

**Anwendungsbezogenes Prozeßmodell der Wandlung elektrischer
Energie in Energie des Leistungsschallimpulses**

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg,

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Rainer M. Zange

Magdeburg, 19. April 2000

**Anwendungsbezogenes Prozeßmodell der Wandlung elektrischer
Energie in Energie des Leistungsschallimpulses**

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

von Dipl.-Ing. Rainer M. Zange
geb. am 22 Februar 1966 in Elbingerode,

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

Gutachter:

Prof. Dr. Günter Wollenberg

Prof. Dr. Klaus Frank

Prof. Dr. Anette Müller

Promotionskolloquium am: 19. April 2000

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut Allgemeine Elektrotechnik und Leistungselektronik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Wollenberg, Inhaber des Lehrstuhls für Theoretische und Allgemeine Elektrotechnik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, der es mir ermöglichte, dieses Thema zu bearbeiten. Ich bedanke mich für seine Unterstützung und Betreuung der Arbeit.

Ich danke Herrn Dr.-Ing. H.-P. Scheibe für die kritische Durchsicht der Arbeit, die hilfreichen Hinweise und die gute Zusammenarbeit.

Herrn Prof. Dr. K. Frank, Leiter der Arbeitsgruppe Pseudofunkenschalter am Physikalischen Institut I der Universität Erlangen-Nürnberg, und Frau Prof. Dr.-Ing. habil. A. Müller, Inhaberin der Professur Aufbereitung von Baustoffen und Wiederverwertung der Bauhaus-Universität Weimar, danke ich für die Durchsicht der Arbeit und die gute Zusammenarbeit.

Dank gilt auch allen Mitarbeitern des Institutes Allgemeine Elektrotechnik und Leistungselektronik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, die mich bei meinen Arbeiten unterstützt haben.

Die Forschungsarbeiten, die die Grundlage dieser Arbeit bilden, wurden von der Deutschen Forschungsgemeinschaft und vom Bundesministerium für Bildung und Forschung finanziell unterstützt. Für diese Förderung sei gedankt.

Nicht vergessen möchte ich meine Familie, die mir bei dieser Arbeit motivierend zur Seite gestanden hat.

R. - Z. - G.

Zusammenfassung der Dissertation

Gegenstand der Arbeit ist die Beschreibung der Wandlung elektrischer Energie in mechanische Energie von Leistungsschallimpulsen. Entsprechend der Energiewandelkette gliedern sich die Untersuchungen in:

- Umsatz der Energie in der Unterwasserfunkenstrecke,
- Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf,
- Schalleinkopplung in das Zerkleinerungsgut und
- Zerkleinerung von mineralischen Werkstoffen am Beispiel Beton und Verbundglas.

Bei den Untersuchungen zum Energieumsatz in der Unterwasserfunkenstrecke werden zur Beschreibung der Energieumwandlung notwendige ausgewählte Abhängigkeiten von Parametern in den einzelnen Phasen der Entladung betrachtet.

Zwischen dem Leistungszeitverlauf an der Unterwasserfunkenstrecke und einem piezoelektrisch gemessenen Druckzeitverlauf wird ein Zusammenhang ermittelt. Dazu sind zunächst der Versuchsaufbau und die Druckmeßaufnehmer hinsichtlich des Signalantwortverhaltens zu analysieren. In den gemessenen Leistungs- und Druckzeitverläufen werden geeignete Bewertungsparameter definiert, die auf die zeitlichen Abläufe bei der Entstehung von Leistungsschallimpulsen begründet sind. Die Wahl hinreichend anlagenunabhängiger Bezugsgrößen ermöglicht einen Vergleich der Ergebnisse bei verschiedenen Entladungsverläufen.

Mit Hilfe eines linearen eindimensionalen Modellansatzes, bei dem das senkrechte Auftreffen ebener Wellen auf ebene Schichten betrachtet wird, werden Vorgänge beim Schalldurchgang durch querhomogene Stoffe und Stoffschichtungen untersucht. Das Schalleitungsmodell bietet die Möglichkeit der Betrachtungen von Belastungen in Stoffen und insbesondere an Grenzflächen in Verbundwerkstoffen beim Schalldurchgang von Impulsen. Eine weitgehend normierte Darstellung der Ergebnisse des Schalleitungsmodells erlaubt eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Materialien und Abmessungen (Korngrößen, Schichtdicke). Man erhält mit dem Schalleitungsmodell Aussagen zur Einstellung der Impulsbreite und -amplitude für unterschiedliche Materialpaarungen.

Mit dem vorgestellten Berechnungsweg zur anwendungsbezogenen Dimensionierung eines Entladekreises werden mit Hilfe von experimentell gefundenen Abhängigkeiten gezielt Entladekreisparameter berechnet. Eingangsgrößen für die Berechnung sind anlagenunabhängige Bezugsgrößen, mit denen die Abhängigkeiten zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf dargestellt wurden. Die Dimensionierung erfolgt leistungsorientiert. Mit Hilfe des in der Hochspannungstechnik genutzten Homogenitätsgrades erfolgt für vorgegebene Elektrodengeometrien die Überprüfung der Züandsicherheit.

Zur Untersuchung der Zerkleinerungs- und Trennwirkung der Leistungsschallimpulse sowie zur Überprüfung der Ergebnisse aus den vorangegangenen theoretischen Untersuchungen werden Zerkleinerungsversuche am Werkstoff Beton und Verbundglas durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Symbole	V
1 Einleitung	1
2 Stand der Forschung	2
2.1 Bisherige Arbeiten auf dem Gebiet der Leistungsschallimpulserzeugung	2
2.2 Motivation der Arbeit	5
2.3 Lösungsansatz	6
3 Energiewandlung bei der Funkenentladung	7
3.1 Aufbau des Energiewandelsystems	7
3.2 Meßtechnik	8
3.2.1 Spannungsmessung	9
3.2.2 Strommessung	12
3.2.3 Druckmessung	12
3.3 Aufladung des kapazitiven Energiespeichers	13
3.4 Ablauf der Unterwasserfunkenentladung	17
3.4.1 Vorentladungsphase	20
3.4.2 Hauptentladungsphase	26
3.4.2.1 Berechnung von Schwingkreisparametern aus gemessenen Entladungsverläufen	26
3.4.2.2 Fehlerbetrachtungen zur Bestimmung der Entladekreisparameter	27
3.4.2.3 Leistungszeit- und Funkenwiderstandsverlauf	29
3.4.2.4 Die Funkenenergie in Abhängigkeit von den Entladekreisparametern	31
3.4.2.5 Mittlerer Funkenwiderstand	32
3.4.2.6 Stromdurchschwingungsverhältnis	36
3.4.2.7 Elektrischer Wirkungsgrad während der Hauptentladung	39
3.5 Gesamtwirkungsgrad des elektrischen Energieumsatzes	40
4 Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf	41
4.1 Meßtechnische Zugänglichkeit der Parameter	41
4.2 Eigenschaften der Druckmeßanordnung	43
4.3 Schwankung des Entladungsortes	45
4.4 Betrachtungen zur Entstehung von Leistungsschallimpulsen	48
4.5 Festlegung der Bewertungsparameter	48
4.6 Experimentelle Ergebnisse des Zusammenhanges zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf	51
4.6.1 Druckamplitude	51
4.6.2 Druckanstiegszeit	53
4.6.3 Zeitkonstante des exponentiellen Druckabfalls	54
4.7 Stoßwellenwirkungsgrad	55

5	Schalleitungsmodell zur Bestimmung anwendungsoptimierter Leistungsschallimpulsparameter	57
5.1	Einleitende Betrachtungen zu Vorgängen beim Schalldurchgang	57
5.2	Schalleitungsmodell zur Beschreibung des Schalldurchgangs	59
5.2.1	Modellannahmen	59
5.2.2	Elektroakustische Analogien	59
5.2.3	Umsetzung des Leitungsmodells im Simulationsprogramm	61
5.3	Impulsformen	62
5.4	Schalldurchgang durch Einschichtsysteme	63
5.5	Schalldurchgang durch Mehrschichtsysteme	69
5.5.1	Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn (Beton)	69
5.5.1.1	Dreieckapproximation	70
5.5.1.2	Lineare / exponentielle Approximation	72
5.5.1.3	Vergleich der Impulsformen	72
5.5.2	Schalleinkopplung in einen Betonkörper	73
5.5.3	Schalldurchgang durch Verbundglas	75
5.5.4	Schalldurchgang durch eine beschichtete Stahlplatte	78
6	Berechnung optimierter Entladekreisparameter	81
6.1	Eingangsgößen für die Berechnung	81
6.2	Berechnung der Entladekreisparameter	82
6.3	Überprüfung der Feldstärkeverhältnisse der Elektrodengeometrie	88
7	Zerkleinerung von mineralischen Werkstoffen	94
7.1	Aufschlußzerkleinerung von Beton	94
7.1.1	Aufbau der experimentellen Anlagentechnik	94
7.1.2	Charakterisierung des Probenmaterials	97
7.1.3	Durchführung der Zerkleinerungsversuche	99
7.1.3.1	Untersuchungen zur Einstellung der Versuchsparameter	99
7.1.3.2	Ablauf des Zerkleinerungsvorgangs	101
7.1.3.3	Vorzerkleinerung	102
7.1.3.4	Aufschlußzerkleinerung	107
7.1.3.5	Zerkleinerung von Beton mit unterschiedlichen Zuschlagsgemischen	111
7.1.3.6	Zerkleinerung von Recyclingbeton	113
7.1.4	Bewertung der Ergebnisse	114
7.2	Zerkleinerung von Verbundglas	115
8	Zusammenfassung	118
	Literaturverzeichnis	120
	Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	125
	Anhang	131

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Symbole

Formelzeichen	Einheit	Bezeichnung
A	cm ²	Fläche
A _{EK}	cm ²	Einkoppelfläche
A _{LSP}	cm ²	Kugeloberfläche des Leistungsschallimpulses
C	μF	Speicherkapazität
c	m/s	Schallgeschwindigkeit
c ₀	m/s	Schallgeschwindigkeit im Wasser bei Normaldruck
C _{DS}	pF	Kapazität des Drucksensors
C _K	pF	Kapazität des Meßkabels
d		Durchlaßfaktor
d _I		intensitätsbezogene Durchlässigkeitskoeffizient
E	V	Spannungsquelle
E _h	kV/cm	Höchstfeldstärke
f	kHz	Entladefrequenz
h	cm	Tiefe der in den Probekörper eingedrungenen Wellenfront
i	kA	Entladestrom
i _c	kA	Entladestrom durch den Kondensator
i _{Last}	kA	Entladestrom im Lastkreis
i _{rv}	kA	Rückstrom durch die Freilaufdiode der Schutzschaltung
I _L	A	Ladestrom
i ₁	kA	Scheitelwert der 1. Stromhalbwelle
i ₂	kA	Scheitelwert der 2. Stromhalbwelle
K	kN/mm ²	Kompressionsmodul
k	Ω·Ws·cm ^{-3,6}	Funkenwiderstandskonstante
k _f	Ω·Ws ^{0,5} ·cm ⁻²	Funkenwiderstandskonstante
l	mm	Schichtdicke
L	nH	Entladekreisinduktivität
L _G	nH	Entladegefäßinduktivität
L _i	nH	Induktivität des Hochspannungsimpulsgenerators
L _L	nH	Leitungsinduktivität
L _{Sch}	nH	Induktivität der Verschiebung
L _{SFS}	nH	Induktivität der Schaltfunkenstrecke
m	g	Masse
n		Impulsanzahl
p	MPa	Druck
p		Geometriefaktor (bei der Berechnung des Homogenitätsgrades)
P _F	MW	Funkenleistung
P _{vL}	W	Ladeverlustleistung

Q	As	Ladung
$Q_3(d)$		Partikelgrößenverteilung
r	mm	Radius
r		Reflexionsfaktor (bei der Schalleitungsberechnung)
R	m Ω	Entladekreiswiderstand
R_F	m Ω	Funkenwiderstand
R_G	m Ω	Entladegefäßwiderstand
R_i	m Ω	innerer Widerstand des Hochspannungsimpulsgenerators
R_K	m Ω	Widerstand des Kondensators
R_L	m Ω	Leitungswiderstand
R_{Lad}, R_1, R_2	Ω	Ladewiderstand
R_{Last}	m Ω	Lastwiderstand
R_{Sch}	m Ω	Widerstand der Verschiebung
R_{SFS}	m Ω	Widerstand der Schaltfunkenstrecke
R_W	Ω	Wasserwiderstand der Elektrodenanordnung
s	mm	Elektrodenabstand
t	s	Zeit
T	μ s	Periodendauer
t_0	μ s	Zeitpunkt des Zuschaltens der Spannung auf die Unterwasserelektrodenanordnung
t_{ap}	μ s	Druckanstiegszeit
t_{aPF}	μ s	Funkenleistungsanstiegszeit
T_E	μ s	Entladedauer
t_L	s	Ladezeit
t_l	μ s	Schichtlaufzeit
t_m	μ s	Scheitelwertszeit
T_p	μ s	Druckimpulsbreite
t_v	μ s	Zündverzugszeit
U_0	kV	Ladespannung
u_F	kV	Funkenspannung
u_m	kV	gemessene Spannung
u_p	V	druckproportionale Spannung
U_{tv}	kV	Spannung zu Beginn der Hauptentladung
v	m/s	Geschwindigkeit
W_0	kJ	Speicherenergie
W_F	kJ	Funkenenergie
W_{F1}	kJ	Funkenenergie der 1. Stromhalbwelle
W_{Fp}	kJ	druckwirksame Funkenenergie
W_{Fp}/t_{aPF}	kJ/ μ s	druckwirksamer Leistungskennwert
W_{SW}	kJ	Stoßwellenenergie
W_{tv}	kJ	Speicherenergie zu Beginn der Hauptentladung

W_{vE}	J	Verlustenergie in der Schutzschaltung während der Entladung
W_{vL}	J	Ladeverlustenergie in der Schutzschaltung
x_m	mm	Meßentfernung
Z	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	akustischer Wellenwiderstand
Z	Ω	elektrischer Wellenwiderstand
$\Delta A_{s,m}/W_{0,m}$	cm^2/J	energiebezogene Oberflächenzuwachs
α	$^\circ$	Ausschnittswinkel
δ	s^{-1}	Dämpfung
γ		Normierungsgröße
γ_w	S/cm	Wasserleitfähigkeit
η		Homogenitätsgrad
η_{el}		elektrischer Wirkungsgrad
η_G		geometrischer Wirkungsgrad
η_H		Wirkungsgrad der Hauptentladungsphase
η_L		Ladewirkungsgrad
η_R		Schalleinkopplungswirkungsgrad
η_{rot}		Homogenitätsgrad für rotationssymmetrische Felder
η_{SW}		Stoßwellenwirkungsgrad
η_{trans}		Homogenitätsgrad für parallelebene Felder
η_v		Wirkungsgrad der Vorentladungsphase
$\mu_{AG,0}$		Masseanteil der aufgeschlossenen Partikel einer Größenklasse (Fraktionsaufschlußgrad)
ρ	g/cm^3	Dichte
τ	μs	Vorentladungszeitkonstante
τ_p	μs	Zeitkonstante des exponentiellen Druckabfalls
ω	s^{-1}	Kreisfrequenz
ω_0	s^{-1}	Resonanzkreisfrequenz

Abkürzungen:

SFS	Schaltfunkenstrecke
D	Freilaufdiode
MBU	Spannungsmeßbereich
MBi	Strommeßbereich

1 Einleitung

Die Arbeit entstand im Rahmen meiner Forschungstätigkeiten zur Leistungsschallimpulserzeugung an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg. Anwendungsschwerpunkte der erzeugten Leistungsschallimpulse waren das Zerkleinern von mineralischen Werkstoffen wie z. B. Beton, welcher im Rahmen des Sonderforschungsbereiches SFB 385 „Baustoffrecycling“ untersucht wurde.

Der Einsatz von Leistungsschallimpulsen als Energieträger und Werkzeug bei der Aufschlußzerkleinerung mineralischer Werkstoffe hat gegenüber konventionellen Zerkleinerungsverfahren auf der Grundlage von Schlag, Prall, Druck oder Abscheren Vorteile. Neben dem positiven Effekt des berührungslosen Energieeintrages zeigen sich die Vorzüge des Verfahrens insbesondere bei der Stofftrennung eines als Verbundwerkstoff vorliegenden Materials. Gleichzeitig wird mit diesem Verfahren eine Beeinflussung der Aufschlußqualität über die gezielte Vorwahl ausgewählter elektrischer Parameter des Energiewandelsystems möglich.

Zur wirtschaftlichen Anwendbarkeit von mit Unterwasserfunkenentladungen erzeugten Leistungsschallimpulsen für die Zerkleinerung verschiedener Materialien ist die Optimierung des Energiewandelereignisses von zentraler Bedeutung. Neben der rein energetischen Optimierung der Erzeugung von Leistungsschallimpulsen sind aber auch die anwendungsbezogenen Anforderungen zur Stellung der Leistungsschallimpulsparameter zu analysieren.

Mit dem Recycling von Stoffen ist häufig die Forderung nach einer hohen Qualität von Recyclingprodukten verbunden. Bei einer qualitativ hochwertigen Stofftrennung ist ein mehrmaliger Einsatz von Recyclingstoffen möglich, welches zur Schonung der Rohstoffe beiträgt.

Ziel der Untersuchungen ist die Analyse der Wirkung der Leistungsschallimpulse bei der Zerkleinerung von mineralischen Werkstoffen. Die Ergebnisse sind Grundlage für eine anwendungsbezogene Optimierung des Energiewandelereignisses. Neben dem elektrischen Entladungsverlauf ist dazu die Kenntnis über die Vorgänge bei der Schalleinkopplung in das Zerkleinerungsgut notwendig.

Die Optimierung des Energiewandelereignisses beinhaltet die Auswahl der Leistungsschallimpulsparameter, bei der ein gewünschtes Zerkleinerungsziel erreicht wird, und die Einstellung der für die Erzeugung des Leistungsschallimpulsverlaufes notwendigen Entladekreisparameter. Kernpunkt ist deshalb die Kopplung zwischen den Untersuchungen zur Schalleinkopplung und zum Energieumsatz im Entladekreis. Dazu muß ein Zusammenhang zwischen Entladungsverlauf und Leistungsschallimpulsverlauf ermittelt werden.

2 Stand der Forschung

2.1 Bisherige Arbeiten auf dem Gebiet der Leistungsschallimpulserzeugung

Die technische Anwendung von Leistungsschallimpulsen wurde bereits in vielen Arbeiten untersucht. Dabei zeigte sich, daß die jeweilige Anwendung sehr unterschiedliche Anforderungen an den Energiewandelprozeß stellen kann. Neben der eigentlichen Impulsformung liegt der Schwerpunkt vieler Untersuchungen in der Gestaltung der Einrichtung zur Energieeinleitung in das zu bearbeitende Werkstück.

Wichtige Einsatzgebiete, die in der Literatur genannt werden, sind:

- Umformen von Metallteilen,
- Trennen,
- Reinigen von Metalloberflächen,
- Zerkleinern von spröden Materialien,
- Gußteilentsanden,
- Medizintechnik (z. B.: Nierensteinlithotripsie).

In der Medizin werden Leistungsschallimpulse mit geringem Energieinhalt erzeugt. Einen Überblick über verschiedene Wandlertypen zur Stoßwellenerzeugung in der Nierensteinlithotripsie geben Eisenberger und Rassweiler [1]. Dabei werden folgende Schallwandler, die zur Erzeugung schwacher Stoßwellen geeignet sind, erwähnt:

- Unterwasserfunkenentladungen {Dornier} [2 u. 3],
- Mikroexplosionen durch Bleiazetat- oder Silberazetatkugeln,
- unterwassergepulster Laser (Lasertripter) {Paramedic},
- elektromagnetisches Element (Lithoster) - Lautsprecherprinzip {Siemens} [4],
- Piezoelemente (Piezolith) {Fa. Edap; Fa. Wolf}.

Schwerpunkt der Forschung bei der Nierensteinlithotripsie sind die Konstanz des Energiewandereignisses, die Ausbreitung und Fokussierung der Stoßwellen [5 u. 6] und die Ankopplung der Stoßwelle an den Körper.

Untersuchungen zu den Grundlagen des elektrischen Durchschlages von Elektrodenanordnungen unter Wasser wurden von Kuzhekin [7] durchgeführt. Einen Überblick über den Energieumsatz, die Stoßwellenausbreitung und verschiedene Anwendungsgebiete gibt Winkler [8]. Neuere Untersuchungen beschäftigen sich auch mit der Modellbildung wie z. B. die Untersuchungen des elektrischen Durchschlages in Wassersuspensionen von Mikula, Panák und Dvonka [9].

Ein Einsatzgebiet von leistungsstarken Impulsen ist das Umformen. Als Beispiel sind die Arbeiten von Franke [10], Ismar [11] und Weckerle [12] zu nennen. Der Energieeintrag wird anhand der kinetischen Energie des Leistungsschallimpulses beschrieben. Eine apparative Anordnung für das Rohreinsicken zeigt das Bild 2.1.

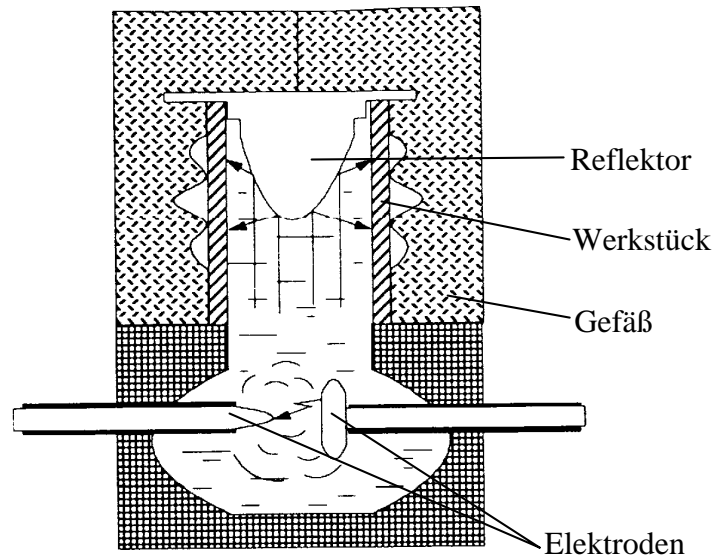


Bild 2.1: Rohreinsickung [13]

Der Leistungsschallimpuls eignet sich auch zur Zerkleinerung vorzugsweiser spröder Materialien wie Gesteine und Erze (Bild 2.2).

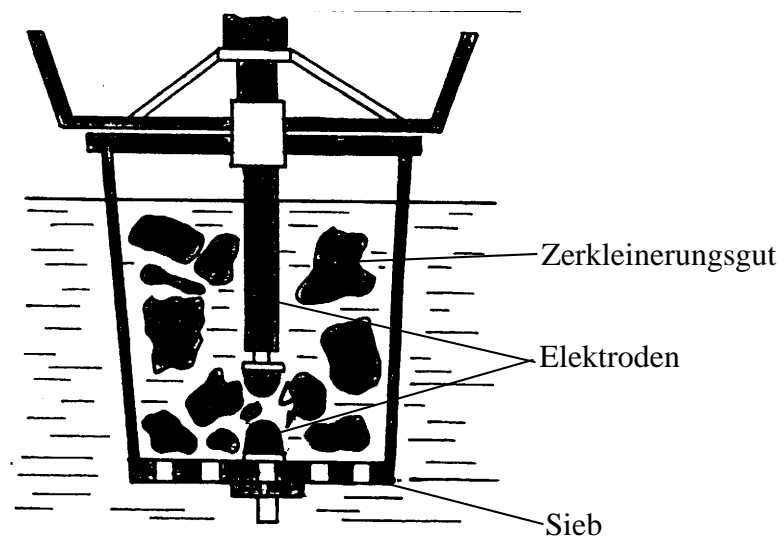


Bild 2.2: Gesteinszerkleinerung [8]

Die Vielzahl der zerkleinerten Materialien kann hier nicht wiedergegeben werden. Die folgenden Anwendungsbeispiele sollen deshalb nur ein kurzer Auszug aus der Literatur sein. An der Universität Magdeburg wurden mit Leistungsschallimpulsen verschiedene Materialien wie z. B. Quarzglas [14], Beton [15], Generatorschlacke [16] und Harz [17] zerkleinert. Die Zerkleinerungswirkung mit einer anschließenden Wirtschaftlichkeitsbetrachtung wurde von Pöschel [18] am Beispiel der Erzaufbereitung untersucht. Verschiedene Materialien wie auch

Beton werden in [19] als mögliche Einsatzfälle genannt. Auch die Kohlezerkleinerung mit Hilfe von Leistungsschallimpulsen [20] ist in der Literatur zu finden.

