, wird der Scheitelwert der Blitzstoßspannung in den verschiedenen Versuchen stetig bis auf die Durchschlagspannung \hat{u}_d erhöht.

b.1 ENTLADUNGSWOLKE

Elektrische Erscheinung

Die erste Erscheinung der Vorentladung bei einem Elektrodenabstand von $s = 200$ cm kann bei Stoßspannungen mit einem Scheitelwert von $\hat{u} \approx 100$ kV beobachtet werden. Aus elektrischer Sicht äußert sie sich durch das Einsetzen eines einzelnen Stromimpulses mit einer relativ kurzen Anstiegszeit von $t_p \leq 3$ ns. Beispielgebend sind der Vorentladungsstrom i_e und die Elektrodenspannung u mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 605$ kV in Abbildung B.2 dargestellt.

In diesem Versuch startet die Vorentladung bei $t = t_w = 138$ ns (Markierung **W**) und bei einer Elektrodenspannung (Absolutwert) von $u = u_w = 165$ kV. Der Stromverlauf i_e ist wie erwähnt impulsförmig und hat eine Anstiegszeit von weniger als $t_p = 3$ ns (**W-P**). Der Scheitelwert (Absolutwert) beträgt in diesem Versuch $i_p = 1,5$ A (Markierung **P**). In keinem Versuch konnte ein zweites Maximum i_{2p} – wie es bei einer positiven Stoßspannung bspw. in Abbildung 4.3 (Markierung **M** und **2P**) trifft – beobachtet werden. Innerhalb etwa $\Delta t = 100$ ns sinkt der Strom exponentiell auf Null. Als Richtwert kann anhand der Messergebnisse eine Rückenhalbwertszeit von $t_r \approx 20$ ns (Markierung **R**) angegeben werden. Somit ist die Rückenhalbwertszeit kürzer und die Raumladung $q_w \approx 60$ nAs im Vergleich zu der ersten Streamerentladung bei positiven Stoßspannungen mit $q_s \approx 500$ nAs (Gleichung (4.8)) und $t_r \approx 100$ ns (Gleichung (4.7)) kleiner.

Optische Erscheinung

Wie bei positiven Stoßspannungen (Abschnitt 4.1) kann die optische Erscheinung während dieser Phase aufgrund schwacher Strahlung selbst in einem verdunkelten

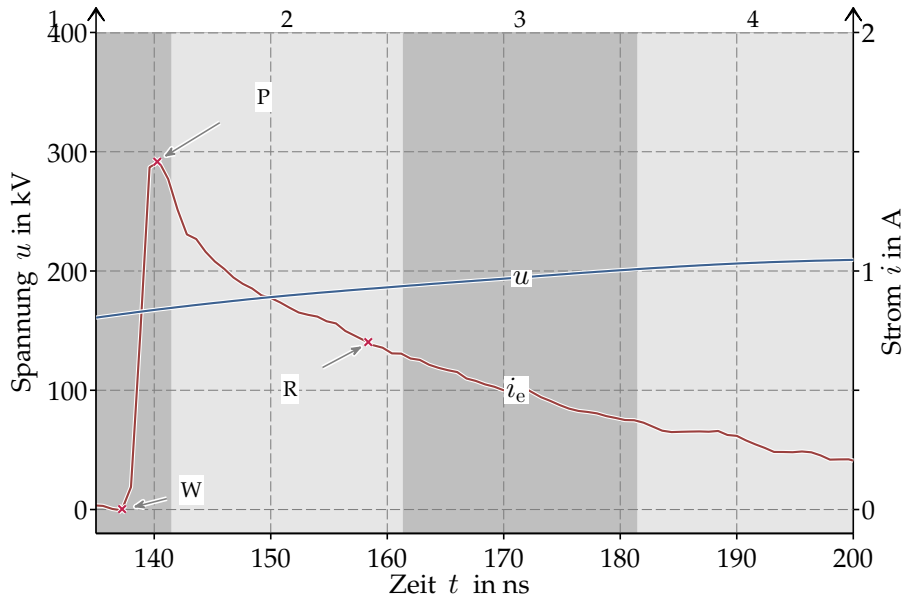


Abbildung B.2: Elektrodenspannung u und Vorentladungsstrom i_e (Absolutwert) einer Entladungswolke.

Raum mit bloßen menschlichen Augen nicht bzw. nur mit Hilfe eines lichtstarken Optiksistem beobachtet werden^{B.4}. So sind in **Abbildung B.3** die optischen Erscheinungen vom Versuch aus **Abbildung B.2** in einer vierteiligen Fotosequenz (Nr. 1..4) dargestellt.

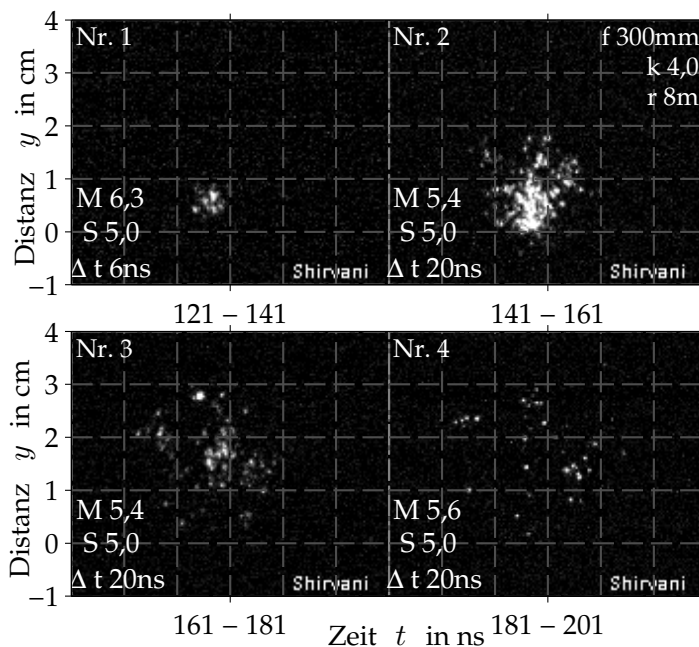


Abbildung B.3: Bildung der Entladungswolke bei $\hat{u} = -605$ kV

B.4 Da es sich um eine sehr schwache Strahlung in einer kurzen Dauer $\Delta t = 100$ ns bei einer stochastischen Startzeit $0 \text{ ns} < t_w < 1.000$ ns handelt, ist die Aufnahme der Strahlung in einer mehrteiligen Fotosequenz äußerst schwierig. Aus der einschlägigen Literatur sind bisher keine Messergebnisse (die zeitlich-räumliche Entwicklung/Ausbreitung) zu dieser schwachen Vorentladung bekannt.

Wie ersichtlich wird ab Einsetzen des Stromimpulses für mindestens $\Delta t = 4 \times 20 \text{ ns}$ (in allen Einzelaufnahmen) eine diffuse, schwache (vgl. Parameter M) und symmetrische Strahlung bis zur einer Vordringtiefe von etwa $\ell_w \approx 3 \text{ cm}$ (aus vierter Einzelaufnahme) erfasst. Als Richtwert kann eine mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit von ca.

$$\bar{v}_w = \frac{\Delta \ell_w}{\Delta t} = \frac{3 \text{ cm}}{0,185 \text{ ns} - 0,138 \text{ } \mu\text{s}} = 45 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (\text{B.1})$$

ermittelt werden.

Interpretation: Einordnen der Entladung

Bei keinem Versuch konnte in dieser Phase eine fadenförmige Struktur erkannt werden. Diese Phase wird daher als **Entladungswolke** und nicht Streamerentladung bezeichnet.

Statistische Auswertung

Bei Stoßspannungen mit Scheitelwerten von $\hat{u} < 200 \text{ kV}$ setzt die Entladungswolke erst nach der Stirnzeit der Stoßspannung ein ($t_w \geq T_1 = 1,2 \text{ } \mu\text{s}$). Bei Stoßspannungen mit Scheitelwerten von $\hat{u} > 200 \text{ kV}$ treten sie nahezu in allen Versuchen bei $t = t_w < T_1$ auf.

Beim konstant bleibendem Scheitelwert der Stoßspannung startet sie stochastisch um einen statistischen Mittelwert \bar{t}_w . Der Scheitelwert des Stromimpulses variiert dabei von Versuch zu Versuch stochastisch in einem Bereich von $0,5 < i_p < 2 \text{ A}$. Dabei sind die Stromimpulse umso kleiner, je früher sie einsetzen:

$$\hat{u}_1 = \hat{u}_2 \quad \text{und} \quad t_{w1} < t_{w2} \Rightarrow i_{p1} < i_{p2} \quad (\text{B.2})$$

Bei höheren Stoßspannungen startet sie statistisch früher:

$$\hat{u}_1 > \hat{u}_2 \Rightarrow \bar{t}_w(\hat{u}_1) < \bar{t}_w(\hat{u}_2) \quad (\text{B.3})$$

Bis zu einem Scheitelwert der Stoßspannung von $\hat{u} \approx 400 \text{ kV}$ werden keine weiteren Stromimpulse nach der Entladungswolke gemessen. Der Prozess endet mit dem Nulldurchgang des Stromimpulses der Entladungswolke.

b.2 STREAMERENTLADUNG

Erst bei Stoßspannungen mit einem Scheitelwert von $\hat{u} \geq 450 \text{ kV}$ setzt nahezu in jedem Versuch ein zweiter Stromimpuls ein, der meistens von weiteren Stromimpulsen in kurzer Zeit gefolgt wird. Das trifft ebenfalls auf den Versuch aus Abbildung B.2 zu, deren Messergebnisse in einem Zeitraum von $-0,05 \text{ } \mu\text{s} < t < 1,5 \text{ } \mu\text{s}$ in Abbildung B.4 dargestellt sind.

Wie ersichtlich folgen dem ersten Stromimpuls – Entladungswolke (Markierung W) – noch drei weitere Stromimpulse in kurzer Folge (bei $t = t_{z1} = 0,957 \text{ } \mu\text{s}$, $t = t_{z2} =$

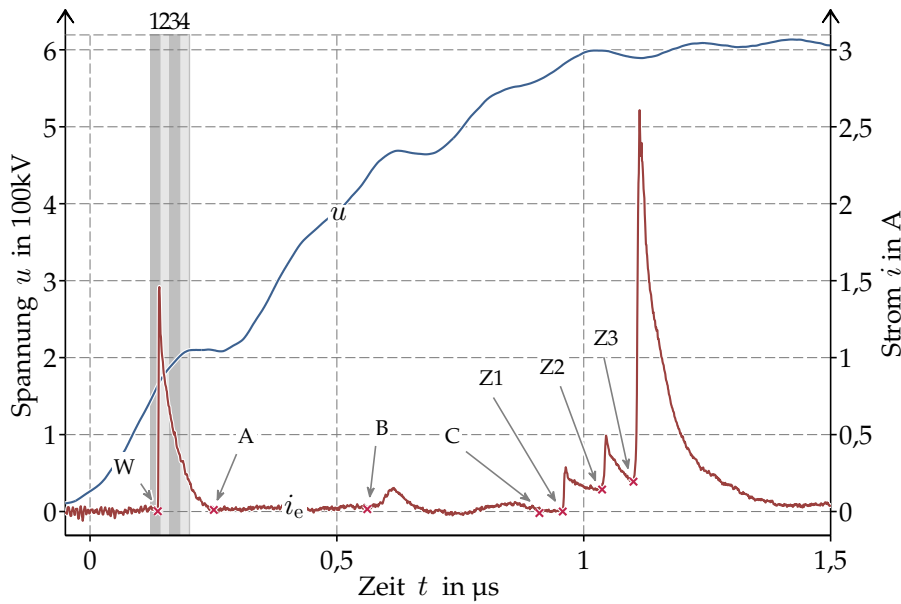


Abbildung B.4: Abbildung B.2 in einem Zeitraum von $-0,1 \mu\text{s} < t < 1,5 \mu\text{s}$.

$1,037 \mu\text{s}$ und $t = t_{z3} = 1,100 \mu\text{s}$ Markierungen **Z1...3**). Im Gegensatz zur zweiten positiven Streamerentladung, unterscheidet sich der Verlauf dieser drei Stromimpulse unwesentlich vom ersten Stromimpuls^{B.5}. Die Anstiegszeit aller drei Stromimpulse beträgt $t_p \approx 5 \text{ ns}$. Eine Rückenhalbwertzeit von $t_r \approx 50 \text{ ns}$ kann für alle drei Stromimpulse ermittelt werden.

Nicht-impulsiver Vorentladungsstrom vor dem Beginn der Streamerentladung

Der Vorentladungsstrom der Entladungswolke sinkt innerhalb $\Delta t \approx 100 \text{ ns}$ ($t < 300 \text{ ns}$) auf Null (Markierung **A**). Bevor der zweite Stromimpuls einsetzt ($t < t_{z1} = 950 \text{ ns}$), ist jedoch ein nicht-impulsiver, schwingender und schwacher Vorentladungsstrom im Zeitraum von $550 \text{ ns} < t < 900 \text{ ns}$ (**B-C**) auffallend. Die Frequenz der Schwingung entspricht jener im Verlauf der Elektrodenspannung^{B.6}.

Die Amplitude nimmt anhand der Messergebnisse mit der Steilheit der Elektrodenspannung $\frac{du}{dt}$ tendenziell zu. Beispielgebend sind in Abbildung B.5 die Messergebnisse bei einer Blitzstoßspannung mit einem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.006 \text{ kV}$ dargestellt.

Die Entladungswolke setzt in diesem Versuch bei $t = t_w = 100 \text{ ns}$ (Markierung **N**) ein. Der schwingende Vorentladungsstrom (A-B) erreicht in diesem Versuch eine Amplitude von $i_e = 0,8 \text{ A}$ (Markierung **C**). Wie in den ersten zwei Einzelaufnahmen aus Abbildung B.5 ersichtlich, ist die Strahlung in diesem Zeitraum diffus und ähnelt jener der Entladungswolke. Bei keinem durchgeführten Versuch wurde eine fadenförmige Entladung bis zum Startzeit des zweiten Stromimpulses (Markierung **Z1**)

B.5 Bei der zweiten positiven Streamerentladung, wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben, beträgt die Anstiegszeit des Vorentladungsstromes $t_{p2} \approx 50 \text{ ns}$

B.6 Im Gegensatz zu einer gewünschten Form der Stoßspannung mit einer konstanten Spannungsteilheit in der Stirnzeit steigt die Stoßspannung aufgrund der hochfrequenten Schwingungen im Zeitverlauf der Elektrodenspannung nicht gleichmäßig an, siehe Abschnitt 3.4.2

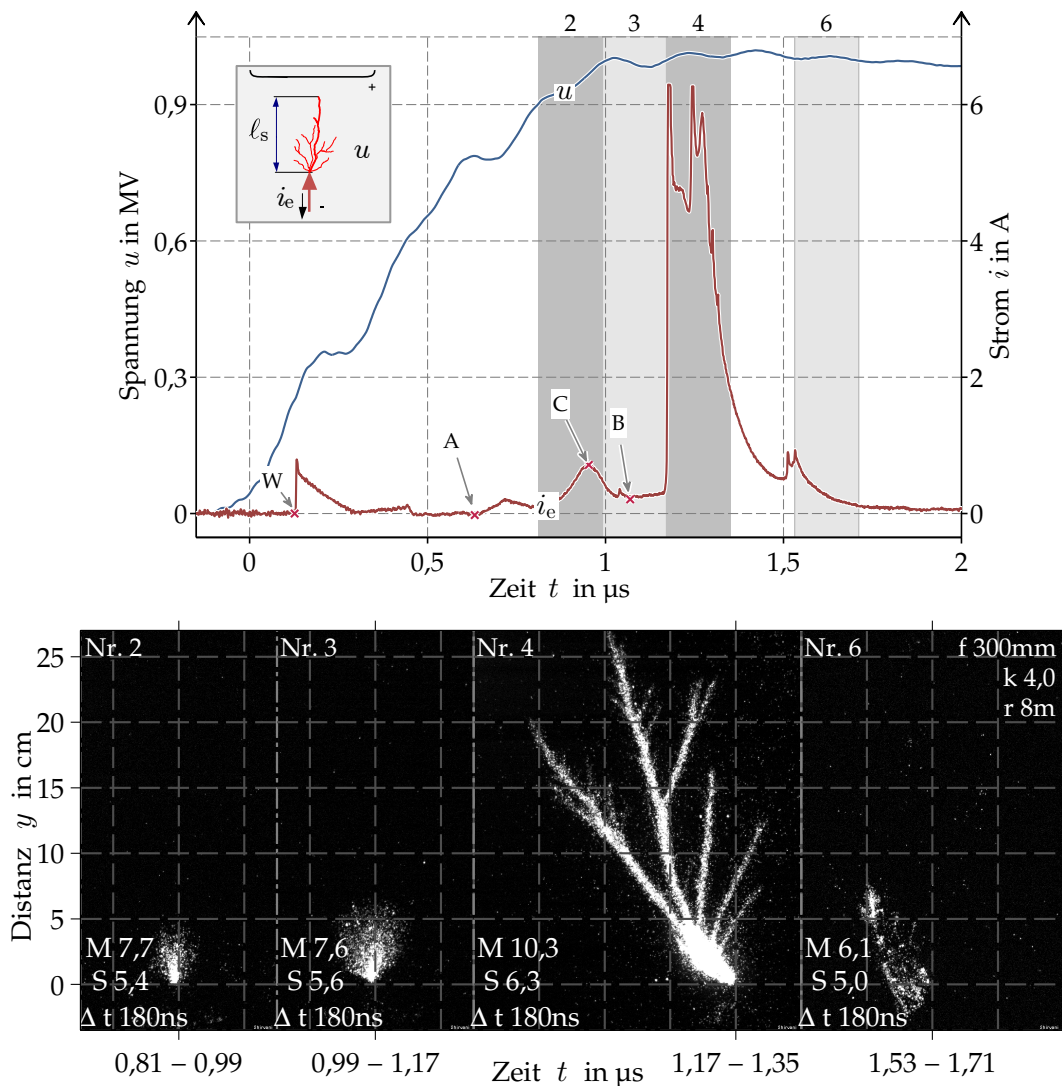


Abbildung B.5: Messergebnisse bei einer negativen Stoßspannung mit einem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.006 \text{ kV}$ und einem Elektrodenabstand von $s = 200 \text{ cm}$.

festgestellt. Der leuchtende Raum erstreckt sich maximal bis zu einer Vordringtiefe von einigen Zentimetern.

b.2.1 STREAMERZWEIG

Erst bei Beginn des zweiten Stromimpulses wird bei allen durchgeführten Messungen, wie bspw. in der dritten Einzelaufnahme aus Abbildung B.5, eine fadenförmige Entladung beobachtet. In allen durchgeführten Versuchen können einige Zweige der Vorentladung erkannt werden, deren Anzahl jener der Stromimpulse entspricht. So kann jedem einzelnen Stromimpuls ein einzelner Zweig der Entladungsfigur zugewiesen werden.

Definition der Entladung

Da die Zweige tief in den Elektrodenzwischenraum vordringen $\ell_s > 5$ cm, kann angenommen werden, dass die Grundfeldstärke E_g am Zweigkopf allein für eine Ionisation nicht ausreicht. Der Zweigkopf dringt nur deshalb so tief ein, weil die Feldstärke am Zweigkopf aufgrund der hohen Eigenfeldstärke E_c ausreichend angehoben wird. Diese Bedingung (Streamerkriterium [SCHUFFT 2007, BEYER et al. 1986]) erfüllt die Voraussetzung, um diese Entladung (der Zweig) als **Streamerentladungen** zu bezeichnen. Ein **Streamierzweig** bezeichnet einen einzelnen Faden in der Entladungsfigur^{B.7}, dem im Verlauf des Vorentladungsstromes ein einziger Stromimpuls zugewiesen werden kann.

Zweigeigenschaften

Bei negativen Stoßspannungen ist die Entladungsfigur nach dem Einsetzen des zweiten Stromimpulses fadenförmig. Sie unterscheidet sich jedoch von jener bei positiven Stoßspannungen deutlich (siehe Abschnitt 4.1.1 auf Seite 46). Die Streamerzweige setzen bei negativen Stoßspannungen – im Gegensatz zur positiven Streamerbahnen – **zeitversetzt**^{B.8} ein. Sie treten gestaffelt auf und verschwinden nach $\Delta t \approx 200$ ns. Die Lebensdauer eines einzelnen Streamerzweiges kann sich aber auch überlappen. D.h., ein Zweig kann auftreten, bevor der vorherige erlischt. Der Vorentladungsstrom besteht in Analogie dazu aus mehreren zeitversetzten (und sich teilweise überlagernden) Stromimpulsen (besonders erkennbar in Abbildung B.4).

Obwohl bis zum Einsetzen eines neuen Streamerzweigs die Strahlung des vorherigen Streamerzweigs möglicherweise auf Null gesunken ist, wird der neue Streamerzweig die alten nicht überkreuzen. In einer statischen Aufnahme über der gesamten Lebensdauer der Streamerzweige ähnelt die Entladungsfigur, die aus mehreren Streamerzweigen besteht, einer **büschelförmigen** Entladungsfigur.

Optische Unterschiede zwischen Streamerbahnen und Streamerzweigen

Die Richtung der Ausbreitung ist stochastisch. Ein Streamerzweig kann auch seitwärts von der Spitzenelektrode (Abbildung B.6) ausgehen.

Bei senkrecht nach oben (parallel zur Elektrodenachse) startender Entwicklung, behält er diesen Kurs im Laufe der Ausbreitung bei. Setzt er aber seitwärts ein, ändert sich die Richtung bald (nach einigen Zentimetern) nach in eine senkrechte Ausrichtung. Der Streamerzweig ist deshalb – im Gegensatz zu einer Streamerbahn bei positiven Stoßspannungen – bogenförmig und nicht immer grade.

Wie in Abbildungen B.6 ersichtlich, nimmt die Breite des Streamerzweigs (Durchmesser des leuchtenden Zweigs) von der Spitzenelektrode bis zum Zweigkopf tendenziell ab. Im Allgemeinen ist die Strahlung eines Zweigs konzentrierter als die

B.7 Die Entladungsfigur steht für eine räumliche Struktur, die eine Vorentladung in ihrer Lebensdauer gebildet hat.

B.8 Diese wurde zum ersten Mal in der vorliegenden Arbeit beobachtet.

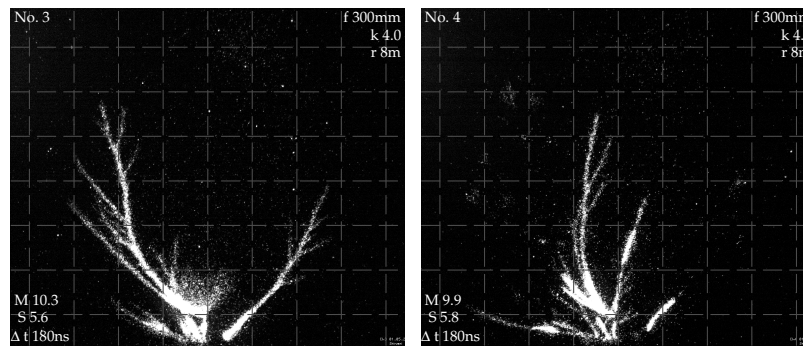


Abbildung B.6: Streamerzweig

einer Streamerbahn. Außerdem ist der Durchmesser eines Streamerzweigs D_z kleiner als jener einer Streamerbahn mit $D_s \geq 2$ cm (Tabelle IX):

$$D_z \leq 1 \text{ cm} \quad (\text{B.4})$$

Struktur eines Streamerzweigs

Wie in Abbildung B.7 beispielgebend dargestellt, besteht ein Streamerzweig aus zwei Teilen. Der erste Teil leuchtet (in erster Einzelaufnahme $0 \text{ cm} < y < 5 \text{ cm}$) stärker als

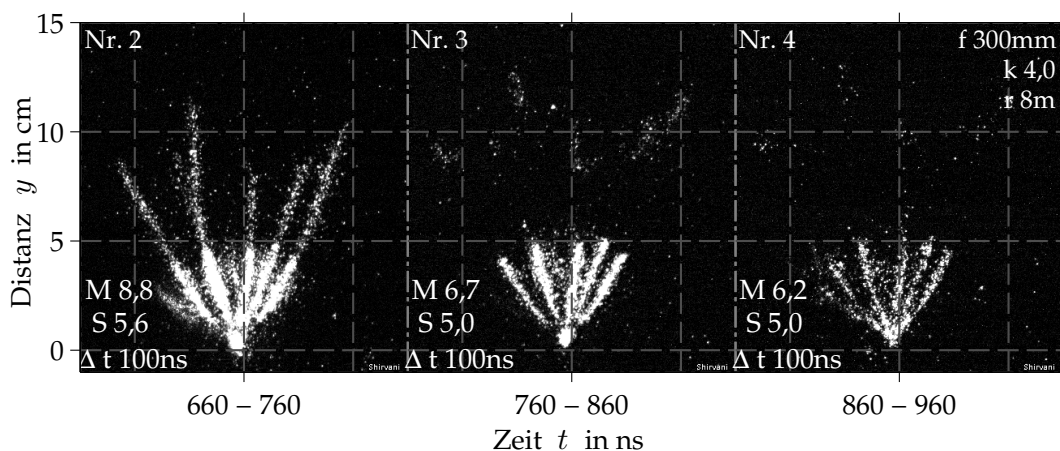


Abbildung B.7: Struktur eines Streamerzweigs.

der zweite Teil (in erster Einzelaufnahme $5 \text{ cm} < y < \ell_z \approx 10 \text{ cm}$). Dieser Sachverhalt kann allen durchgeführten Versuchen entnommen werden.

Erster Teil

In der Regel ist der erste Teil eines Streamerzweigs etwa 5 cm lang. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist im ersten Teil so hoch, dass es nicht gelungen ist, die Ausbreitung des ersten Teils in zwei oder mehreren Einzelaufnahmen zu erfassen (Siehe die Fußnote B.4). Über die Belichtungszeit aller gelungenen Einzelaufnahmen, in denen ein Streamerzweig einsetzte, wuchs er schon so weit vor, dass in derselben Einzelaufnahme der zweite Teil auch zu erkennen war. Deshalb kann keine genaue Angabe

über die Vorwachsgeschwindigkeit erteilt werden.

So wird angenommen, dass sich der Streamerzweig innerhalb weniger Nanosekunden $\Delta t < 10 \text{ ns}$ mindestens bis zum zweiten Teil ausbreitet $\ell_z(t' > 10 \text{ ns}) > 5 \text{ cm}$. Deshalb ist mit einer Vorwachsgeschwindigkeit der $1.000 \text{ cm}/\mu\text{s}$ -Ordnung zu rechnen:

$$v > \frac{5 \text{ cm}}{10 \text{ ns}} = 0,5 \text{ cm/ns} = 500 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (\text{B.5})$$

Im Vergleich zu bisher berichteten Vorwachsgeschwindigkeiten der $100 \text{ cm}/\mu\text{s}$ -Ordnung (bspw. im Kapitel 4) kann daher von einer recht plötzlichen, ruckartigen Ausbreitung gesprochen werden.

Zweiter Teil

Erst im Laufe des zweiten Teils sinkt die Ausbreitungsgeschwindigkeit so stark ab, dass die Ausbreitung in einer Fotosequenz erfasst werden konnte. Der zweite Teil unterscheidet sich vom ersten Teil nicht nur durch eine niedrigere Ausbreitungsgeschwindigkeit, sondern auch durch die Art und Weise der Strahlung. Der erste Teil leuchtet dauerhaft. Im Gegensatz dazu ist die Strahlung im zweiten Teil auf den Kopf begrenzt. Wie beispielgebend in Abbildung B.8 dargestellt, leuchtet der erste Teil sowohl in der **rechten** als auch in der linken Einzelaufnahme (von der Spitzenelektrode, Stelle **A**, bis zu Stelle **B**).

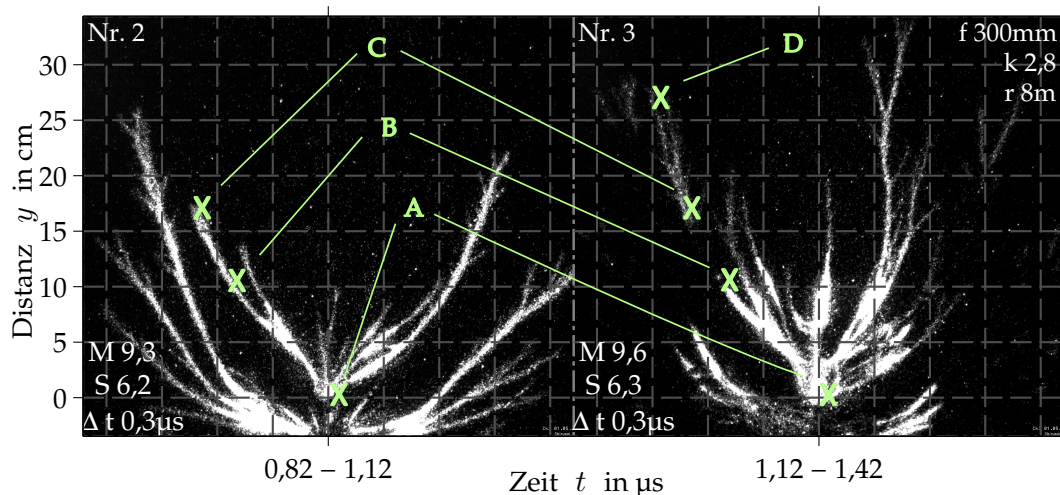


Abbildung B.8: Unterbrechung der Strahlung entlang eines Streamerzweigs

Von Stelle **B** bis zu Stelle **C** wird dagegen nur in der linken Aufnahme die Strahlung erfasst. Dadurch kann der erste Teil in der gesamten Lebensdauer des Streamerzweigs vom zweiten Teil optisch auseinander gehalten werden^{B.9}. Daraus kann abgeleitet werden, dass der Streamerzweig innerhalb der Belichtungszeit der linken

B.9 Im Gegensatz zu einem Streamerzweig leuchtet eine Streamerbahn – bei positiver Stoßspannung – von der Spitzenelektrode bis zum Kopf.

Einzelaufnahme von Stelle **B** bis zu Stelle **C** vorgewachsen ist. Eine mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit \bar{v}_z kann über diesen Zeitraum ermittelt werden:

$$\bar{v}_z(0,82 \mu\text{s} < t < 1,12 \mu\text{s}) = \frac{\Delta\ell_z}{\Delta t} \approx \frac{10 \text{ cm}}{0,3 \mu\text{s}} = 33 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (\text{B.6})$$

Wie in der rechten Einzelaufnahme ersichtlich, leuchtet der zweite Teil nicht mehr von **B** bis **C**. Über die Belichtungszeit dieser Einzelaufnahme wächst der Streamerzweig von Stelle **C** bis zu Stelle **D**, woraufhin die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit \bar{v}_z ermittelt werden kann:

$$\bar{v}_z(1,12 \mu\text{s} < t < 1,42 \mu\text{s}) = \frac{\Delta\ell_z}{\Delta t} \approx \frac{8 \text{ cm}}{0,3 \mu\text{s}} = 27 \text{ cm}/\mu\text{s} \quad (\text{B.7})$$

Endstadium der Streamerzweige

Bis zur Stirnzeit verhält sich die Vorentladung im Allgemeinen impulsartig. Wie bereits erwähnt, ist in der Regel mit einzelnen Stromimpulsen zu rechnen, die eine kurze Anstiegszeit von $t_p < 5 \text{ ns}$ haben. Bei einigen Versuchen haben sie einen Scheitelwert von $i_p > 40 \text{ A}$ ^{B.10}. Die Anzahl der Stromimpulse bzw. Streamerzweige kann bei einigen Versuchen bis zu $n_z = 15$ betragen.

Alle staffelmäßig entstandenen Streamerzweige weisen in etwa die bisher erwähnten Eigenschaften auf. Das Einsetzen eines neuen Impulses setzt in der Regel einen Anstieg der Elektrodenspannung voraus. Folglich können nach der Stirnzeit T_1 kaum neue Stromimpulse gemessen werden. Bei Stoßspannungen mit einem Scheitelwert von $\hat{u} \leq 1.200 \text{ kV}$ erreichen die Streamerzweige kaum eine Vordringtiefe von $\hat{\ell}_s > 50 \text{ cm}$. Wie bspw. in Abbildung B.9 dargestellt, sinkt der Vorentladungsstrom innerhalb einer Mikrosekunde nach der Stirnzeit auf Null. In diesem Zeitraum (in vierter Einzelaufnahme) leuchtet weiterhin nur der untere Teil der Streamerzweige. In der Umgebung der Streamerzweige, die selbst relativ konzentriert leuchteten, wird nun eine diffuse schwache Strahlung beobachtet.

b.2.2 ÜBERGANG IN EINE STREAMERBAHN

Mit der Zunahme des Scheitelwerts der Stoßspannung \hat{u} starten die Entladungswolke und die Streamerzweige immer früher. Die Streamerzweige häufen sich und nehmen an Stärke (Strahlung und Vorentladungsstrom) zu.

Bei einer Stoßspannung von $\hat{u} > 1.200 \text{ kV}$ erreichen einzelne Streamerzweige eine Entfernung von $\bar{\ell}_z = 50 \text{ cm}$. Ab diesem Scheitelwert der Stoßspannungen ist eine Änderung des Verhaltens der Streamerzweige feststellbar:

B.10 Der Stromimpuls fällt sehr schnell nach einigen Nanosekunden $t_r \approx 50 \text{ ns}$ wieder ab. Trotzdem kann diese kurzzeitige Beanspruchung zu einer Einwirkung des Schutzelementes – Gasableiter – führen.

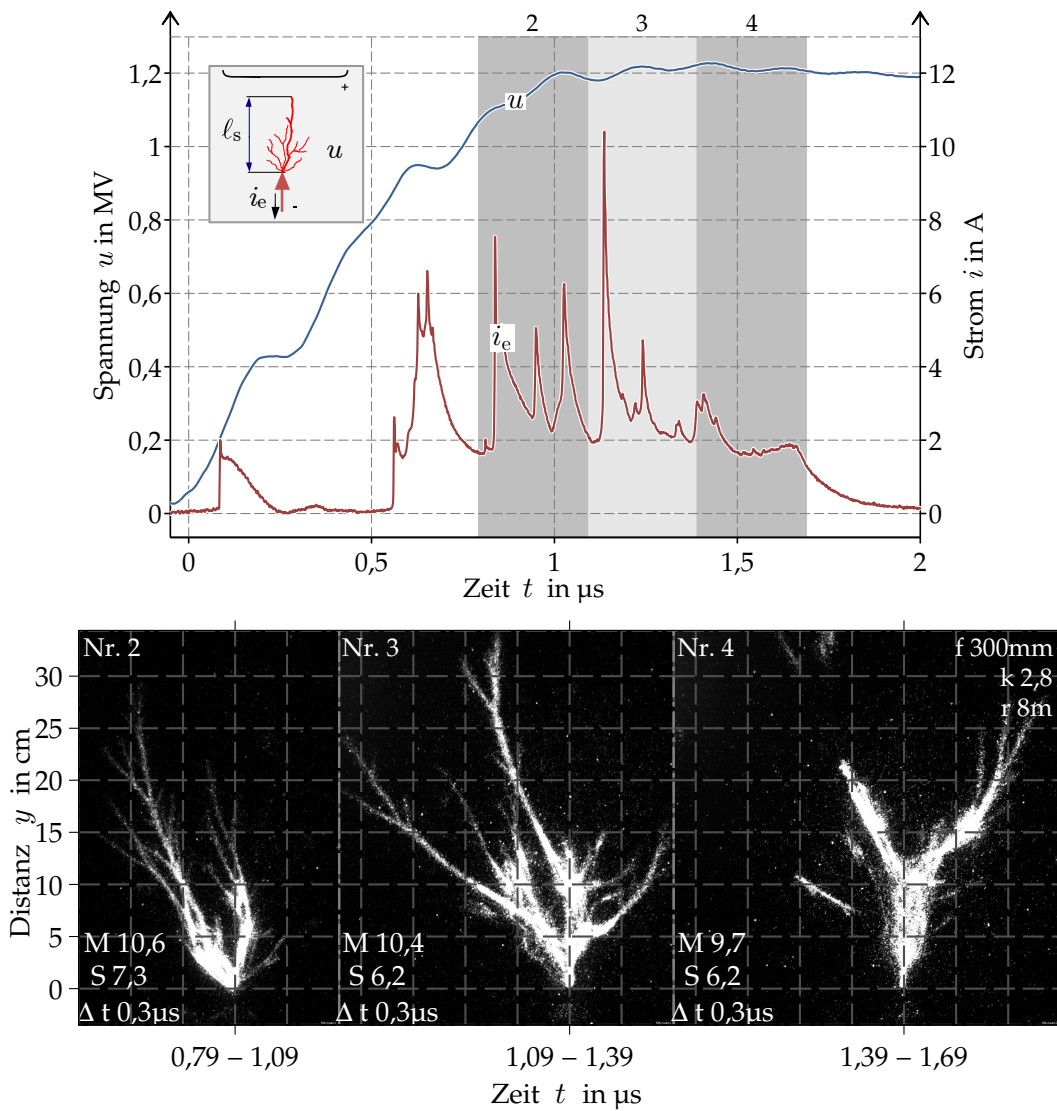


Abbildung B.9: Elektrodenspannung und der Vorentladungsstrom bei $\hat{u} = 1.210 \text{ kV}$ und $s = 200 \text{ cm}$.

Elektrische Erscheinungen

Nach der Stirnzeit sinkt der Vorentladungsstrom i_e nicht innerhalb einer Mikrosekunde auf Null, sondern bleibt weiterhin für eine längere Zeit größer Null. Wie in Abbildung B.10 dargestellt, ist er nach der Stirnzeit T_1 nicht mehr impulsartig. Er ist eine Überlagerung von zwei Komponenten: ein schwingender und ein exponentiell sinkender Anteil. Die Frequenz des schwingenden Anteils gleicht jener im Verlauf der Elektrodenspannung ($f_u \approx 1,5 \text{ MHz}$, siehe Abschnitt 3.4.2 auf Seite 32 und Abbildung 3.16). Der exponentielle Anteil sinkt von $\bar{i}_e(t \approx 2\mu\text{s}) \approx 6 \text{ A}$ nach etwa $\Delta t = 8 \mu\text{s}$ endgültig auf Null:

$$i_e(t \approx 10\mu\text{s}) < 0,1 \text{ A} \quad (\text{B.8})$$

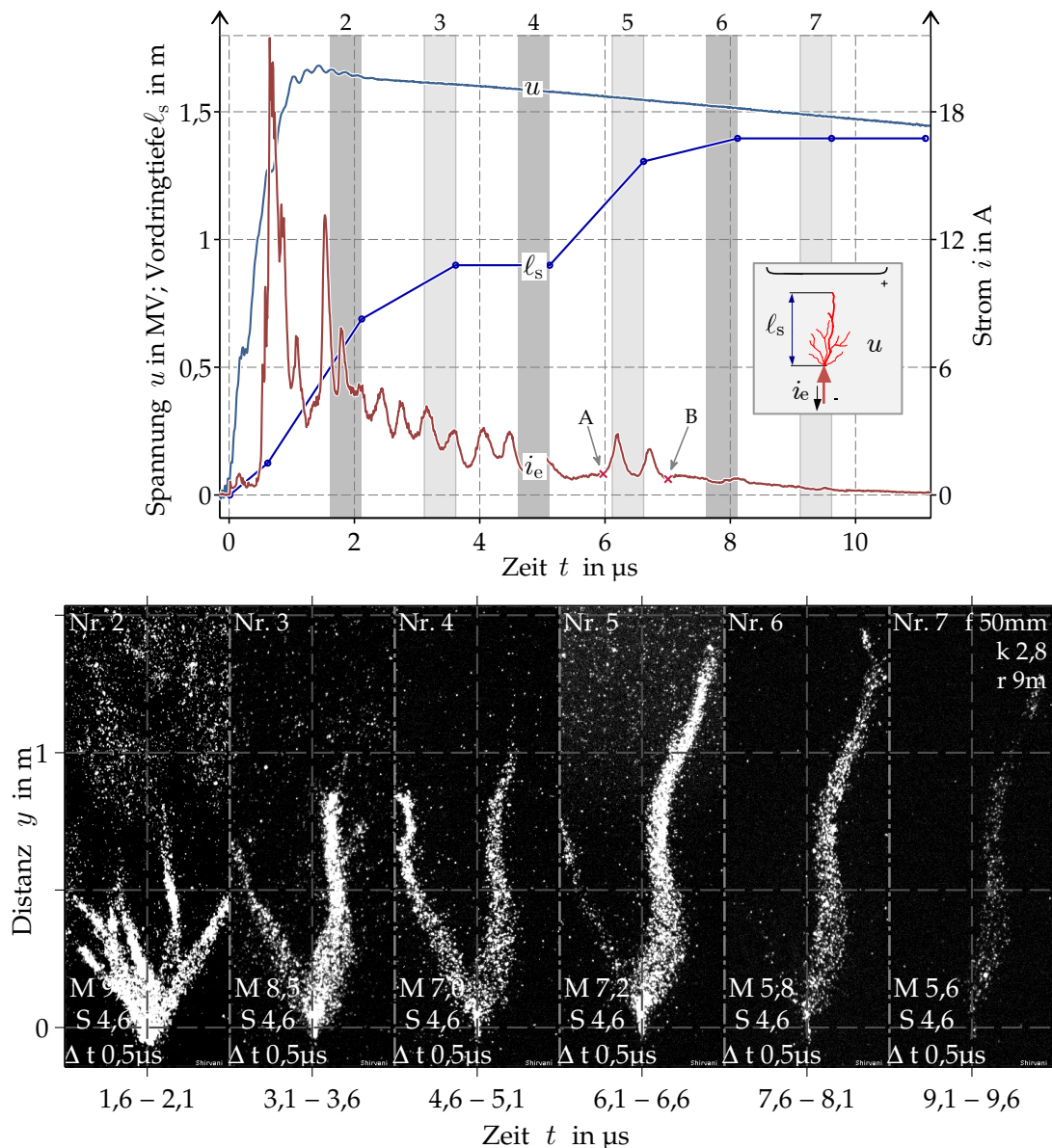


Abbildung B.10: Übergang eines Streamerzweigs in eine Streamerbahn und Vordringen der Streamerbahn in den Raum bei einer Stoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} \approx \hat{u}_d = 1.662 \text{ kV}$.

Optische Erscheinung

Aus Einzelaufnahmen ist festzustellen, dass in der Zeit $T_1 < t < 10 \mu\text{s}$ kein neuer Streamerzweig einsetzt. Die bis dahin erschienenen schwachen Streamerzweige verschwinden in den Einzelaufnahmen. Nur der kräftigste leuchtet bzw. die zwei kräftigsten leuchten weiter. Die Strahlung ist nun – im Gegensatz zur Strahlung der ursprünglichen Streamerzweige – leicht diffus. Der Durchmesser des leuchtenden Raumes beträgt in etwa $D_{s-} = 5 \text{ cm}$ und ist somit etwa zehnfach größer als jener des ursprünglichen Streamerzweigs (Gleichung (B.4), $D_z < 1 \text{ cm}$). Der ursprüngliche, dünne und intensive Streamerzweig geht in eine leicht diffuse und dicke **Streamerbahn** über. Sie wächst zur Plattenelektrode vor. Die Ausbreitung ist teilweise ruckartig. So wächst sie bspw. innerhalb der Belichtungszeit der fünften Einzelaufnahme

von $\ell_{s-}(t = 5,1 \mu\text{s}) = 100 \text{ cm}$ auf $\ell_{s-}(t = 6,6 \mu\text{s}) = 140 \text{ cm}$ ^{B.11}. Der große Schritt von $\Delta\ell_{s-} = 40 \text{ cm}$ wird vermutlich in dem Zeitraum von $6 \mu\text{s} < t < 6,6 \mu\text{s}$ erreicht, in dem der Vorentladungsstrom temporär ansteigt (A-B). Außerdem ist die Strahlung in der fünften Einzelaufnahme größer. Somit ist der Zusammenhang zwischen der erfassten Strahlung und dem Vorentladungsstrom (Abschnitt 5.4) sichtbar.

Maximale Reichweite

In Analogie zu Abbildung 4.8 (Seite 60) ist in Abbildung B.11 die maximale Vordringtiefe der Streamerbahn über dem Scheitelwert der Stoßspannung dargestellt.

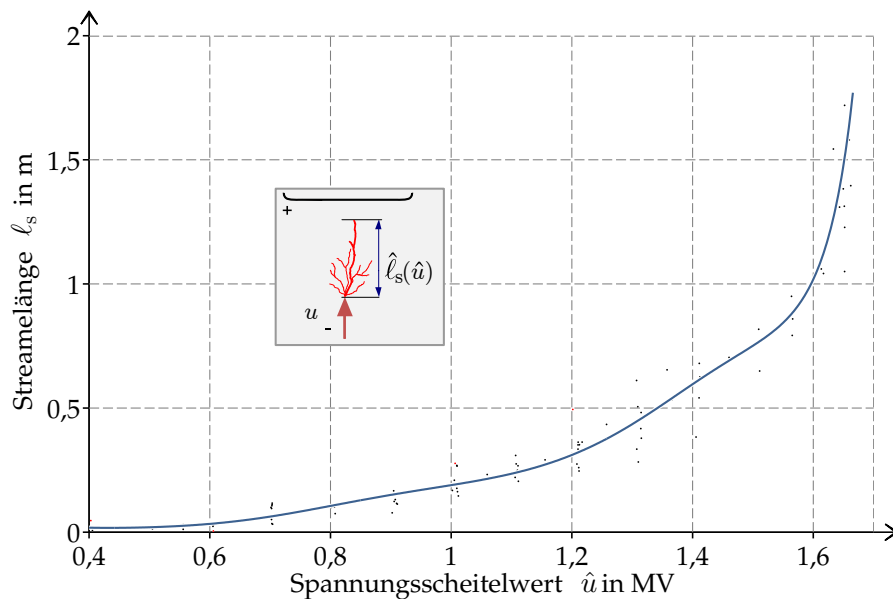


Abbildung B.11: Maximal erreichte Vordringtiefe $\hat{\ell}_s$ in Abhängigkeit vom Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} bei $s = 200 \text{ cm}$

Im Gegensatz zu positiven Stoßspannungen ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Streamerbahn bei negativen Stoßspannungen tendenziell sinkend^{B.12}. Dies wird nicht davon beeinflusst, in welcher Entfernung sich der Kopf der Streamerbahn befindet. Mit anderen Worten: Die negative Streamerbahn endet, auch wenn sie wie in Abbildung B.10 bis zu nur einen halben Meter vor der Plattenelektrode reicht.