Ein Einsatzgebiet, das eine wirtschaftliche Beachtung findet, ist das Entsandn von Gußteilen. Hier wird nach dem Gießvorgang selektiv der Formsand zerkleinert, wobei die Energiestellung so erfolgen muß, daß eine Beschädigung der z. T. empfindlichen Gußteile ausgeschlossen wird. Auf diesem Gebiet sind die Arbeit von Franz [21] mit dem Schwerpunkt der Sicherung des Energieumsatzes und des Elektrodenverschleißes sowie die Arbeit von Mnich [22] mit dem Schwerpunkt der technischen Einbindung des Verfahrens in einen Bearbeitungskomplex zu nennen.

Die Wirkung der Leistungsschallimpulse wird aktuell in Rußland, aber auch in Japan auf dem Gebiet des Bauwesens eingesetzt. Als elektrohydraulische Baumaschinen bezeichnete Anlagen werden hauptsächlich für folgende Arbeiten genutzt:

- Auflockerung und Zerkleinerung von Felsgründen, Frostböden und großen Steinen oder Blöcken, insbesondere auch im Bergbau [23 u. 24],
- Verdichtung von Baugrund [23] (Bild 2.3),
- Einbringen von Pfählen und Spundwänden bei ungünstigen Bodenverhältnissen [23],
- Verfestigung von Frischbeton und Aufbereitung von „hochhomogenem“ Zementleim [23],
- Zerkleinerung bzw. Zerlegung von Stahlbetonteilen bzw. Beton [25 ... 27].

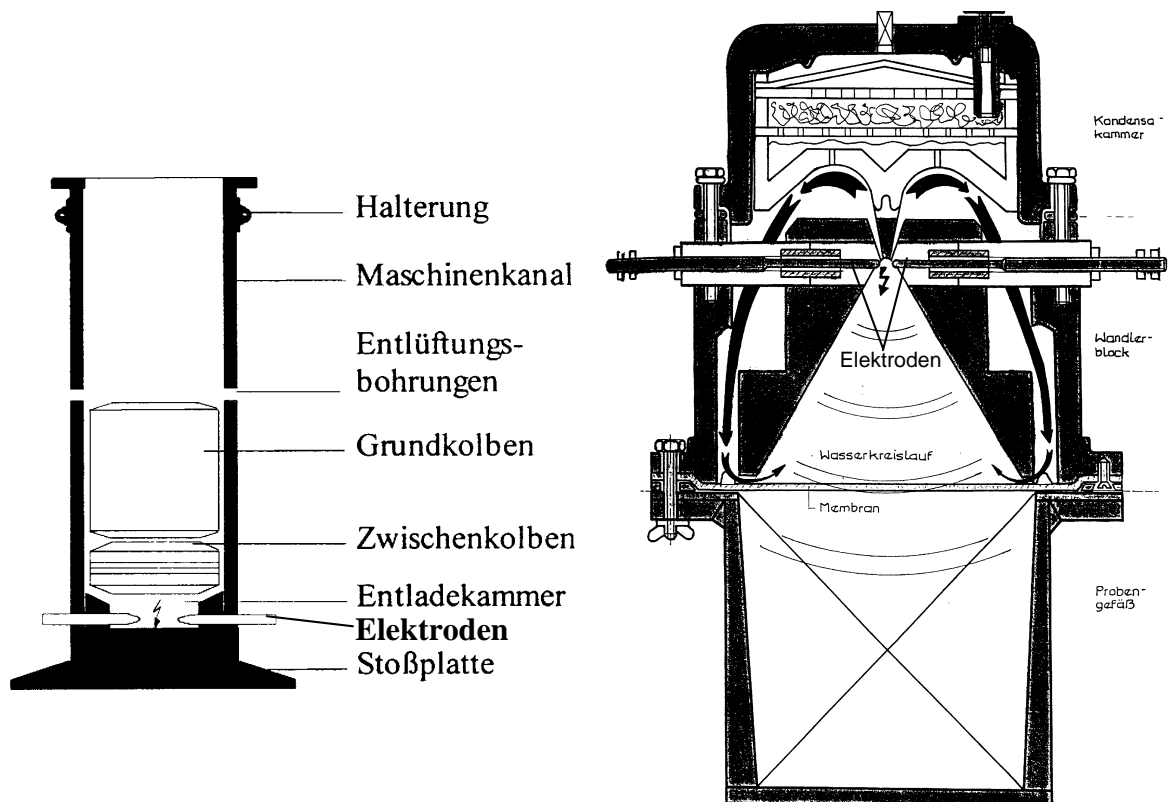


Bild 2.3. Baugrundverdichtung, Verfestigung von Frischbeton [23]

Neuere Aussagen zur prinzipiellen Eignung des elektrohydraulischen Effektes zur Zerkleinerung bzw. zum Aufschluß von Beton sind in [26, 27 u. 29] zu finden. In diesen Arbeiten wird, gestützt auf die Ergebnisse von praktischen Versuchen, jedoch nur auf die technologische Anwendbarkeit der Zerkleinerung mit Hilfe von Leistungsschallimpulsen verwiesen.

Ein Verfahren, welches ebenfalls zu den elektrotechnologischen Impulsprozessen zu zählen ist, nutzt den elektrischen Durchschlag durch Feststoffe zum Zwecke der Zerkleinerung [30 u. 31]. Der wesentliche Unterschied zur Leistungsschallimpulserzeugung durch Unterwasserfunkenentladungen besteht in der höheren Spannungsebene von > 250 kV.

2.2 Motivation der Arbeit

Bei der technischen Umsetzung muß das Verfahren gegen meist schon vorhandene konventionelle mechanische Verfahren in Konkurrenz treten. Auswahlkriterien für den Einsatz des Leistungsschallimpulsverfahrens können existierende Einsatzgrenzen konventioneller Verfahren und Qualitätsanforderungen sein. Desweiteren stellen Kostenfaktoren und Lebensdauer wichtige Faktoren für den Verfahrenseinsatz dar. Durch den geringen Verbreitungsgrad kann zur Zeit keineswegs von einer Serienproduktion gesprochen werden, wodurch bei vergleichbarer Anschlußleistung die Anschaffungskosten von Leistungsschallimpulsgeneratoren heute noch deutlich über konventionellen Ausrüstungen liegen. Leistungsschallimpulsgeneratoren besitzen wie mechanische Bearbeitungsvorrichtungen gleichfalls Verschleißteile. Der Leistungsschallimpuls selbst stellt jedoch ein verschleißfreies Werkzeug dar. In besonderem Maß durch die Entladung belastete Elemente des Energiewandelsystems sind die Elektroden der Unterwasserfunkenstrecke und der Hochleistungsschalter. Die aus der Anwendungsaufgabe resultierende umzusetzende Energierate bei einer bestimmten Impulsfolgefrequenz bestimmt hauptsächlich die Lebensdauer und damit die Wartungszyklen eines Leistungsschallimpuls-generators. Insbesondere die bei der Unterwasserfunkenentladung auftretende Stromflußdauer, die im Vergleich zu anderen Impulsprozessen relativ lang ist, belastet die Schaltsysteme, so daß die erreichbare Impulsfolgefrequenz bisher auf wenige Hz begrenzt ist. Vergleichbare Materialdurchsätze wie bei konventionellen Zerkleinerungsmaschinen (z. B. Prallbrecher) sind bei entsprechender Leistung derzeit nur mit einem sehr hohen apparativen Aufwand mit Leistungsschallimpulsverfahren möglich.

Mögliche Einsatzgebiete für das Leistungsschallimpulsverfahren, bei denen schwerpunktmäßig die Qualität des Zerkleinerungsproduktes (verunreinigungsarme Zerkleinerung [14], hoher Aufschlußgrad [32 ... 34]) in Vordergrund steht, können sich unter Nutzung seiner besonderen verfahrensspezifischen Eigenschaften wie:

- körperloser Energieeintrag und
- extreme dynamische Belastung des Einsatzgutes

ergeben, wo bei konventionellen Zerkleinerungsverfahren Einsatzgrenzen auftreten bzw. Qualitätsanforderungen nicht erfüllt werden. Voraussetzung für den wirtschaftlichen Einsatz von Leistungsschallimpulsen für Zerkleinerungsaufgaben ist die optimale Einstellung der

Energieumwandlung von elektrischer Energie in mechanische Energie des Leistungsschallimpulses an die Zerkleinerungsaufgabe (z.B.: Korngrößen, Schichtdicken, Materialfestigkeiten).

Bisherige Arbeiten auf dem Gebiet der Leistungsschallimpulsanwendung sind meist auf technologische Aspekte ausgerichtet. D. h., Schwerpunkt der Untersuchungen waren der Nachweis der Zerkleinerungswirkung und die Darstellung des Zerkleinerungsergebnisses bezogen auf die eingesetzte Energie. Abhängigkeiten des Zerkleinerungsergebnisses werden durch Variation der Entladekreisparameter experimentell untersucht. Jedoch werden daraus keine Aussagen über eine optimale Gestaltung von Leistungsschallimpuls- und Entladekreisparametern sowie die Wirkung der Leistungsschallimpulse auf das Werkstück abgeleitet.

2.3 Lösungsansatz

Zur gezielten Einstellung eines Impulsverlaufes ist die Kenntnis über den Zusammenhang zwischen den elektrischen Größen (Strom, Spannung, Leistung) der Unterwasserfunkenentladung und den Parametern des Leistungsschallimpulses notwendig. Ausgehend von den Untersuchungen zur Energieumwandlung soll ein Zusammenhang zwischen Unterwasserfunkenentladung und Leistungsschallimpuls aufgezeigt werden.

Mit Hilfe von linearen Berechnungsmethoden soll der Schalldurchgang durch Stoffe und Stoffschichtungen untersucht werden. Dazu wird ein einfaches eindimensionales Schalleitungsmodell basierend auf der Leitungstheorie entwickelt, womit auftretende Belastungen in den Stoffen bzw. an den Grenzflächen von Stoffschichtungen untersucht werden können. Das Schalleitungsmodell beschränkt sich auf die Ausbreitung von ebenen Wellen durch ebene Schichten beim senkrechten Einfall der Welle. Die Verluste in den Stoffen werden vernachlässigt. Aus den Modellbetrachtungen können für den Anwendungsfall entsprechend optimierte Parameter für den Leistungsschallimpuls abgeleitet werden.

Am Beispiel der Zerkleinerung von mineralischen Werkstoffen soll die Wirkung des Leistungsschallimpulses untersucht und die Zerkleinerungsergebnisse mit den Ergebnissen aus dem Schalleitungsmodell verglichen werden. Die Zerkleinerung wird hauptsächlich am Werkstoff Beton durchgeführt. Die Zusammensetzung und die Festigkeit des Betons kann in einem relativ breiten Bereich variiert werden, und es können am Beton sowohl die Zerkleinerungswirkung als auch die Trennwirkung untersucht werden.

Ziel der Untersuchungen ist die Senkung des Energiebedarfes für den jeweiligen Anwendungsfall. Damit werden gleichzeitig die Bauelementebelastungen und der Verschleiß verringert und eine höhere Lebensdauer erreichbar.

3 Energiewandlung bei der Funkenentladung

3.1 Aufbau des Energiewandelsystems

Das Energiewandelsystem (Bild 3.1.1) ist modular aufgebaut und erlaubt die spezifische Anpassung der einzelnen Baugruppen an die jeweilige Bearbeitungsaufgabe.

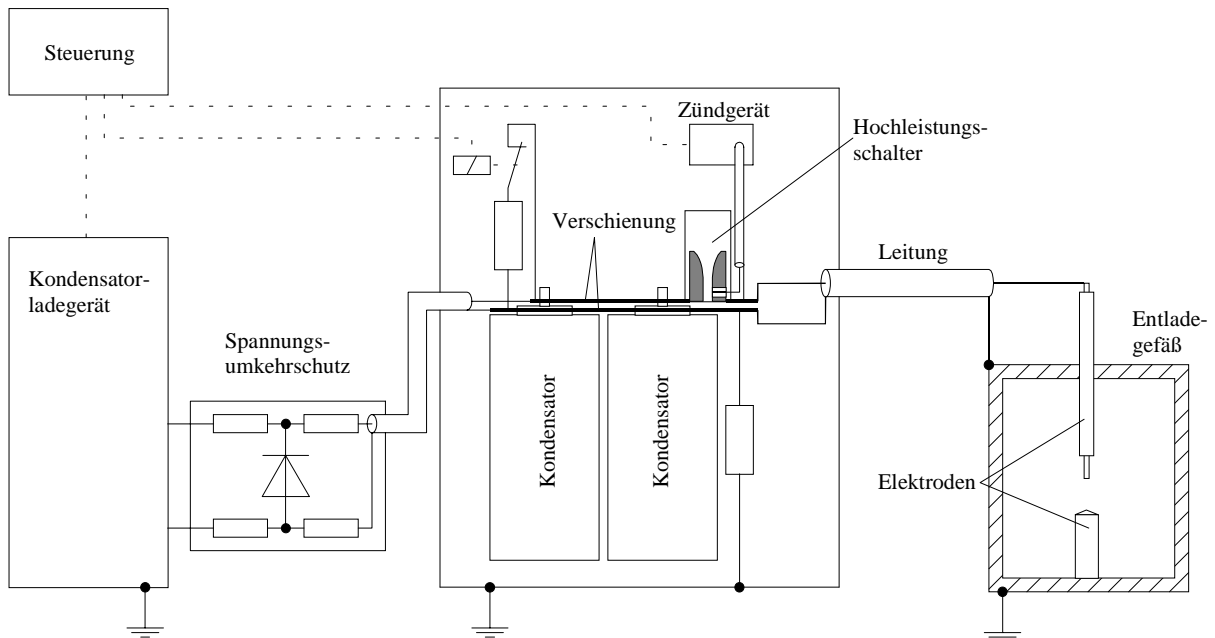
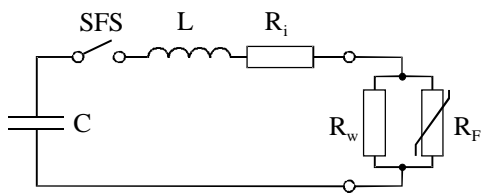


Bild 3.1.1: Prinzipieller Aufbau des Energiewandelsystems

Das Energiewandelsystem besteht aus:

- der Ladeeinrichtung,
- der Energiespeicherbaugruppe,
- den Verbindungsleitungen,
- dem Entladegefäß mit Unterwasserfunkenstrecke,
- der Steuerung.

Als Energiespeicher mit der Möglichkeit der schnellen Energieabgabe werden für Funkenentladungen Impulskondensatoren verwendet. Die in Winkler [8] noch erwähnten Akkumulatoren spezieller Bauart und magnetische Speicher besitzen hier keine praktische Bedeutung. Die Impulskondensatoren bilden zusammen mit den Verbindungsleitungen und der im Entladegefäß angeordneten Unterwasserfunkenstrecke einen Reihenschwingkreis, dessen vereinfachtes Ersatzschaltbild im Bild 3.1.2 dargestellt ist.



- C - Speicherkapazität
- SFS - Schaltfunkenstrecke
- L - Entladekreisinduktivität
- R_i - innerer Anlagenwiderstand
- R_w - Wasserwiderstand der Elektrodenanordnung
- R_F - Funkenwiderstand

Bild 3.1.2: Vereinfachtes Ersatzschaltbild des Entladekreises

Die Unterwasserfunkenstrecke kann dabei als Parallelschaltung von Wasserwiderstand der Elektrodenanordnung und veränderlichen Funkenwiderstand betrachtet werden. Häufig wird in der Entladephase mit einem konstanten Funkenersatzwiderstand gerechnet, da hierdurch die Differentialgleichung des Schwingungskreises durch eine lineare Differentialgleichung mit konstanten Koeffizienten beschrieben werden kann (Gl. 3.1.1).

$$i + (R_i + R_F) C \frac{di}{dt} + LC \frac{d^2i}{dt^2} = 0 \quad (3.1.1)$$

Mit dem Ziel, eine hohe Druckamplitude durch die Funkenentladung zu erreichen, können mit Hilfe der Schwingkreisberechnungen bereits einige Orientierungsschwerpunkte für den Aufbau des Entladekreises angegeben werden. Aus bisherigen Arbeiten [18] ist bekannt, daß hohe Druckamplituden bei hohen Stromscheitelwerten und steilen Leistungsanstiegen erreicht werden. Schlußfolgernd aus dieser Erkenntnis ist somit der Entladekreis möglichst niederinduktiv aufzubauen. Zur Senkung der inneren Verluste ist der Widerstand des Entladekreises ebenfalls zu minimieren. Entsprechend den verwendeten Bauelementen sind Entladekreise mit wenigen 100 nH Entladekreisinduktivität und wenigen mΩ Entladekreiswiderstand möglich. Die Dämpfung des Entladestromes wird dann hauptsächlich durch den Funkenwiderstand bestimmt. Die Parameter des Entladekreises und die Abhängigkeit des Funkenwiderstandes werden im Abschnitt 3.4.2 ausführlich behandelt.

3.2 Meßtechnik

Für die Beurteilung des Energiewandlungsvorganges erfolgt eine Erfassung der Meßgrößen Spannung, Strom und Druck (Bild 3.2.1).

Die Meßgrößen werden zur Potentialtrennung über Lichtleitkabel zum Oszilloskop geführt. Die Bandbreite der Lichtleitübertragungsstrecken beträgt DC ... 100 MHz. Die Eigenschaften der verwendeten Meßsysteme werden im folgenden einzeln erläutert.

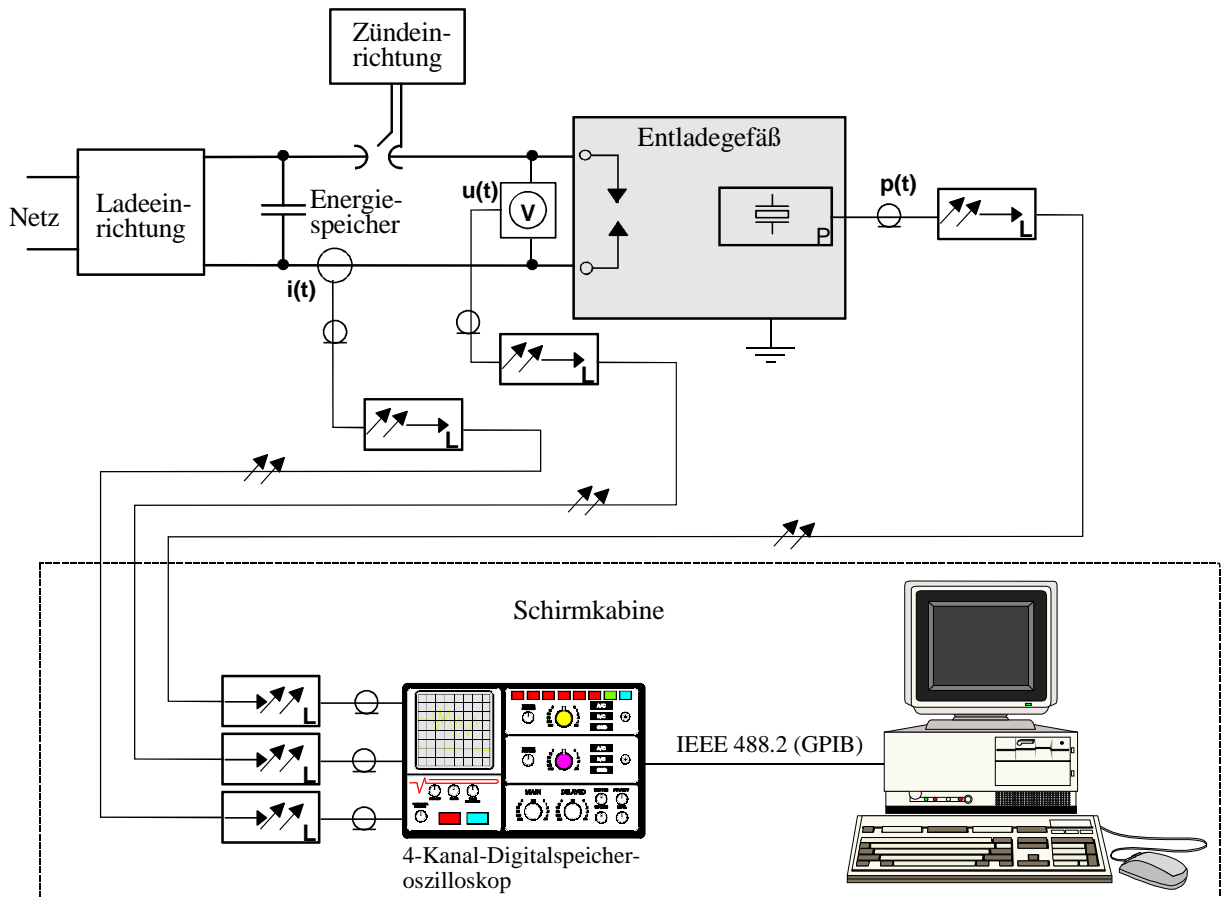


Bild 3.2.1: Meßaufbau

3.2.1 Spannungsmessung

Für die Spannungsmessung wurde eine Hochspannungstastspitze verwendet, mit der Spannungen bis zu 20 kV DC und 40 kV Peak gemessen werden können. Der Frequenzbereich beträgt DC ... 75 MHz.

Die Messung der Funkenspannung erfolgt nicht unmittelbar an den Elektroden spitzen. Die Tastspitze ist außen am Entladegefäß angeschlossen. In der sich dadurch bildenden Leiter-schleife wird durch den Entladestrom eine Spannung induziert, die sich zur Funken-spannung hinzuaddiert. Das Entladegefäß besitzt einen ohmschen Widerstand, wodurch es infolge des Stromflusses zu einem Spannungsabfall kommt. Für die Beschreibung der energetischen Vorgänge am Entladungskanal ist jedoch die Funken-spannung $u_F(t)$ erforderlich. Eine Korrektur der gemessenen Spannung $u_m(t)$ ist unumgänglich. Pöschel [18] verwendete für die Spannungskorrektur eine Kompensationsspule, die auf einer Elektrode des Elektrodensystems befestigt ist. Eine andere Möglichkeit besteht in der nachträglichen rechnerischen Korrektur der gemessenen Spannungsverläufe. Dazu muß die Induktivität der Meßanordnung bestimmt werden. Im Bild 3.2.2 ist das Ersatzschaltbild des Entladekreises mit den für die Korrektur zu bestimmenden Kreisparametern dargestellt.