- B.11 Für die Messungen ist das stochastische Verhalten der negativen Streamerbahn erschwerend. Zum einen führt ein zu großer Stromimpuls ($i_p > 30 \text{ A}$) zu einer unerwünschten Einwirkung des Schutzelements. Zum anderen ist die Ausbreitung ruckartig. Der Zeitpunkt des ruckartigen Fortschritts variiert stochastisch in einem Bereich von einigen hundert Nanosekunden, was die Erfassung in nur vier Einzelaufnahmen erschwert.
- B.12 Bei allen durchgeführten Versuchen bei positiven Stoßspannungen war festzustellen, dass die Geschwindigkeit der positiven Streamerentladung zunahm, wenn sie die **Grenz-Vordringtiefe** $\ell_s = 175 \text{ cm}$ erreicht hatte. Deshalb ist bei positiven Stoßspannungen kein Versuch registriert worden, bei dem die Streamerentladung eine maximalen Vordringtiefe von $175 \text{ cm} < \hat{\ell}_s < 300 \text{ cm}$ erreichte. Die maximal erreichte Vordringtiefe (Abbildung 4.8) beträgt entweder $\hat{\ell}_s < 175 \text{ cm}$ oder $\hat{\ell}_s = 300 \text{ cm}$ (siehe Gleichung (4.24) Seite 61).

b.3 KANALBILDUNG

Positive Streamerentladungen an den Kanten der Plattenelektrode

Schon bei niedrigen Stoßspannungen mit einem Scheitelwert von ca. $\hat{u} = 600 \text{ kV}$ setzen an den Kanten der Plattenelektrode positive Streamerentladungen ein. Diese breiten sich abwärts von der Plattenelektrode in Richtung des Bodens und nicht in Richtung der Spitzenelektrode aus. Bei der Durchschlagspannung $\hat{u} = \hat{u}_d$ dringen sie nach etwa zwei Mikrosekunden zwei Meter in den Entladungsraum vor und erreichen die Ebene der Spitzenelektrode $y = 0 \text{ cm}$. Die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit beträgt etwa $100 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

Einfluss auf dem Durchschlagprozess

Positive Streamerbahn erreichen nicht die Spitzenelektrode. Eine merkliche Änderung des Vorentladungsstromes aufgrund der positiven Streamerentladungen ist nicht festzustellen. Daher ist anzunehmen, dass positive Streamerbahnen nicht zum Durchschlagmechanismus der negativen Stoßspannungen beitragen. Deshalb kann ihr Einfluss auf dem Durchschlagprozess vernachlässigt werden.

Beginn der Kanalbildung

Die negative Streamerbahn kann bei ausreichend hohen Stoßspannungen $\hat{u} > 98\%$ spätestens^{B.13} bei $t_k = 7 \mu\text{s}$ die Plattenelektrode erreichen (bspw. bei $t = t_k \approx 6 \mu\text{s}$ in Abbildung B.12). Ab diesem Augenblick $t = t_k$ beginnt die Kanalbildung an beiden Elektrodenanschlusspunkten der nun durchgängigen Streamerbahn. Zwei Kanäle (ein positiver Kanal von der Plattenelektrode und ein negativer von der Spitzenelektrode) wachsen sich entlang der Streamerbahn entgegen. Wie aus Abbildung B.13 ersichtlich wird, beginnt der Vorentladungsstrom i_e ebenfalls ab diesem Zeitpunkt $t = t_k$ (Markierung **k**) exponentiell zu steigen. Das führte bei allen durchgeführten Versuchen – durchschnittlich nach fünf Mikrosekunden, aber auch selten nach einigen zehn Mikrosekunden – zu einem durchgängigen Kanal. Die beiden Kanäle treffen sich etwa in der Mitte des Elektrodenzwischenraumes und es kommt zu einem Durchschlag. Die Elektrodenspannung bricht zusammen.

B.13 Angesichts des stochastischen Verhaltens der Ausbreitung variiert die Zeit der Ankunft an der Plattenelektrode stark $4 \mu\text{s} < t < 7 \mu\text{s}$.

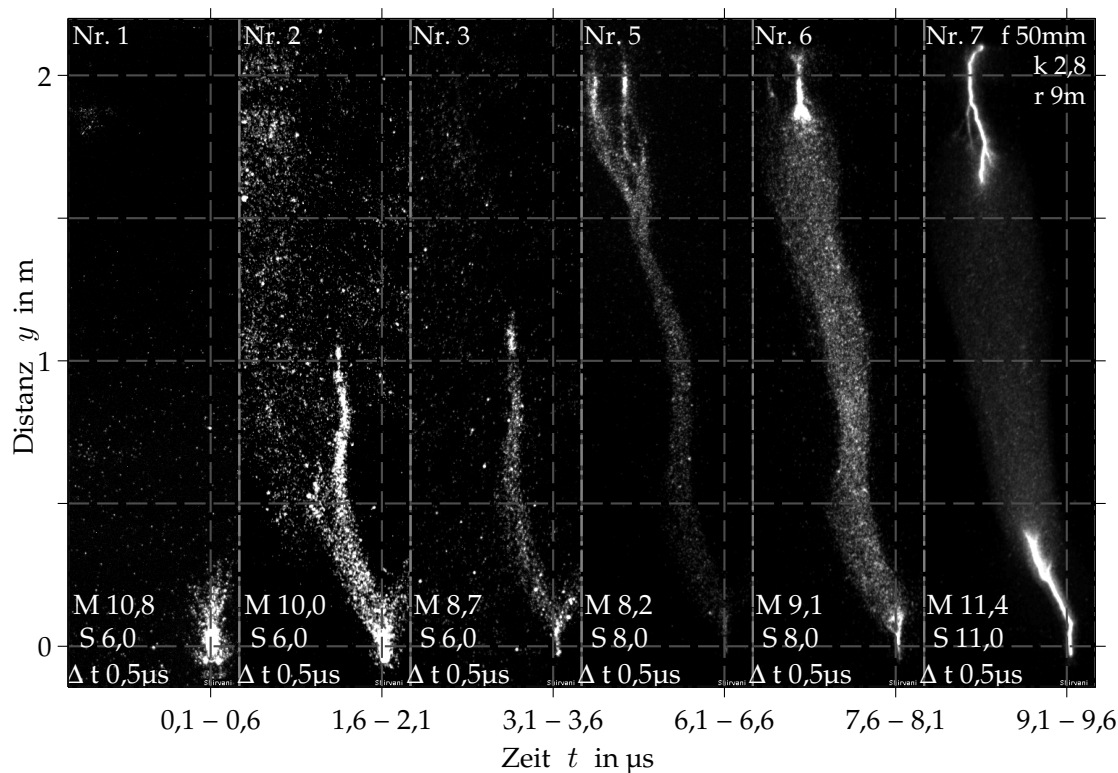


Abbildung B.12: Die Kanalbildung im Zeitraum von $6 \mu\text{s} < t < 10 \mu\text{s}$ und der Durchschlag bei $t = t_d = 10 \mu\text{s}$ bei negativen Blitzstoßspannungen

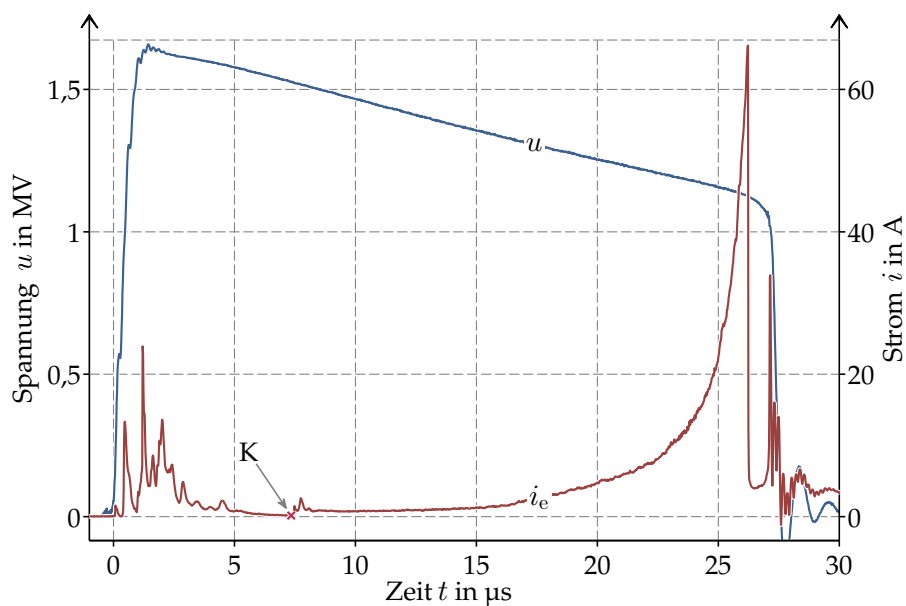


Abbildung B.13: Exponentieller Anstieg des Vorentladungsstromes ab $t = t_k = 7 \mu\text{s}$ und der Durchschlag bei $t = t_d = 27 \mu\text{s}$

REFERENZBILDER

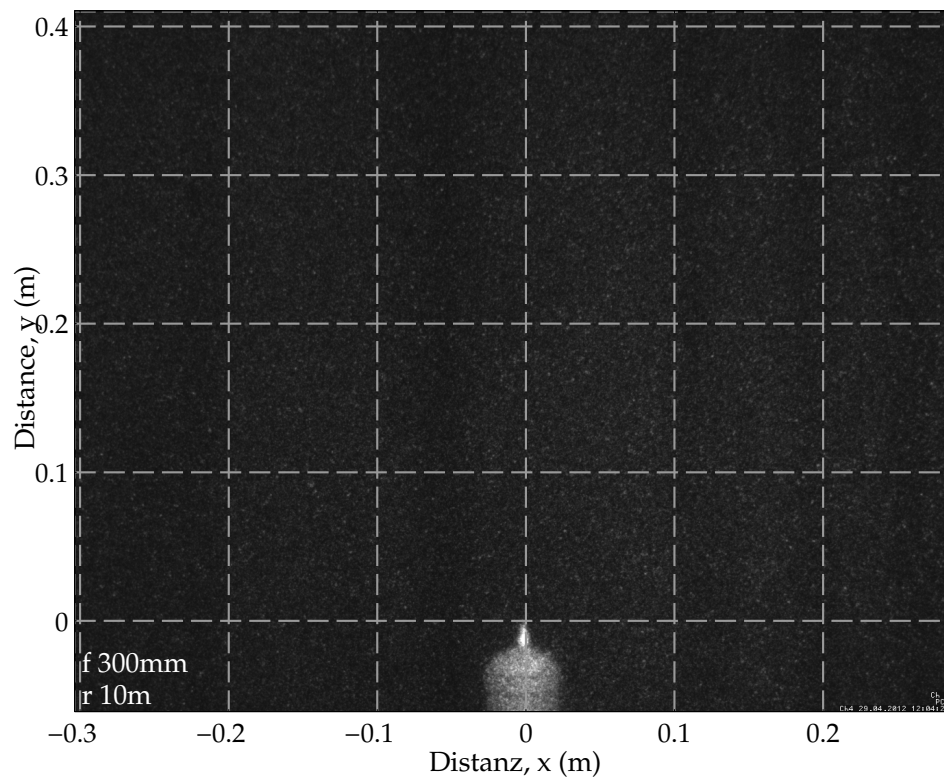


Abbildung C.1: Anordnung zu Abbildungen [4.2](#), [6.1](#), [6.3](#), [6.4](#) und [6.5](#)

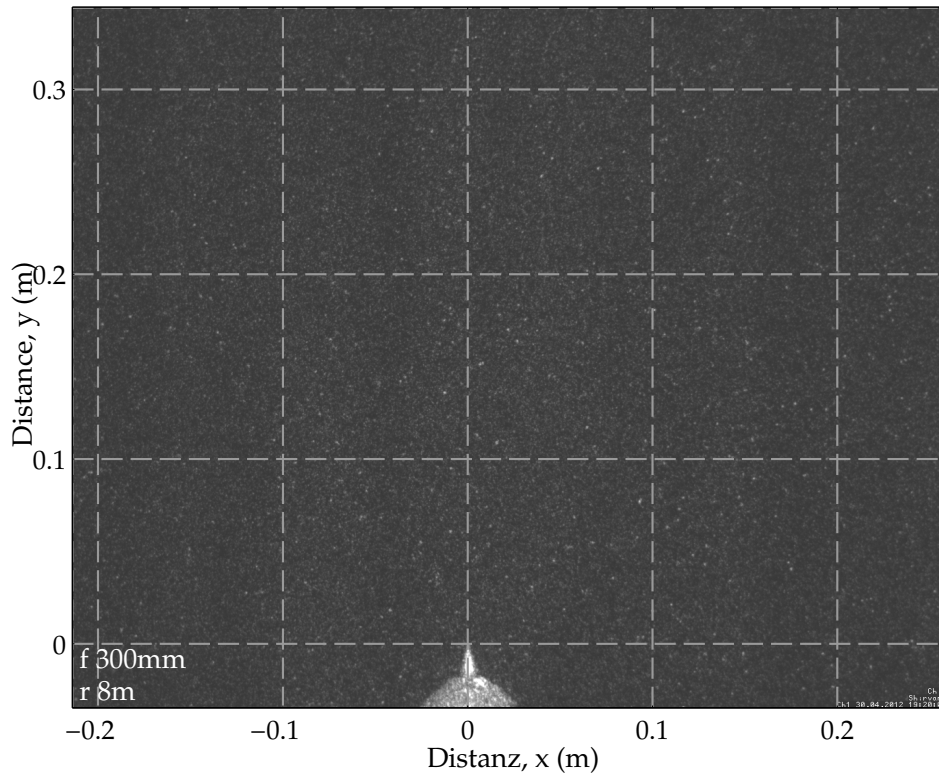


Abbildung C.2: Anordnung zu Abbildung 4.4

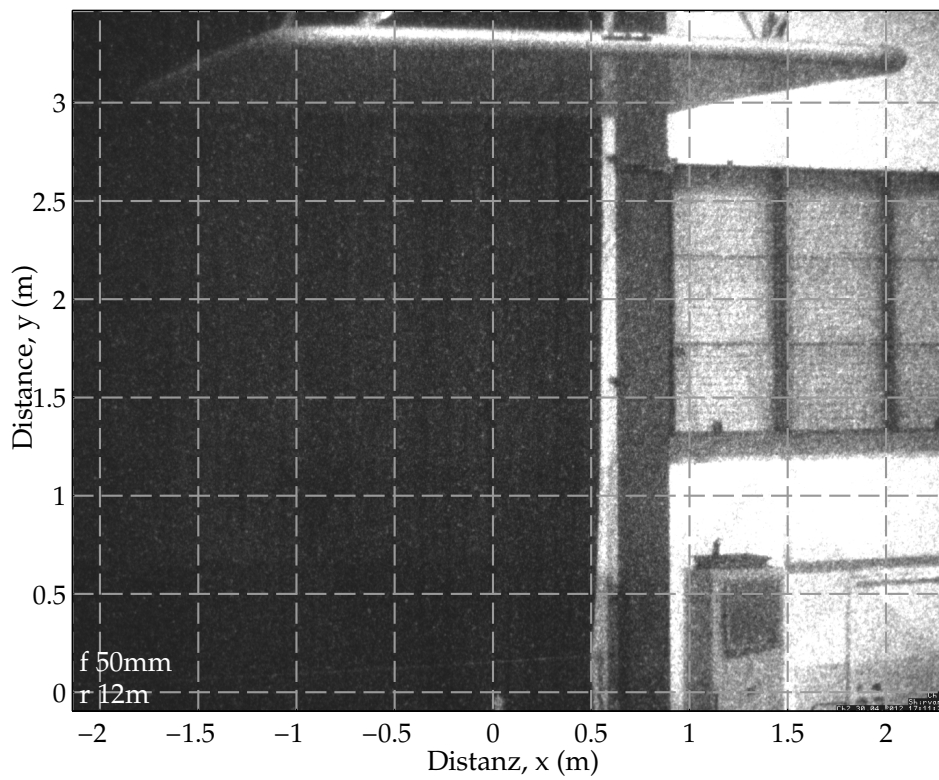


Abbildung C.3: Anordnung zu Abbildungen 4.5, 4.6, 4.7, 4.10, 4.11, 4.13 und 4.14

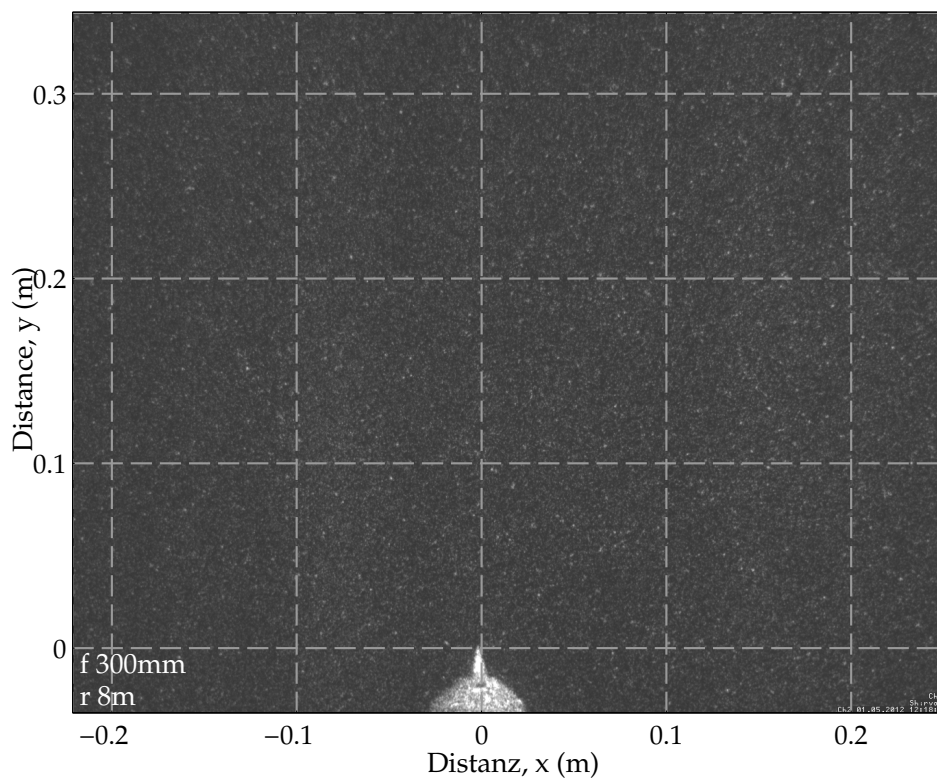


Abbildung C.4: Anordnung zu Abbildungen [B.3](#), [B.5](#), [B.6](#), [B.7](#), [B.8](#) und [B.9](#)

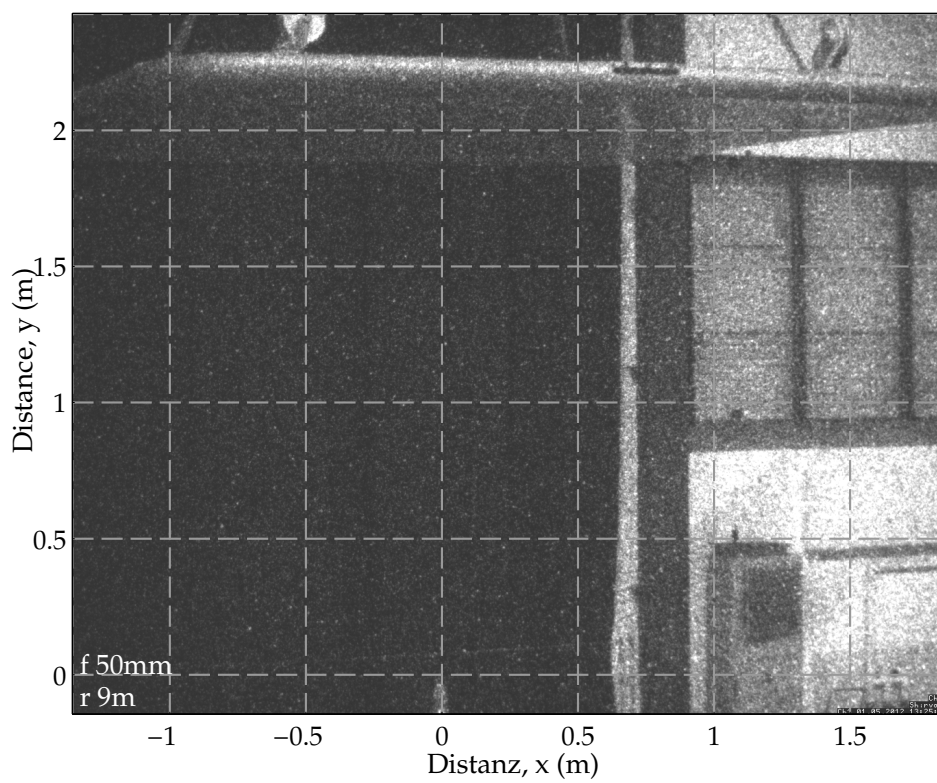


Abbildung C.5: Anordnung zu Abbildungen [B.10](#) und [B.12](#)

HISTOGRAMM DER ERFASSTEN EINZELAUFNAHMEN

Das Histogramm P ist die Darstellung der Häufigkeitsverteilung p der Grauwerte in einem Bild. Es stellt die Anzahl der Bildpunkte mit einem nicht größeren Grauwert als einen vorgegebenen dar.

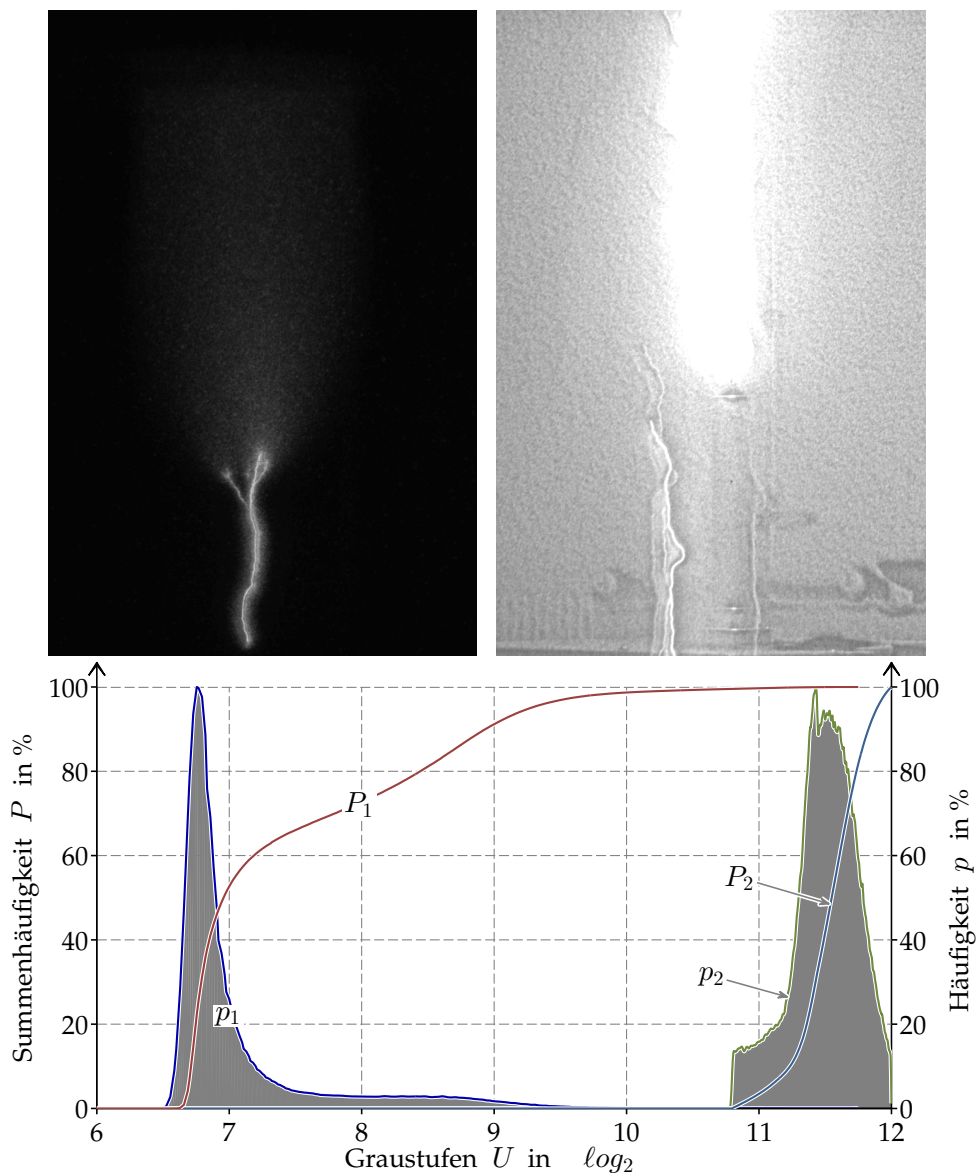


Abbildung D.1: Histogramm bzw. Häufigkeitsverteilung der Graustufen in zwei Einzelaufnahmen

STATISTISCHE ANALYSE DER STREAMERENTLADUNG

Nach umfangreichen Messungen (über 9.000 Versuche) wurden die elektrischen und statistischen Eigenschaften der Streamerentladung mit Elektrodenabständen von $s = 10$ cm bis zu $s = 400$ cm ausgewertet. Es handelt sich um zahlreiche Versuche bei genormter Blitzstoßspannung mit dem Scheitelwert von $\hat{u} = 0$ kV bis $\hat{u} = \hat{u}_d$. Zur besseren Veranschaulichung werden im Folgenden die Eigenschaften der ersten Streamerentladung beispielhaft bei einem Elektrodenabstand von $s = 400$ cm beschrieben.

e.1 ERSTE STREAMERENTLADUNG

Die elektrischen Eigenschaften der ersten Streamerentladung werden durch folgende Parameter analysiert:

- Startzeit t_s ,
- Einsetzspannung u_s ,
- erstes Maximum im Stromverlauf i_p ,
- zweites Maximum im Stromverlauf i_{2p} und
- Raumladung q_s .

Startzeit

Die Startzeit t_s der ersten Streamerentladung bei ca. 700 Versuchen ist in Abhängigkeit vom Scheitelwert der Blitzstoßspannungen \hat{u} in Abbildung E.1 mit Punkten dargestellt. Der Scheitelwert der Stoßspannung wurde dabei von $\hat{u} \approx 200$ kV bis auf die Durchschlagspannung $\hat{u} \leq \hat{u}_d \approx 2.305$ kV stufenweise von Versuch zu Versuch erhöht. In der Abszisse ist der Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} und in der Ordinate die Startzeit der ersten Streamerentladung t_s abzulesen. Jeder Punkt stellt einen Versuch bzw. eine Stoßspannung dar. Somit würde z. B. der in Abbildung 4.2 auf der Seite 44 dargestellte Stromverlauf in dieser Abbildung als Punkt in der Koordinate (504 kV, 502 ns) erscheinen.

Die erste Streamerentladung setzt bei kleinen Scheitelwerten der Stoßspannung nicht ($\hat{u} < 250$ kV, Bereich A) bzw. erst nach der Stirnzeit der Stoßspannung (250 kV <

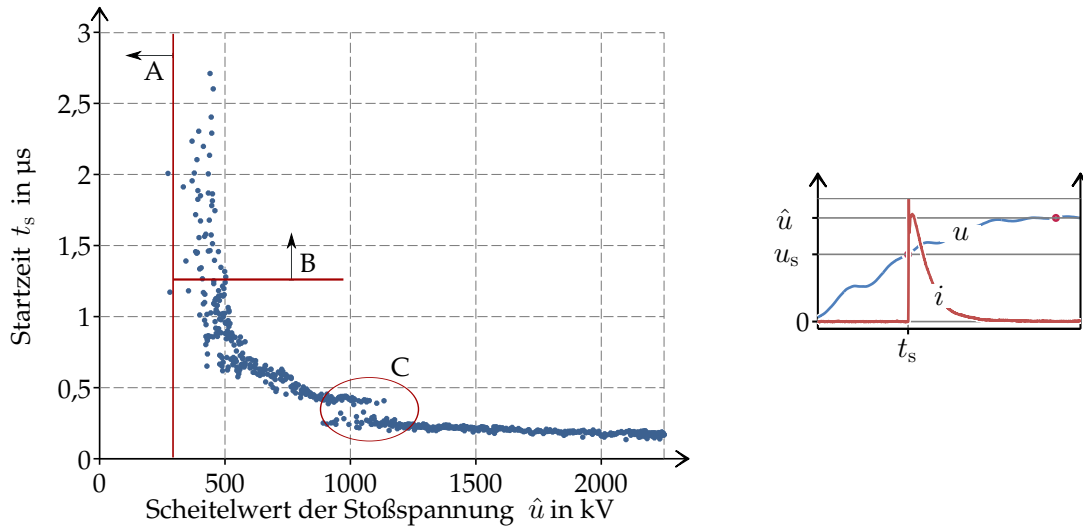


Abbildung E.1: Startzeit der ersten Streamerentladung in Abhängigkeit vom Scheitelwert der Stoßspannung bei einem Elektrodenabstand von $s = 400$ cm

$\hat{u} < 400$ kV, Bereich **B**) ein. Sie starten durchschnittlich umso früher, je höher der Scheitelwert der Stoßspannung ist:

$$\hat{u} \uparrow \Rightarrow t_s \downarrow \quad (\text{E.1})$$

Auffallend in dieser Abbildung ist der Zeitraum **C** ($200 \text{ ns} < t < t_s = 300 \text{ ns}$), in dem die erste Streamerentladung nicht startet. Dafür ist der Spannungsabfall im Verlauf der Elektrodenspannung in diesem Zeitraum verantwortlich. Wie in Abschnitt 3.4 (siehe bspw. Abbildung 3.16) beschrieben, sind die Schwingungen die Ursache des lokalen Spannungsabfalls im Spannungsverlauf.

Bei mehreren Versuchen mit einem konstanten Scheitelwert der Blitzstoßspannung $\hat{u} = \text{konst.}$ weist die Startzeit der ersten Streamerentladung einen Mittelwert $\bar{t}_s(\hat{u})$ und eine statistische Streuung $\sigma_{t_s}(\hat{u})$ auf:

$$t_s(\hat{u}) = \bar{t}_s(\hat{u}) \pm \sigma_{t_s}(\hat{u}) \quad \text{in } \mu\text{s} \quad (\text{E.2})$$

Es kann festgehalten werden, dass sowohl der Mittelwert $\bar{t}_s(\hat{u})$ als auch die Streuung $\sigma_{t_s}(\hat{u})$ mit dem Scheitelwert \hat{u} prinzipiell abnimmt.

Bei großen Scheitelwerten $\hat{u} > 1.500$ kV ist mit einer Streuung von $\sigma_{t_s}(\hat{u} > 1.500 \text{ kV}) < 20$ ns zu rechnen. Die statistische Streuung der Breittellungszeit eines Anfangselektron müsste unterhalb dieser Grenze liegen. Die große Streuung der Startzeit bei kleinen Scheitelwerten (bspw. $\sigma_{t_s}(\hat{u} < 500 \text{ kV}) > 500$ ns) kann nicht mit der Streuung der Breittellungszeit eines Anfangselektron erklärt werden. Dafür muss das statistische Verhalten der Einsetzspannung u_s analysiert werden.

Einsetzspannung

Abbildung E.2 stellt die Einsetzspannung der ersten Streamerentladung u_s bei vielen Versuchen in Abhängigkeit vom Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} dar. So würde

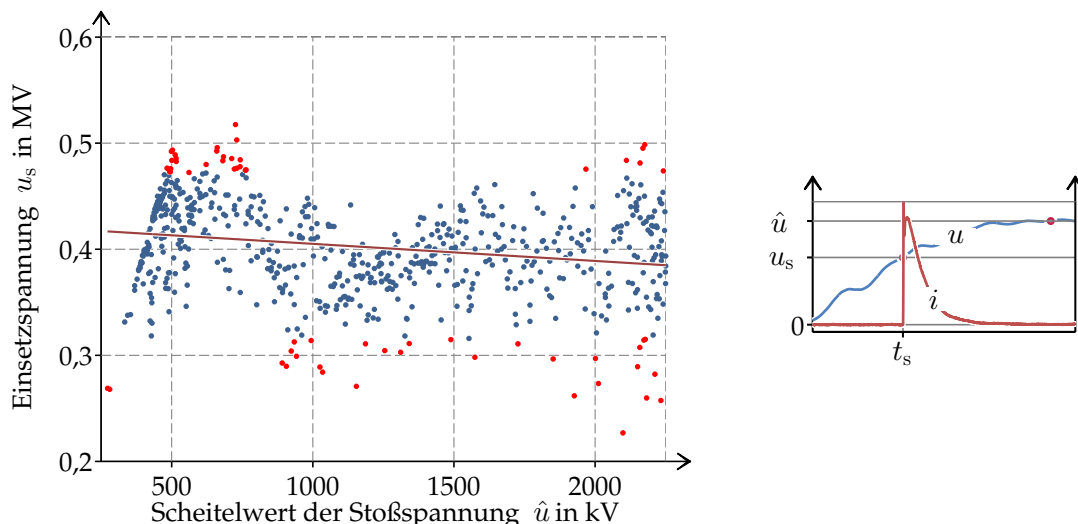


Abbildung E.2: Einsetzspannung der ersten Streamerentladung in Abhängigkeit des Scheitelwerts der Stoßspannung bei einem Elektrodenabstand von $s = 400$ cm

bspw. der in Abbildung 4.2 auf der Seite 44 dargestellte Stromverlauf in dieser Abbildung als Punkt in der Koordinate (504 kV, 314 kV) erscheinen. Die Linie stellt in dieser Abbildung den Mittelwert der Einsetzspannung \bar{u}_s dar. Wie in dieser Abbildung zu erkennen ist, variiert die Einsetzspannung u_s ebenfalls stochastisch wie die Startzeit t_s von Versuch zu Versuch:

$$u_s(\hat{u}) = \bar{u}_s(\hat{u}) \pm \sigma_{us}(\hat{u}) \quad \text{in kV} \quad (\text{E.3})$$

Im Gegensatz zur Gleichung (E.2) bleibt die mittlere Einsetzspannung \bar{u}_s und die Streuung der Einsetzspannung σ_{us} etwa konstant und demzufolge unabhängig vom Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} :

$$\bar{u}_s \simeq 450 \text{ kV} \quad (\text{E.4})$$

$$\sigma_{us} \simeq 75 \text{ kV} \quad (\text{E.5})$$

Die Einsetzspannung variiert statistisch um einen konstanten Wert der Elektrodenspannung $\bar{u}_s \approx 450$ kV. Die Wahrscheinlichkeit des Einsetzens hängt somit nur vom momentanen Wert der Elektrodenspannung bzw. von der Feldstärke an der Spitzenelektrode ab. Mit Erhöhung des Scheitelwerts der Stoßspannung \hat{u} wird die Startzeit statistisch kleiner. Deshalb führt die **konstant bleibende**, statistische Streuung der Einsetzspannung $\sigma_{us} = 75$ kV (Abbildung E.2) zu einer **abnehmenden** Streuung der Startzeit σ_{ts} (Abbildung E.1).

Allerdings wird darauf hingewiesen, dass in der einschlägigen Literatur keine vergleichbaren statistischen Analysen für die elektrischen Parameter der Streamerentladung zu finden sind. Die fehlende genaue Synchronisation bei vergangenen Untersuchungen erschwerte eine genaue Ermittlung der Einsetzspannung. Schon durch eine Ungenauigkeit in der Synchronisation zwischen Vorentladungsstrom i_e und Elektrodenspannung u von nur 100 ns wird ein Fehler bei der Ermittlung des tatsächlichen Spannungswertes um 10 % verursacht. Der absolute Fehler beträgt z.B. bei einem Scheitelwert der Stoßspannung von $\hat{u} = 2.400$ kV etwa 240 kV.

Stromverlauf: erstes Maximum

Nach der Bereitstellung des Anfangselektrons und der Ankunft der anoden-gerichteten Lawine dauert es 3 ns , bis der Stromverlauf sein erstes Maximum i_p erreicht. Der erste Scheitelwert des Stromverlaufs i_p steht in einer nahezu linearen Abhängigkeit zur Einsetzspannung u_s . Zur Veranschaulichung sind in Abbildung E.3 zwei Stromverläufe aus zwei Versuchen bei gleichem Scheitelwert der Stoßspannung $\hat{u} = 500 \text{ kV}$ dargestellt.

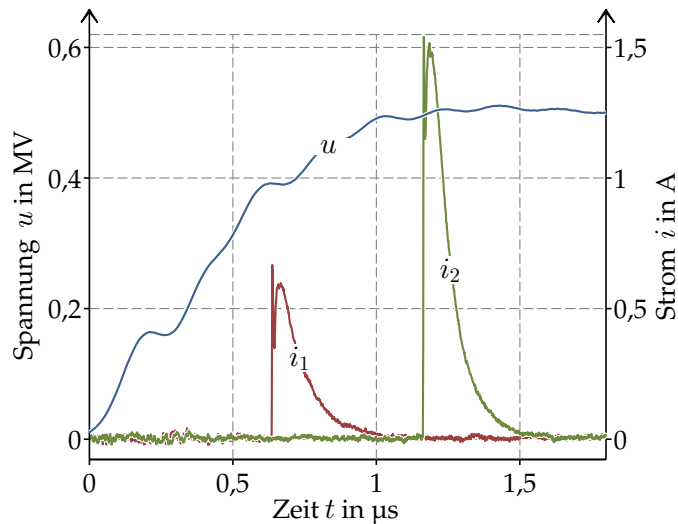


Abbildung E.3: Stochastisches Verhalten der Einsetzspannung u_s der ersten Streamerentladung bei gleichen Scheitelwerten der Stoßspannung.

Die Streamerentladung setzt im ersten Verlauf bei $u = u_{s1} = 380 \text{ kV}$ ein, im zweiten bei $u = u_{s2} = 480 \text{ kV}$. Der Stromscheitelwert des ersten Stromverlaufs beträgt ca. $i_{p1} = 0,65 \text{ A}$ und der zweiten $i_{p2} = 1,55 \text{ A}$.

In Abbildung E.4 ist das lineare Verhältnis zwischen Einsetzspannung und Stromscheitelwert statistisch erkennbar. Das lässt sich mit der folgenden vereinfachten, linearen Gleichung bei $300 \text{ kV} < u_s < 500 \text{ kV}$ beschreiben :

$$\hat{i}_s = 0,06 \text{ A/kV} \cdot u_s - 1,4 \text{ A} \pm \sigma_{is} \quad \text{in A} \quad (\text{E.6})$$

$$\sigma_{is} \simeq 0,4 \text{ A} \quad (\text{E.7})$$

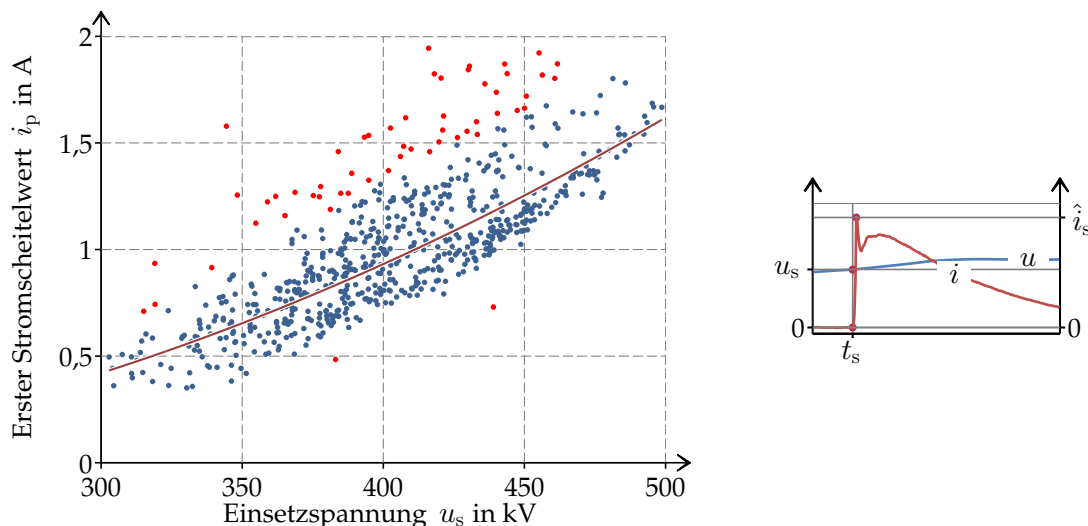


Abbildung E.4: Die Abhängigkeit des ersten Stromscheitelwertes i_p von der Einsetzspannung u_s der ersten Streamerentladung

Stromverlauf: Zweites Maximum und Raumladung

Die Änderung der Elektrodenspannung Δu ist innerhalb der ersten Nanosekunden zu vernachlässigen:

$$\Delta u = u_s(t_s + 3 \text{ ns}) - u_s(t_s) \approx 0 \text{ kV} \quad (\text{E.8})$$

Bei der Dauer der ersten Streamerentladung über $\Delta t = 100 \text{ ns}$ ist die Änderung der Elektrodenspannung jedoch nicht mehr vernachlässigbar. Um es besser zu veranschaulichen, sind zwei Stromverläufe der ersten Streamerentladung in [Abbildung E.5](#) dargestellt.

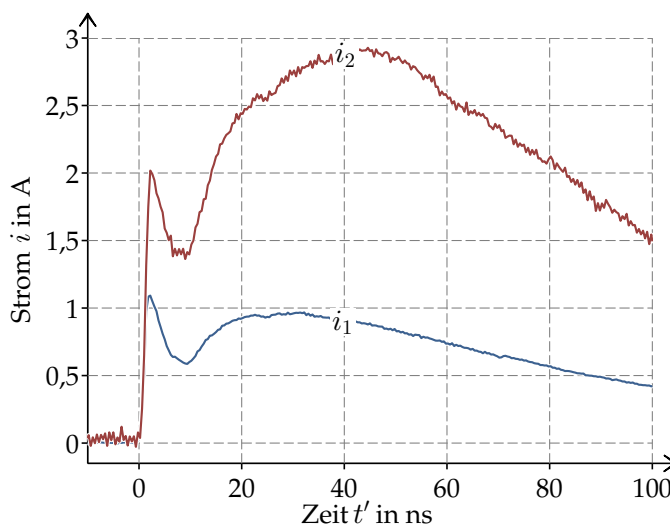


Abbildung E.5: zwei Stromverläufe bei unterschiedlichen Startzeiten der ersten Streamerentladung

Bei kleinen Scheitelwerten der Stoßspannung startet die Streamerentladung nicht bzw. erst später (zweiter Stromverlauf, bei $\hat{u}_2 = 450 \text{ kV}$ und $t_{s2} = 1,786 \text{ }\mu\text{s}$). Die nicht

mehr ansteigende Elektrodenspannung ($t > 1,2 \mu\text{s}$) beschleunigt die Ausbreitung geringfügig. Bei großen Scheitelwerten der Stoßspannung (erster Stromverlauf, bei $\hat{u}_1 = 2.128 \text{ kV}$ und $t_s = 103 \text{ ns}$) stellt die rasch ansteigende Elektrodenspannung gute Bedingungen für eine Ausbreitung (mit höherer Intensität, höherem Vorentladungsstrom und größerer Vordringtiefe) zur Verfügung. Um die Spannungsänderung in Betracht zu ziehen, wird eine **Verlaufsspannung** u_v als die mittlere Elektrodenspannung innerhalb eines Zeitraums von $0 \text{ ns} < t' = t - t_s < 100 \text{ ns}$ definiert:

$$u_v = \bar{u}(0 \text{ ns} < t' < 100 \text{ ns}) = \frac{1}{100 \text{ ns}} \cdot \int_{0 \text{ ns}}^{100 \text{ ns}} u \, dt' \quad \text{in kV} \quad (\text{E.9})$$

In Abbildung E.6 ist die Abhängigkeit des zweiten Maximums des Stromverlaufs i_{2p} von der Verlaufsspannung u_v dargestellt.

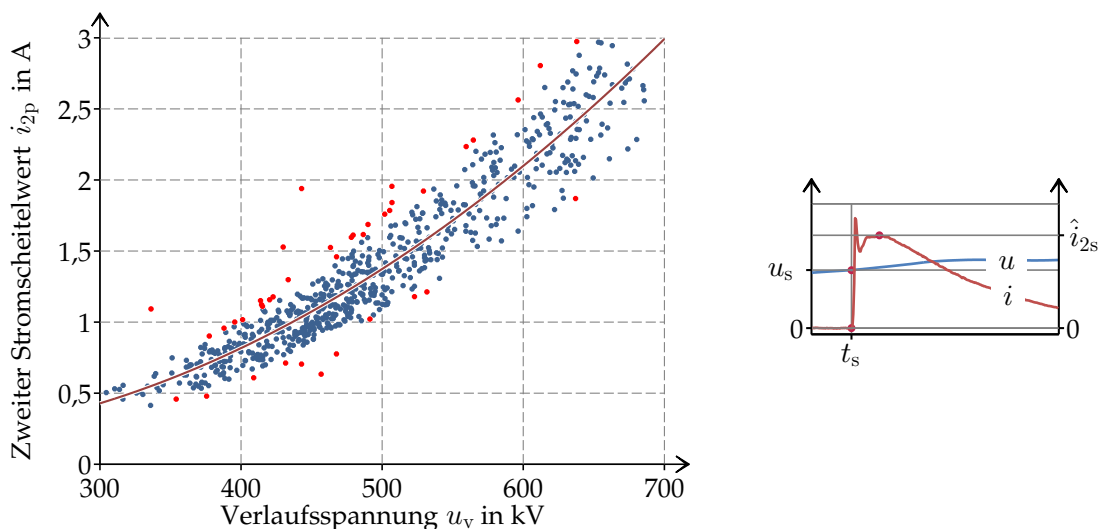


Abbildung E.6: Zweiter Stromscheitelwert der ersten Streamerentladung i_{2p} in Abhängigkeit von der Verlaufsspannung u_v .

Der Verlauf der Spannung $u(t)$ bzw. die Spannungssteilheit $\frac{du}{dt}$ sind maßgebend für die Zeit t_{s2} und den Wert des zweiten Stromscheitelwertes i_{2p} . Während bei kleineren Stoßspannungen, bei denen die Streamerentladung später einsetzt und die Verlaufsspannung u_v nicht wesentlich größer als die Einsetzspannung u_s ist, steigt der Stromverlauf nach dem ersten Maximum kaum an. Oft ist das erste Maximum i_p in diesen Fällen zugleich der absolute Scheitelwert des Stromverlaufs. Dagegen verursacht eine rasch ansteigende Elektrodenspannung (bei einem großen Scheitelwert \hat{u}) nach dem ersten Maximum i_p wieder einen raschen Anstieg des Stromverlaufs $i_e(t > t_p)$, der oft das erste Maximum überschreitet (vgl.: Stromverläufe in Abbildung E.5).

Zum Abschluss der Analyse der ersten Streamerentladung zeigt Abbildung E.7 die Raumladung q_s in Abhängigkeit von der Verlaufsspannung u_v . Zwischen der Raumladung und der Verlaufsspannung u_v gibt es ein lineares Verhältnis mit einer kleinen statistischen Streuung.

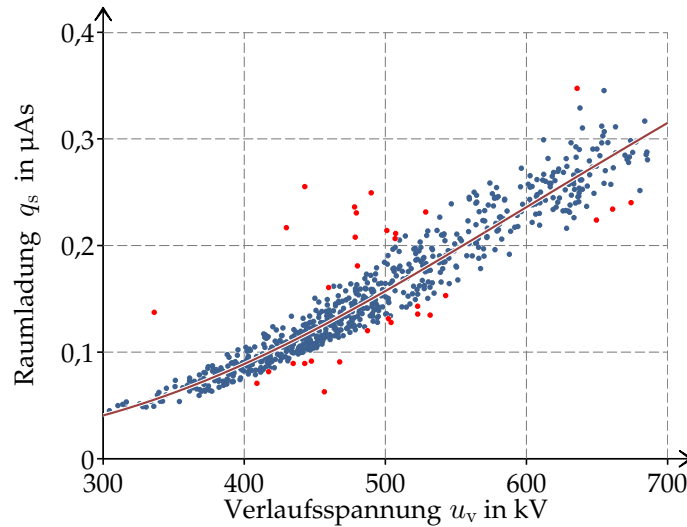


Abbildung E.7: Raumladung der ersten Streamerentladung q_s in Abhängigkeit von der Verlaufsspannung u_v

e.2 ÜBERGANG IN DIE ZWEITE STREAMERENTLADUNG

Startzeit

In [Abbildung E.8](#) ist die Startzeit der zweiten Streamerentladung t_{s2} von ca. 500 Versuchen dargestellt.