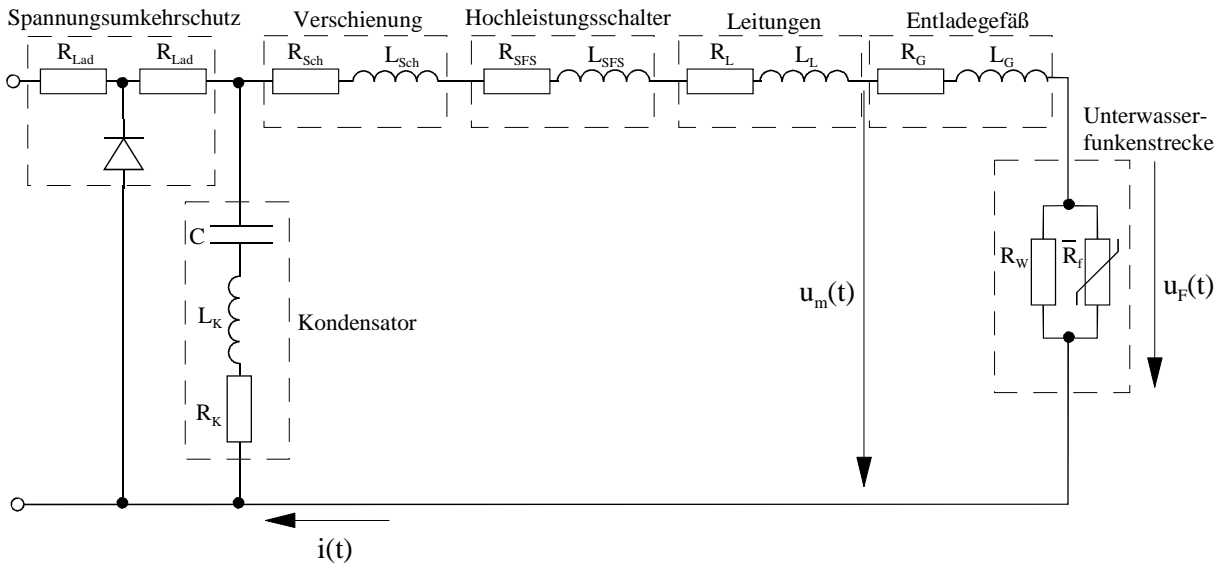


Bild 3.2.2: Ersatzschaltbild des Entladekreises

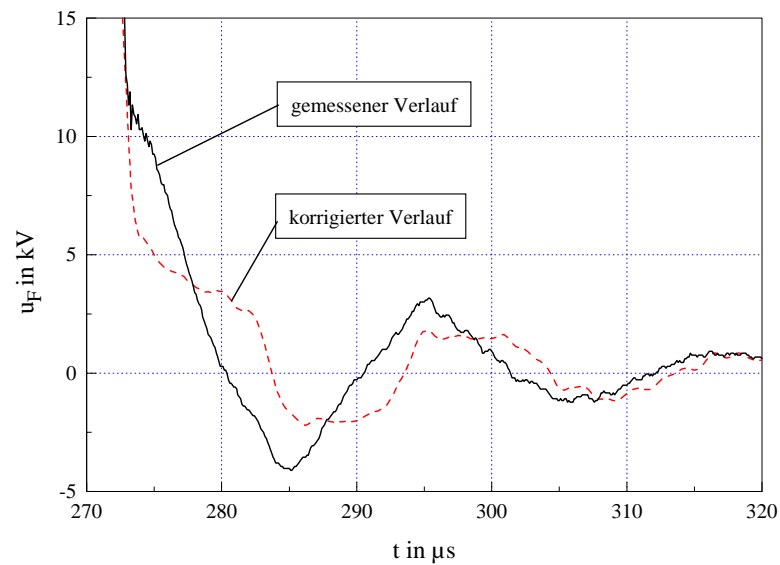
Die Korrektur des gemessenen Spannungsverlaufes erfolgt nach der Beziehung:

$$u_F(t) = u_m(t) - L_G \cdot \frac{di}{dt} - R_G \cdot i(t) \quad (3.2.1)$$

Der Spannungsabfall über dem Widerstand des Entladegefäßes R_G kann aufgrund der geringen Größe des Widerstandes ($< 2 \text{ m}\Omega$) vernachlässigt werden. Entscheidend für die Abweichung der gemessenen Spannung von der tatsächlichen Funkenspannung ist das Verhältnis von Entladegefäßinduktivität L_G zur inneren Induktivität des Hochspannungsimpulsgenerators L_i ($L_i = L_k + L_{Sch} + L_{SFS} + L_L$).

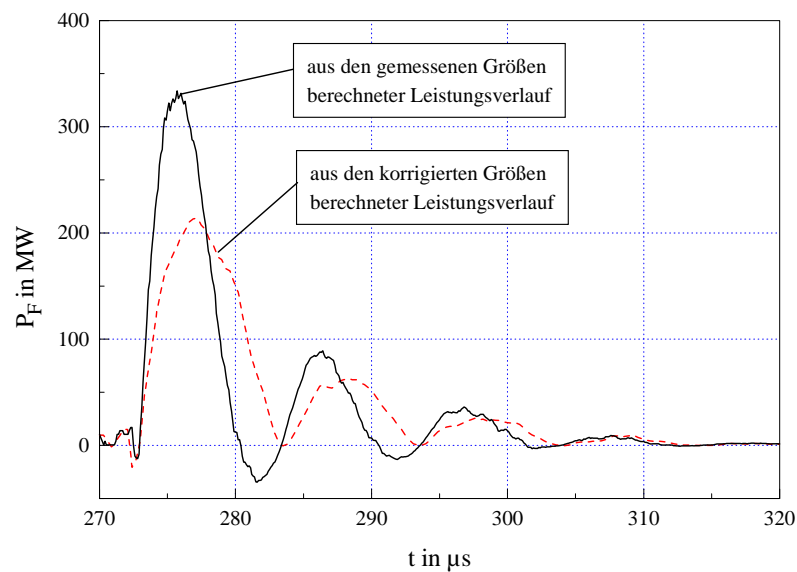
Die Induktivitätswerte des Entladegefäßes L_G mit verschiedenen Elektrodenanordnungen wurden im Kurzschlußversuch bestimmt. Das Entladegefäß ist bei den realisierten Entladeanordnungen an der Stromführung beteiligt und mit coaxialen Anordnungen vergleichbar, bei der die Induktivität vom eingeschlossenen Volumen abhängig ist.

In den Bildern 3.2.3 und 3.2.4 ist für eine verwendete Stab-Stab-Elektrodenanordnung mit einer ermittelten Induktivität von 300 nH eine Gegenüberstellung von gemessenen und korrigierten Spannungs- und Leistungszeitverläufen dargestellt.



Parameter: $U_0 = 24 \text{ kV}$; $C = 12 \text{ } \mu\text{F}$; $s = 20 \text{ mm}$; $L_i = 670 \text{ nH}$; $L_G = 300 \text{ nH}$

Bild 3.2.3: Gemessener und korrigierter Spannungsverlauf



Parameter: $U_0 = 24 \text{ kV}$; $C = 12 \text{ } \mu\text{F}$; $s = 20 \text{ mm}$; $L_i = 670 \text{ nH}$; $L_G = 300 \text{ nH}$

Bild 3.2.4: Aus gemessenen und korrigierten Spannungsverlauf berechneter Leistungsverlauf

Der aus den korrigierten Meßgrößen berechnete Leistungsverlauf zeigt kein Durchschwingen mehr. Die Funkenstrecke kann damit als rein ohmscher Widerstand betrachtet werden.

3.2.2 Strommessung

Die Erfassung des Entladestromes erfolgt mit Stromwandlern. Sinusförmige Stromverläufe können mit diesen Stromwandlern im Bereich von 3 Hz bis zu 1,5 MHz gemessen werden. Bei der Messung von Impulsströmen, wozu auch die bei der Unterwasserfunkenentladung erzeugten Entladungsverläufe zählen, sind der maximale Spitzenstrom und die minimale Anstiegszeit von Bedeutung. Der maximale Spitzenstrom beträgt bei dem verwendeten Stromwandler 200 kA bei einer minimalen Anstiegszeit von 250 ns. Bei der Übertragung eines Rechtecksignals beträgt der Dachabfall nur 2 %/ms und kann damit bei Impulszeiten im Bereich von 10 μ s vernachlässigt werden.

3.2.3 Druckmessung

Die eingesetzten Drucksensoren arbeiten nach dem piezoelektrischen Meßprinzip. Der Druckmeßbereich beträgt 0 ... 6000 bar. Die Drucksensoren stellen selbst ein schwingungsfähiges System dar, deren Eigenfrequenz bei über 240 kHz liegt. Die minimale Anstiegszeit von typischerweise 1 μ s ist abhängig von der Dicke der sensitiven Schicht.

Die Drucksensoren geben bei der Messung eine druckproportionale Ladungsmenge ab. Die Umwandlung in ein Spannungssignal erfolgt mit Hilfe der Kapazität des Meßkabels. Die Ausgangsspannung der Druckmeßstrecke ergibt sich aus der druckproportionalen Ladungsmenge Q und der Kapazität der Meßanordnung (C_{DS} - Kapazität des Drucksensors; C_K - Kapazität des Meßkabels) (Gl. 3.2.2) [35].

$$u_p = \frac{Q}{C_{DS} + C_K} \quad (3.2.2)$$

Mit der im Datenblatt des Drucksensors angegebene Ladungsmenge pro Druckeinheit Q/p, die als Empfindlichkeit bezeichnet wird, kann die Ausgangsspannung in ein Druckwert umgerechnet werden. Der Umrechnungsfaktor ergibt sich zu:

$$\frac{p}{u_p} = \frac{C_{DS} + C_K}{\text{Empfindlichkeit}} \quad (3.2.3)$$

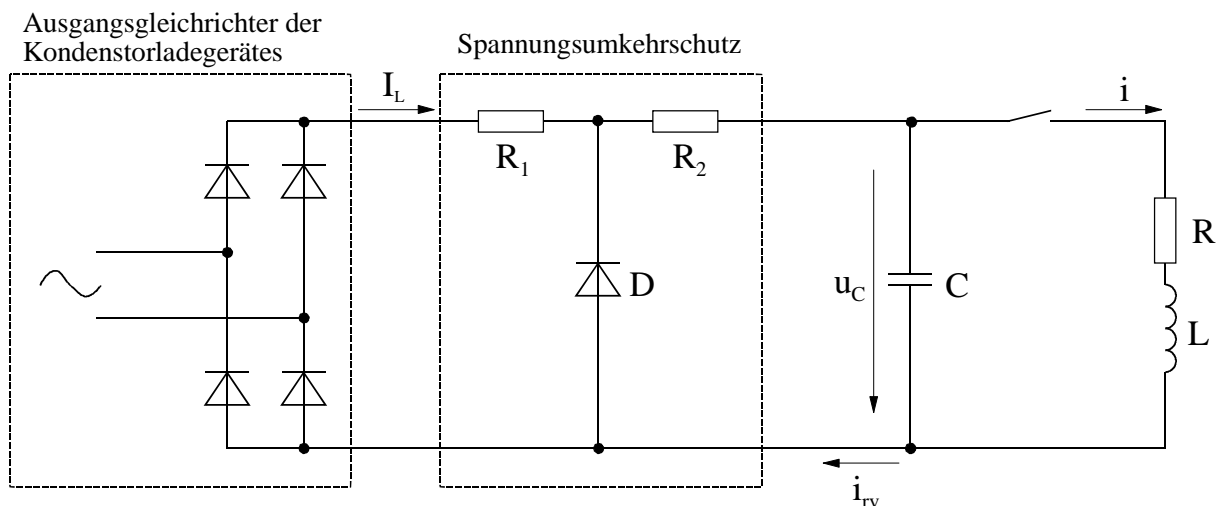
Die Zeitkonstante des Meßkreises, die aus der Kapazität der Meßanordnung und der Eingangsimpedanz des Oszilloskopes bzw. des Transmitters der Lichtleitstrecke gebildet wird, ist mit ca. 200 μ s genügend groß gegenüber den Impulsbreiten von < 10 μ s der erzeugten Leistungsschallimpulse.

Das Verhalten der Druckmeßstrecken bei den impulsartig auftretenden Belastungen wird aus Zweckmäßigkeit in einem späteren Abschnitt behandelt.

3.3 Aufladung des kapazitiven Energiespeichers

Die Ladeeinrichtung besteht aus einem Kondensatorladegerät und einer Schutzbeschaltung. Das Kondensatorladegerät ist als Mittelfrequenzkonverter mit Konstantstromladung ausgeführt, welches durch einen hohen Wirkungsgrad gekennzeichnet ist. Für das verwendete Ladegerät ist unter Vollastbedingungen ein Wirkungsgrad von über 94 % angegeben. Da aufgrund der Lastbedingungen ein schwingender Entladungsverlauf vorliegt, muß der in Brückenschaltung ausgeführte Ausgangsrichter gegen die einsetzenden Rückströme bei durchschwingender Kondensatorspannung geschützt werden. Die Strombelastbarkeit des Ausgangsrichters ist i. allg. auf wenige Ampere begrenzt. Die einfachste Variante, den Rückstrom durch den Ausgangsrichter zu begrenzen, ist ein im Ladekreis in Reihe geschalteter Widerstand. Da dieser Widerstand vom Ladestrom durchflossen wird, entstehen jedoch hohe Ladeverluste. Bei einem Ladewiderstand, der für eine ausgelegte Durchschwingspannung von 30 kV den Rückstrom auf max. 5 A begrenzt, muß bei kontinuierlicher Ladung mit dem maximalen Ladestrom des verwendeten Kondensatorladegerätes von 0,8 A eine Verlustleistung von 3,84 kW abgeführt werden. Der Spannungsabfall über den Ladewiderstand muß bei der Ladeendspannung des Kondensators ebenfalls berücksichtigt werden.

Eine Möglichkeit, die Ladeverluste in dem Ladewiderstand zu senken, besteht mit folgender Schutzschaltung (Bild 3.3.1).



- R_1, R_2 - Ladewiderstände
- D - Freilaufdiode
- C - Speicherkondensator
- R - Entladekreiswiderstand
- L - Entladekreisinduktivität
- U_{crv} - Kondensatorspannung beim Durchschwingen
- I_L - Ladestrom
- i - Entladestrom im Lastkreis
- i_{rv} - Rückstrom durch die Freilaufdiode der Schutzschaltung

Bild 3.3.1: Schutzbeschaltung mit Freilaufdiode

In dieser Schutzschaltung wird eine Freilaufdiode D mit hoher Strombelastbarkeit verwendet, die den Rückstrom i_{rv} übernimmt. Die Widerstandswerte der Schutzbeschaltung R_1 und R_2 liegen im Bereich von 100Ω . Im folgenden sollen die in der Schutzbeschaltung auftretenden Verluste betrachtet werden.

Beim Aufladevorgang werden die Widerstände R_1 und R_2 vom Ladestrom durchflossen. Die Verlustleistung berechnet sich nach:

$$P_{vL} = (R_1 + R_2) \cdot I_L^2 \quad (3.3.1)$$

Für die Dauer der Entladung wird zur sicheren Wiederverfestigung des Hochleistungsschalters der Ladestrom unterbrochen. Für die Verlustbetrachtungen kann jedoch die relativ kurze Ladeunterbrechung vernachlässigt werden und mit einem kontinuierlichen Ladestrom gerechnet werden. Für das verwendete Ladegerät ($I_L = 0,8 \text{ A}$) ergibt sich somit eine Verlustleistung aufgrund des Ladestromes von 128 W . Die Ladeverlustenergie pro Entladung kann mit der Beziehung

$$W_{vL} = P_{vL} \cdot t_L = P_{vL} \cdot \frac{U_0 \cdot C}{I_L} \quad (3.3.2)$$

bestimmt werden, wobei t_L die von der Ladespannung und Speicherkapazität abhängige Ladezeit pro Zyklus ist. Bezieht man die Ladeverlustenergie (Gl. 3.3.2) auf die vom Ladegerät abgegebene Gesamtenergie, so erhält man für den prozentualen Anteil der Ladeverlustenergie die Beziehung:

$$\frac{W_{vL}}{W_{vL} + W_0} = \frac{(R_1 + R_2) \cdot I_L}{(R_1 + R_2) \cdot I_L + \frac{1}{2} U_0} \quad (3.3.3)$$

Für den untersuchten Bereich ($U_0 > 20 \text{ kV}$, $I_L < 0,8 \text{ A}$) liegt der Verlustanteil unter $1,6 \%$.

Beim Entladevorgang wird der Widerstand R_2 während des Durchschwingens der Kondensatorspannung mit dem Strom i_{rv} belastet. Der Strom durch den Ausgangsgleichrichter des Kondensatorladegerätes und den Widerstand R_1 kann vernachlässigt werden, da er nur vom Spannungsabfall über der Freilaufdiode angetrieben wird. Daraus läßt sich folgendes Ersatzschaltbild ableiten (Bild 3.3.2).

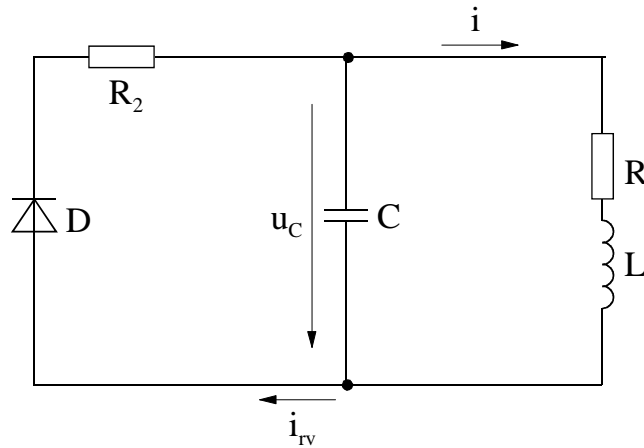


Bild 3.3.2: Ersatzschaltbild für den Entladevorgang

Der Rückstrom durch die Schutzschaltung i_{rv} fließt während der negativen Halbwellen der Kondensatorspannung und berechnet sich zu:

$$i_{rv}(t) = \frac{u_C(t)}{R_2} \quad \text{für } u_C < 0 \quad (3.3.4)$$

Da der Lastwiderstand im Entladekreis wesentlich kleiner als der Widerstand R_2 ist, kann der Strom durch den Kondensator gleich dem Entladestrom gesetzt werden (Gl. 3.3.5).

$$i_c(t) = i(t) = \frac{U_0}{\omega L} e^{-\delta t} \sin(\omega t) \quad (3.3.5)$$

In der folgenden Berechnung werden die Verluste während der Vorentladungsphase der Unterwasserfunkenentladung vernachlässigt. Sie werden im Abschnitt 3.4.1 untersucht. Die Kondensatorspannung zu Beginn der Hauptentladung U_{tv} wird gleich der Ladespannung U_0 gesetzt. Mit der Beziehung

$$u_C(t) = -\frac{1}{C} \int_0^t i(t) \cdot dt = -\frac{1}{C} \frac{U_0}{\omega L} \int_0^t e^{-\delta t} \cdot \sin \omega t \cdot dt \quad \text{für } R \ll R_2 \quad (3.3.6)$$

wird der zeitliche Verlauf der Kondensatorspannung berechnet. Die Lösung der Gleichung 3.3.6 lautet:

$$u_C(t) = U_0 \cdot e^{-\delta t} \left(\cos \omega t + \frac{\delta}{\omega} \sin \omega t \right) \quad (3.3.7)$$

Die Verlustenergie in der Schutzschaltung, die durch das Durchschwingen der Kondensatorspannung hervorgerufen wird, berechnet sich schließlich nach der Gleichung:

$$W_{vE} = \frac{1}{R_2} \int_0^{T_E} \left[\frac{1}{2} (|u_C(t)| - u_C(t)) \right]^2 dt \quad (T_E - \text{Entladedauer}) \quad (3.3.8)$$

Mit dem Ausdruck

$$\frac{1}{2}(|u_C(t)| - u_C(t)) \tag{3.3.9}$$

in der Gleichung 3.3.8 werden die negativen Halbwellen der Kondensatorspannung berechnet. Die Verluste in der Schutzschaltung sind von den Entladekreisparametern Stromdurchschwingungsverhältnis und Periodendauer abhängig (Bild 3.3.3). Mit zunehmendem Stromdurchschwingungsverhältnis vergrößert sich die Amplitude des durch die negative Kondensatorspannung angetriebenen Rückstromes i_{rv} . Die Periodendauer und das Stromdurchschwingungsverhältnis des Entladungsverlaufes bestimmen auch die Stromflußdauer durch die Schutzschaltung. Mit zunehmender Stromflußdauer vergrößern sich auch die Verluste in der Schutzschaltung.

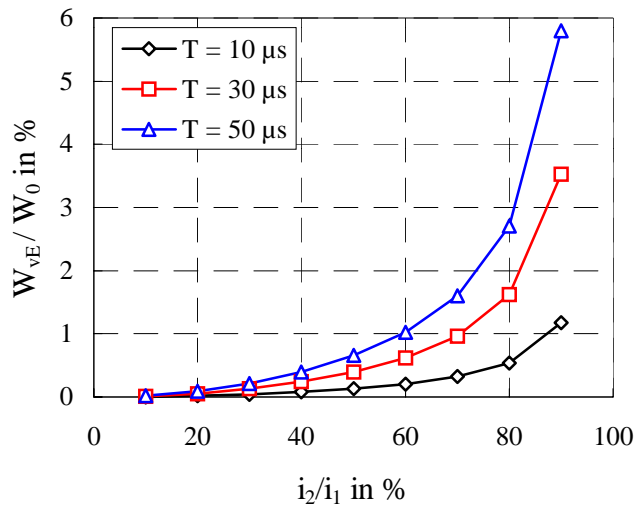


Bild 3.3.3: Verlustenergie in der Schutzschaltung während der Hauptentladungsphase bezogen auf die Speicherenergie in Abhängigkeit des Stromdurchschwingungsverhältnisses; Parameter: $C = 10 \mu\text{F}$

Im Bild 3.3.3 läßt sich erkennen, daß die Verluste in der Schutzschaltung bei konstantem Stromdurchschwingungsverhältnis proportional zur Periodendauer der Entladung sind.

$$\frac{W_{vE}}{W_0} \sim T \tag{3.3.9}$$

Der auf die Speicherenergie bezogene Anteil der Verluste in der Schutzschaltung ist auch von der Speicherkapazität abhängig (Bild 3.3.4).

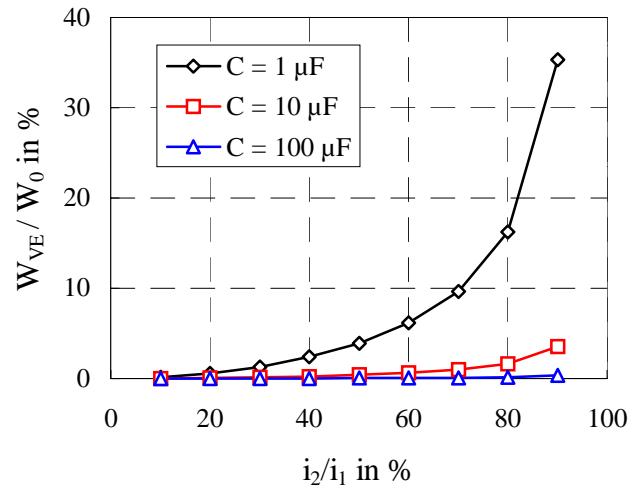


Bild 3.3.4: Verlustenergie in der Schutzschaltung während der Hauptentladungsphase bezogen auf die Speicherenergie in Abhängigkeit des Stromdurchschwingungsverhältnisses; Parameter: $T = 30 \mu\text{s}$

Bei kleinen Speicherkapazitäten und damit kleinen Speicherenergien treten die nur vom Kondensatorspannungsverlauf abhängigen Verluste in der Schutzschaltung stärker in Erscheinung. Die Verluste in der Schutzschaltung bezogen auf die Speicherenergie verhalten sich umgekehrt proportional zur Speicherkapazität.

$$\frac{W_{vE}}{W_0} \sim \frac{1}{C} \quad (3.3.10)$$

Die Untersuchungen zur Zerkleinerung von mineralischen Werkstoffen wurden in einem Energiebereich $> 2 \text{ kJ}$ mit Kapazitätswerten $> 10 \mu\text{F}$ durchgeführt. Das Stromdurchschwingungsverhältnis lag bei unter 50 %. In diesem Parameterbereich liegt der durch die Durchschwingung hervorgerufene Anteil der Verlustenergie unter 0,5 %.

Bei der Dimensionierung der Schutzschaltung für eine maximal abzuführende Verlustleistung wird zusätzlich der Fall des Funkenabrisses aufgrund der Unterschreitung der Funkenbrennspannung berücksichtigt. Dies ist jedoch nicht der Regelfall und hat lediglich Einfluß auf die Bauelementauswahl.

3.4 Ablauf der Unterwasserfunkenentladung

Bei der Unterwasserfunkenentladung wird eine Elektrodenanordnung als Bestandteil eines leistungsorientiert dimensionierten Reihenschwingkreises üblicherweise in einem Wasserbad angeordnet. Der Ablauf der Wandlung elektrischer Energie in mechanische Energie ist in Bild 3.4.1 prinzipiell skizziert.