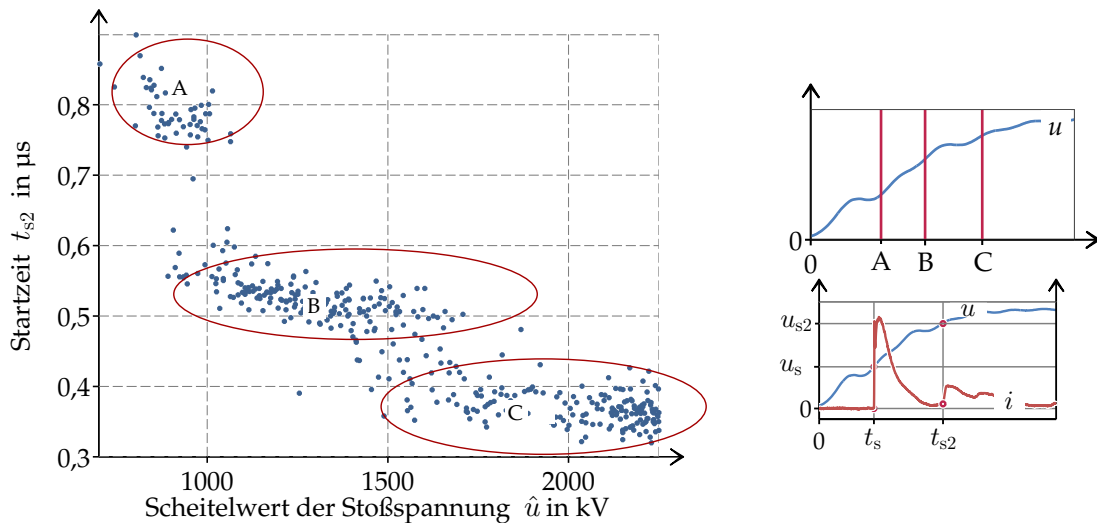


Abbildung E.8: Startzeit der zweiten Streamerentladung t_{s2} bei einem Elektrodenabstand von $s = 400$ cm

Aufgrund der Schwingungen im Verlauf der Elektrodenspannung u ist der Spannungsanstieg zu den Zeitpunkten $t \approx 350, 550$ und 800 ns größer ([Abschnitt 3.4](#)). Wie ersichtlich beginnt die zweite Streamerentladung ebenfalls um diese Zeitpunkte (Bereiche **A**, **B** und **C**) öfter.

Zum Einsetzen der zweiten Streamerentladung sind zwei Faktoren maßgebend: einerseits die vom Kopf der Streamerbahnen ankommenden freien Elektronen und andererseits die steigende Elektrodenspannung. Durch die ankommenden freien Elektronen sinkt die Feldstärke an der Spitzenelektrode, durch die steigende Elektrodenspannung steigt sie. Die Rate ankommender freier Elektronen hängt von der Anzahl der Ionisation am Kopf der Streamerbahnen ab und ist deshalb wenig abhängig vom Grundfeld E_g bzw. von der steigenden Elektrodenspannung. Ein Anstieg der Elektrodenspannung führt deshalb nicht merklich und unmittelbar zu einer Erhöhung der ankommenden Elektronen. Die Felderhöhung an der Spitzenelektrode bzw. der Einsetzwahrscheinlichkeit der zweiten Streamerentladung ist dort höher, wo die Elektrodenspannung steiler ist. Deshalb sind in Abbildung E.8 die dargestellten Punkte ungleichmäßig verteilt^{E.1}.

Einsetzspannung

Die Einsetzspannung der ersten und zweiten Streamerentladung (u_s und u_{s2}) in Abhängigkeit vom Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} ist in Abbildung E.9 dargestellt.

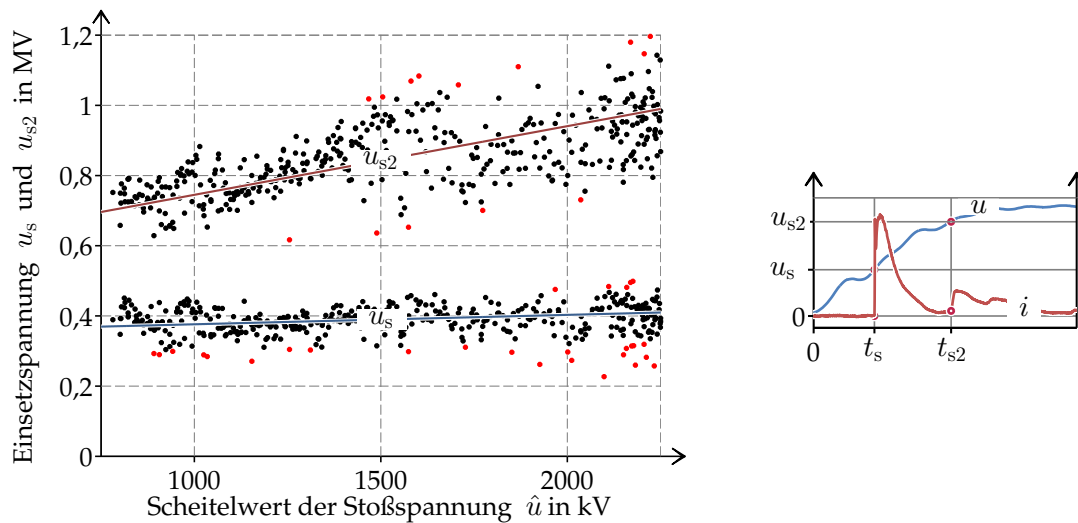


Abbildung E.9: Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung u_{s2} im Vergleich zu der der ersten Streamerentladung u_s bei $s = 400$ cm

Während die Einsetzspannung der ersten Streamerentladung u_s nahezu unabhängig vom Scheitelwert der Stoßspannung ist (Abschnitt E.1, Abbildung E.2, $u_s \approx 400$ kV), steigt die Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung u_{s2} mit dem Scheitelwert der Stoßspannungen \hat{u} an. Sie fängt bei Stoßspannungen von $\hat{u} \geq 700$ kV (und $u_{s2} = \hat{u}$) an und steigt auf $u_{s2} \approx 1.000$ kV bei Stoßspannungen von $\hat{u} = 2.300$ kV.

Der Anstieg der Einsetzspannung u_{s2} ist mit der Menge der zurückgebliebenen Raumladung der ersten Streamerentladung q_s zu erklären. Bei einem höheren Schei-

E.1 Bspw. setzt die zweite Streamerentladung in Abbildung 6.7 bei Beginn eines hohen Anstiegs der Elektrodenspannung (bei $t \approx 300$ und 500 ns, Markierung F und E) ein.

telwert der Stoßspannung (bzw. bei einer höheren Verlaufsspannung^{E.2}) ist die Raumladung q_s größer (Abbildung E.6). Für das Einsetzen der zweiten Streamerentladung muss eine größere Elektrodenspannung erreicht werden, damit das Grundfeld E_g dem Eigenfeld E_c entgegenwirken kann.

In Abbildung E.10 ist das Verhalten der Einsetzspannung der **zweiten** Streamerentladung u_{s2} gegenüber der Raumladung der **ersten** Streamerentladung q_s (Gleichung (E.9)) dargestellt^{E.3}.

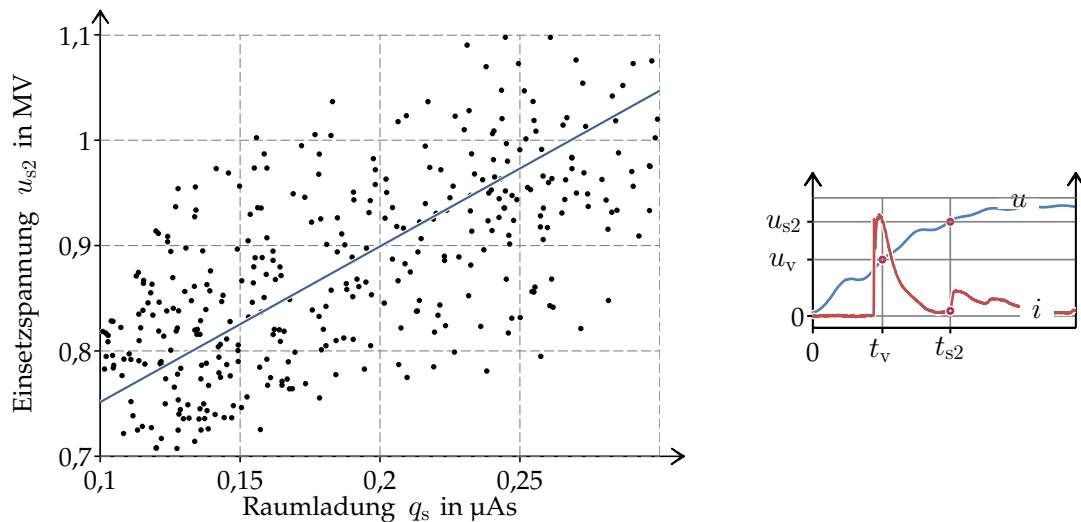


Abbildung E.10: Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung u_{s2} in Abhängigkeit von der Raumladung der ersten Streamerentladung q_s bei $s = 400$ cm

Eine lineare Abhängigkeit der Einsetzspannung u_{s2} von der Raumladung der ersten Streamerentladung q_s ist in dieser Abbildung zu erkennen. Allerdings wird eine große Streuung für diese Abhängigkeit festgestellt.

Beim Einsetzen der zweiten Streamerentladung spielt nicht nur die Raumladung der ersten Streamerentladung q_s eine große Rolle. Auch die Spannungsteilheit $\frac{du}{dt}$ ist von großer Bedeutung. Die schwingende Elektrodenspannung ist verantwortlich für diese große Streuung.

e.3 AUSBREITUNG DER STREAMERENTLADUNG

In Abbildung E.11 ist die Raumladung der Streamerentladung q_s für unterschiedliche Elektrodenabstände ($s = 10, 40, 60, 80$ und 100 cm) und in Abhängigkeit vom Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} dargestellt^{E.4}.

E.2 Je höher der Scheitelwert der Stoßspannung, desto mehr weicht die Verlaufsspannung u_v von der nahezu konstanten Einsetzspannung u_s ab (Gleichung (E.9)).

E.3 Die Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung hängt **nicht** von jener der ersten Streamerentladung ab und wurde deshalb nicht dargestellt.

E.4 Für die Unterstützung bei den Messungen sei Herrn Dip. Ing. M. LIEDTKE gedankt.

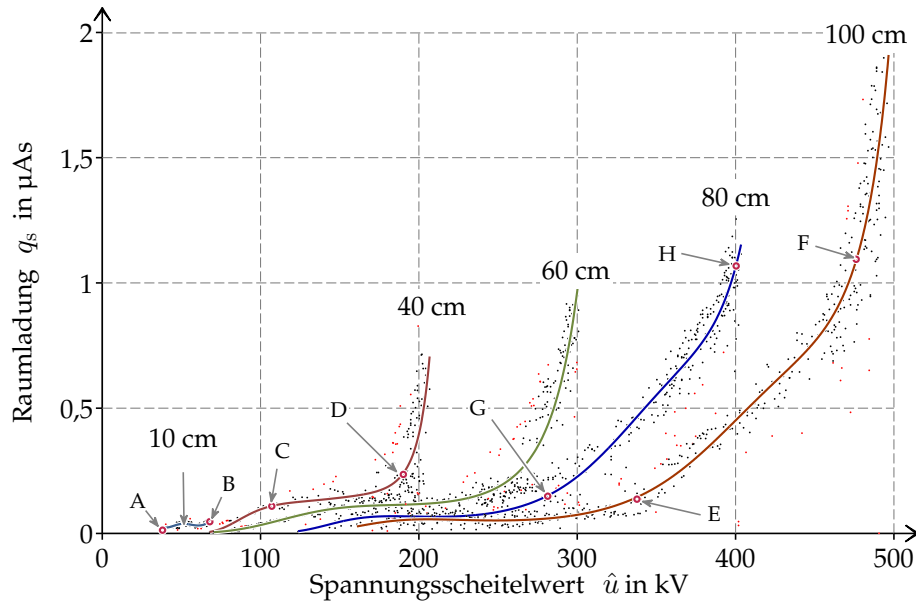


Abbildung E.11: Raumladung der Streamerentladung \hat{q}_s in Abhängigkeit vom Scheitelwert der Stoßspannung bei den Elektrodenabständen $s = 10, 40, 60, 80$ und 100 cm

Elektrodenabständen $s < 20$ cm

Wie besonders bei Elektrodenabständen kleiner als ein Meter ersichtlich, steigt die Raumladung mit zunehmendem Scheitelwert der Elektrodenspannung nicht linear. Zunächst ist bei einem Elektrodenabstand bis zu $s = 10$ cm keine deutliche Erhöhung der Raumladung von Beginn der Vorentladungen ($\hat{u} = u_s = 35$ kV, Markierung **A**) bis zum vollständigen Durchschlag ($\hat{u} = \hat{u}_d = 70$ kV, Markierung **B**) zu erkennen. Ein nicht vollendeter Durchschlagprozess – Vorentladung, die nicht zu einem Durchschlag führt – besteht nur aus der ersten Streamerentladung. Bei den durchgeführten Messungen setzte die erste Streamerentladung ab einer Stoßspannung von $\hat{u} = 35$ kV = $50\% \cdot \hat{u}_d$ ein (Markierung **A**, $u_s = 35$ kV). Ein vollständiger Durchschlag trat immer nur dann auf, wenn eine zweite Streamerentladung einsetzte (Markierung **B**)

$$s < 20 \text{ cm} \quad \Rightarrow \quad \hat{u}_d = u_{s2} \quad (\text{E.10})$$

Die Raumladung q_s und die Einsetzspannung u_s bleiben bis zum Einsetzen der zweiten Streamerentladung konstant. Sie sind vom Scheitelwert der Stoßspannung \hat{u} unabhängig (Abbildung E.2 auf Seite 159). Bei Elektrodenabständen $s > 10$ cm steigt die Raumladung an, sobald die zweite Streamerentladung einsetzt, (Markierungen **D**, **G** oder **F**). Bspw. liegt die Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung bei einem Elektrodenabstand von $s = 40$ cm bei etwa $u_{s2} = 175$ kV (Markierung **D**). Ab diesem Scheitelwert der Stoßspannung steigt die Raumladung stark an.

Elektrodenabständen $s < 60$ cm

Das durch die erste Streamerentladung relativ homogenisierte Feld sorgt besonders bei Elektrodenabständen von weniger als $s = 60$ cm dafür, dass die Ausbreitung der zweiten Streamerentladung unaufhaltsam stattfindet. Deshalb unterscheidet sich die Durchschlagspannung u_d von der Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung u_{s2} kaum (bspw. Markierung **D**):

$$s < 60 \text{ cm} \quad \Rightarrow \quad \hat{u}_d \sim u_{s2} \quad \text{in kV} \quad (\text{E.11})$$

Elektrodenabständen $s \leq 100$ cm

Erst bei größeren Elektrodenabständen ($s > 60$ cm) ist der Unterschied deutlich sichtbar ($\hat{u}_d > u_{s2}$). So unterscheidet sich die Einsetzspannung der zweiten Streamerentladung bspw. bei einem Elektrodenabstand von $s = 80$ cm mit $u_{s2} = 280$ kV (Markierung **G**) von der Durchschlagspannung $\hat{u}_d = 403$ kV (Markierung **H**). Die Raumladung steigt zwischen Markierung **G** und **H** von $\hat{q}_s(\hat{u} = 280 \text{ kV}) = 0,1 \mu\text{As}$ auf $\hat{q}_s(\hat{u} = 400 \text{ kV}) = 1 \mu\text{As}$.

Elektrodenabständen $s > 100$ cm

Ist der Elektrodenabstand größer $s = 100$ cm, steigt die Raumladung kurz vor dem Durchschlag noch schneller. Bei Änderung des Scheitelwerts der Stoßspannung von $\hat{u} = 475$ kV (Markierung **F**) auf $\hat{u} = \hat{u}_d = 500$ kV steigt die Raumladung von $q_s = 1 \mu\text{s}$ auf $q_s = 2 \mu\text{s}$. Der schnelle Anstieg kündigt den Anfang einer weiteren neuen Phase des Durchschlagprozess an – die Rückwärtswelle und Kanalbildung.

Der schnelle Anstieg der Raumladung kann bei größeren Elektrodenabständen ($s > 100$ cm) in [Abbildung E.12](#) deutlicher erkannt werden.

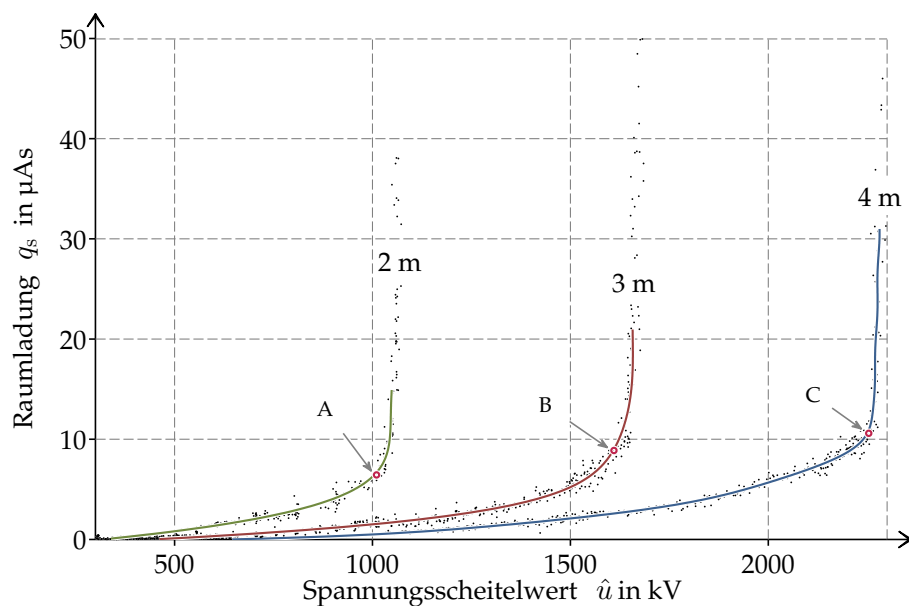


Abbildung E.12: Raumladung der Streamerentladung \hat{q}_s in Abhängigkeit vom Scheitelwert der Stoßspannung bei den Elektrodenabständen $s = 100, 200, 300$ und 400 cm

Zwischen der Einsetzspannung der Rückwärtswelle $\hat{u} = u_{\text{rw}}$ und der Durchschlagspannung $\hat{u} = \hat{u}_{\text{d}}$ kann nun deutlich unterschieden werden. Im Gegensatz zu kleineren Elektrodenabständen tritt der Durchschlag bei Elektrodenabständen größer als $s = 100$ cm nicht zwingend ein, wenn die Rückwärtswelle einsetzt. Bspw. kann bei einem Elektrodenabstand von $s = 300$ cm und anhand der Abbildung [E.12](#) eine *stabile* Rückwärtswelle und Kanalbildung ab Markierung **B** ermittelt werden. Die Raumladung der Streamerentladung beträgt bei einem Scheitelwert von $\hat{u} = 1.582$ kV (Markierung **B**) ca. $q_s \approx 9 \mu\text{As}$. Kurz vor dem Durchschlag ist die gemessene Gesamtladung ca. zehn fach größer.

GRUNDLAGEN ZUR ELEKTROMAGNETISCHEN STRAHLUNG

Aus der mikroskopischen Sicht und über die chemischen Reaktionen zwischen beweglichen Elektronen und Molekülen der atmosphärischen Luft und Bildung neuer Molekülen wird sich in der vorliegenden Arbeit nicht darum bemüht, neue Erkenntnisse zu gewinnen. Es wird versucht die fotografische Aufnahmen sowie die elektrische Messergebnisse aus mikroskopischer Sicht anhand des derzeitigen Wissens zu erklären bzw. zu begründen.

Beim derzeitigen Stand der Technik ist in einer sehr kurzen Dauer der Vorentladungen bei größeren Elektrodenabständen noch äußerst schwierig, das Energiespektrum der ausgestrahlten elektromagnetischen Wellen zu erfassen. Sie werden während der Energieaustauschprozesse zwischen Gasteilchen als Energiebilanz ausgestrahlt und ihr Energiespektrum beinhaltet Schlüssel-Informationen über die beteiligten Gasteilchen.

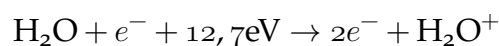
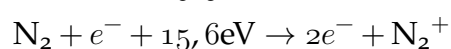
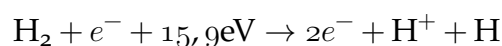
Energieaustauschprozesse

Grundsätzlich sind v. a. folgende Gasteilchen in einem Energieaustauschprozess beteiligt ([MEEK u. CRAGGS 1954], Tabelle 1.3):

- Elektronen
- neutrale Molekülen: N_2 , H_2 , N , O_2 , H_2O und NO
- positive Ionen: N_2^+ , H^+ , O_2^+ oder H_2O^+
- negativ Ionen: O^- , O_2^- , O_3^-

Folgende Merkmale sind bei Blitzstoßspannungen erwähnenswert:

- **Ionisation und Bildung positive Ionen:** Die Hauptvertreter der Ionisation bei positiven Blitzstoßspannungen sind Stickstoff- und Wasserstoff-Moleküle [DUCASSE et al. 2007]. Die Benötigte Energie für eine Ionisation, Ionisationsenergie, ist maßgebend für Auftritt einer Ionisation [BEYER et al. 1986, KÜCHLER 2005, MEEK u. CRAGGS 1954]:



Die Ionisationsenergie kann auch in mehrere Schritte getan werden, indem es zuerst ein Molekül angeregt und dann Ionisiert wird. Die Anregungsenergie ist immer kleiner als Ionisationsenergie:

- **Elektronenanlagerung und Bildung negativen Ionen** tritt nur bei sehr geringen Elektronengeschwindigkeiten. Der Faktor Elektronenaffinität ist maßgebend für Elektronenanlagerung. Ist die Energie eines Elektrons kleiner als Elektronenaffinität eines Gasteilchens, kann ein negatives Ion gebildet werden. Schwefelhexafluorid mit einem relativ großen Anlagerungsquerschnitt ist von wichtigsten elektronegativen Gasen besonders bei kleinerer Elektronenenergie. Stickstoff lagert gar keine Elektronen an. Sauerstoff und deshalb Luft sind schwach elektronegativer. Die Elektronenanlagerung spielt nur bei negativen Spannungen eine Rolle.