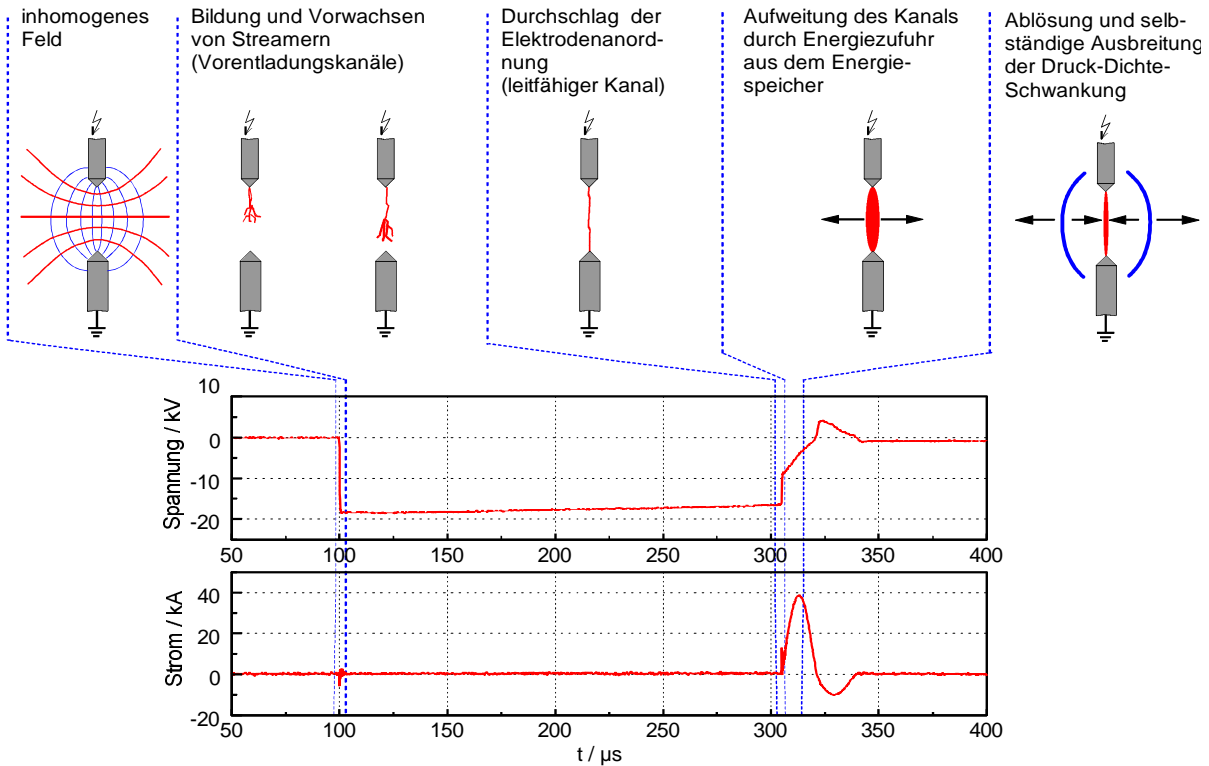
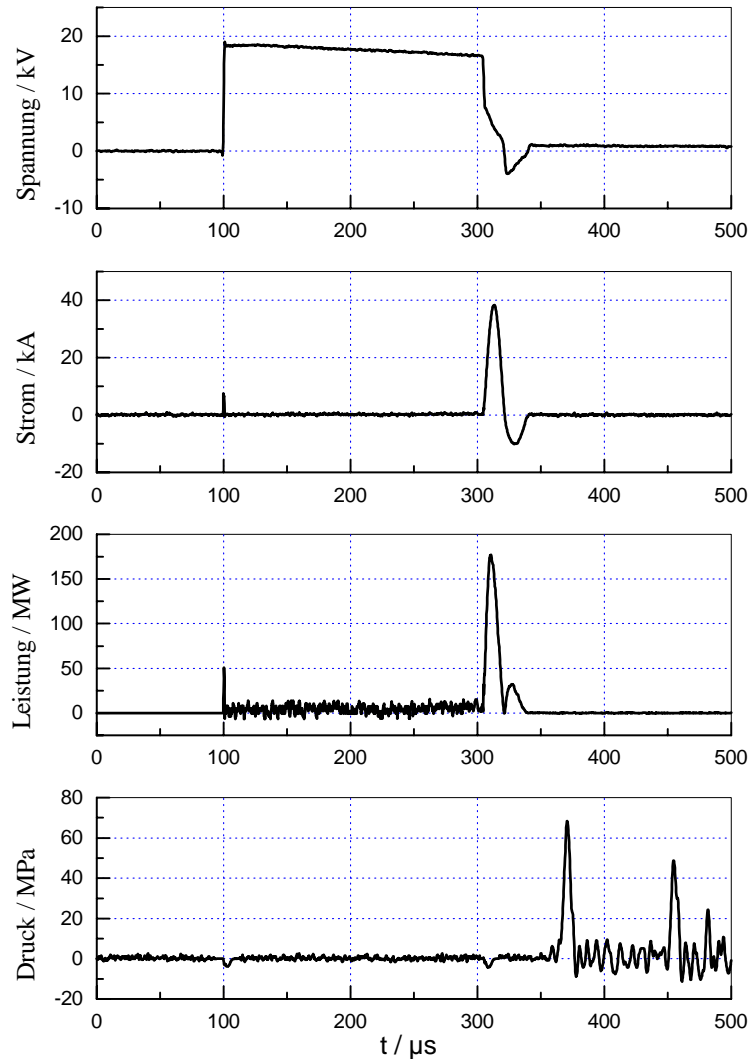


Bild 3.4.1: Prinzipielle Darstellung der Wandlung elektrischer Energie in mechanische Energie

Durch Anlegen einer Spannung an die Elektrodenanordnung kommt es zunächst zur Ausbildung eines elektrischen Feldes, wobei inhomogene Anordnungen vorzugsweise Anwendung finden. An der Stelle höchster Feldstärkewerte kommt es zur Ausbildung von Vorentladungskanälen (Streamer) die zur gegenüberliegenden Elektrode vorwachsen und die Elektrodenanordnung mit einem leitfähigen Kanal verbinden. Aus dem äußeren kapazitiven Energiespeicher kann nun eine Energiezufuhr erfolgen. Nach dem Durchbruch der Unterwasserfunkenstrecke steigt die Leistung im Funkenkanal sehr schnell an, wodurch es zu einer schnellen Aufheizung des Kanalplasmas kommt. Der innere Druck im Kanal steigt folglich ebenfalls schnell an und der Kanal beginnt sich rasch aufzuweiten, so daß auf das umgebene Medium ein Stoß ausgeübt wird. Die weitere Expansionsgeschwindigkeit des Kanals ist von der weiteren Energiezufuhr, vom Volumen des Kanals und von den kontrahierenden Stromkräften (Pincheffekt) abhängig. Nach Erreichen des Leistungsscheitelwertes sinkt die pro Zeiteinheit eingetragene Energierate wieder, wodurch die Aufweitung des Entladekanals zum Stillstand führt. Die im folgenden als Leistungsschallimpuls bezeichnete Stoßwelle löst sich vom Entladungskanal ab, breitet sich nach hydrodynamischen Gesetzmäßigkeiten weiter im Medium Wasser aus und kann als Werkzeug z. B. im Sinne einer Zerkleinerung eingesetzt werden. Der schwingende Entladestromverlauf führt zu einem oszillierenden Entladekanal, wodurch nachfolgend noch schwächere Leistungsschallimpulse erzeugt werden können.

Im Bild 3.4.2 sind die zeitlichen Verläufe einer für die vorgesehene Anwendung typischen Unterwasserfunkenentladung dargestellt.



Parameter: $U_0 = 20 \text{ kV}$; $C = 16,8 \mu\text{F}$; $s = 22 \text{ mm}$

Bild 3.4.2: Typischer Spannungs-, Strom-, Leistungs- und Druckverlauf einer Unterwasserfunkenentladung

Im Spannungsverlauf ist das definierte Zuschalten der Spannung U_0 an die Funkenstrecke zu erkennen. Der leichte Spannungsabfall während der darauf folgenden Zündverzugszeit t_v ist durch den vorhandenen Ladungsträgerabfluß über den Wasserwiderstand R_w begründet und ist zu minimieren. Nach dem elektrischen Durchschlag setzt eine gedämpft schwingende Entladung ein, deren Verlauf durch die Parameter Entladekreis Kapazität C , Entladekreisinduktivität L_i , innerer Widerstand des Entladekreises R_i sowie den Funkenwiderstand R_f anwendungsbezogen eingestellt wird. Aus dem Funkenspannungs- und Entladestromverlauf läßt sich die Funkenleistung bestimmen. Im Leistungszeitverlauf ist erkennbar, daß der Energieumsatz im wesentlichen in der 1. Halbwelle der Entladung erfolgt. In einem zeitlichen Abstand, der aus Schallausbreitungsgeschwindigkeit und Entfernung zwischen Entladekanal und Meßort resultiert, ist ein Druckereignis feststellbar. Die nach dem ersten Impulsereignis weiterhin aufgezeichneten Impulse entstehen durch Reflexionen, die in der konstruktiven

Gestaltung der Drucksensoraufnahme und des Entladegefäßes (Gefäßwandung) begründet sind. Als für den beabsichtigten Zerkleinerungsprozeß bestimmende Parameter des Druck-Zeit-Verlaufes sind die Druckamplitude, der Druckimpulsanstieg und die Druckimpulsbreite anzusehen. Der Leistungsschallimpuls unterliegt während seiner Ausbreitung im Wasser in Abhängigkeit von den jeweils vorhandenen Schalleitungsbedingungen einer Veränderung in Amplitude und Impulsform.

3.4.1 Vorentladungsphase

In der Vorentladungsphase erfolgt der Aufbau eines leitfähigen Kanals zwischen den Hauptelektroden. Zu Beginn der Vorentladungsphase wird die Spannung, auf die die Kondensatoren aufgeladen wurden, auf die Elektroden der Unterwasserfunkenstrecke geschaltet. Durch das Anlegen der Spannung an die Unterwasserfunkenstrecke kommt es aufgrund der Leitfähigkeit des Wassers zu einem Stromfluß, der einen Teil der gespeicherten Energiemenge abfließen läßt. Die abfließende Energiemenge wird im Wasser in Joulesche Wärme umgewandelt und ist für den hier betrachteten Energiewandlungsvorgang als Verlust anzusehen.

Zwischen den Elektroden existiert durch das Anlegen der Spannung eine bestimmte Feldstärkeverteilung, die von der jeweiligen Geometrie der Elektrodenanordnung abhängig ist. Bei der untersuchten Unterwasserfunkenentladung wurde hauptsächlich mit inhomogenen Elektrodengeometrien gearbeitet.

Ab einer bestimmten Feldstärke können an den Stellen mit hoher Inhomogenität dünne, schwach leitende Kanäle entstehen, die als Streamer bezeichnet werden. Diese bilden sich zumeist an der Elektrode mit dem kleinsten Krümmungsradius und wachsen auf die Gegenelektrode zu. Wenn die Streamer die Gegenelektrode erreicht haben, setzt die Hauptentladung ein und die Vorentladungsphase ist abgeschlossen. Die Zeitdauer vom Anlegen der Spannung an die Unterwasserfunkenstrecke bis zum Einsetzen der Hauptentladung wird als Zündverzugszeit bzw. als Entladeverzug t_v bezeichnet (Bild 3.4.3).

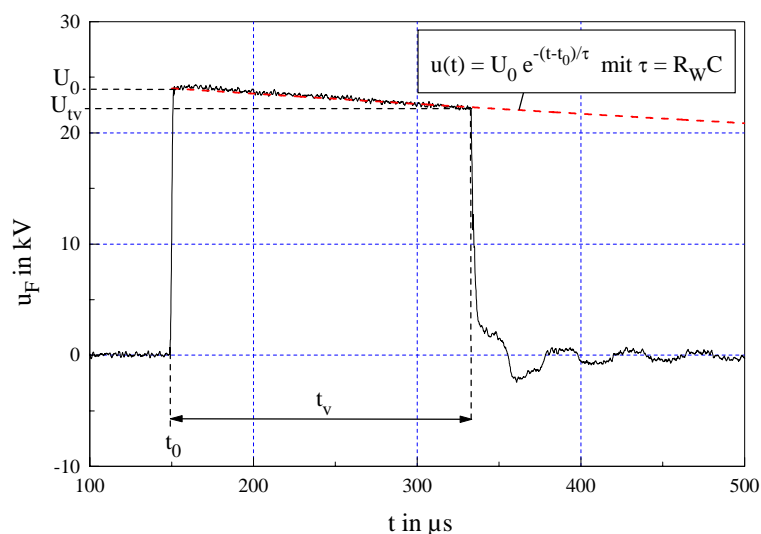


Bild 3.4.3: Festlegung der Zeit- und Spannungsgrößen im Funkenspannungsverlauf

Während der Zündverzugszeit nimmt die Spannung exponentiell ab, und nach dem Durchbruch der Elektrodenanordnung steht somit nur noch die Spannung U_{tv} für die Hauptentladung zur Verfügung (Gl. 3.4.1). Da der innere Anlagenwiderstand R_i viel kleiner als der Wasserwiderstand R_w ist, kann der Anlagenwiderstand bei der Berechnung vernachlässigt werden.

$$U_{tv} = U_0 \cdot e^{-\frac{t_v}{R_w C}} \quad (3.4.1)$$

Durch die Gestaltung der Elektrodengeometrie und durch die Ladespannung kann Einfluß auf die Art des Durchschlagsmechanismus und die Dauer des Entladeverzugs genommen werden. An dieser Stelle setzt der Optimierungsprozeß zum Durchschlags- und Verschleißverhalten der Elektrodenanordnung ein. Umfangreiche Untersuchungen zum Durchschlagsverhalten von homogenen und inhomogenen Elektrodenanordnungen im Wasser sind von Pöschel [18] und Kuzhekin [7] durchgeführt worden. Ergebnisse verschiedener Arbeiten sind auch von Winkler [8] zusammengefaßt worden. Von Pöschel wird auch auf die Notwendigkeit der Untersuchung der Vorentladungsphase hingewiesen, um Energiebilanzen verschiedener Anlagen vergleichen zu können. Das Verschleißverhalten von Elektrodenanordnungen ist mit dem Schwerpunkt der Sicherung des Energieumsatzes von Franz [21] untersucht worden. Die eigenen Untersuchungen beschränken sich auf die Erfassung der Vorentladungsverluste bei den verwendeten Versuchsanordnungen unter den vorliegenden Versuchsbedingungen.

Wesentliche Einflußfaktoren, welche die Dauer des Zündverzuges und die Menge der abfließenden Ladungsträger bestimmen, sind:

- die Geometrie der Elektrodenanordnung,
- die Leitfähigkeit des Wassers,
- die Höhe und die Polarität der Ladespannung und
- die Größe der Speicherkapazität.

Die Höchsfeldstärke der Anordnung muß nach Kuzhekin mindestens 36 kV/cm betragen [7], damit die Entladung durch einen elektrischen Entladungsmechanismus (Streamer, Leader) eingeleitet wird. Für hohe Feldstärkewerte bei vergleichsweise kleinen Spannungen sind kleine Krümmungsradien günstig. Die Erhöhung der Standzeit von Elektrodenanordnungen bewirkt dagegen eine Vergrößerung der Krümmungsradien. Die Beeinflussung der Leistungsschallimpulsausbreitung stellt ein weiteres Kriterium für die Auslegung der Elektrodenanordnungen dar. Bei den Untersuchungen wurden Elektrodenanordnungen ohne künstliche Streamererzeugung eingesetzt. Hierbei kommt der Elektrodenisolation eine besondere Bedeutung zu [8]. Befindet sich die Isolation kurz hinter der Elektroden spitze, so sind prinzipiell kurze Zündverzugszeiten möglich. Jedoch ist die Grenze Wasser-Isolierstoff-Elektrode meist der Ursprung der Vorentladungskanäle. Dadurch wird die Isolation schnell beschädigt und die Länge des Entladungskanals variiert stark.

Im allgemeinen kann gezeigt werden, daß bei gegebener Elektrodengeometrie und Speicherkapazität die Dauer des Zündverzuges mit zunehmender Ladespannung abnimmt (Bild 3.4.4).

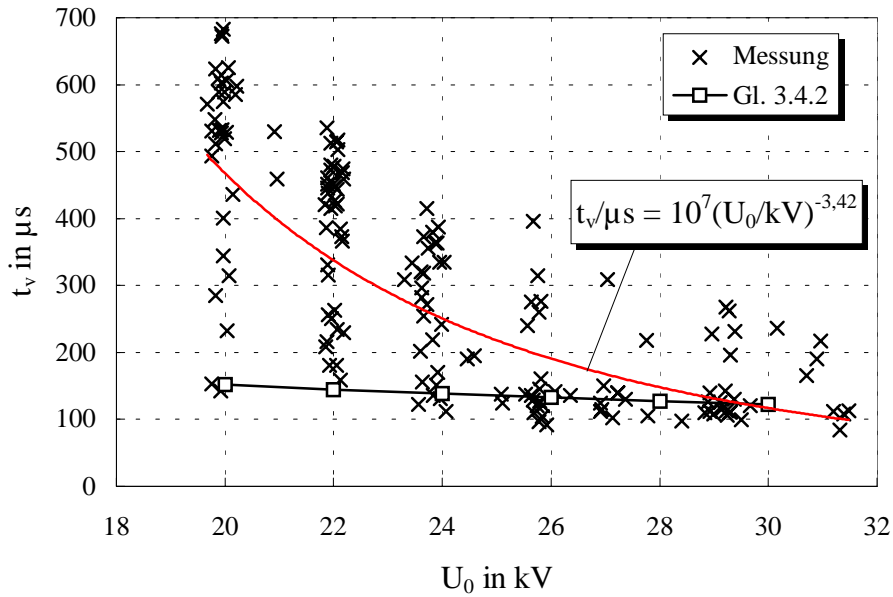


Bild 3.4.4: Zündverzugszeit in Abhängigkeit von der Ladespannung, Parameter: C = 12 μF; s = 20 mm; Elektrodenanordnung: Stab (Ø 6 mm) - stumpfer Kegel (150°)

Für homogene Elektrodenanordnungen mit künstlicher Erzeugung von negativen Streamern erhält man nach Winkler [8] die Beziehung:

$$t_{v-} = \frac{s^2}{\bar{k}_- (U_0 + s\bar{E}_-)} \quad \text{mit } \bar{k}_- = 628 \frac{\text{cm}^2}{\text{kV} \cdot \text{s}}; \bar{E}_- = 11 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \quad (3.4.2)$$

Obwohl die Gleichung 3.4.2 nicht ohne weiteres auf die verwendete inhomogene Elektrodenanordnung übertragen werden kann, liefert sie bei höheren Spannungen eine gute Übereinstimmung. Betrachtet man die Entwicklung von negativen Streamern an inhomogenen Elektrodenanordnungen in Gasen, können Ansätze für die Erklärung des Verhaltens bei kleinen Spannungen gefunden werden. Bei Elektrodenanordnungen Spitze-Platte entstehen die ersten Vorentladungserscheinungen unmittelbar an der Spitze der negativ gepolten Elektrode. Die Elektronen bewegen sich zur Platte (Anode), wobei die Feldstärke in Richtung der Platte abnimmt. Die zurückbleibenden Ionen schwächen das Feld in Richtung Anode und stärken es in Richtung der Kathode. Die Wirkung der positiven Raumladungszone vor der Elektrodenspitze muß durch eine entsprechende Höhe der Spannung überwunden werden [18].

Weiterhin ist festzustellen, daß mit zunehmender Ladespannung die Streubreite des Zündverzuges deutlich kleiner und damit die Stabilität des Energiewandelprozesses erhöht wird. Die Zündverzugszeit ist auch von der Speicherkapazität abhängig. Die Zeitkonstante der exponentiellen Spannungsabnahme (Bild 3.4.3) nimmt mit der Speicherkapazität zu. Während des Zündverzuges bleibt die Kondensatorspannung länger auf einem höheren Niveau, wodurch die Feldstärke an der Spitze der vorwachsenden Vorentladungskanäle ebenfalls höhere Werte beibehält. Die mittlere Vorwachsgeschwindigkeit der Vorentladungskanäle ist größer und die Zündverzugszeiten erreichen kleinere Werte (Bild 3.4.5).

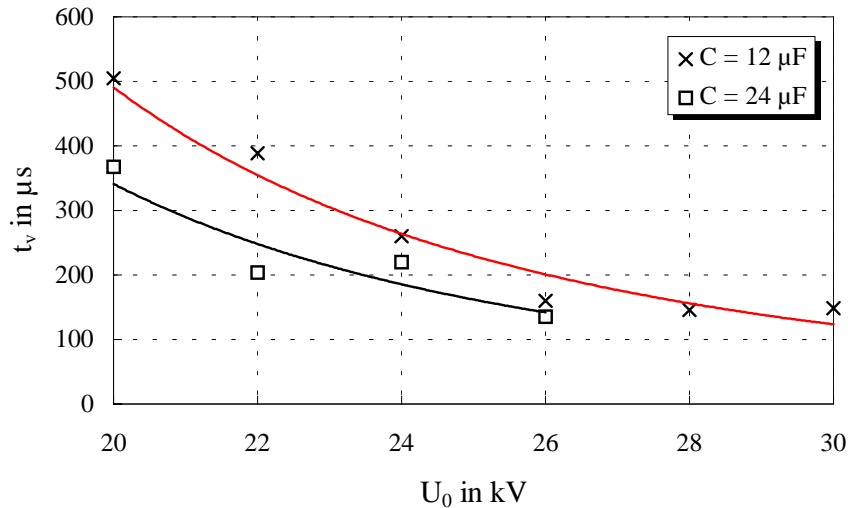


Bild 3.4.5: Zündverzugszeit in Abhängigkeit von der Ladespannung bei Variation der Speicherkapazität, Parameter: $s = 20$ mm; Elektrodenanordnung: Stab ($\varnothing 6$ mm) - stumpfer Kegel (150°)

Die Stellung der Dämpfung des Entladungsverlaufes erfolgt in der Regel über den Elektrodenabstand. Die Zündverzugszeit ist aufgrund der endlichen Vorwachs geschwindigkeit der Vorentladungskanäle auch abhängig von der zu überbrückenden Entfernung (Bild 3.4.6).

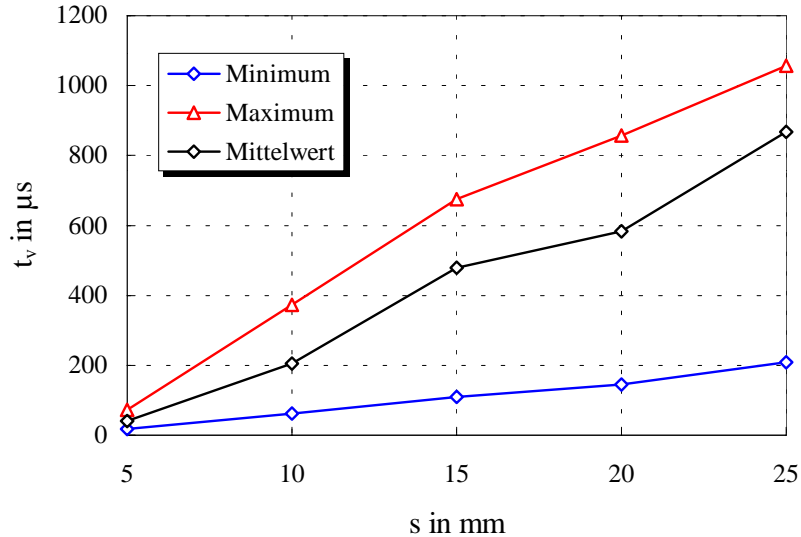


Bild 3.4.6: Streuung der Zündverzugszeit in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand, Parameter: $C = 16,8 \mu\text{F}$; Elektrodenanordnung: Stab ($\varnothing 6$ mm) - Halbkugel (R15)

Da mit größerem Elektrodenabstand auch die mittlere Feldstärke abnimmt, hat dies den gleichen Effekt wie die Verringerung der Ladespannung. Dadurch nimmt auch, wie im Bild 3.4.4 bei kleinen Spannungswerten, die Streuung der Zündverzugszeiten mit zunehmendem Elektrodenabstand zu.

Die Leitfähigkeit des Wassers bestimmt zusammen mit der Elektrodengeometrie und den nicht durch Isolationen abgedeckten Elektrodenoberflächen den Wasserwiderstand der Elektrodenanordnung. Bei den Untersuchungen wurde normales Leitungswasser verwendet, dessen Leitfähigkeit im Bereich von 400 bis 600 $\mu\text{S}/\text{cm}$ liegt. Von Franz [21] wurde zudem dieser Leitfähigkeitsbereich als optimaler Arbeitsbereich für Unterwasserfunkenentladungen ermittelt. Der daraus resultierende Wasserwiderstand der eingesetzten Anordnungen lag bei 50 bis 150 Ω . Ermittelt wurde der Wasserwiderstand aus dem gemessenen Spannungsverlauf nach der Beziehung:

$$R_W = - \frac{t_V}{C \cdot \ln\left(\frac{U_{tv}}{U_0}\right)} \quad (3.4.3)$$

Untersuchungen von Kuzhekin [7] zeigen, daß der Wasserwiderstand über einen relativ großen Bereich unabhängig von der Ladespannung und dem Elektrodenabstand ist. Als funktionellen Zusammenhang zwischen Wasserwiderstand, Leitfähigkeit und freier Oberfläche der Elektrodenspitze fand er für eine Spitze-Platte-Anordnung die Beziehung:

$$R_W = \frac{1}{2\gamma_w \sqrt{\pi A}} \quad (3.4.4)$$

Der Wasserwiderstand bleibt bei aufeinanderfolgenden Entladungen eine bestimmte Dauer relativ konstant. Die mittlere Zündverzugszeit ändert sich während dieser Dauer ebenfalls kaum (Bild 3.4.7).

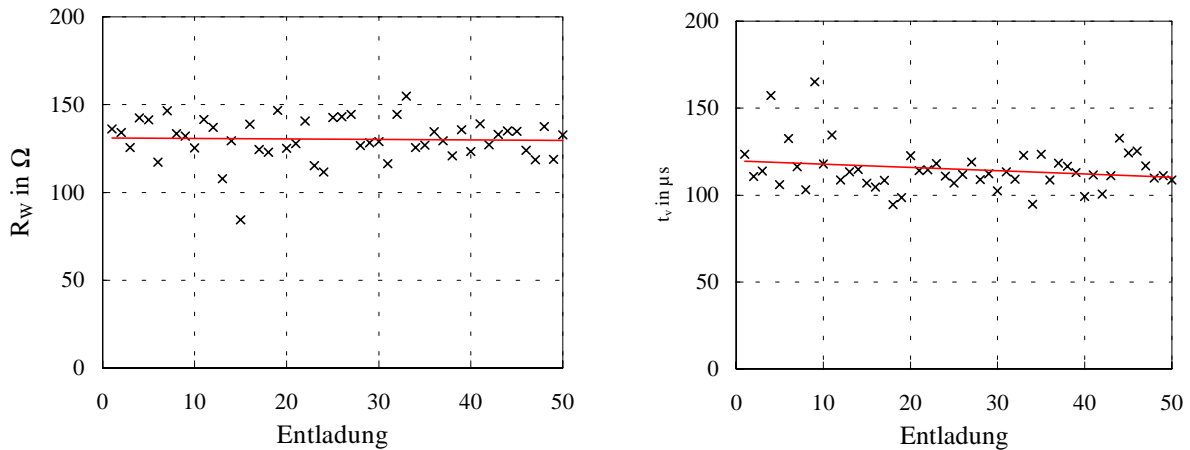


Bild 3.4.7: Wasserwiderstand der Elektrodenanordnung und Zündverzugszeit bei aufeinanderfolgenden Entladungen in Leitungswasser; Parameter: $U_0 = 20 \text{ kV}$;
 $C = 11,2 \mu\text{F}$; $s = 15 \text{ mm}$

Befindet sich jedoch innerhalb des Entladungsmedium zu zerkleinerndes Einsatzgut (z. B.: Gestein oder Beton), so kann die Leitfähigkeit des Wassers bei der Zerkleinerung stark beeinflusst werden. Bei der Zerkleinerung von Beton werden Anteile des Zementsteines gelöst und

die Leitfähigkeit des Wassers stark erhöht. Der Wasserwiderstand sinkt mit fortschreitender Bearbeitungsdauer (Bild 3.4.8 - links).

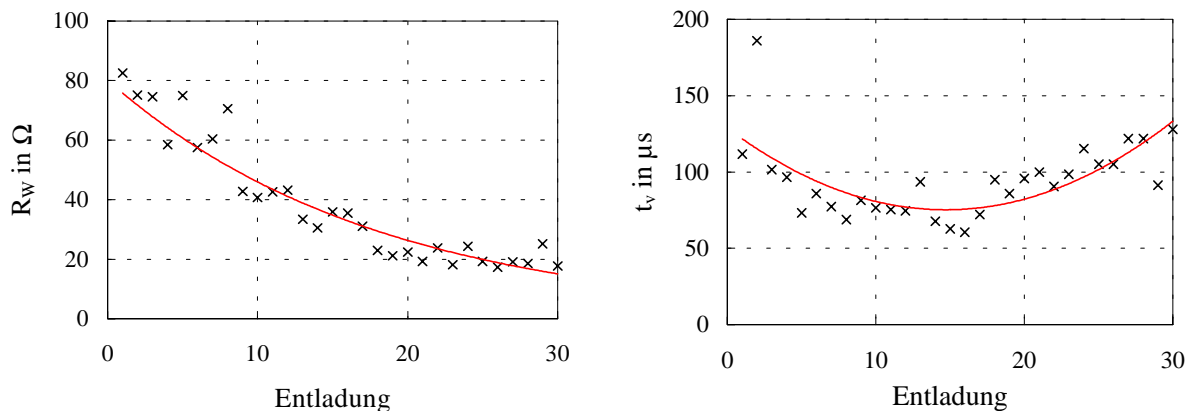


Bild 3.4.8: Wasserwiderstand der Elektrodenanordnung und Zündverzugszeit bei aufeinanderfolgenden Entladungen in Leitungswasser mit Zerkleinerung einer Betonprobe; Parameter: $U_0 = 20$ kV; $C = 11,2$ μF ; $s = 15$ mm

Die Leitfähigkeit des Wasser betrug vor Beginn der Zerkleinerung 565 $\mu S/cm$. Nach Ablauf von 30 Entladungen stieg die Leitfähigkeit auf 4670 $\mu S/cm$. Mit zunehmender Leitfähigkeit wird die Entstehung und das Vorwachsen von Vorentladungskanälen zunächst begünstigt und die Zündverzugszeit kann abhängig von den Anfangsbedingungen abnehmen (Bild 3.4.8 - rechts). Steigt die Leitfähigkeit weiter an, überwiegt jedoch die rasche Spannungsabnahme während der Zündverzugszeit. Die Zündverzugszeit steigt daher wieder an. Zur Stabilisierung des Energieumsatzes mit geringem Ladungsträgerabfluß ist bei Zerkleinerungsanordnungen, insbesondere bei denen sich das Einsatzgut im Entladungsmedium befindet, ein Wasseraufbereitungskreislauf erforderlich.

Für die Vorentladungsphase kann das Verhältnis der zum Zeitpunkt der Hauptentladung noch auf den Kondensatoren gespeicherten Energie W_{tv} zur anfangs gespeicherten Energie W_0 als Wirkungsgrad

$$\eta_v = \frac{W_{tv}}{W_0} = \left(\frac{U_{tv}}{U_0} \right)^2 = e^{-\frac{2t_v}{R_w C}} \quad (3.4.5)$$

angegeben werden.

3.4.2 Hauptentladungsphase

Nach der Ausbildung eines leitfähigen Kanals setzt die Hauptentladung ein. Ausgangspunkt ist die zum Zeitpunkt des Durchbruches der Elektrodenanordnung noch auf den Kondensatoren gespeicherte Energie W_{tv} (Gl. 3.4.6).

$$W_{tv} = \frac{C}{2} U_{tv}^2 \quad (3.4.6)$$

Der Funkenwiderstand ist um 3 Größenordnungen kleiner als der Wasserwiderstand. Der aperiodische Entladungsverlauf während der Vorentladungsphase wechselt in einen periodisch gedämpften Entladungsverlauf. Für die Darstellung der Versuchsergebnisse ist die Bestimmung der Entladekreisparameter (z. B.: Dämpfung δ , Kreisfrequenz ω und Induktivität L) notwendig. Die Induktivität von einzelnen Baugruppen des Entladekreises kann näherungsweise über geometrische Beschreibungen [36] berechnet werden. Eine andere Möglichkeit besteht in der Ermittlung der Parameter aus Kurzschlußversuchen am komplett aufgebauten Entladekreis. Der Vorteil der experimentellen Ermittlung besteht darin, daß alle Anschlußstellen, die nur durch grobe Näherungen berechenbar sind, in der Messung enthalten sind. Da Widerstand und Induktivität der Bauteile auch frequenzabhängig sind, werden die Werte unter den jeweils vorliegenden Versuchsbedingungen bestimmt. Aus den aufgezeichneten Entladungsverläufen können dann mit Hilfe von normierten Berechnungsverfahren wie z. B. Vondenbusch [37] und Modrušan [38] die Kreisparameter bestimmt werden.

3.4.2.1 Berechnung von Schwingkreisparametern aus gemessenen Entladungsverläufen

Ausgangspunkt für die Berechnungen sind die vor der Messung leicht zu messenden Größen Ladespannung U_0 und Speicherkapazität C . Aus dem Stromverlauf sind die Periodendauer T , die Amplitude der 1. Stromhalbwelle i_1 und die Amplitude der 2. Stromhalbwelle i_2 zu entnehmen. Vondenbusch führt als Normierung die Größe γ ein, bei der die Dämpfung auf die Kreisfrequenz bezogen dargestellt wird (Gl. 3.4.7).

$$\gamma = \frac{\delta}{\omega} = \frac{1}{\pi} \ln \frac{i_1}{i_2} \quad (3.4.7)$$

Mit der Kreisfrequenz

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T} \quad (3.4.8)$$

und der nach der Dämpfung umgestellten Gleichung 3.4.7

$$\delta = \frac{2}{T} \cdot \ln \frac{i_1}{i_2} \quad (3.4.9)$$

erhält man die Resonanzkreisfrequenz des ungedämpften Entladekreises

$$\omega_0 = \sqrt{\omega^2 + \delta^2} . \quad (3.4.10)$$

Die Entladekreisinduktivität

$$L = \frac{1}{\omega_0^2 \cdot C} \quad (3.4.11)$$

und der Entladekreiswiderstand

$$R = 2 \cdot L \cdot \delta \quad (3.4.12)$$

sind nun ebenfalls berechenbar. Der Stromscheitelwert der 1. Stromhalbwelle kann mit der Gleichung

$$\hat{i} = \frac{U_0}{\omega \cdot L} \cdot e^{-\gamma \arctan \frac{1}{\gamma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\gamma^2 + 1}} \quad (3.4.13)$$

berechnet werden und ist als Kontrollgröße zur gemessenen Stromamplitude nutzbar.

3.4.2.2 Fehlerbetrachtungen zur Bestimmung der Entladekreisparameter

Die Spannung- und Stromverläufe wurden mit einem Oszilloskop aufgezeichnet, welches prinzipbedingt bestimmte Meßfehler bewirkt. Die Genauigkeit des Eingangsverstärkers ist für das verwendete Gerät mit 1 % angegeben. Nach dem Eingangsverstärker folgt eine analog-digital-Umwandlung des Eingangssignals. Die meisten Oszilloskope besitzen einen 8 Bit-A/D-Wandler, d. h. der Spannungsbereich wird in 256 Schritte unterteilt. Vor dem Oszilloskop wird meist zur Meßbereichsanpassung ein Teiler geschaltet. Dieser besitzt i. allg. einen nutzbaren Frequenzbereich. Bei den nachfolgenden Betrachtungen wird der Teilungsfaktor als konstant betrachtet und nicht weiter berücksichtigt. Für eine Beispielmessung soll nun eine Fehlerbetrachtung durchgeführt werden. Bei der Beispielmessung handelt es sich um einen Kurzschlußversuch, bei dem folgende Kreisparameter ermittelt wurden:

- Ladespannung: $U_0 = 15 \text{ kV}$
- Speicherkapazität: $C = 16,8 \text{ } \mu\text{F}$
- Periodendauer: $T = 23,4 \text{ } \mu\text{s}$
- Stromscheitelwerte: $i_1 = 62,8 \text{ kA}; i_2 = 51,6 \text{ kA}$
- Dämpfung: $\delta = 1,68 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$
- Widerstand: $R_i = 28 \text{ m}\Omega$
- Induktivität: $L = 822 \text{ nH}$

Der Spannungsmeßbereich des Oszilloskopes kann auf 20 kV eingestellt werden. Der vorge-schaltete Spannungsteiler ist hierbei berücksichtigt. Damit ergibt sich für die Spannungsmes-sung folgender Fehler, der sich aus dem Fehler des Meßverstärkers und dem Digitalisierungs-fehler zusammensetzt:

Spannungsmessung:

Spannungsmeßbereich:	$MBU = 20 \text{ kV}$		
Meßbereichsgenauigkeit:	$\Delta U_{Oszi} = 1\% \cdot MBU$	$\Delta U_{Oszi} = 0,2 \text{ kV}$	
Digitalisierungsfehler:	$\Delta U_d = \frac{MBU}{256}$	$\Delta U_d = 0,078 \text{ kV}$	
Gesamtspannungsfehler:	$\Delta U = \Delta U_{Oszi} + \Delta U_d$	$\Delta U = 0,278 \text{ kV}$	$\frac{\Delta U}{MBU} = 1,4 \%$

Der relative Meßfehler ist mit 1,4 % vergleichsweise klein. Bei der Messung der Unterwasserfunkenspannung tritt jedoch der absolute Fehler $\Delta U = 0,278 \text{ kV}$ in der Hauptentladungsphase stärker in Erscheinung. Analog zur Spannungsmessung ergibt sich für die Strommessung der gleiche relative Fehler von 1,4 %.

Strommessung:

Strommeßbereich:	$MBi = 200 \text{ kA}$		
Meßbereichsgenauigkeit:	$\Delta i_{Oszi} = 1\% \cdot MBi$	$\Delta i_{Oszi} = 2 \text{ kA}$	
Digitalisierungsfehler:	$\Delta i_d = \frac{MBi}{256}$	$\Delta i_d = 0,781 \text{ kA}$	
Gesamtspannungsfehler:	$\Delta i = \Delta i_{Oszi} + \Delta i_d$	$\Delta i = 2,78 \text{ kA}$	$\frac{\Delta i}{MBi} = 1,4 \%$

Bei der Strommessung wirkt sich der Meßfehler des Eingangverstärkers des Oszilloskopes meist nicht weiter negativ aus. Einerseits kann er eine Verschiebung des Meßsignales um einen Gleichanteil bewirken, der leicht korrigiert werden kann. Der Amplitudenfehler zeigt für die Scheitelwerte der 1. und 2. Stromhalbwelle die gleiche Tendenz und hebt sich dadurch auf. Dadurch kann für die Strommessung davon ausgegangen werden, daß sich nur der Digitalisierungsfehler negativ auswirkt. Der relative Fehler des Stromes, der in der weiteren Berechnung berücksichtigt wird, verringert sich hierdurch auf 0,4 %.

Die weitere Bestimmung der Entladekreisparameter erfolgte nach dem im Abschnitt 3.4.2.1 vorgestellten Berechnungsweg. Die Wertegenauigkeit ist von der Fehlerfortpflanzung abhängig. Die Fehler der Eingangsgrößen besitzen dabei eine unterschiedliche Gewichtung auf die Fehler der Ergebnisgrößen. Bei den folgenden Berechnungen wurde davon ausgegangen, daß die Speicherkapazität mit einer Genauigkeit von $0,1 \mu\text{F}$ und die Zeit mit einer Genauigkeit von $0,01 \mu\text{s}$ erfaßt werden können. Die Meßverläufe wurden mit einer Zeitschrittweite $< 10 \text{ ns}$ aufgezeichnet. Da Amplitudenfehler bei den Entladungsvorgängen auch zu Fehlern bei der Zeitauswertung führen können, wurde der Zeitfehler auf $0,1 \mu\text{s}$ erhöht. Der relative Fehler bei der Energieberechnung ergibt sich mit der Methode der Fehlerfortpflanzung zu:

Energieberechnung:

$$W = \frac{C}{2} U^2 \quad W = 1,89 \text{ kJ}$$

$$\Delta W = \left| \frac{1}{2} U^2 \right| \cdot \Delta C + |C \cdot U| \cdot \Delta U \quad \Delta W = 0,081 \text{ kJ} \quad \frac{\Delta W}{W} = 4,3 \%$$

Die relativen Fehler der weiteren berechneten Größen sind in der Tabelle 3.4.1 gegenübergestellt. Dabei zeigt sich, daß die Erfassung von Amplitudenwerten sich kritischer auswirkt als die Erfassung von zeitabhängigen Größen. Für die Fehlerabschätzung der Leistungsberechnung wurde die Beziehung

$$P_F = u_F \cdot i_l \quad (3.4.14)$$

verwendet, wobei angenommen wurde, daß die Spannung u_F ein zehntel der Ladespannung beträgt.

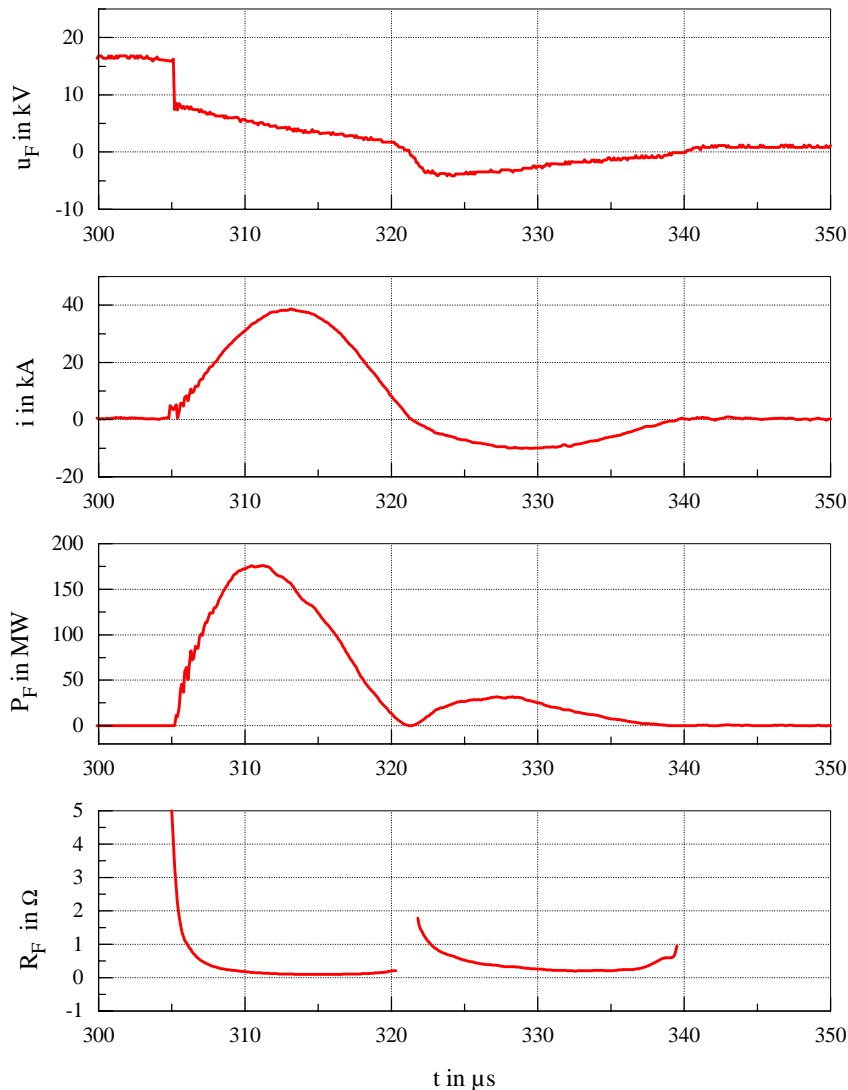
Tabelle 3.4.1: Relative Fehler von berechneten Entladekreisparametern

Dämpfung Gl. 3.4.9	Widerstand Gl. 3.4.12	Induktivität Gl. 3.4.11	Resonanzkreis- frequenz Gl. 3.4.10	Leistung Gl. 3.4.14
$\frac{\Delta \delta}{\delta}$	$\frac{\Delta R}{R}$	$\frac{\Delta L}{L}$	$\frac{\Delta \omega_0}{\omega_0}$	$\frac{\Delta P_F}{P_F}$
14,5 %	16 %	1,6 %	0,5 %	20 %

Bei den in der Tabelle 3.4.1 angegebenen Werten handelt es sich um die maximal möglichen Fehler. Besonders kritisch ist demnach die Bestimmung der Dämpfung des Entladungsverlaufes, welche auch Einfluß auf die Berechnung des Entladekreiswiderstandes hat. Für die Funkenleistung erhält man entsprechend der Fehlerabschätzung einen relativen Fehler von 20 % der damit in der gleichen von Pöschel [18] ermittelten Größenordnung liegt.

3.4.2.3 Leistungszeit- und Funkenwiderstandsverlauf

Nach der Korrektur des Spannungsverlaufes gemäß Gleichung 3.2.1 kann der Leistungszeit- und Funkenwiderstandsverlauf ermittelt werden (Bild 3.4.9).



Parameter: $U_0 = 20 \text{ kV}$; $C = 16,8 \text{ } \mu\text{F}$; $s = 22 \text{ mm}$

Bild 3.4.9: Unterwasserfunken­spannung, Entladestrom, Funkenleistung und Funkenwider­stand während der Hauptentladungsphase

Der Funkenwiderstand fällt durch den raschen Energieeintrag und die Erzeugung von Ladungsträgern durch Stoß- und Thermoionisation exponentiell sehr schnell auf sehr kleine Werte ab. Die Funken­spannung sinkt während der Dauer der Strom­halbwellen kontinuierlich ab. Infolge der nichtlinearen Vorgänge liegt der Zeitpunkt des Leistungsmaximums vor dem Zeitpunkt des Strommaximums.

Durch Rekombination sinkt auch die Ladungsträgeranzahl im Entladungskanal, so daß zum Ende der Strom­halbwelle ein leichter Anstieg des Funkenwiderstandes erkennbar ist. Sind nach der ersten Strom­halbwelle die vorhandene Ladungsträgeranzahl und die Kondensatorrestspannung noch genügend groß, so schließen sich weitere Strom­halbwellen an. Der Funkenwiderstand zeigt in den nachfolgenden Strom­halbwellen prinzipiell das gleiche Verhalten wie während der ersten Strom­halbwelle, jedoch wird nicht mehr der Minimalwert der ersten Strom­halbwelle erreicht. Reicht die Spannung an der Funkenstrecke nicht mehr aus, so reißt

der Funken ab und die Funkenstrecke wird durch Ladungsträgerrekombination wieder hochohmig.

3.4.2.4 Die Funkenenergie in Abhängigkeit von den Entladekreisparametern

Die zu Beginn der Hauptentladung im Kondensator gespeicherte Energie wird nur zum Teil in der Unterwasserfunkenstrecke umgesetzt. Abhängig vom anlagentechnisch realisierten Aufbau und damit vom eingestellten Anlagenwiderstand entstehen in der Anlage Verlustanteile. Entladekreise mit kleinem Anlagenwiderstand R_i , die in der Regel auch niederinduktiv sind, besitzen ein höheres Wirkverhältnis W_F/W_{tv} . Die Funkenenergie kann durch die Höhe der Speicherenergie W_{tv} gestellt werden, wobei höhere Wirkverhältnisse W_F/W_{tv} sich in einem größeren Anstieg widerspiegeln (Bild 3.4.10).

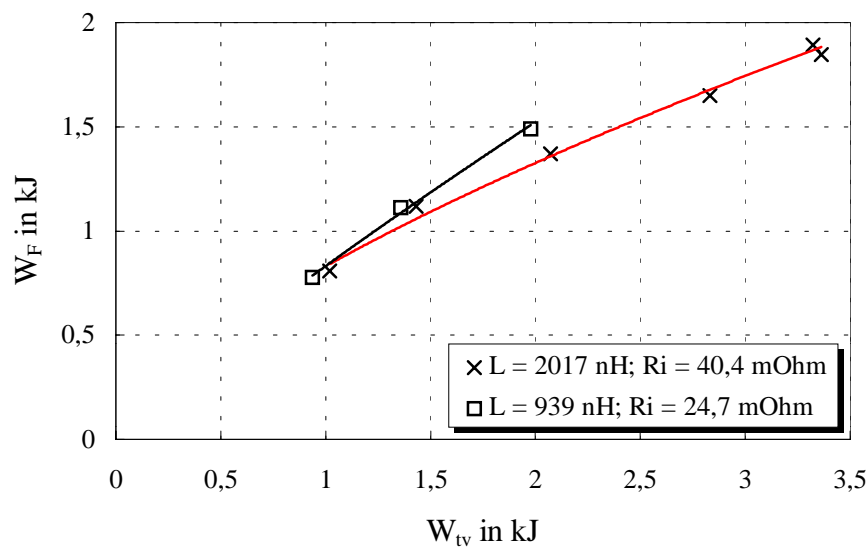


Bild 3.4.10: Funkenenergie in Abhängigkeit der Speicherenergie zu Beginn der Hauptentladung mit Variation der Entladekreisinduktivität; Parameter: $U_0 = 20 \dots 30$ kV; $C = 12\mu\text{F}$; $s = 20$ mm

Die Funkenenergie wurde aus den gemessenen Verläufen von Funkenspannung und Entladestrom und anschließender Integration berechnet (Gl. 3.4.15).

$$W_F = \int_{t=t_v}^{t_v+T_E} u_F(t) \cdot i(t) \cdot dt \quad (3.4.15)$$

Bei Umschaltung der Kondensatorbaugruppen bei sonst ähnlichen Entladekreisparametern ändern sich das Wirkverhältnis und die funktionale Abhängigkeit des Energieumsatzes kaum (Bild 3.4.11).