Elektromagnetische Strahlung

Aus mikroskopischer Sicht findet bei einem Zusammenstoß zwischen zwei Teilchen (Molekülen bzw. Atomen A , positiven Ionen A^+ , negativen Ionen A^- oder Elektronen e^-) ein Energieaustauschprozess statt. Bei einem hohen externen elektrischen Feld können Energieaustauschprozesse (unelastischen Zusammenstoß) in folgende Gruppen kategorisiert werden [MEEK u. CRAGGS 1954, BARTHEL 2009]:

- $A + e^- \rightarrow A^+ + 2 \cdot e^-$ **Stoßionisation**
- $A + n h f \rightarrow A^+ + e^-$ **Photoionisation**
- $A + n h f \leftarrow A^+ + e^-$ (strahlende) **Rekombination**
- $A + \epsilon \cdot e^- \rightarrow A^* + \epsilon' \cdot e^-$ Kollision zweiter Art^{F.1}
- $A^+ + \epsilon \cdot e^- \rightarrow A^+ + \epsilon' \cdot e^- + n h f$ **bremsende Strahlung**
- $A + n h f \rightarrow A^*$ Absorption oder Photoanregung
- $A + n h f \leftarrow A^*$ Fluoreszenz oder Lichtemission (auch $A^+ + n h f \leftarrow A^{+*}$)
- $A^* \rightarrow A^+ + e^-$ Autoionisation

Dabei kann die elektromagnetische Strahlung mit Photonen quantifiziert werden. So kann die Energie der elektromagnetischen Strahlung W_e durch das Produkt der Anzahl n und der Energie eines einzelnen Photons ausgedrückt werden:

$$W_e = n h f \quad \text{in J} \quad (\text{F.1})$$

F.1 ϵ steht für die kinetische Energie des Elektrons vor und ϵ' für die Energie nach der Kollision.

Die Energie eines Photons hf ist durch das Produkt des PLANCKSCHEN Wirkungsquantums^{F.2} h und der Frequenz des Photons f zu definieren. Die Photonenzahl n und -frequenz ν entspricht der Intensität und dem Spektrum der elektromagnetischen Strahlung. Ihrerseits hängen diese von Gasart, elektrischer Feldstärke, Art des Energieaustauschprozesses und kinetischer Energie der beteiligten Teilchen ab und sind von zahlreichen Autoren untersucht worden. Auf weitere Details wird verzichtet.

Eines Energieaustauschprozesses (Art i) strahlt eine bestimmte Menge Energie W_{ei} in Form von elektromagnetischen Wellen mit einem bestimmten Spektrum $\varepsilon_i(f)$ aus. Das Spektrum der ausgestrahlten Wellen $\varepsilon_i(f)$ hängt u. a. von der Gasart und dem Energieaustauschprozess ab. Index i steht für die Art des Energieaustauschprozesses. Findet N_i -mal ein Energieaustauschprozess der Art i in einem Volumen V statt, ist die Menge der in elektromagnetische Wellen umgewandelten Energie bzw. die **Strahlungsenergie** W_e :

$$W_e = \sum_i N_i W_{ei} \quad (\text{F.2})$$

$$= \sum_i N_i \int_{0\text{Hz}}^{\infty} \varepsilon_i(f) df \quad \text{in J} \quad (\text{F.3})$$

Bei bestimmter Temperatur und bestimmtem Druck bleibt der prozentuale Anteil A_i konstant:

$$A_i = \frac{N_i}{N} = \text{konst.} \quad \text{in } - \quad (\text{F.4})$$

Die Gesamtzahl der Energieaustauschprozesse beträgt hierbei $N = \sum_i N_i$. Das Spektrum der ausgestrahlten Energie $\varepsilon_t(f)$ ist eine gewichtete Überlagerung einzelner Spektren:

$$\varepsilon_t(f) = \sum_i A_i \varepsilon_i(f) \quad \text{in J/Hz} \quad (\text{F.5})$$

$\varepsilon_t(f)$ kann als das makroskopische Spektrum der Strahlungsenergie verstanden werden^{F.3}:

$$W_e = N \int_{0\text{Hz}}^{\infty} \varepsilon_t(f) df \quad \text{in J} \quad (\text{F.6})$$

Die **Strahlleistung**^{F.4} Φ_e ist unter Berücksichtigung der Zeit t zu berechnen:

$$\Phi_e = \frac{dW_e}{dt} = \frac{dN}{dt} \int_{0\text{Hz}}^{\infty} \varepsilon_t(f) df \quad \text{in J/s} \quad (\text{F.7})$$

F.2 Das PLANCKSCHE Wirkungsquantum beträgt $h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js} = 4,14 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$.

F.3 In der vorliegenden Arbeit ist es aufgrund der verwendeten Messtechnik nicht möglich, das Energiespektrum einzelner Arten zu bestimmen. Für lange Elektrodenabstände und kurze Beanspruchungen (Blitzstoßspannungen) ist es mit der derzeitigen Messtechnik äußerst schwierig, eine mikroskopische Spektralanalyse durchzuführen. Dies benötigt eine Weiterentwicklung der Messtechnik und muss zukünftigen Untersuchungen überlassen werden.

F.4 Auch Strahlungsfluss oder „Radiant flux“

Gleichermaßen kann die **Strahlleistungsdichte** (abgekürzt **Strahldichte**) $\frac{d\Phi_e}{dV}$ unter Berücksichtigung des Raums V berechnet werden:

$$\frac{d\Phi_e}{dV} = \frac{d^2W_e}{dVdt} = \frac{d^2N}{dVdt} \int_{0\text{Hz}}^{\infty} \varepsilon_t(f) df \quad \text{in J/s}\cdot\text{m}^3 \quad (\text{F.8})$$

Bei Stoßspannungen ist aufgrund der kurzen Dauer die Wahrscheinlichkeit eines Energieaustauschprozesses zwischen zwei Molekülen, Atomen oder Ionen sehr gering [LEMKE 1967]. Die Anzahl der Energieaustauschprozesse N ist deshalb identisch zur Anzahl der Zusammenstöße der freien Elektronen N_e :

$$\begin{aligned} N &= N_e && \text{in } - \\ W_e &= N \int_{0\text{Hz}}^{\infty} \varepsilon_t(f) df = N_e \int_{0\text{Hz}}^{\infty} \varepsilon_t(f) df && \text{in J} \end{aligned} \quad (\text{F.9})$$

Nun ist unter Berücksichtigung der Zeit die Dichte der Strahlleistung $\frac{d\Phi_e}{dV}$ zu berechnen:

$$\frac{d\Phi_e}{dV} = \frac{d^2W_e}{dVdt} = \frac{d^2N_e}{dVdt} \int_{0\text{Hz}}^{\infty} \varepsilon_t(f) df \quad \text{in J/s}\cdot\text{m}^3 \quad (\text{F.10})$$

Die Anzahl der Stöße N_e steigt mit der Geschwindigkeit \vec{v} und der Anzahl N'_e der freien Elektronen. Dagegen sinkt sie mit der mittleren freien Weglänge der freien Elektronen λ_e ^{F.5}. Je höher die Anzahl der Elektronen, je schneller die freien Elektronen oder je kürzer die mittlere freie Weglänge ist, desto mehr Zusammenstöße sind zu erwarten:

$$\frac{d^2N_e}{dVdt} = \frac{dN'_e}{dVdt} \frac{|d\vec{\ell}|}{\lambda_e} = \frac{1}{\lambda_e} \frac{dN_e}{dV} \frac{|d\vec{\ell}|}{dt} = \frac{1}{\lambda_e} \rho |\vec{v}| = \frac{|\vec{J}|}{\lambda_e} \quad \text{in A}\cdot\text{s/m} \quad (\text{F.11})$$

$|d\vec{\ell}|$ und $\rho = \frac{dN_e}{dV}$ sind der zurückgelegte Weg eines Elektrons in der Zeit dt und die Dichte der freien Elektronen. Innerhalb der Strecke $|d\vec{\ell}|$ ist eine Anzahl von $\frac{|d\vec{\ell}|}{\lambda_e}$ Stößen pro freiem Elektron zu erwarten. Das Produkt der Dichte der beweglichen Ladungsträger ρ mit ihrer mittleren Geschwindigkeit \vec{v} ist die Definition der Stromdichte \vec{J} . Zusammenfassend ergeben sich die Gleichungen (F.9) und (F.11) zu:

$$\frac{d\Phi_e}{dV} = \frac{|\vec{J}|}{\lambda_e} \int_0^{\infty} \varepsilon_t(f) df \quad \text{in W/m}^3 \quad (\text{F.12})$$

oder:

$$\frac{d\Phi_e}{dV} = A_s \cdot |\vec{J}| \quad \text{in W/m}^3 \quad (\text{F.13})$$

$$A_s = \frac{1}{\lambda_e} \int_{0\text{Hz}}^{\infty} \varepsilon_t(f) df \quad \text{in A}\cdot\text{m/W} \quad (\text{F.14})$$

F.5 Die mittlere freie Weglänge der freien Elektronen λ_e ist vom Wirkungsquerschnitt a_s und von der Dichte n_B des Teilchens abhängig [CRASTAN 2012]: $\lambda_e = \frac{1}{n_B a_s}$. Bei einem Druck von 1 bar und bei einer Temperatur von 0° C beträgt die Teilchendichte für Gase $n_B \approx 2,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Beispielsweise betragen für das Wasserstoff-Molekül der mittlere Wirkungsquerschnitt $a_s \approx 5,4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ und die mittlere freie Weglänge $\lambda_e \approx 63 \text{ nm}$. Für das Sauerstoff- oder Stickstoff-Molekül ist $\lambda_e \approx 36 \text{ nm}$.

BERECHNUNG DES ELEKTRISCHEN GRUNDFELDES

$$\varphi_{N \times 1} = \mathbf{p}_{N \times N} \times \mathbf{q}_{N \times 1} \quad (\text{G.1})$$

$$\mathbf{q}_{N \times 1} = \mathbf{p}_{N \times N}^{-1} \times \varphi_{N \times 1} \quad (\text{G.2})$$

$$\sum \mathbf{q}_{N \times 1} = 0 \quad (\text{G.3})$$

$$\varphi_{N \times 1} = \mathbf{p}_{N \times N} \times \mathbf{q}_{N \times 1} + \mathbf{p}'_{N \times M} \times \mathbf{q}'_{M \times 1} \quad (\text{G.4})$$

$$q_e = \sum \mathbf{q}'_{M \times 1} \quad (\text{G.5})$$

$$\mathbf{q}_{N \times 1} = \mathbf{p}_{N \times N}^{-1} \times \text{in } \varphi_{N \times 1} - \mathbf{p}'_{N \times M} \times \mathbf{q}'_{M \times 1} \quad (\text{G.6})$$

$$\sum \mathbf{q}_{N \times 1} = - \sum \mathbf{q}'_{M \times 1} = -q_e \quad (\text{G.7})$$

$\varphi_{N \times 1}$: Matrix des elektrischen Potentials der N Konturpunkte
$\mathbf{q}_{N \times 1}$: Matrix der elektrischen Ladung der N Ersatzladungspunkte
$\mathbf{p}_{N \times N}$: Koeffizientenmatrix der Ersatzladungs- und Konturpunkte
$\mathbf{q}'_{M \times 1}$: Matrix der elektrischen Ladung der N Raumladungspunkte
$\mathbf{p}'_{N \times M}$: Koeffizientenmatrix der Raumladungs- und Konturpunkte
q_e	: Raumladung, Integral des Vorentladungsstromes

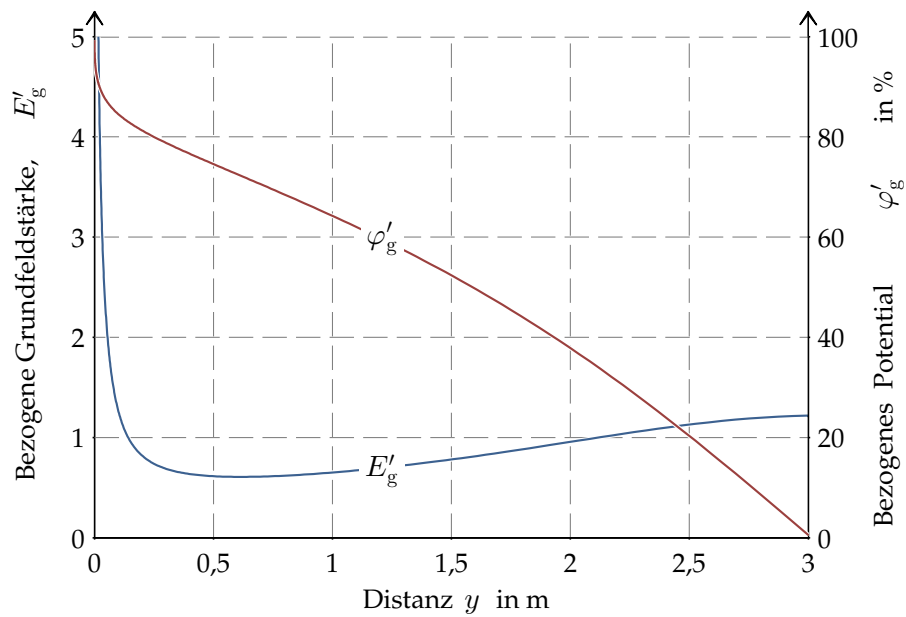


Abbildung G.1: auf der mittleren Grundfeldstärke bezogene Grundfeldstärke $E'_g = E_g/E_m$ und auf der Elektrodenspannung bezogene elektrische Potential $\varphi'_g = \varphi_g/u$ entlang der Elektrodenachse

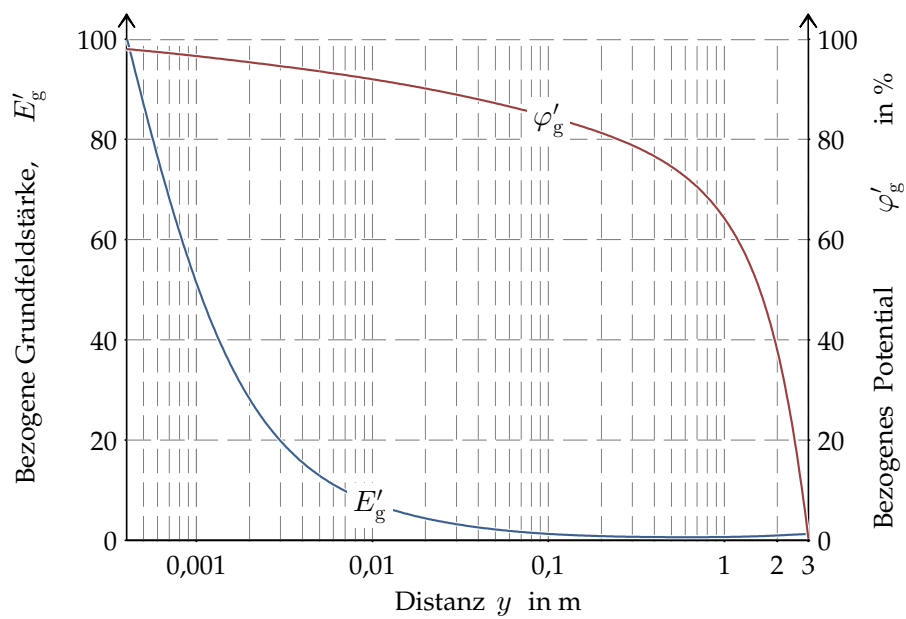


Abbildung G.2: $E'_g = \frac{E_g}{E_m}$ und $\varphi'_g = \frac{\varphi_g}{u}$ aus Abbildung G.1 auf logarithmischer x -Achse

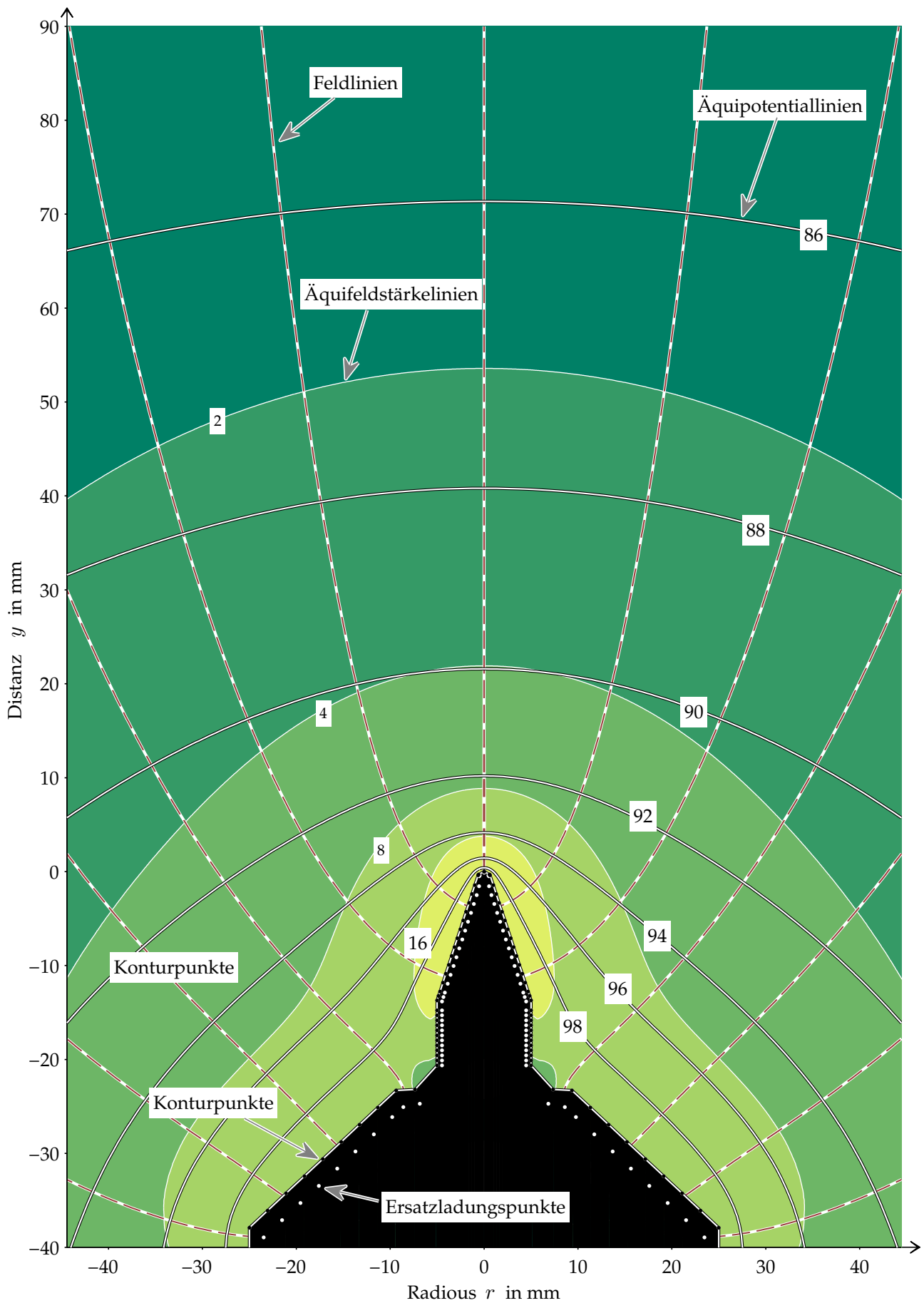


Abbildung G.3: Feldstärke-, Equipotential- und Feldlinien

COLOPHON

Dr.-Ing. André Miede stellte seine wunderbare L^AT_EX-Vorlage^{G.1} zur Verfügung. Er möge die Änderungen verzeihen, die nicht im Sinne seiner Ästhetik sind.

Chemnitz, im Mai 2014

G.1 <http://code.google.com/p/classicthesis/>

LITERATURVERZEICHNIS

- [ABOUELSAAD u. EL-BAHY 2000] ABOUELSAAD, M. M. ; EL-BAHY, M. M.: Accurate field computation of needle-plane gaps using an optimized charge simulation method. In: *Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 2000 Annual Report Conference on* Bd. 2, 2000, S. 506–509 vol.2
- [ALEKSANDROV u. BAZELYAN 1996] ALEKSANDROV, N L. ; BAZELYAN, E M.: Simulation of long-streamer propagation in air at atmospheric pressure. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 29 (1996), Nr. 3, 740. <http://stacks.iop.org/0022-3727/29/i=3/a=035>
- [AMANO 1994] AMANO, K.: A charge simulation method for the numerical conformal mapping of interior, exterior and doubly-connected domains. In: *Journal of Computational and Applied Mathematics* 53 (1994), Nr. 3, 353 - 370. – DOI 10.1016/0377-0427(94)90063-9. – ISSN 0377-0427
- [BALDO et al. 1975] BALDO, G. ; GALLIMBERTI, I. ; GARCIA, H.N. ; HUTZLER, B. ; JOUAIRE, J. ; SIMON, M.F.: Breakdown phenomena of long gaps under switching impulse conditions influence of distance and voltage level. In: *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on* 94 (1975), july, Nr. 4, S. 1131 – 1140. – DOI 10.1109/T-PAS.1975.31947. – ISSN 0018-9510
- [BARTHEL 2009] BARTHEL, Mathias: *Photoionisation von Atomen und Molekülen in definierten Zuständen*. Berlin, Freien Universität Berlin, Diss., 2009
- [BASTIEN u. MARODE 1979] BASTIEN, F ; MARODE, E: The determination of basic quantities during glow-to-arc transition in a positive point-to-plane discharge. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 12 (1979), Nr. 2, 249. <http://stacks.iop.org/0022-3727/12/i=2/a=010>
- [BAZELYAN u. RAKER 2000] BAZELYAN, E. M. ; RAKER, Yu P.: *Lightning Physics and Lightning Protection*. CRC Press, 2000. – ISBN 9780750304771
- [BECERRA u. COORAY 2006] BECERRA, Marley ; COORAY, Vernon: A self-consistent upward leader propagation model. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (2006), Nr. 16, 3708. <http://stacks.iop.org/0022-3727/39/i=16/a=028>
- [BEYER et al. 1986] BEYER, M. ; BOECK, W. ; MÖLLER, K. ; ZAENGL, W.: *Hochspannungstechnik: theoretische und praktische Grundlagen [für die Anwendung]*. Berlin : Springer Verlag, 1986. – ISBN 9783540160144
- [BONDIUO u. GALLIMBERTI 1994] BONDIUO, A ; GALLIMBERTI, I: Theoretical modelling of the development of the positive spark in long gaps. In: *Journal of Physics*

- D: *Applied Physics* 27 (1994), Nr. 6, 1252. <http://stacks.iop.org/0022-3727/27/i=6/a=024>
- [BOYLETT u. WILLIAMS 1968] BOYLETT, F D A. ; WILLIAMS, B G.: A new process observed in the development of a long spark. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 1 (1968), Nr. 11, 1505. <http://stacks.iop.org/0022-3727/1/i=11/a=316>
- [BRIELS et al. 2006] BRIELS, T M P. ; KOS, J ; VELDHUIZEN, E M. ; EBERT, U: Circuit dependence of the diameter of pulsed positive streamers in air. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (2006), Nr. 24, 5201. <http://stacks.iop.org/0022-3727/39/i=24/a=016>
- [BRIELS et al. 2008a] BRIELS, T. M P. ; VAN VELDHUIZEN, E.M. ; EBERT, U.: Time Resolved Measurements of Streamer Inception in Air. In: *Plasma Science, IEEE Transactions on* 36 (2008), Nr. 4, S. 908–909. – DOI 10.1109/TPS.2008.920223. – ISSN 0093–3813
- [BRIELS et al. 2005] BRIELS, T. M P. ; VAN VELDHUIZEN, E.M. ; EBERT, Ute: Branching of positive discharge streamers in air at varying pressures. In: *Plasma Science, IEEE Transactions on* 33 (2005), Nr. 2, S. 264–265. – DOI 10.1109/TPS.2005.845939. – ISSN 0093–3813
- [BRIELS et al. 2008b] BRIELS, T M P. ; VELDHUIZEN, E M. ; EBERT, U: Positive streamers in air and nitrogen of varying density: experiments on similarity laws. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 41 (2008), Nr. 23, 234008. <http://stacks.iop.org/0022-3727/41/i=23/a=234008>
- [BÜRGER 1976] BÜRGER, W.: *Beitrag zum Entladungsverhalten großflächiger, schwach gekrümmter Elektroden in Luft bei großen Schlagweiten*. Deutschland, TU Dresden, Diss., 1976
- [BUSS u. MASCH 1931] BUSS, K. ; MASCH, K.: Wird das Anfangselektron beim Stoßdurchschlag lichtelektrisch ausgelöst? In: *Archiv für Elektrotechnik* 25 (1931), Nr. 11, 744–746. – DOI 10.1007/BF01715920. – ISSN 0003–9039
- [CALDWELL u. DARVENIZA 1973] CALDWELL, R.O. ; DARVENIZA, M.: Experimental and Analytical Studies of the Effect of Non-Standard Waveshapes on the Impulse Strength of External Insulation. In: *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on* PAS-92 (1973), july, Nr. 4, S. 1420 –1428. – DOI 10.1109/TPAS.1973.293550. – ISSN 0018–9510
- [CARRUS et al. 1999] CARRUS, A. ; CINIERI, E. ; FUMI, A. ; MAZZETTI, C.: Short tail lightning impulse behaviour of medium voltage line insulation. In: *Power Delivery, IEEE Transactions on* 14 (1999), jan, Nr. 1, S. 218 –226. – DOI 10.1109/61.736725. – ISSN 0885–8977
- [CHISHOLM 2010] CHISHOLM, W.: New challenges in lightning impulse flashover modeling of air gaps and insulators. In: *Electrical Insulation Magazine, IEEE* 26