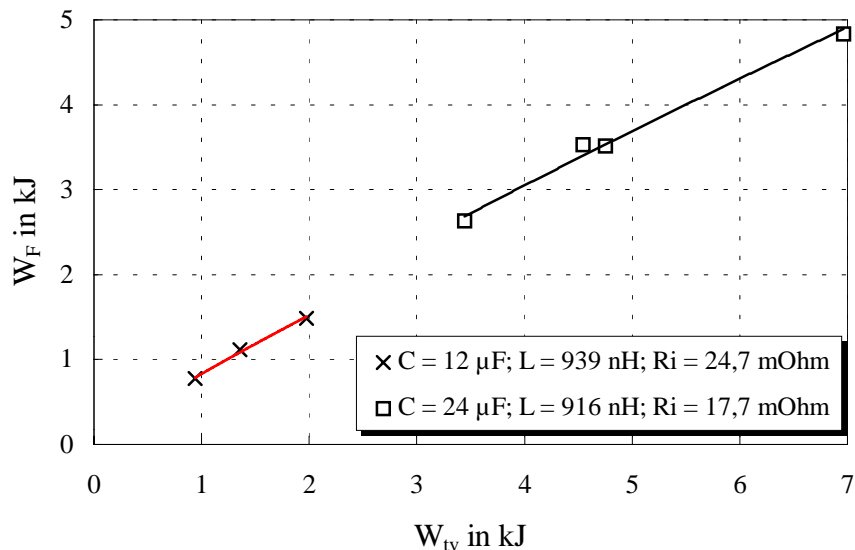


Bild 3.4.11: Funkenenergie in Abhängigkeit der Speicherenergie zu Beginn der Hauptentladung mit Variation der Speicherkapazität;
Parameter: $U_0 = 20 \dots 30 \text{ kV}$; $s = 20 \text{ mm}$

Beschreiben läßt sich der funktionale Zusammenhang zwischen Funkenenergie und Speicherenergie zu Beginn der Hauptentladung mit der Beziehung:

$$W_F = \frac{\bar{R}_F}{R_F + R_i} W_{tv} \quad (3.4.16)$$

Die Abhängigkeit ist nichtlinear, da der Funkenwiderstand selbst auch abhängig vom Energieeintrag ist. Die funktionalen Abhängigkeiten des Funkenwiderstandes werden im folgenden Abschnitt untersucht.

3.4.2.5 Mittlerer Funkenwiderstand

Der aus der Funkenspannung und dem Entladestrom berechnete Funkenwiderstandsverlauf als Funktion der Zeit für eine Entladung ist im Bild 3.4.12 dargestellt. Der Funkenwiderstand unterliegt während des Entladungsverlaufes einer starken Veränderung, welche von vielen Einflußfaktoren wie z. B. Temperatur, Druck, Radius und Länge des Entladungskanals abhängig ist. Eine allgemeingültige Beschreibung der funktionellen Zusammenhänge existiert derzeit nicht. Der Funkenwiderstand kann lediglich abschnittsweise mit experimentell ermittelten Abhängigkeiten beschrieben werden. Für den zeitlichen Bereich nach dem Durchbruch bis zum Erreichen des Minimums findet man experimentell eine exponentielle Abhängigkeit des Funkenwiderstandes.

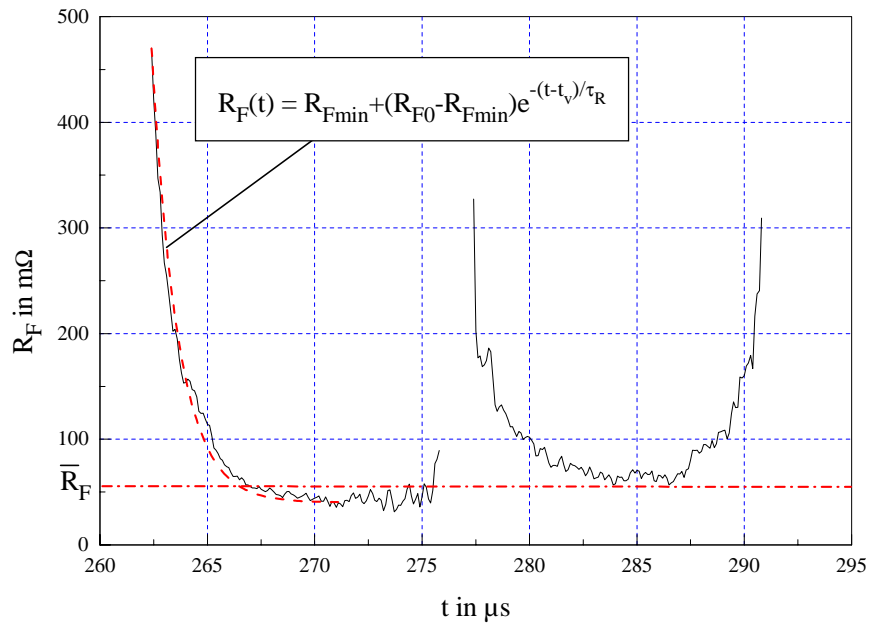


Bild 3.4.12: Funkenwiderstandsverlauf und berechneter mittlerer Funkenwiderstand;
Parameter: $U_0 = 30 \text{ kV}$; $C = 12 \text{ } \mu\text{F}$; $L = 2017 \text{ nH}$; $R_i = 40,4 \text{ m}\Omega$; $s = 20 \text{ mm}$

Da eine allgemeine Beschreibung des Funkenwiderstandes nicht existiert, ist eine mathematische Behandlung des nichtlinearen Schwingkreises nicht möglich. Es wird deshalb ein mittlerer Funkenersatzwiderstand eingeführt, der die energetischen Vorgänge bei der Funkenentladung repräsentiert. Der hier verwendete Funkenersatzwiderstand wurde aus der Dämpfung des Entladungsverlaufes (Abschnitt 3.4.2.1) berechnet. Dieser Ersatzwiderstand stellt einen Mittelwert für die Dauer der ersten beiden Stromhalbwellen dar und wird im folgenden als mittlerer Funkenwiderstand \bar{R}_F bezeichnet.

Den Wechsel der Widerstandswertes der Unterwasserfunkenstrecke vom Wasserwiderstand zum Funkenwiderstand verdeutlicht die i - u -Kennlinie der Unterwasserfunkenentladung (Bild 3.4.13). Dargestellt ist der zeitliche Bereich vom Zuschalten der Spannung an die Unterwasserfunkenstrecke bis zum Ende der 1. Periodendauer der Hauptentladung.

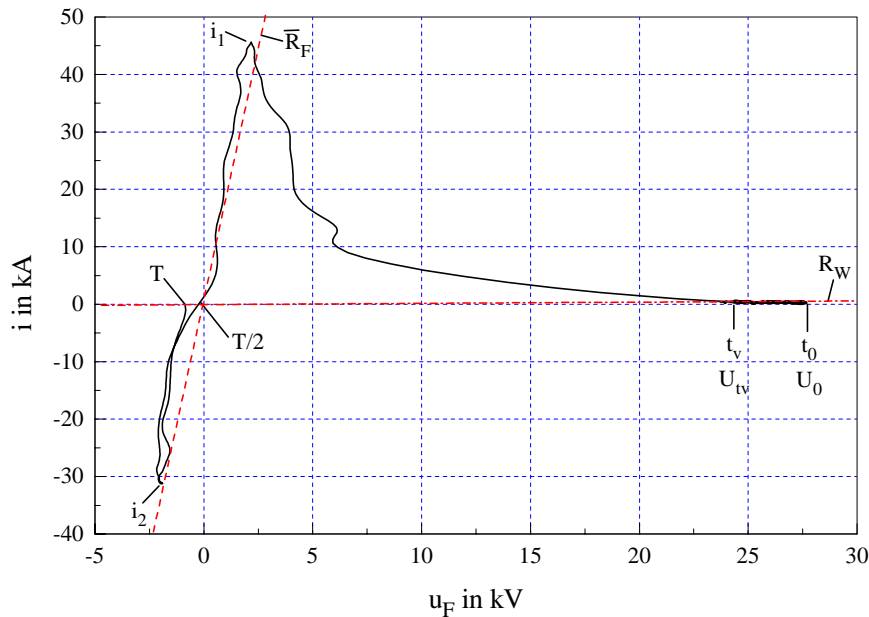


Bild 3.4.13. i - u -Kennlinie der Unterwasserfunkenentladung; Parameter: $U_0 = 30$ kV;
 $C = 12 \mu\text{F}$; $L = 2017$ nH; $R_i = 40,4$ m Ω ; $s = 20$ mm

Nach dem Durchschalten der Schaltfunkenstrecke ($t = t_0$) liegt die Ladespannung an der Unterwasserfunkenstrecke an. Während der Vorentladungsphase verläuft die Kennlinie bis zur Zündverzugszeit t_v auf der Kennlinie des Wasserwiderstandes. Nachdem sich ein leitfähiger Kanal gebildet hat, verringert sich der Widerstand der Anordnung schnell und die Kennlinie wechselt in den Bereich der Kennlinie des mittleren Funkenwiderstandes. Das Bild 3.4.13 zeigt, dass der Bereich der Hauptentladung gut mit dem mittleren Funkenwiderstand nachgebildet werden kann.

In den experimentellen Untersuchungen zeigt sich, daß der mittlere Funkenwiderstand mit zunehmender in der Funkenstrecke umgesetzter Energie abnimmt (Bild 3.4.14).

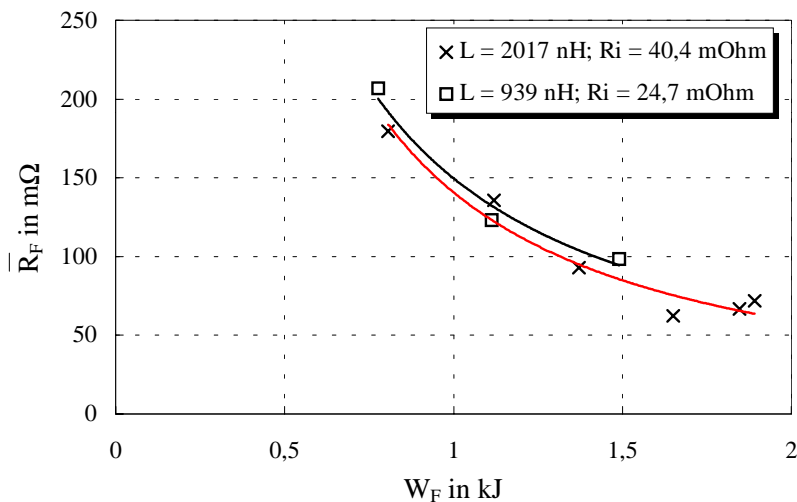


Bild 3.4.14: Mittlerer Funkenwiderstand in Abhängigkeit der Funkenenergie mit Variation der Entladekreisinduktivität; Parameter: $U_0 = 20 \dots 30$ kV; $C = 12 \mu\text{F}$; $s = 20$ mm

Bei Variation der Entladekreisparameter L_i und R_i ist dabei kein Einfluß auf den mittleren Funkenwiderstand zu erkennen. Daraus läßt sich schlußfolgern, daß der mittlere Funkenwiderstand im wesentlichen nur von der Funkenenergie und dem Elektrodenabstand abhängt (Bild 3.4.15).

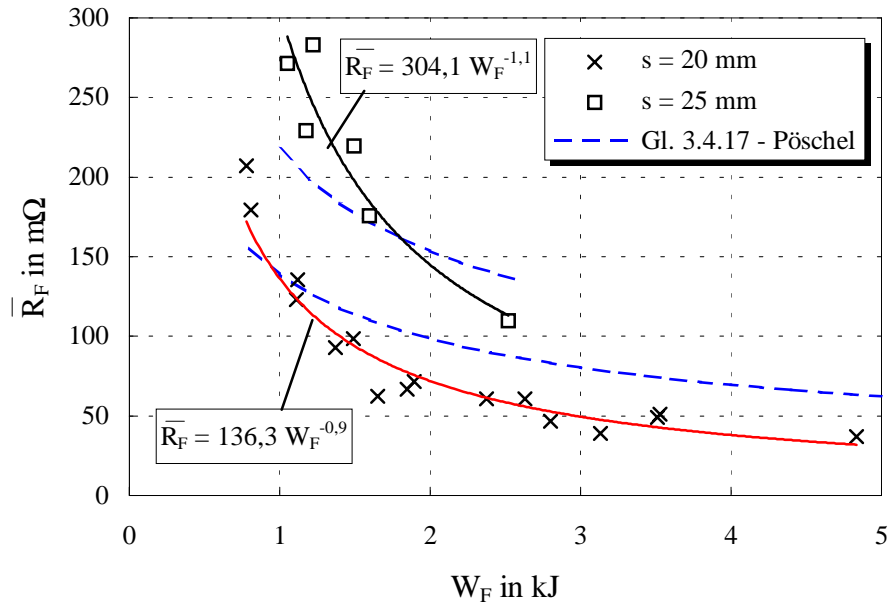


Bild 3.4.15: Mittlerer Funkenwiderstand in Abhängigkeit der Funkenenergie mit Variation des Elektrodenabstandes; Parameter: $U_0 = 20 \dots 30$ kV; $C = 12$ und $24 \mu\text{F}$

Der mittlere Funkenwiderstand steigt mit größer werdendem Elektrodenabstand. Pöschel [18] hat in seinen experimentellen Untersuchungen die Abhängigkeit

$$\bar{R}_F = \frac{k_f \cdot s^2}{\sqrt{W_F}} \quad \text{mit } k_f = 1,1 \Omega \cdot \text{Ws}^{0,5} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (3.4.17)$$

gefunden. Der funktionelle Zusammenhang wurde mit Hilfe der Beziehung

$$R_F(t) = \frac{\int_0^t u_f(\tau) \cdot i(\tau) \cdot d\tau}{\int_0^t i^2(\tau) \cdot d\tau} \quad (3.4.18)$$

aus den Meßverläufen ermittelt. Die Ergebnisse dieser Beziehung liegen in der gleichen Größenordnung, jedoch ist bei den eigenen Widerstandswerten eine stärkere Abhängigkeit von der Funkenenergie erkennbar. Die Abweichung zu der experimentell ermittelten Abhängigkeit von Pöschel ist damit zu erklären, das im Gegensatz zu Pöschel, der den Funkenersatzwiderstand für die Dauer der 1. Stromhalbwelle bestimmt, der hier verwendete mittlere Funkenwiderstand für den Zeitraum der ersten beiden Stromhalbwellen gilt. Bei schwach gedämpften Entladungen ist die Abweichung zwischen beiden Definitionen minimal.

Da der Funkenwiderstand in der 2. Stromhalbwelle größer ist als in der 1. Stromhalbwelle, ist der nach Pöschel (Gl. 3.4.17) berechnete Wert etwas kleiner als der nach Abschnitt 3.4.2.1 berechnete Wert. Mit zunehmender Funkenenergie liegen die Werte der Gleichung 3.4.17 jedoch über den eigenen Werten. Daraus kann geschlußfolgert werden, daß die ermittelte Abhängigkeit von Pöschel auf den untersuchten Parameterbereich begrenzt ist. Die Genauigkeit der Beziehung ist auch von der verwendeten Meß- und Auswertemethode abhängig. Bei der Berechnung des Funkenwiderstandes nach Pöschel sind der Entladestrom und die Funkenspannung erforderlich, wobei sich der Meßfehler der Spannungsmessung in diesem Bereich stark auswirkt. Der hier verwendete Berechnungsweg des Funkenwiderstandes leitet sich nur aus dem gemessenen Stromverlauf ab, wodurch der mögliche Gesamtfehler minimiert wird. Die Abhängigkeit des mittleren Funkenwiderstandes im Bild 3.4.15 läßt sich mit der Beziehung

$$\bar{R}_F = \frac{k \cdot s^{3,6}}{W_F} \quad \text{mit } k = 11,23 \Omega \cdot \text{Ws} \cdot \text{cm}^{-3,6} \quad (3.4.19)$$

näherungsweise bestimmen. Neben der stärkern Abhängigkeit von der Funkenenergie besitzt auch der Elektrodenabstand einen stärkeren Einfluß.

3.4.2.6 Stromdurchschwingungsverhältnis

Die Dämpfung des Entladeverlaufes und damit das Stromdurchschwingungsverhältnis haben einen entscheidenden Einfluß auf den möglichen Energieumsatz im Entladekreis. Ziel ist es, den Energieumsatz in der Funkenstrecke zu maximieren. In einem Reihenschwingkreis mit konstantem Widerstand kann die maximale Wirkleistung bei einem Durchschwingungsverhältnis von 12,5 % (Bild 3.4.16) errechnet werden.

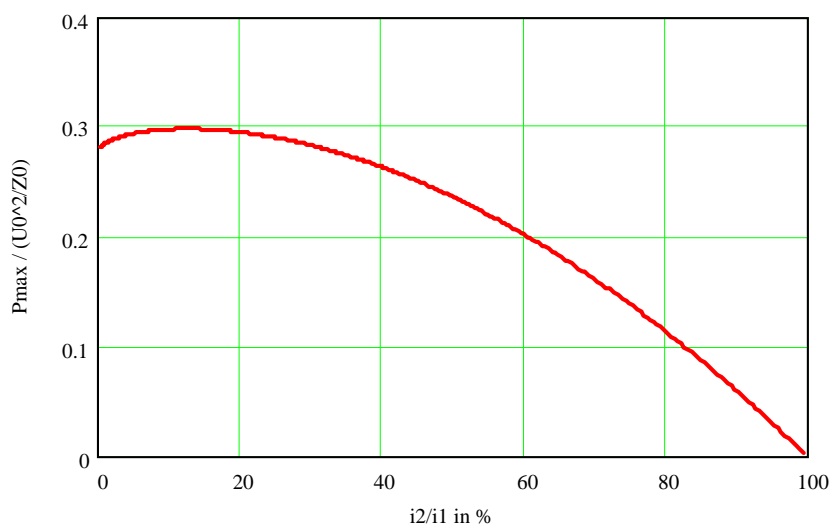


Bild 3.4.16: Wirkleistungsmaximum bezogen auf die Leistung bei ungedämpfter Schwingung in Abhängigkeit vom Stromdurchschwingungsverhältnis

Das Durchschwingungsverhältnis von 12,5 % kann als Orientierungswert für die Auslegung der Dämpfung der Entladung verwendet werden. In Abhängigkeit der Entladekreisparameter wird das Stromdurchschwingungsverhältnis nach der Beziehung

$$\frac{i_2}{i_1} = e^{-\pi \frac{\delta}{\omega}} \quad (3.4.20)$$

berechnet. Mit zunehmendem Dämpfungswiderstand wird das Durchschwingungsverhältnis kleiner. Ein Vergleich von gemessenen und berechneten Stromdurchschwingungsverhältnissen zeigt eine gute Übereinstimmung (Bild 3.4.17).

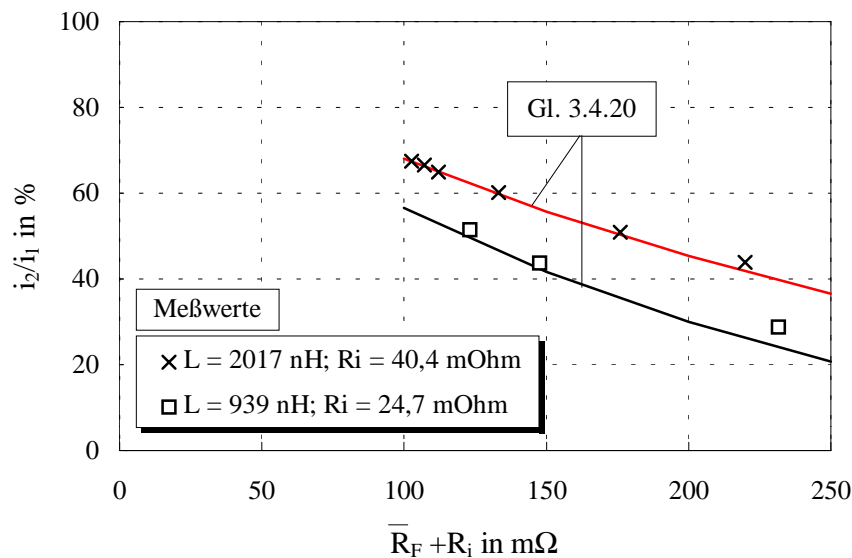


Bild 3.4.17: Stromdurchschwingungsverhältnis in Abhängigkeit vom Entladekreiswiderstand mit Variation der Entladekreisinduktivität;
Parameter: $U_0 = 20 \dots 30$ kV; $C = 12 \mu\text{F}$; $s = 20$ mm

Das Stromdurchschwingungsverhältnis beeinflusst auch die Gewichtung des Energieumsatzes in den einzelnen Stromhalbwellen (Bild 3.4.18). Bei den aus energetischer Sicht günstigen stark gedämpften Entladungsverläufen wird im wesentlichen nur die 1. Stromhalbwelle für die Erzeugung der Leistungsschallimpulse genutzt. Die während der 1. Stromhalbwelle umgesetzte Funkenenergie berechnet sich analog zur Gleichung 3.4.15 mit der Beziehung

$$W_{\text{Fl}} = \int_{t=t_v}^{t_v+T/2} u_{\text{F}}(t) \cdot i(t) \cdot dt \quad (3.4.21)$$

wobei hier als Integrationsgrenzen die Dauer der 1. Stromhalbwelle einzusetzen ist.

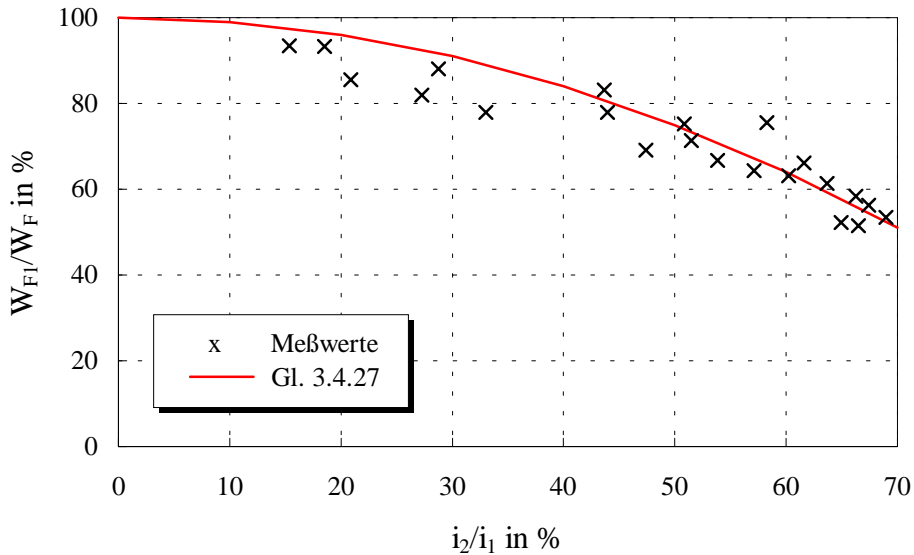


Bild 3.4.18: Verhältnis der in der 1. Stromhalbwelle umgesetzten Funkenenergie zur gesamten Funkenenergie in Abhängigkeit vom Stromdurchschwingungsverhältnis

Unter Verwendung des mittleren Funkenwiderstandes kann die Funkenenergie der 1. Stromhalbwelle mit der Beziehung

$$W_{F1} = \bar{R}_F \int_0^T i(t)^2 dt = \bar{R}_F \int_0^T \left(\frac{U_{tv}}{\omega L} \right)^2 e^{-2\delta t} \sin^2 \omega t dt \quad (3.4.22)$$

beschrieben werden. Die Integrationsgrenzen beziehen sich hierbei auf den Beginn der Hauptentladung. Die Lösung der Gleichung 3.4.22 lautet:

$$W_{F1} = \bar{R}_F \left(\frac{U_{tv}}{\omega L} \right)^2 \frac{\omega^2}{4\delta(\delta^2 + \omega^2)} \left(1 - e^{-2\delta \frac{T}{2}} \right) \quad (3.4.23)$$

Analog dazu berechnet sich die gesamte Funkenenergie zu

$$W_F = \bar{R}_F \int_0^\infty i(t)^2 dt = \bar{R}_F \int_0^\infty \left(\frac{U_{tv}}{\omega L} \right)^2 e^{-2\delta t} \sin^2 \omega t dt \quad (3.4.24)$$

mit der Lösung:

$$W_F = \bar{R}_F \left(\frac{U_{tv}}{\omega L} \right)^2 \frac{\omega^2}{4\delta(\delta^2 + \omega^2)} \quad (3.4.25)$$

Stellt man die Funkenenergie der 1. Stromhalbwelle bezogen auf die gesamte Funkenenergie dar, so ergibt sich die Abhängigkeit

$$\frac{W_{F1}}{W_F} = 1 - e^{-2\delta \frac{T}{2}} \quad (3.4.26)$$

Mit der Gleichung 3.4.9 vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\frac{W_{F1}}{W_F} = 1 - \left(\frac{i_2}{i_1} \right)^2 \quad (3.4.27)$$

Die Gleichung ist mit den experimentellen Ergebnissen im Bild 3.4.18 gegenübergestellt.

3.4.2.7 Elektrischer Wirkungsgrad während der Hauptentladung

Der elektrische Wirkungsgrad in der Hauptentladungsphase ist vom Verhältnis des Funkenwiderstandes zum inneren Anlagenwiderstand abhängig (Gl. 3.4.28).

$$\eta_H = \frac{W_F}{W_{tv}} = \frac{\frac{\bar{R}_F}{R_i}}{1 + \frac{\bar{R}_F}{R_i}} \quad (3.4.28)$$

Bei Entladungen mit kleinem Elektrodenabstand kommt der innere Anlagenwiderstand in die Größenordnung des Funkenwiderstandes, wodurch die Verlustanteile ansteigen.

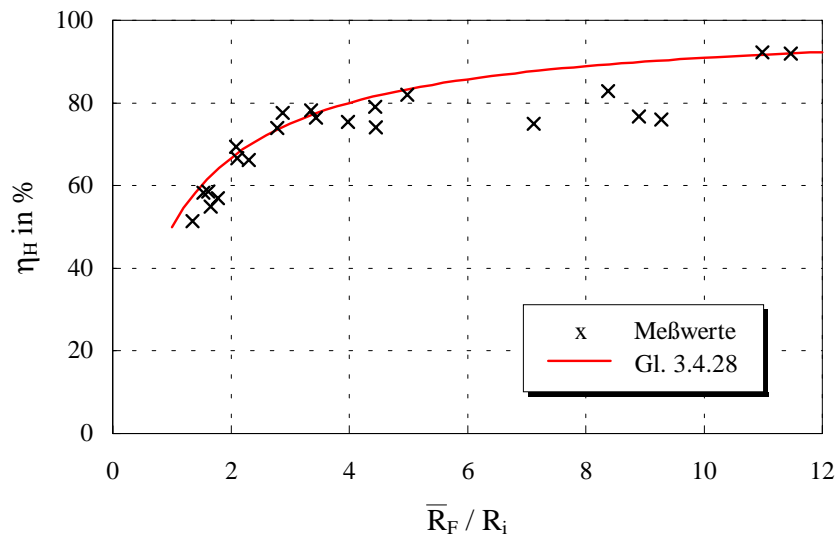


Bild 3.4.19: Elektrischer Wirkungsgrad während der Hauptentladung in Abhängigkeit vom Widerstandsverhältnis mittlerer Funkenwiderstand zum inneren Entladekreiswiderstand

Aus der im Bild 3.4.19 dargestellten Abhängigkeit läßt sich ableiten, daß ein Widerstandsverhältnis $\bar{R}_F / R_i > 4$ anzustreben ist. Der Wirkungsgrad in der Hauptentladungsphase liegt ab diesem Widerstandsverhältnis bei über 80 %.

3.5 Gesamtwirkungsgrad des elektrischen Energieumsatzes

Der Gesamtwirkungsgrad setzt sich aus den Anteilen des Aufladevorganges, der Vorentladungsphase (Gl. 3.4.5) und der Hauptentladungsphase (Gl. 3.4.28) zusammen.

$$\eta_{el} = \eta_L \cdot \eta_V \cdot \eta_H \quad (3.4.29)$$

Der Wirkungsgrad des Aufladevorgangs η_L ist abhängig von der gewählten Aufladeschaltung. Die Verluste in der Spannungsumkehrschutzschaltung des Ladegerätes werden auch von den jeweiligen Lastbedingungen beeinflusst, jedoch wirken sie sich nur gering auf den Aufladewirkungsgrad aus. Der Wirkungsgrad des Aufladevorganges kann annähernd als konstant angenommen werden. Die Wirkungsgrade während der Vorentladungsphase und der Hauptentladungsphase werden jedoch im starken Maße von den eingestellten Entladekreisparametern beeinflusst. Der elektrische Gesamtwirkungsgrad der durchgeführten Untersuchungen zur Zerkleinerung von mineralischen Werkstoffen (z. B.: Beton) mit einem eingestellten Parameterbereich, bei dem sich stabile Entladungen ausbilden, liegt im Bereich von 40 bis 60 % (Abschnitt 7.1.3.3 und 7.1.3.4). Für die Einstellung eines möglichst hohen Wirkungsgrades und die Optimierung des Energieumsatzes lassen sich zusammenfassend folgende Punkte nennen:

- ausreichende Feldstärkeverhältnisse an der Elektrodenanordnung,
- Einhaltung des optimalen Leitfähigkeitsbereiches des Wassers,
- Einstellung des optimalen Stromdurchschwingungsverhältnisses von 12,5 %,
- Minimierung des inneren Anlagenwiderstandes.

4 Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf

4.1 Meßtechnische Zugänglichkeit der Parameter

Die Entstehung von Leistungsschallimpulsen sowie die Vorgänge am Entladungskanal sind von vielen physikalischen Größen wie z. B. von der radialen Beschleunigung des Plasmas, der Temperatur und dem Druck im Entladungskanal und dem Kanalradius abhängig. In der Praxis sind die Größen nur schwer bzw. nicht zugänglich. Die Erfassung von Meßgrößen beschränkt sich meist auf den Entladungsstrom, die Spannung über der Funkenstrecke und ein piezoelektrisch gemessenes Drucksignal.

Während die Spannung an der Funkenstrecke und der Strom noch relativ gut gemessen werden können, ist die Messung des Drucksignales direkt am Kanal nicht möglich. Der Drucksensor wird erst in einem bestimmten Meßabstand angeordnet, bei dem ein Überschlag von der Hochspannungselektrode zum Drucksensor sowie ein Überschreiten des zulässigen Druckmeßbereiches sicher verhindert werden. Der Druckzeitverlauf erfährt während seiner Ausbreitung vom Plasmakanal bis zum Drucksensor bereits Veränderungen in der Amplitude und in der Kurvenform. Die Druckamplitude sinkt aufgrund der bei der Ausbreitung steigenden Stoßwellenoberfläche. Die Stoßwellenfront ändert sich dabei von einer annähernden Zylinderform unmittelbar am Kanal zu einer Kugelform ab etwa dem 4-fachen des Elektrodenabstandes. Am Stoßwellenprofil wird darüber hinaus der Effekt des Aufsteilens beschrieben, deren Ursache in der Änderung der Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Druckes begründet ist. Als Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit wird von Schröbler [39] die Beziehung

$$c = c_0 + a_1 \cdot p \quad \text{mit } a_1 = c_0 \cdot 5\% / 60 \text{ MPa} \quad (4.1.1)$$

angegeben. Ein Vergleich mit den bei der Versuchsdurchführung gemessenen Druckamplituden von maximal 140 MPa zeigt, daß in der Meßentfernung der Einfluß auf die Schallgeschwindigkeit maximal 12 % beträgt. Ab der im Versuchsaufbau realisierten minimalen Meßentfernung sind im untersuchten Druckbereich keine wesentlichen Änderungen in der Druckanstiegszeit feststellbar (Abschnitt 4.6.2). Ursache hierfür ist die minimale Anstiegszeit des verwendeten Drucksensors.

In den weiteren Betrachtungen wird von den meßtechnisch zugänglichen Größen Funkenspannung, Entladestrom und Druckzeitverlauf ausgegangen und eine Bewertung zwischen dem aus Funkenspannung und Entladestrom errechneten Leistungszeitverlauf und dem gemessenen Druckzeitverlauf vorgenommen (Bild 4.1.1).

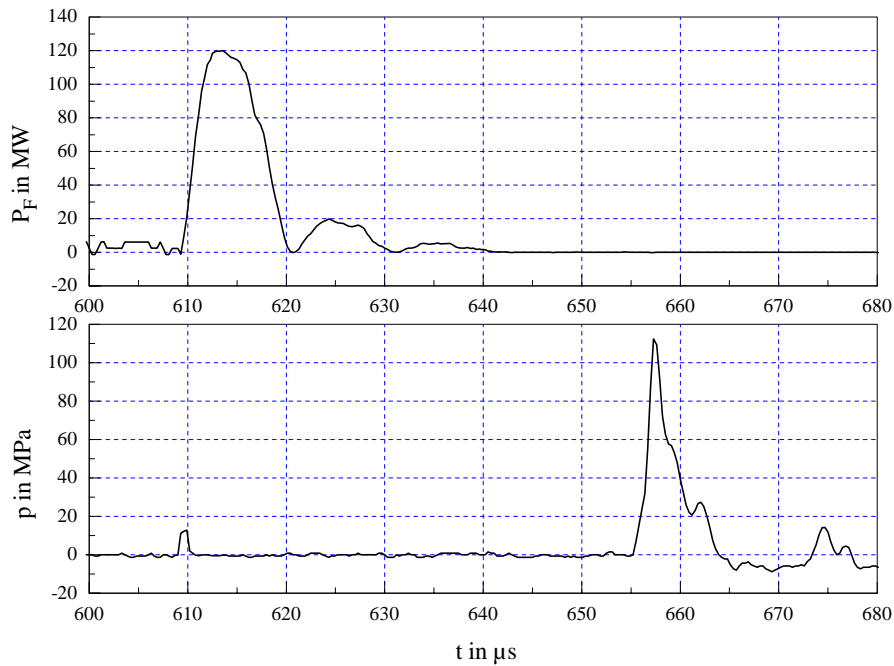


Bild 4.1.1: Leistungs- und Druckzeitverlauf

Parameter: $W_0 = 2,3 \text{ kJ}$; $C = 12 \text{ } \mu\text{F}$; $f = 45 \text{ kHz}$; $s = 20 \text{ mm}$

Die zeitliche Verzögerung des Drucksignales von ca. $45 \text{ } \mu\text{s}$ resultiert aus der Laufzeit des Leistungsschallimpulses vom Entladungskanal zum Drucksensor. Der im Bild 4.1.1 dargestellte Druckzeitverlauf ist die Signalantwort des Drucksensors auf den auftreffenden Leistungsschallimpuls, deren Amplitude entsprechend Gl. 3.2.3 berechnet wurde. Beim Schallübergang vom Wasser zum Drucksensor tritt jedoch eine schallharte Ankopplung mit einer annähernden Impulsverdopplung [11 u. 18] auf. Ursache für die Impulsverdopplung ist die auftretende Reflexion an der Grenzfläche Wasser - Drucksensor.

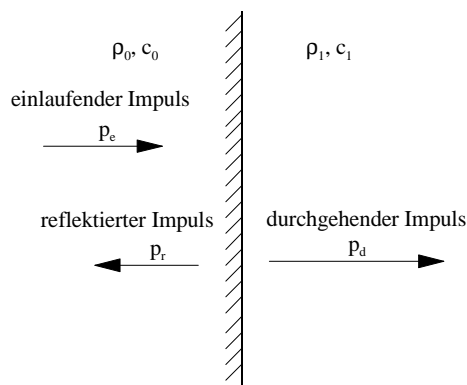


Bild 4.1.2. Schalldurchgang und Reflexion an einer Grenzfläche

Der Reflexionsfaktor ist das Verhältnis von Amplitude des reflektierten Impulses zur Amplitude des einlaufenden Impulses [40] und kann mit Hilfe der akustischen Impedanzen

$$Z = \rho \cdot c \quad (4.1.2)$$

der Stoffe mit der Gleichung

$$r = \frac{p_r}{p_e} = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (4.1.3)$$

berechnet werden. Entscheidend für die Druckmessung ist der Anteil, der in den Drucksensor hineinläuft. Der entsprechende Durchlaßfaktor für die Grenzfläche berechnet sich mit der Gleichung

$$d = \frac{p_d}{p_e} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0} \quad (4.1.3)$$

zu 1,92. Für die Darstellung der Druckamplitude des sich im Wasser ausbreitenden Leistungsschallimpulses muß das gemessene Drucksignal um diesen Faktor korrigiert werden.

4.2 Eigenschaften der Druckmeßanordnung

Für die Ermittlung des Zusammenhanges zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf wurde ein zylindrisches Entladegefäß verwendet (Bild 4.2.1). Auf der Symmetrieachse befindet sich die Elektrodenanordnung. Radial zum Entladungskanal befinden sich 3 um jeweils 120° versetzte Druckaufnehmer, deren Abstand zum Entladungskanal variiert werden kann.

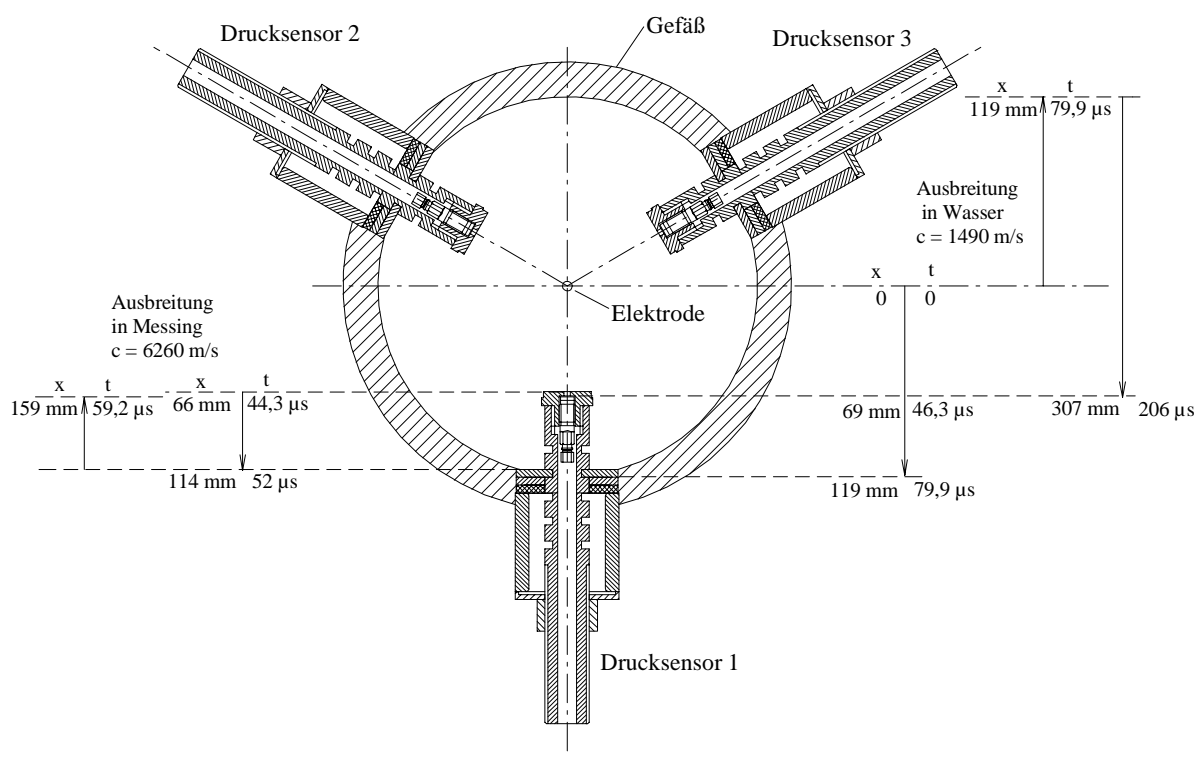


Bild 4.2.1: Anordnung der Drucksensoren im Entladegefäß mit Laufzeitplan des Drucksignales

Das Bild 4.2.1 zeigt einen Schnitt durch das Entladegefäß mit den zu erwartenden Laufzeiten von dem sich direkt ausbreitenden Impuls und den Reflexionen im Gefäß bzw. auf den Druckaufnehmerbefestigungen. Bei der Ausbreitung des Impulses im Wasser wurde mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 1490 m/s [40] gerechnet. Nichtlineare Effekte bei der Ausbreitung, wie sie in der Regel bei Leistungsschallimpulsen auftreten, wurden nicht berücksichtigt. Anhand der Signallaufzeiten trifft der vom Entladungskanal sich direkt ausbreitende Impuls nach 46,3 μs am Meßort (69 mm) ein. Ein weiterer Anteil im gemessenen Drucksignal resultiert aus der Reflexion des Impulses an der gegenüberliegenden Gefäßwand, dessen Signal nach 206 μs am Meßort eintrifft. Weiterhin koppeln auch Impulsanteile in die Befestigung der Druckaufnehmer ein, laufen auf diesen zur Gefäßwand bzw. bis an das Ende der Befestigung und werden dort reflektiert. Diese Anteile breiten sich aufgrund des Materials Messing mit einer höheren Geschwindigkeit aus. Das erste Signal dieser Reflexionen trifft nach 59,2 μs wieder am Meßort ein. Der reflektierte Impuls wird an der Einlauffläche des Druckaufnehmers wieder reflektiert, so daß es zu Mehrfachreflexionen kommt. Im Bild 4.2.2 wurde ein gemessener Druckzeitverlauf hinsichtlich der Zuordnung der Ursachen zu den gemessenen Signalanteilen analysiert.

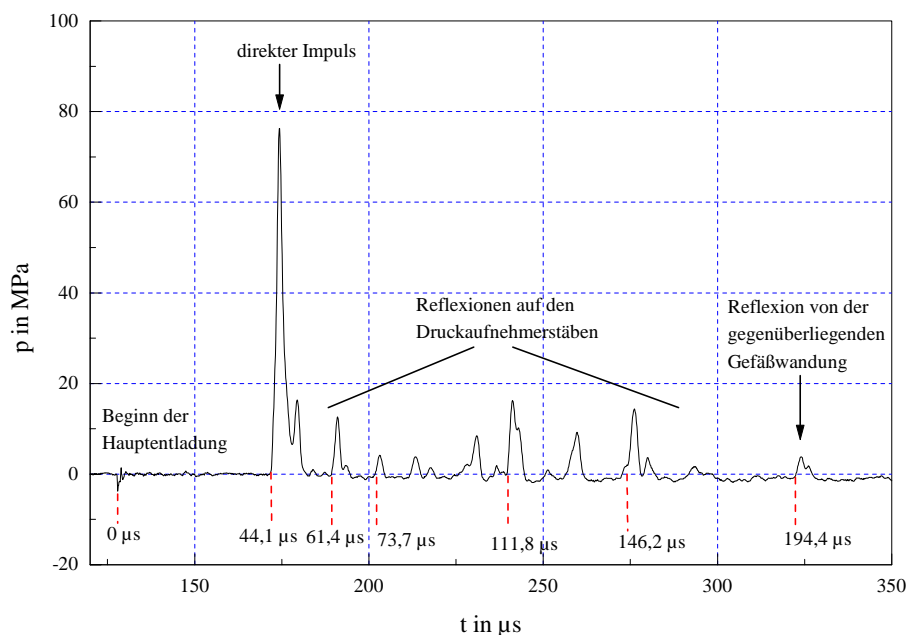


Bild 4.2.2: Gemessener Druckverlauf mit Zuordnung der Signalantworten anhand des Laufzeitplanes

Die im Bild 4.2.1 eingezeichneten Laufzeiten sind auch im gemessenen Druckverlauf wiederzufinden. Die Abweichungen zu den berechneten Laufzeiten ergeben sich aus einer möglichen Abweichung des realen Entladungsortes vom geometrischen Mittelpunkt, aus nichtlinearen Vorgängen bei der Leistungsschallimpulsausbreitung und aus den Abmessungen des Entladungskanals.

Es zeigt sich, daß die gemessene Impulsbreite kleiner ist als die Zeit bis zum Eintreffen der 1. Reflexionsantwort. Damit wird der zu messende Impuls frei von überlagerten Reflexionen ausgekoppelt.

4.3 Schwankung des Entladungsortes

Die Ergebnisse der Untersuchungen werden durch die Schwankungen des Entladungsortes beeinflusst, da die Druckamplitude mit der Entfernung funktionell zusammenhängt. Der Entladungsort ist nicht stabil, sondern wandert in Abhängigkeit von der verwendeten Elektrodengeometrie. Mit Hilfe von drei Drucksensoren, die in einem Winkel von jeweils 120° um den Entladungskanal angeordnet sind, wurde die Wanderung des Entladungsortes für die verwendeten Elektrodenanordnungen untersucht. Durch die Laufzeiten der gemessenen Drucksignale kann eine Aussage über den Entladungsort im Gefäß getroffen werden.

Dazu wird mit der Laufzeit des sich direkt ausbreitenden Impulses und der Schallausbreitungsgeschwindigkeit im Wasser (1490 m/s) die Entfernung des Drucksensors zum Entladungsort berechnet. Es ergeben sich um jeden Drucksensor Entfernungskreisbögen, die einander schneiden (Bild 4.3.1). Aus den Schnittpunkten läßt sich ein Dreieck konstruieren, dessen Winkelhalbierenden den Entladungsort bestimmen.

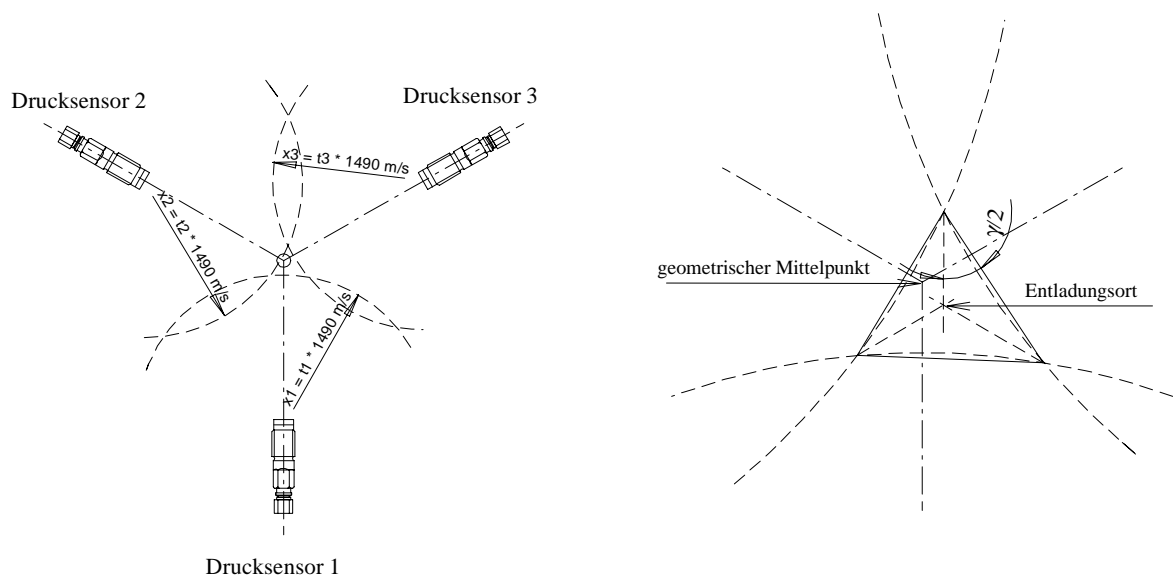


Bild 4.3.1: Bestimmung des Entladungsortes mittels gemessener Signallaufzeiten

Wenn dieser Vorgang für aufeinanderfolgende Entladungen wiederholt wird, so kann die Wanderung des Entladungsortes verfolgt werden (Bild 4.3.2).

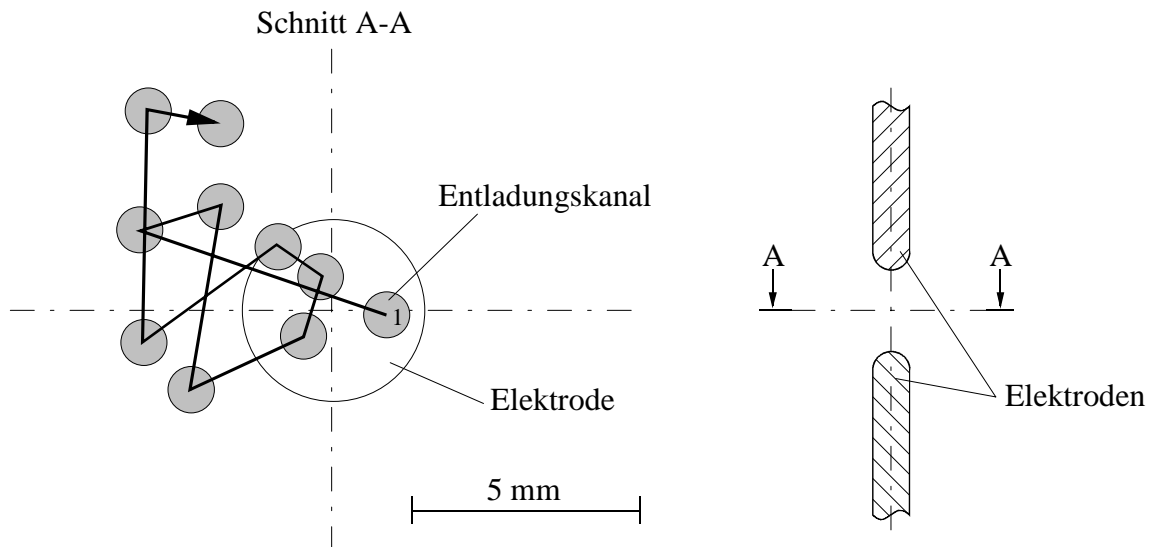


Bild 4.3.2: Ort des Entladungskanals bei 10 aufeinanderfolgender Entladungen an einer Stab - Stab - Anordnung ($\varnothing = 4 \text{ mm}$)

Das Bild 4.3.2 zeigt auch, daß die realisierte Meßanordnung nicht genau mittig ist. Der Schwerpunkt der Entladungen liegt etwas außerhalb des geometrischen Mittelpunktes. Neben der Stab - Stab - Anordnung wurde auch eine Elektrodenanordnung verwendet, die aus einem Stab und einem stumpfen Kegel bestand (Bild 4.3.3).

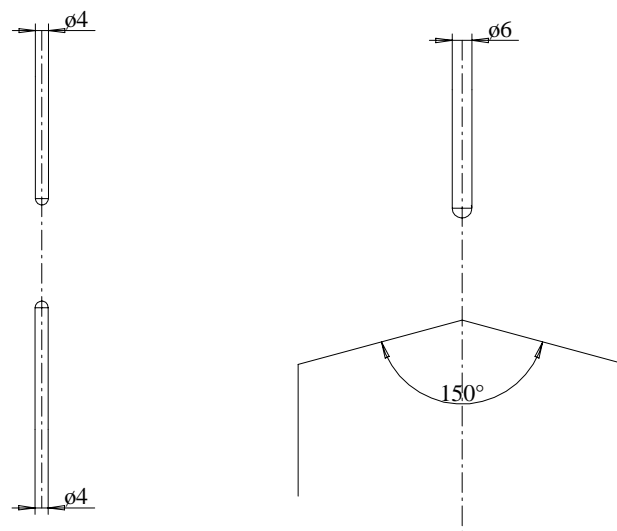


Bild 4.3.3: Verwendete Elektrodenanordnungen bei den Untersuchungen zum Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf

Für beide Elektrodenanordnungen wurde die maximale Schwankungsbreite des Entladungsortes und der relative Fehler zur Meßentfernung ermittelt (Tabelle 4.3.1).

Tabelle 4.3.1: Max. Schwankungsbreite des Entladungsortes bei den verwendeten Elektrodenanordnungen

Elektrodenanordnung	max. Schwankungsbreite des Entladungsortes	rel. Fehler zur Meßentfernung (69 mm)
Stab - Stab ($\varnothing = 4 \text{ mm}$)	6,6 mm	9,6 %
Stab ($\varnothing = 6 \text{ mm}$) - stumpfer Kegel (150°)	14,3 mm	20,7 %

Die Untersuchungen zeigen, daß Elektrodenanordnungen mit größeren Lebensdauern aufgrund ihrer größeren Elektrodendurchmesser eine wesentlich größere Schwankungsbreite des Entladungsortes aufweisen. Die Größenordnung der Schwankungsbreite des Entladungsortes macht eine Korrektur der Druckamplitude notwendig.

Unter der Annahme, daß der Leistungsschallimpuls in der Meßentfernung sich nahezu kugelförmig ausbreitet, kann die Amplitudenabweichung über die funktionelle Abhängigkeit der Druckamplitude am Meßort $\sim r^{-1}$ (r - Abstand vom Entladungskanal) korrigiert werden (Bild 4.3.4).

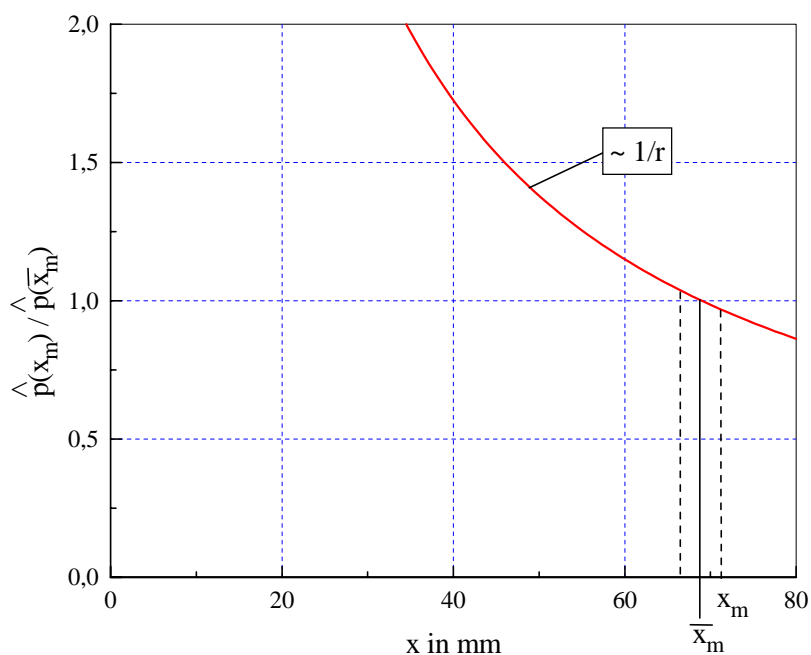


Bild 4.3.4: Verhältnis der gemessenen Druckamplitude zur Druckamplitude bei der mittleren Meßentfernung

Die gemessene Druckamplitude in der Meßentfernung x_m wird auf den theoretischen Wert in der mittleren Meßentfernung \bar{x}_m korrigiert.

4.4 Betrachtungen zur Entstehung von Leistungsschallimpulsen

Für die Darstellung des Zusammenhanges zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf müssen in den Zeitverläufen Bezugswerte definiert werden, wozu im folgenden die Betrachtungen über die zeitlichen Abläufe zur Entstehung von Leistungsschallimpulsen herangezogen werden. Die Beschreibung der zeitlichen Abläufe basieren im wesentlichen auf den Betrachtungen von Winkler [8].

Nach dem Durchbruch der Unterwasserfunkenstrecke steigt die Leistung im Funkenkanal sehr schnell an, wodurch es zu einer schnellen Aufheizung des Kanalplasmas kommt. Der innere Druck im Kanal steigt folglich ebenfalls schnell an und der Kanal beginnt sich relativ rasch aufzuweiten. Die Aufweitung setzt bereits bei der steigenden Flanke des Leistungszeitverlaufes ein. Die Expansion des Kanals geschieht so rasch, daß auf das umgebene Medium ein Stoß ausgeübt wird. Die Stoßfront wird immer weiter verstärkt, solange die radiale Beschleunigung anhält. Die weitere Expansionsgeschwindigkeit des Kanals ist von der weiteren Energiezufuhr, vom Volumen des Kanals und von den kontrahierenden Stromkräften (Pincheffekt) abhängig.

Durch die Expansion des Kanals wird das Kanalvolumen immer größer. Die zugeführte Energie erwärmt ein immer größer werdendes Kanalvolumen, wodurch die Expansionsgeschwindigkeit bzw. die Beschleunigung abnimmt.

Nach dem Erreichen des Leistungsmaximums sinkt die dem Kanal zugeführte Energie pro Zeiteinheit deutlich ab. Dadurch endet schließlich die Ausdehnung des Kanals und der Leistungsschallimpuls beginnt sich abzulösen. In den experimentellen Untersuchungen konnte festgestellt werden, daß durch den nichtlinearen Funkenwiderstandsverlauf das Leistungsmaximum noch vor dem Maximum des Entladestromes liegt. Die nach dem Leistungsmaximum noch im Entladungskanal umgesetzte Energie beeinflusst die Zeitkonstante des Druckabfalls.

4.5 Festlegung der Bewertungsparameter

Für die Darstellung der Abhängigkeiten des Druckzeitverlaufes ist es zweckmäßig, eine möglichst anlagenunabhängige Bezugsgröße zu wählen, um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse bei verschiedenen Anlagen bzw. Parameterkombinationen zu ermöglichen. Der Bezug der Druckamplitude auf die Speicherenergie spiegelt z. B. nicht die Prozesse während der Energieumwandlung wieder. Nähere Angaben zu Entladekreisparametern, Elektrodengeometrie und zu Entladungsbedingungen sind für einen Vergleich notwendig.

Aus diesem Grunde wurde im folgenden ein anlagenunabhängiges Vergleichskriterium gesucht. Ausgangspunkt bildet der gemessene Funkenleistungsverlauf, woraus die in die Funkenstrecke eingebrachte Energie bestimmt werden kann.

Da nach Winkler nur bis zum Leistungsmaximum eine Aufweitung des Kanals erfolgt, ist nicht die gesamte Funkenenergie für den Aufbau einer Druckamplitude wirksam. Der genaue Ablösezeitpunkt des Leistungsschallimpulses vom Entladungskanal in bezug zum Leistungszeitverlauf ist nicht bekannt. Es wird deshalb angenommen, daß maximal die

Energie bis zum Erreichen des Leistungsmaximums druckwirksam werden kann. Diese Energie wird als druckwirksame Funkenenergie W_{FP} definiert (Bild 4.5.1).

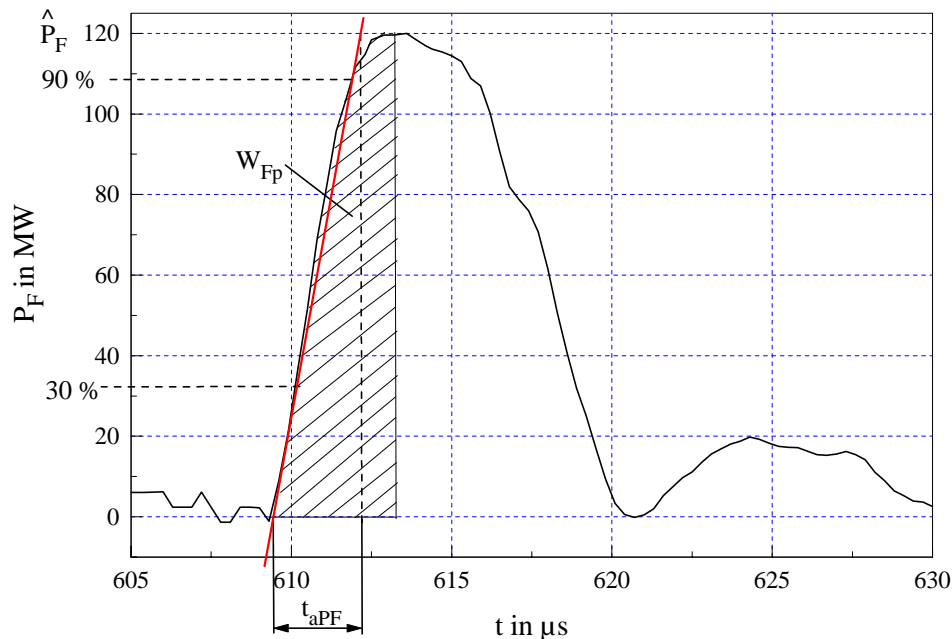


Bild 4.5.1: Parameterdefinition am Leistungszeitverlauf

Die Dauer des Energieeintrages wird mit dieser Definition dabei nicht berücksichtigt. Da der Entladungskanal sich beim Energieeintrag ausdehnt, ändert sich auch das Kanalvolumen. Erfolgt der Energieeintrag entsprechend langsam, kann der Volumenzuwachs überwiegen, und die Energie führt nicht zu einer merklichen Druckamplitudenerhöhung. Eine kurze Dauer des Energieeintrages ist für eine hohe Druckamplitude günstiger. Die druckwirksame Funkenenergie wird deshalb im folgenden auf die Leistungsanstiegszeit t_{aPF} bezogen. Die Anstiegszeit wird mit Hilfe der Anstiegsgeraden, die durch die Schnittpunkte 30 % und 90 % der Amplitude des gemessenen Leistungszeitverlaufes verläuft, ermittelt.

Das Verhältnis W_{FP}/t_{aPF} wird als druckwirksamer Leistungskennwert definiert. Mit diesem Leistungskennwert steht eine relativ anlagenunabhängige Bezugsgröße zur Verfügung. Die Einflüsse der Entladekreisparameter, der Vorentladungsverluste und des Elektrodenabstandes werden in diesem Leistungskennwert berücksichtigt. Nicht berücksichtigt werden die Einflüsse der Elektrodengeometrie auf die Ausbreitung des Leistungsschallimpulses und die Ausbreitungsbedingungen im Übertragungsmedium. Sie müssen für einen Vergleich weiterhin konstant gehalten werden. Erwähnt werden soll hier auch, daß der Druckzeitverlauf wesentlich vom verwendeten Druckwandlerprinzip abhängt. Für die Erfassung des Druckzeitverlaufes wurde ein piezoelektrischer Drucksensor mit einer minimalen Anstiegszeit von $1 \mu s$ und einer Resonanzfrequenz von $> 240 \text{ kHz}$ verwendet.

Die nähere Betrachtung des gemessenen Druckzeitverlaufes zeigt einen relativ steilen Druckanstieg und einen annähernd exponentiellen Druckabfall. Der Druckanstieg t_{ap} wird analog zum Leistungsanstieg durch eine Anstiegsgerade angenähert (Bild 4.5.2).

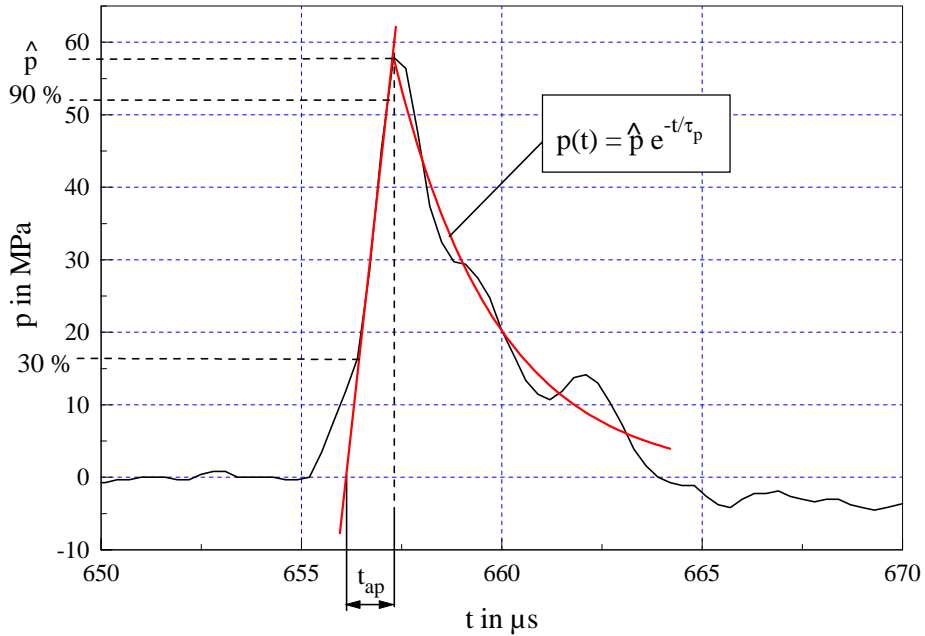


Bild 4.5.2: Parameterdefinition am Druckzeitverlauf

Der Druckabfall wird mit der exponentiellen Funktion

$$p(t) = \hat{p} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (4.5.1)$$

angenähert. Der Druckabfall wird dabei von Schwingungen überlagert. Die Schwingungsperiodendauer von ca. $2,5 \mu\text{s}$ ergibt eine Schwingungsfrequenz von 400 kHz . Im Datenblatt des verwendeten Drucksensors wird eine Resonanzfrequenz von $> 240 \text{ kHz}$ angegeben. Es handelt sich somit um die angeregte Eigenresonanzfrequenz des Drucksensors.

Die Zeitkonstante des Druckabfalles τ_p ist einerseits von der bereits zugeführten Energie W_{FP} und andererseits von der nach dem Ablösebeginn des Leistungsschallimpulses noch zugeführten Energie abhängig. In den weiteren Betrachtungen wird davon ausgegangen, daß maximal die Energie, die in der 1. Stromhalbwellen umgesetzt wird, sich in einem Druckimpulsverlauf widerspiegeln kann. Der zeitliche Einfluß des Energieeintrages auf die Zeitkonstante wird zum Teil kompensiert. Der Energieeintrag in einer kurzen Zeit hat einen stärkeren Einfluß auf die Amplitude. Wird die gleiche Energiemenge in einem breiteren Impuls umgesetzt, ist die Wirkung auf die Druckamplitude geringer. Dafür hält der Energieeintrag über eine längere Zeit an. Beide Verläufe können zu einem Impulsverlauf mit gleicher Zeitkonstante des exponentiellen Druckabfalls führen.

4.6 Experimentelle Ergebnisse des Zusammenhanges zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf

Entsprechend den definierten Bezugsgrößen werden folgende Abhängigkeiten der Leistungsschallimpulsparameter untersucht:

- Druckamplitude: $\hat{p} = f\left(\frac{W_{FP}}{t_{aPF}}\right)$
- Druckanstiegszeit: $t_{ap} = f(t_{aPF}, \hat{p})$
- Zeitkonstante des exponentiellen Druckabfalls: $\tau_p = f(W_{F1})$

Bei den Untersuchungen wurden die Entladekreisparameter in den Bereichen:

Ladespannung U_0 :	20 ... 30 kV
Speicherkapazität C:	3,2 ... 24 μ F
Speicherenergie W_0 :	1,25 ... 8,1 kJ
Entladekreisinduktivität L_i :	625 ... 1990 nH
Entladefrequenz f:	23 ... 109 kHz
Elektrodenabstand s:	12 ... 25 mm

variiert. Bei anlagenunabhängigen Bezugsgrößen müssen sich gemeinsame Abhängigkeiten bei verschiedenen Entladekreisparametern darstellen lassen.

4.6.1 Druckamplitude

Im Bild 4.6.1 ist die Druckamplitude in Abhängigkeit vom druckwirksamen Leistungskennwert dargestellt. Die Darstellung umfaßt alle Meßwerte der Versuchsreihen.

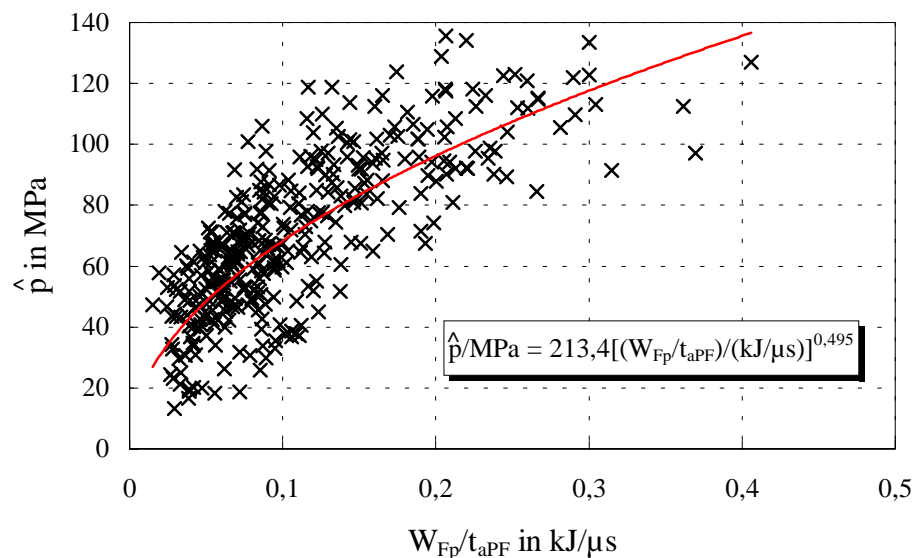


Bild 4.6.1: Druckamplitude in Abhängigkeit vom druckwirksamen Leistungskennwert

Die Untersuchungen zeigen, daß die Druckamplitude mit steigendem druckwirksamen Leistungskennwert zunimmt. Die Abhängigkeit kann annähernd mit der Funktion

$$\left[\frac{\hat{p}}{\text{MPa}} \right] = 213,4 \cdot \sqrt{\left[\frac{W_{\text{FP}} / t_{\text{aPF}}}{\text{kJ} / \mu\text{s}} \right]} \quad (4.6.1)$$

beschrieben werden. Die Streubreite der Meßwerte beträgt dabei bis zu 60 %. Ursache hierfür sind die Überlagerung der Meß- und Auswertefehler beim Leistungszeitverlauf mit dem Meßfehler bei der Druckmessung. Desweiteren können Schwankungen in den Versuchsbedingungen sowie die prinzipbedingte Streuung des Energiewandelprozesses mögliche Störeinflüsse sein.

Die Aussage, daß bei gleichem Energieeintrag in einer kürzeren Zeit eine höhere Druckamplitude erreicht wird, konnte durch die Untersuchungen bestätigt werden (Bild 4.6.2).

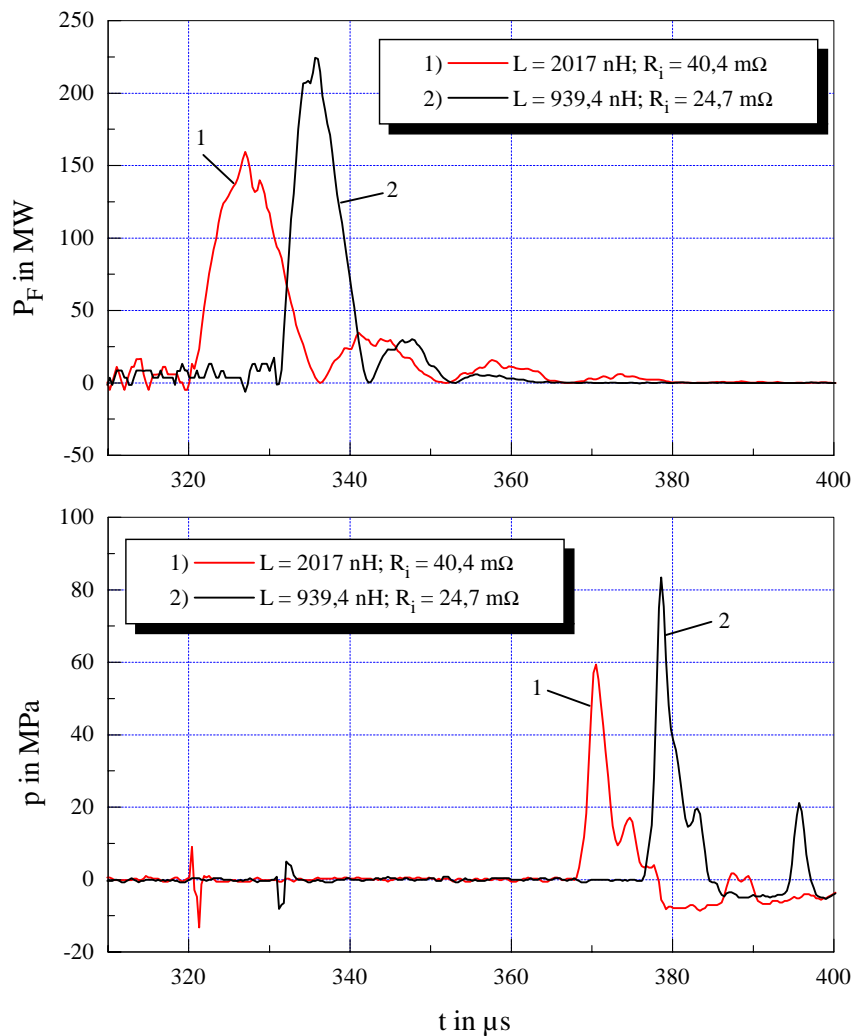


Bild 4.6.2: Vergleich der