- (2010), march-april, Nr. 2, S. 14 –25. – DOI 10.1109/MEI.2010.5482551. – ISSN 0883–7554
- [CHOWDHURI et al. 1994] CHOWDHURI, P. ; BAKER, A.C. ; CARRARA, G. ; CHISHOLM, W.A. ; FESER, K. ; GRZYBOWSKI, S. ; LUX, A. ; NEWNAM, F.R.: Review of research on nonstandard lightning voltage waves. In: *Power Delivery, IEEE Transactions on* 9 (1994), Oktober, Nr. 4, S. 1972 –1981. – DOI 10.1109/61.329529. – ISSN 0885–8977
- [CHOWDHURI et al. 1997] CHOWDHURI, P. ; MISHRA, A.K. ; MCCONNELL, B.W.: Volt-Time Characteristics of Short Air Gaps Under Nonstandard Lightning Voltage Waves. In: *Power Engineering Review, IEEE* 17 (1997), january, Nr. 1, S. 67 –68. – DOI 10.1109/MPER.1997.560716. – ISSN 0272–1724
- [CIGRE WG 33.01 1991] *Guide to Procedures for Estimating the Lightning Performance of Transmission Lines*. Oct 1991
- [CRASTAN 2012] CRASTAN, V.: *Elektrische Energieversorgung 1: Netzelemente, Modellierung, stationäres Verhalten, Bemessung, Schalt- und Schutztechnik*. Springer, 2012 (Elektrische Energieversorgung). – ISBN 9783642223464
- [DARVENIZA 1988] DARVENIZA, M.: The generalized integration method for predicting impulse volt-time characteristics for non-standard wave shapes-a theoretical basis. In: *Electrical Insulation, IEEE Transactions on* 23 (1988), jun, Nr. 3, S. 373 –381. – DOI 10.1109/14.2377. – ISSN 0018–9367
- [DIN 1338: 2011] *Formelschreibweise und Formelsatz*. 2011
- [DIN EN 60060-1: 2010] *Hochspannungs-Prüftechnik - Teil 1: Allgemeine Begriffe und Prüfbedingungen (IEC 60060-1:2010); Deutsche Fassung EN 60060-1:2010*. 2010
- [DIN EN 60243-1: 1999] *Elektrische Durchschlagfestigkeit von isolierenden Werkstoffen - Prüfverfahren - Teil 1: Prüfungen bei technischen Frequenzen (IEC 60243-1:1998); Deutsche Fassung EN 60243-1:1998*. 1999
- [DUCASSE et al. 2007] DUCASSE, O. ; EICHWALD, O. ; MERBAHI, N. ; DUBOIS, D. ; YOUSFI, M.: Numerical simulation and comparison with experiment for a positive point to plane corona discharges in dry air. In: *28th Phenomena in Ionized Gases International Conference on*, 2007
- [EBERT et al. 2006] EBERT, U ; MONTIJN, C ; BRIELS, T M P. ; HUNDSORFER, W ; MEULENBROEK, B ; ROCCO, A ; VELDHUIZEN, E M.: The multiscale nature of streamers. In: *Plasma Sources Science and Technology* 15 (2006), Nr. 2, S118. <http://stacks.iop.org/0963-0252/15/i=2/a=S14>
- [ENGELMANN 1981] ENGELMANN, E.: *Beitrag zum Entladungsverhalten grossflächiger, stoerstellenbehafteter Elektroden in Luft bei positiver Schaltspannung*. Deutschland, TU Dresden, Diss., 1981

- [FLEGLER u. RAETHER 1936] FLEGLER, E. ; RAETHER, H.: Die Ionisierungsvorgänge in Gasen bei Stoßspannung nach Untersuchungen mit der Nebelkammer. In: *Zeitschrift für Physik* 103 (1936), Nr. 5-6, 315-336. – DOI 10.1007/BF01340194. – ISSN 0044-3328
- [FRANKE 1960] FRANKE, W.: Über den zeitlichen Verlauf der Lichtemission einer Gasentladung. In: *Zeitschrift für Physik* 158 (1960), Nr. 1, 96-110. – DOI 10.1007/BF01325793. – ISSN 0044-3328
- [FRIDMAN et al. 2005] FRIDMAN, A ; CHIROKOV, A ; GUTSOL, A: Non-thermal atmospheric pressure discharges. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 38 (2005), Nr. 2, R1. <http://stacks.iop.org/0022-3727/38/i=2/a=R01>
- [GALLIMBERTI 1979] GALLIMBERTI, I: The mechanism of the long spark formation. In: *Le Journal de Physique Colloques* 40 (1979), Nr. C7, 193-250. <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphyscol:19797440>
- [GALLIMBERTI et al. 2002] GALLIMBERTI, I ; BACCHIEGA, G ; BONDIU-CLERGERIE, Anne ; LALANDE, Philippe: Fundamental processes in long air gap discharges. In: *Comptes Rendus Physique* 3 (2002), Nr. 10, 1335 - 1359. – DOI 10.1016/S1631-0705(02)01414-7. – ISSN 1631-0705
- [GALLIMBERTI et al. 1974] GALLIMBERTI, I ; HEPWORTH, J K. ; KLEWE, R C.: Spectroscopic investigation of impulse corona discharges. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 7 (1974), Nr. 6, 880. <http://stacks.iop.org/0022-3727/7/i=6/a=315>
- [GAO et al. 2000] GAO, L ; AKYUZ, M ; LARSSON, A ; COORAY, V ; SCUKA, V: Measurement of the positive streamer charge. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 33 (2000), Nr. 15, 1861. <http://stacks.iop.org/0022-3727/33/i=15/a=316>
- [GOELIAN et al. 1997] GOELIAN, N. ; LALANDE, P. ; BONDIU-CLERGERIE, A. ; BACHIEGA, G.L. ; GAZZANI, A. ; GALLIMBERTI, I.: A simplified model for the simulation of positive-spark development in long air gaps. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 30 (1997), Nr. 17, 2441-2452. <http://www.scopus.com/inward/record.url?eid=2-s2.0-0031558473&partnerID=40&md5=08c4c3c939bf093a564a0cc53a6b1476>. – cited By (since 1996) 57
- [GOETZE u. KANTER 1961] GOETZE, G. ; KANTER, H.: A high gain image intensifier system with fast shutter action for application in high energy physics. In: *Nuclear Instruments and Methods* 10 (1961), Nr. 0, 224 - 228. – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0029-554X\(61\)80104-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0029-554X(61)80104-3). – ISSN 0029-554X
- [GU et al. 2010] GU, Shanqiang ; CHEN, Weijiang ; CHEN, Jiahong ; HE, Hengxin ; QIAN, Guanjun: Observation of the Streamer-Leader Propagation Processes of Long Air-Gap Positive Discharges. In: *Plasma Science, IEEE Transactions on* 38 (2010), feb., Nr. 2, S. 214 -217. – DOI 10.1109/TPS.2009.2037004. – ISSN 0093-3813

- [HAGENGUTH et al. 1952] HAGENGUTH, J. H. ; ROHLFS, A. F. ; DEGNAN, W. J.: Sixty-Cycle and Impulse Sparkover of Large Gap Spacings. In: *Power Apparatus and Systems, Part III. Transactions of the American Institute of Electrical Engineers* 71 (1952), jan., Nr. 1, S. 455–460. – DOI 10.1109/AIEEPAS.1952.4498494. – ISSN 0018–9510
- [HARTMANN u. GALLIMBERTI 1975] HARTMANN, G ; GALLIMBERTI, I: The influence of metastable molecules on the streamer progression. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 8 (1975), Nr. 6, 670. <http://stacks.iop.org/0022-3727/8/i=6/a=010>
- [HE et al. 2012] HE, Hengxin ; HE, Junjia ; CHEN, Weijiang ; XIE, Shijun ; XIANG, Nianwen ; CHEN, Jiahong ; GU, Shanqiang: Comparison of Positive Leader Propagation in Rod-Plane and Inverted Rod-Plane Gaps. In: *Plasma Science, IEEE Transactions on* 40 (2012), jan., Nr. 1, S. 22–28. – DOI 10.1109/TPS.2011.2172002. – ISSN 0093–3813
- [HE et al. 2011] HE, Hengxin ; XIANG, Nianwen ; GU, Shanqiang ; CHEN, Jiahong ; CHEN, Weijiang ; XIE, Shijun ; HE, Junjia: Observation of the positive leader propagation in the inverted rod-plane gap. In: *Lightning (APL), 2011 7th Asia-Pacific International Conference on*, 2011, S. 776–779
- [HEILBRONNER 1971] HEILBRONNER, F. W.: Firing and Voltage Shape of Multistage Impulse Generators. In: *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on PAS-90* (1971), Nr. 5, S. 2233–2238. – DOI 10.1109/TPAS.1971.293069. – ISSN 0018–9510
- [HEMSING et al. 2005] HEMSING, E. W. ; FURNO, I. ; INTRATOR, T.P.: Fast camera images of flux ropes during plasma relaxation. In: *Plasma Science, IEEE Transactions on* 33 (2005), Nr. 2, S. 448–449. – DOI 10.1109/TPS.2005.845143. – ISSN 0093–3813
- [HIGHAM u. MEEK 1950] HIGHAM, J B. ; MEEK, J M.: The Expansion of Gaseous Spark Channels. In: *Proceedings of the Physical Society. Section B* 63 (1950), Nr. 9, 649. <http://stacks.iop.org/0370-1301/63/i=9/a=302>
- [HOLZFUSS 2001] HOLZFUSS, J.: Analoge und Digitale Hochgeschwindigkeitskinematographie - Eine Übersicht (Analog and Digital High Speed Cinematography - a Review). In: *tm - Technisches Messen* 68 (2001), nov., Nr. 11, S. 499
- [HOTTA et al. 2012] HOTTA, K. ; KOJIMA, H. ; HAYAKAWA, N. ; YANAGITA, N. ; KATO, T. ; ROKUNOHE, T. ; OKUBO, H.: Streamer development mechanism under non-uniform electric field in air. In: *High Voltage Engineering and Application (ICHVE), 2012 International Conference on*, 2012, S. 501–504
- [HSU u. BELLAN 2002] HSU, S.C. ; BELLAN, P.M.: Study of magnetic helicity injection via plasma imaging using a high-speed digital camera. In: *Plasma Science, IEEE Transactions on* 30 (2002), Nr. 1, S. 10–11. – DOI 10.1109/TPS.2002.1003898. – ISSN 0093–3813

- [HUDSON u. LOEB 1961] HUDSON, Gilbert G. ; LOEB, Leonard B.: Streamer Mechanism and Main Stroke in the Filamentary Spark Breakdown in Air as Revealed by Photomultipliers and Fast Oscilloscopic Techniques. In: *Phys. Rev.* 123 (1961), Jul, 29-43. – DOI 10.1103/PhysRev.123.29
- [HUTZLER u. HUTZLER-BARRE 1978] HUTZLER, B. ; HUTZLER-BARRE, D.: Leader Propagation Model for Predetermination of Switching Surge Flashover Voltage of Large Air Gaps. In: *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on PAS-97* (1978), Nr. 4, S. 1087–1096. – DOI 10.1109/TPAS.1978.354588. – ISSN 0018–9510
- [IWATA et al. 2010] IWATA, T. ; OKUBO, H. ; KOJIMA, H. ; HAYAKAWA, N. ; ENDO, F. ; YANAGITA, N. ; KATO, T. ; ROKUNOHE, T.: Positive streamer propagation and breakdown characteristics in non-uniform air gap. In: *High Voltage Engineering and Application (ICHVE), 2010 International Conference on*, 2010, S. 377–380
- [JONES 1954] JONES, Andrew R.: Evaluation of the Integration Method for Analysis of Nonstandard Surge Voltages. In: *Power Apparatus and Systems, Part III. Transactions of the American Institute of Electrical Engineers* 73 (1954), Nr. 2, S. 984–990. – DOI 10.1109/AIEEPAS.1954.4498919. – ISSN 0018–9510
- [KADIR u. COTTON 2006] KADIR, M.Z.A.A. ; COTTON, I.: Implementation Of The Modified Leader Progression Model In Backflashover Analysis. In: *Power and Energy Conference, 2006. PECon '06. IEEE International*, 2006, S. 516–521
- [KÜCHLER 2005] KÜCHLER, Andreas: *Hochspannungstechnik*. Springer Berlin Heidelberg, 2005 (VDI-Buch). – ISBN 978–3–540–27068–3
- [KIND 1958] KIND, D.: Die Aufbaufläche bei Stoßspannungsbeanspruchung technischer elektroanordnungen in Luft. In: *ETZ-A* 79 (1958), S. 65–69
- [KOCHKIN et al. 2012] KOCHKIN, P O. ; NGUYEN, C V. ; DEURSEN, A P J. ; EBERT, U.: Experimental study of hard x-rays emitted from metre-scale positive discharges in air. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 45 (2012), Nr. 42, 425202. <http://stacks.iop.org/0022-3727/45/i=42/a=425202>
- [KRITZINGER 1963] KRITZINGER, J. J.: Impulse Corona and the Pre-Breakdown Mechanism of Long Sparks. In: *Nature* 197 (1963), Nr. 4873, 1165-1166. – DOI 10.1038/1971165a0
- [LARSSON et al. 1998] LARSSON, Anders ; BONDIU-CLERGERIE, Anne ; GALLIMBERTI, Ivo: Numerical modelling of inhibited electrical discharges in air. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 31 (1998), Nr. 15, 1831. <http://stacks.iop.org/0022-3727/31/i=15/a=011>
- [LAUB 1981] LAUB, S.: *Untersuchungen zum Einfluß der Wirkdauer und des zeitlichen Verlaufes der Spannung auf das Entladungsverhalten großflächiger, störstellenbehafteter Elektrodenanordnungen in Luft*. Deutschland, TU Dresden, Diss., 1981

- [LEMKE 1967] LEMKE, E.: *Durchschlagmechanismus und Schlagweite-Durchschlagspannungs-Kennlinien von inhomogenen Luftfunkenstrecken bei Schaltspannungen*. Deutschland, TU Dresden, Diss., 1967
- [LES-RENARDIÈRES-GROUP 1974] LES-RENARDIÈRES-GROUP: Research on long air gap discharges at Les Renardières-1973 results. In: *Electra* 35 (1974), S. 49–156
- [LOEB 1960] LOEB, L. B.: *Basic Processes of Gaseous Electronics*. University of California Press, 1960
- [LOEB 1939] LOEB, L.B.: *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*. John Wiley & Sons, 1939
- [LOEB 1965] LOEB, Leonard B.: Ionizing Waves of Potential Gradient: Luminous pulses in electrical breakdown, with velocities a third that of light, have a common basis. In: *Science* 148 (1965), Nr. 3676, 1417-1426. – DOI 10.1126/science.148.3676.1417
- [MEEK u. CRAGGS 1954] MEEK, J.M. ; CRAGGS, J.D.: *Electrical breakdown of gases*. Clarendon Press, 1954 (International series of monographs on physics)
- [MORROW u. LOWKE 1997] MORROW, R ; LOWKE, J J.: Streamer propagation in air. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 30 (1997), Nr. 4, 614. <http://stacks.iop.org/0022-3727/30/i=4/a=017>
- [MOSCH 1982] MOSCH, W.: Zu einigen technischen Problemen des Plasmas bei elektrischen Isolierungen. In: *Beiträge aus der Plasmaphysik* 22 (1982), Nr. 1, 65-81. – DOI 10.1002/ctpp.19820220110. – ISSN 1521-3986
- [MOTOYAMA 1996] MOTOYAMA, H.: Experimental study and analysis of breakdown characteristics of long air gaps with short tail lightning impulse. In: *Power Delivery, IEEE Transactions on* 11 (1996), Nr. 2, S. 972–979. – DOI 10.1109/61.489359. – ISSN 0885-8977
- [NAIDIS 1999] NAIDIS, G V.: Simulation of streamer-to-spark transition in short non-uniform air gaps. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 32 (1999), Nr. 20, 2649. <http://stacks.iop.org/0022-3727/32/i=20/a=311>
- [NAIDIS 2005] NAIDIS, G V.: Dynamics of streamer breakdown of short non-uniform air gaps. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 38 (2005), Nr. 21, 3889. <http://stacks.iop.org/0022-3727/38/i=21/a=009>
- [NAMIHIRA et al. 2007] NAMIHIRA, T. ; TOKUICHI, T. ; WANG, D. ; KATSUKI, S. ; AKIYAMA, H.: Characterization of nano-seconds pulsed streamer discharges. In: *Pulsed Power Conference, 2007 16th IEEE International Bd.* 1, 2007, S. 572 –575
- [NAMIHIRA et al. 2003] NAMIHIRA, T. ; WANG, Douyan ; KATSUKI, S. ; HACKAM, R. ; AKIYAMA, H.: Propagation velocity of pulsed streamer discharges in atmospheric air. In: *Plasma Science, IEEE Transactions on* 31 (2003), oct., Nr. 5, S. 1091 – 1094. – DOI 10.1109/TPS.2003.818765. – ISSN 0093-3813

- [NASSER 1959] NASSER, Essam: Zeitliche Entladungsentwicklung im ungleichförmigen Feld bei positiver Spitze in atmosphärischer Luft. In: *Archiv für Elektrotechnik* 44 (1959), Nr. 3, 168-176. – DOI 10.1007/BF01473813. – ISSN 0003-9039
- [NASSER 1963] NASSER, Essam: Die ionisierenden Potentialwellen beim Funkenüberschlag. In: *Zeitschrift für Physik* 172 (1963), Nr. 4, 405-428. – DOI 10.1007/BF01378303. – ISSN 0044-3328
- [NASSER u. LOEB 1963] NASSER, Essam ; LOEB, Leonard B.: Impulse Streamer Branching from Lichtenberg Figure Studies. In: *Journal of Applied Physics* 34 (1963), Nr. 11, 3340-3348. – DOI 10.1063/1.1729190
- [NIJDAM et al. 2010] NIJDAM, S ; WETERING, F M J H. d. ; BLANC, R ; VELDHIJZEN, E M. ; EBERT, U: Probing photo-ionization: experiments on positive streamers in pure gases and mixtures. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43 (2010), Nr. 14, 145204. <http://stacks.iop.org/0022-3727/43/i=14/a=145204>
- [ORTÉGA et al. 2005] ORTÉGA, P ; HEILBRONNER, F ; RÜHLING, F ; DÍAZ, R ; RODIÈRE, M: Chargevoltage relationship of the first impulse corona in long airgaps. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 38 (2005), Nr. 13, 2215. <http://stacks.iop.org/0022-3727/38/i=13/a=021>
- [PAPAGEORGIU et al. 2011] PAPAGEORGIU, L ; METAXAS, A C. ; GEORGHIOU, G E.: Three-dimensional numerical modelling of gas discharges at atmospheric pressure incorporating photoionization phenomena. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 44 (2011), Nr. 4, 045203. <http://stacks.iop.org/0022-3727/44/i=4/a=045203>
- [PARK u. CONES 1956] PARK, J.H. ; CONES, H.N.: Surge voltage breakdown of air in a nonuniform field. In: *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* 56 (1956), Nr. 4, 201. <http://archive.org/details/jresv56n4p201>
- [PIGINI et al. 1989] PIGINI, A. ; RIZZI, G. ; GARBAGNATI, E. ; PORRINO, A. ; BALDO, G. ; PESAVENTO, G.: Performance of large air gaps under lightning overvoltages: experimental study and analysis of accuracy predetermination methods. In: *Power Delivery, IEEE Transactions on* 4 (1989), April, Nr. 2, S. 1379 –1392. – DOI 10.1109/61.25625. – ISSN 0885-8977
- [RAETHER 1937] RAETHER, H.: Untersuchung der Elektronenlawine mit der Nebelkammer. In: *Zeitschrift für Physik* 107 (1937), Nr. 1-2, 91-110. – DOI 10.1007/BF01330230. – ISSN 0044-3328
- [RAETHER 1939] RAETHER, H.: Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal. In: *Zeitschrift für Physik* 112 (1939), Nr. 7-8, 464-489. – DOI 10.1007/BF01340229. – ISSN 0044-3328
- [RAETHER 1940] RAETHER, H.: Zur Entwicklung von Kanalentladungen. In: *Archiv für Elektrotechnik* 34 (1940), Nr. 1, 49-56. – DOI 10.1007/BF01657004. – ISSN 0003-9039

- [RIZK 1976] RIZK, F. A M.: Influence of rain on switching impulse sparkover voltage of large-electrode air gaps. In: *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on* 95 (1976), Nr. 4, S. 1394–1402. – DOI 10.1109/T-PAS.1976.32234. – ISSN 0018–9510
- [RIZK 1978] RIZK, F. A M.: Effect of Large Electrodes on Sparkover Characteristics of Air Gaps and Station Insulators. In: *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on* PAS-97 (1978), Nr. 4, S. 1224–1231. – DOI 10.1109/TPAS.1978.354604. – ISSN 0018–9510
- [RIZK 1992] RIZK, F. A M.: Critical switching impulse strength of long air gaps: modelling of air density effects. In: *Power Delivery, IEEE Transactions on* 7 (1992), Nr. 3, S. 1507–1515. – DOI 10.1109/61.141871. – ISSN 0885–8977
- [RIZK 2009] RIZK, F. A M.: Modeling of Proximity Effect on Positive Leader Inception and Breakdown of Long Air Gaps. In: *Power Delivery, IEEE Transactions on* 24 (2009), Nr. 4, S. 2311–2318. – DOI 10.1109/TPWRD.2009.2027494. – ISSN 0885–8977
- [RIZK u. VIDAL 2008] RIZK, F.A.M. ; VIDAL, F.: Modeling of Positive Leader Speed Under Slow Front Voltages Part I: Long Air Gaps. In: *Power Delivery, IEEE Transactions on* 23 (2008), jan., Nr. 1, S. 296–301. – DOI 10.1109/TPWRD.2007.905339. – ISSN 0885–8977
- [SCHONLAND u. COLLENS 1934] SCHONLAND, B. F. J. ; COLLENS, H.: Progressive Lightning. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 143 (1934), Nr. 850, pp. 654-674. <http://www.jstor.org/stable/96155>. – ISSN 09501207
- [SCHONLAND et al. 1935] SCHONLAND, B. F. J. ; MALAN, D. J. ; COLLENS, H.: Progressive Lightning. II. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 152 (1935), Nr. 877, pp. 595-625. <http://www.jstor.org/stable/96537>. – ISSN 00804630
- [SCHUFFT 2007] SCHUFFT, W.: *Taschenbuch der elektrischen Energietechnik*. Fachbuchverl. Leipzig im Carl Hanser Verlag, 2007. – ISBN 9783446404755
- [SCHWARZ 1982] SCHWARZ, J.: *Über die Zeitabhängigkeit des Blitzspannungsdurchschlags schwach inhomogener SF6-Isolierungen [SF-Isolierungen]*. Deutschland, TU Dresden, Diss., 1982
- [SHINDO et al. 1985] SHINDO, T. ; AOSHIMA, Y. ; KISHIZIMA, I. ; HARADA, T.: A Study of PredischARGE Current Characteristics of Long Air Gaps. In: *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on* PAS-104 (1985), nov., Nr. 11, S. 3262–3268. – DOI 10.1109/TPAS.1985.318840. – ISSN 0018–9510
- [SHINDO et al. 1988] SHINDO, T. ; KISHIZIMA, Isamu ; SUZUKI, Toshio: Flashover characteristics of air gaps under partly chopped waves. In: *Power Delivery, IEEE Transactions on* 3 (1988), Nr. 4, S. 1887–1891. – DOI 10.1109/61.193997. – ISSN 0885–8977

- [SHIRVANI et al. 2013a] SHIRVANI, A. ; MALEKIAN, K. ; SCHUFFT, W.: A transient model of lightning breakdown process based on photographic measurements. In: *Electrical Insulation Conference (EIC), 2013 IEEE, 2013*, S. 90–94
- [SHIRVANI et al. 2013b] SHIRVANI, A. ; SCHUFFT, W. ; PAMPEL, H.-P. ; SCHMIDT, U.: Spatial-temporal investigation of breakdown mechanism of lightning over-voltages: the measurement system. In: *International Symposium on High Voltage Engineering, ISH, 2013*. – ISSN 978898601195
- [SHIRVANI et al. 2013c] SHIRVANI, A. ; SCHUFFT, W. ; PAMPEL, H.-P. ; SCHMIDT, U.: Spatial-temporal investigation of breakdown of long air gaps by lightning voltages up to 2.4 MV. In: *Electrical Insulation Conference (EIC), 2013 IEEE, 2013*, S. 351–355
- [STENBAEK-NIELSEN u. MCHARG 2008] STENBAEK-NIELSEN, H C. ; MCHARG, M G.: High time-resolution sprite imaging: observations and implications. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 41 (2008), Nr. 23, 234009. <http://stacks.iop.org/0022-3727/41/i=23/a=234009>
- [SUZUKI u. MIYAKE 1975] SUZUKI, T. ; MIYAKE, K.: Breakdown process of long air gaps with positive switching impulses. In: *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on* 94 (1975), Nr. 3, S. 1021–1033. – DOI 10.1109/T-PAS.1975.31936. – ISSN 0018–9510
- [SUZUKI u. MIYAKE 1977] SUZUKI, T. ; MIYAKE, K.: Experimental study of breakdown voltage-time characteristics of large air gaps with lightning impulses. In: *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on* 96 (1977), jan., Nr. 1, S. 227 – 233. – DOI 10.1109/T-PAS.1977.32328. – ISSN 0018–9510
- [SUZUKI 1971] SUZUKI, Toshio: Transition from the Primary Streamer to the Arc in Positive Point-to-Plane Corona. In: *Journal of Applied Physics* 42 (1971), Nr. 10, 3766–3777. – DOI 10.1063/1.1659684
- [TOROK u. FIELDER 1930] TOROK, J. J. ; FIELDER, F. D.: Ionization Currents and the Breakdown of Insulation. In: *American Institute of Electrical Engineers, Transactions of the* 49 (1930), Nr. 1, S. 352–357. – DOI 10.1109/T-AIEE.1930.5055501. – ISSN 0096–3860
- [TOWNSEND 1915] TOWNSEND, J.S.E.: *Electricity in gases*. Clarendon Press, 1915
- [VITELLO et al. 1994] VITELLO, P. A. ; PENETRANTE, B. M. ; BARDSLEY, J. N.: Simulation of negative-streamer dynamics in nitrogen. In: *Phys. Rev. E* 49 (1994), Jun, 5574–5598. – DOI 10.1103/PhysRevE.49.5574
- [WAGNER u. HILEMAN 1961] WAGNER, C. F. ; HILEMAN, A. R.: Mechanism of Breakdown of Laboratory Gaps. In: *Power Apparatus and Systems, Part III. Transactions of the American Institute of Electrical Engineers* 80 (1961), april, Nr. 3, S. 604 –618. – DOI 10.1109/AIEEPAS.1961.4501102. – ISSN 0018–9510

- [WAGNER 1964a] WAGNER, K.H.: Mittlere Energien und Driftgeschwindigkeiten von Elektronen in Stickstoff, Argon und Xenon, ermittelt aus Bildverstärkeraufnahmen von Elektronenlawinen. In: *Zeitschrift für Physik* 178 (1964), Nr. 1, 64-81. – DOI 10.1007/BF01375484. – ISSN 0044-3328
- [WAGNER 1964b] WAGNER, K.H.: Die weitere Entwicklung der Elektronenlawine, untersucht mit Bildverstärker und Wischverschluß. In: *Zeitschrift für Physik* 180 (1964), Nr. 5, 516-522. – DOI 10.1007/BF01381827. – ISSN 0044-3328
- [WAGNER 1966] WAGNER, K.H.: Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Plasmakanal, untersucht mit Bildverstärker und Wischverschluß. In: *Zeitschrift für Physik* 189 (1966), 465-515. – DOI 10.1007/BF01338655. – ISSN 0044-3328
- [WAGNER u. RAETHER 1962a] WAGNER, K.H. ; RAETHER, H.: Untersuchung von Elektronenlawinen mit einem mehrstufigen Bildverstärker. In: *Zeitschrift für Physik* 170 (1962), Nr. 5, 540-544. – DOI 10.1007/BF01378190. – ISSN 0044-3328
- [WAGNER u. RAETHER 1962b] WAGNER, K.H. ; RAETHER, H.: Untersuchung von Elektronenlawinen mit einem mehrstufigen Bildverstärker. In: *Zeitschrift für Physik* 170 (1962), Nr. 5, 540-544. – DOI 10.1007/BF01378190. – ISSN 0044-3328
- [WECK 1987] WECK, K.-H.: Principles and procedures of insulation co-ordination. In: *Generation, Transmission and Distribution, IEE Proceedings C* 134 (1987), Nr. 2, S. 145-152. – DOI 10.1049/ip-c:19870022. – ISSN 0143-7046
- [WERNET u. OPALSKI 2004] WERNET, Mark ; OPALSKI, Anthony: Development and Application of a MHZ Frame Rate Digital Particle Image Velocimetry System. Version: Juni 2004. In: *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 2004. – DOI 10.2514/6.2004-2184
- [WILSON 1933] WILSON, C. T. R.: On a New Type of Expansion Apparatus. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 142 (1933), Nr. 846, pp. 88-91. <http://www.jstor.org/stable/96113>. – ISSN 09501207
- [WITZKE u. BLISS 1950] WITZKE, R. L. ; BLISS, T. J.: Surge Protection of Cable-Connected Equipment. In: *American Institute of Electrical Engineers, Transactions of the* 69 (1950), Nr. 1, S. 527-542. – DOI 10.1109/T-AIEE.1950.5060183. – ISSN 0096-3860

SACHWORTVERZEICHNIS

- Abschirmung, 30, 39
- Abschneide-Funkenstrecke, 26
 - Reaktionszeit, 26
- Analog-Digital-Konverter, 29, 38, 39, 75
- Anfangselektron, 85, 86, 158
 - Bereitstellungsrate, 85
 - Breitstellungszeit, 158
- Anordnung
 - Kugel-Platte-, 100
 - Nadel-Platte, 9
 - Spitze-Platte-, 85, 99
- Anstiegszeit, 27, 48
- ATP/EMTP, 15
- Austrittsarbeit, 36, 103

- Batterie-Wechselrichter-Kombination, 30, 39
- Behälter, 30, 39
 - Käfig, faradayscher, 30
 - Wirbelstrom, 30
- Belichtungszeit, 34, 133
- Bereitstellungsrate, 85
- Beweglichkeit, 87
- Bildverstärker, 6, 34, 131
 - Überbelichtung, 72
 - Folien, 132
 - Leuchtschirm, 132
 - Mikrokanalplatte, 34
 - Nachweisempfindlichkeit, 132
 - Phosphorschirm, 34, 132
 - Photokathode, 34, 132
- Bildwandler, 132
- Blickwinkel, 74
- Blitzeinschlag
 - Erdberührung, 3
 - Erdseileinschlag, 3
 - Leiterseileinschlag, 3
 - Masteinschlag, 3
 - rückwärtiger Überschlag, 4
 - Risiko, 3
 - Zeitverlauf, 5
- Blitzstoßspannung, 7
 - genormte, 4
- BNC-Steckverbinder, 29

- CCD-Sensor, 34, 38, 75
 - Analog-Digital-Konverter, 75
 - Graustufe, 75
 - Graustufenmatrix, 38, 75, 78
 - Umwandlungsfaktor, 75
 - Vergrößerungsfaktor, 76

- Datenübertragung, 20
- Driftgeschwindigkeit, 87
- Durchschlag, 42, 67
 - Feldstärke, 99
 - Festigkeit, 6
 - Längsgradient, 122
 - Spannung, 4, 15
 - Strom, 25, 26, 71
 - Wahrscheinlichkeit, 15, 41, 67, 123
 - Zeit, 7, 15, 28, 70, 124
- Durchschlagmechanismus, 6
- Durchschlagspannung-Elektrodenabstand, 6, 13, 123

- Einzelaufnahme, 8, 34, 133
- Elektrode
 - Krümmungsgrad, 94
- Elektrodenanordnung, 19
 - Elektrodenabstand, großer, 6
 - Elektrodenachse, 91, 133
 - Geometrischen Kapazität, 33
 - Luftfunkenstrecke, lange, 6
 - Nadel-Platte-, 133
 - Plattenelektrode, 20
 - Referenzabbildung, 43

- Spitze-Platte, 15, 20
- Spitze-Spitze, 22
- Spitzenelektrode, 20
- Stab-Stab-Anordnung, 22
- Stabelektrode, 24
- Elektrodenspannung, 10
- Elektrodenzwischenraum, 34
- Elektron
 - Driftgeschwindigkeit, 103
 - frei, 86
 - kinetische Energie, 89
 - Ladung, 87
- Elektronenemission
 - Austrittsarbeit, 103
 - Feldemission, 103
 - Sekundär-, 103
- Elektronenlawine, 5, 41, 85
 - Anfangselektron, 85
 - Bereitstellungsrate, 85
 - Entstehung, 85
 - Folgelawine, 46, 88
 - ineinanderwachsende, 46, 88
- Energieübertragungssystem, 5
 - Nennspannung, 6
- Energieaustauschprozess, 34, 46, 86, 89
- Entladungsfigur, 46
- Entladungsraum, 46, 54, 55, 67, 91, 97
 - aktiv, 46
 - inaktiv, 46
 - Zentrum, 58, 92
- Entladungsverhalten, 5, 10
- Erdung, 30
 - induktionsarm, 20
- Ersatzladungsverfahren, 7
- Ethernet-Verbindung
 - Lichtwellenleiter, 31
- Feld, 85
 - Eigenfeld, 90
 - Grundfeld, 90
 - Homogenisierung, 92, 98
 - Homogenitätsgrad, 85, 99, 100
 - Oberflächenladung, 90
 - Raumladungsfeld, 90
 - resultierendes, 90
 - schwach inhomogen, 99
 - stark inhomogen, 85, 99
 - Verteilung, 83, 85
- Feldemission, 103
- Feldstärke, 85
 - Eigenfeldstärke, 91
 - Einsetz-, 99
 - Grundfeldstärke, 91
 - Höchstfeldstärke, 85
 - Ortsverlagerung, 94
 - mittlere, 85
 - Ort der Höchstfeldstärke, 85
 - Ortsverschiebung, 93
 - resultierende, 90, 91
- Festigkeit
 - innere elektrische, 85
 - Zündhöchstfeldstärke, 85
- Flächenkriterium, 8
- Fotosequenz, 8, 34, 133
- Fotovervielfacher, 131, 132
- Fourier-Transformation, 33
- Freileitung
 - Ausbreitungswiderstand, 4
 - Erdseil, 3
 - Hochspannungs-, 3
 - Isolator, 5
 - Leiterseil, 3
 - Mastkonstruktion, 3
- Gasableiter, 26, 27
 - Eigenkapazität, 27
- Graustufenmatrix, 38, 78
- Grenzfrequenz, 27, 28, 31, 33, 48
- Großzahlversuche, 10
- Häufigkeitsverteilung, 155
- Histogramm, 155
- Hochgeschwindigkeitskamera, 9, 20, 34, 131, 133
 - Bildverstärker, 34
 - Double Trigger Mode, 37
 - Erfassungssysteme, 131
 - Fotografie, 8, 133
 - Kameraeinheiten, 34

- Quarzprismen, 34
- Sichtfeld, 38
- Spiegelsystem, 34
- Unschärfe, 47
- Videokamera, 9
- Hochspannungsanlage, 5
- Hohlzylinder, 24
- Homogenitätsgrad, 85
- Institut de recherche d'Hydro-Quebec, 6
- Integralmethode, 8
- Ion
 - Anregung, 89
 - Beweglichkeit, 87
 - Driftgeschwindigkeit, 87
 - negativ, 89, 103
 - Photoionisation, 89
 - positiv, 86
 - Produktion, 90
 - Produktionsrate, 99
 - Rekombination, 89, 101
 - Stoßionisation, 89
 - Zusammenstoß, 89
- Ionisation
 - Anlagerungskoeffizient, 85
 - Dichte, 90
 - Feldionisation, 85
 - Ionisationsenergie, 103
 - Ionisationskoeffizient, 85
 - Photoionisation, 86
 - Rate, 90, 94
 - Stoßionisation, 86
- Isolationskoordination, 5, 105
- Isolator
 - spannung, 14
 - Langstab-, 14
- Käfig, faradayscher, 30
- Kamerasystem, 20, 34
- Kanalbildung, 7, 42, 58
 - abgebrochene, 114
 - Anfangsstadium, 64, 116
 - durchgehende, 114
 - Einsetzen, 63
 - Einsetzspannung, 107
 - Endstadium, 72
 - Endzeit, 112
 - Gesamtladung, 66
 - Hauptzweig, 70
 - instabile, 114
 - Kanalstrom, 64, 105
 - Länge, 42
 - Stochastisches Verhalten, 66
 - Längsgradient, 123
 - Ladungsbedarf, 108
 - Leitfähigkeit, 111
 - Linienladungsdichte, 108
 - Modellierung, 105
 - negativ, 149
 - positiv, 149
 - Proportionalitätsfaktor, 112
 - Raumladung, 66
 - Spannungskonstante, 112
 - stabile, 114
 - Startzeit, 66, 105
 - Verzweigen, 70
 - Vorwachsen, 42, 64
 - Vorwachsgeschwindigkeit, 42, 105
 - Wärmeumwandlung, 122
 - Zweige, 70
- Kathodeneffekt, 103
 - γ -Effekt, 103
 - γ -Prozess, 103
- Koaxialkabel, 29
- Kommunikationseinheiten, 20
- Kurzunterbrechung, 3
- Ladestrom, 23, 24, 33, 48
- Ladungsträger, 87, 131
 - Beweglichkeit, 87
 - Bewegung, 22, 90, 97
 - Driftgeschwindigkeit, 87
 - Elektron, 87
 - Ladungsträgerzahl, 88
- Langstabisolator, 22
- Leaderentladung, 6, 7, 14, 42, 120
 - Leaderlänge, 14, 16, 121
 - Linienladungsdichte, 120
 - Spannungsbedarf, 123

- bezogener, 6
- Strom, 120
- Vorwachs geschwindigkeit, 14, 120
- Wärmeumwandlung, 122
- Les Renardières Group, 6
- Lichtbogen, 7, 71
- Lichtgeschwindigkeit, 36
- Lichtwellenleiter, 20, 39
 - Ethernet-Verbindung, 31
- Linienladungsdichte, 49
- Luftfunkenstrecke, 9
 - lang, 133
- Marx-Generator, 19, 31
 - Dämpfungswiderstand, 71
 - Stoßkapazität, 71
- Messaufbau, 21
- Messsystem, 10, 19
- Messteiler, 19, 31
 - Kapazität, 71
- Messwiderstand
 - Spannung, 27
- Mikrokanalplatte, 37, 74
- Modellierung, 105
 - empirisch, 13
 - physikalisch, 13
 - Pigini, 16
 - Suzuki, 16
 - Weck, 16
- Nachleuchten, 37, 57
- Nebelkammer, 5, 131
 - Nachweisempfindlichkeit, 131
 - Nebel-Tröpfchen, 131
 - Nebelspuren, 131
 - wilsonsche, 131
- Oberflächenladung, 88–90
 - Dichte, 94
 - Kompensation, 89, 94
- Objektiv, 38
 - Öffnungswinkel, 38
 - Blende, 38, 43
 - Brennweite, 38, 43
- Optiksystem, 34
- Öffnungswinkel, 77
- Eintrittsfläche, 74
- Lichtdurchlässigkeit, 43
- Sichtfeld, 80
- Transmissionskurve, 74
- Oszilloskop, 20, 30
 - Abtastrate, 29
 - Grenzfrequenz, 29
- Padua Universität, 6
- Parameter M, 43, 55
- Parameter S, 43, 57
- Phosphorschirm, 37, 74
 - Fluoreszenz-Effekt, 37, 75
 - Nachleuchten, 37
- Photo-Elektron, 35
- Photokathode, 34, 74
 - Austrittsarbeit, 36
 - Fluoreszenzausbeute, 36
 - Multialkali-Material, 35
 - Photo-Elektronen, 74
 - Quantenausbeute, 35, 36
 - Quanteneffizienz, 36
 - Spektralbereich, 35
 - spektrale Empfindlichkeit, 35
 - spektralen Empfindlichkeit, 74
 - Strom, 74
- Photon, 36
- Plasma, 7, 71
- Plattenelektrode, 61
 - Elektronenfreigabe, 102, 105
- Potential, 90
- Quantenausbeute, 36
- Rückenhalbwertzeit, 32, 48
- Rückenzeitkonstante, 32
- Rückwärtswelle, 42, 57
 - Übergang in die Kanalbildung, 63
 - Ausbreitung, 42
 - Ausbreitungsgeschwindigkeit, 42
 - Einsetzen, 63
 - Endstadium, 63, 105
 - ionisierenden Welle, 7
 - Lebensdauer, 104

- Vordringtiefe, 42
- Raumladung
 - Dichte, 49, 89
 - Eigenfeld, 90
 - Erhöhung, 97
 - Verteilung, 7, 83, 91
- Raumwinkel, 74
 - Steradian, 74
- Referenzabbildung, 43, 50, 54, 55
- Sättigungsfaktor, 45, 55
 - Parameter S, 55
- Schaltfunkenstrecken, 20
- Schaltstoßspannung, 6
- Scheitelzeit, 121
- Schmierkamera, 131
- Schutzarmatur, 22
- Schwingungen, 33, 52, 158
- Spannungsbedarf, 112
- Spannungserzeugung, 19
- Spannungsmessung, 19
- Spannungssteilheit, 23, 94
- Spannungsteiler, 29
 - ohmsch, 29
- Spiegelkamera, 5
- Störabstand, 31
- Störungen, 20
 - elektromagnetisch, 30
 - Rauschsignal, 30
 - Störabstand, 31
- Standaufnahme, 6
- Steuerrechner, 20
- Stirnzeit, 32, 55, 99
- Stirnzeitkonstante, 32
- Stoßkennlinie, 7, 71
- Stoßspannung
 - schwingende, 40
- Stoßspannungs-Messteiler, 19
- Stoßspannungsgenerator, 19, 31
 - Dämpfungswiderstand, 32
 - Entladewiderstand, 32
 - Ladespannung, 32
 - Stoßkapazität, 32
 - Stufenzahl, 32
 - Summenausgangsspannung, 32
 - Zündfunkenstrecke, 30, 32
- Stoßspannungsprüfung, 10
- Strahldichte, 83, 89
- Strahlprofil, 77, 97, 101
 - Zeitverlauf, 82
- Strahlung, 34, 86
 - Überbelichtung, 37
 - bremsende, 89, 101
 - direkt, 89
 - Eingangs-, 35, 132
 - Einschnürung, 64
 - indirekt, 89
 - inelastischer Zusammenstoß, 89
 - Intensität, 54, 73
 - Intensitätsfaktor, 77
 - länglich, 77
 - Leistungsspektrum, 73
 - Strahldichte, 54, 73, 77
 - Strahlleistung, 36, 73
 - Strahlleistungsdichte, 54, 73
 - Strahlprofil, 78, 97, 101
- Streakkamera, 131
- Streamerbahn, 41, 46, 54, 147
 - aktive, 88
 - inaktiv, 90, 94
 - Linienladungsdichte, 49
- Streamerentladung, 6, 14, 41, 157
 - Übergang in die zweite, 93
 - Ausbreitung, 42
 - Ausbreitungsgeschwindigkeit, 14, 42, 45, 99
 - Einsetzen, 86
 - Einsetzen, zweite, 49
 - Einsetzkriterien, zweite, 94
 - Einsetzspannung, 157, 158
 - Einsetzspannung, mittlere, 159
 - Endstadium, 89
 - erste, 41, 43
 - Grenz-Vordringtiefe, 61, 100
 - Längsgradient, 122
 - Ladungsträgerzahl, kritisch, 88
 - Modell, 96
 - negativ, 55

- positiv, 149
- Raumladung, 95, 157
- selbstständig, 100
- Spannungsbedarf, 14, 122
 - bezogener, 6
- Startzeit, 157
- Startzeit, statistische Streuung, 158
- Startzeit, statistischer Mittelwert, 158
- Startzeit, zweite, 163
- Streamerbahn, 46, 88, 142
- Streamerbahn,durchgängig, 149
- Streamerkanal, 47, 101
- Streamerkriterium, 46, 88, 142
- Streamerzone, 122
- Streamerzweig, 142
- Stromverlauf, 157
- Verzweigung, 46, 89
- Vordringtiefe, 41, 42, 45
 - zweite, 41, 50
 - Einsetzspannung, 95
- Streukapazität, 32, 33
- Stromdichte, 83
- Strommesseinheit, 19, 20
 - Empfindlichkeit, 25
 - Messwiderstand, 20
- Stromversorgung, 30
- Suppressordiode, 26
 - Eigenkapazität, 26
- Synchronisation, 9, 20, 34, 38, 45, 133
 - Ungenauigkeit, 39
- Townsend-Mechanismus, 8
- Townsend'sche Koeffizienten, 5
- Triggern, 20, 38
- TU Dresden, 15, 40
- TU Ilmenau, 40
- Überbelichtung, 37
- Überschlagprozess, 10
- Überstrom
 - repräsentativ, 26
- Universität Eindhoven, 8
- Unschärfe, 47, 54
- Verschluss
 - elektronisch, 36, 133
 - Wisch, 133
- Versorgungssystem, 20
- Verzweigungen, 47
- Vordringtiefe
 - Grenz-, 148
- Vorentladung
 - Einsetzen, erste, 86
 - Einsetzfeldstärke, 99
 - instabil, 100
 - stabil, 99
- Wanderwelle, 28
 - Ausbreitungsgeschwindigkeit, 28
 - Laufzeit, 29
 - Problematik, 28
- Wellenlänge, 35
- Wilson,Charles T. R. , 131
- Wirbelstrom, 30
- Wirkungsquantum, plancksches, 36
- Wischkamera, 131, 133
 - Ablenkungsgeschwindigkeit, 133
 - Bildablenkung, 133
 - Blende,schlitzförmig, 133
 - Drehspiegel, 133
 - rotierende Linse, 133
 - Wischgeschwindigkeit, 133
- Zuleitung, 23, 28
- Zusammenstoß, 89

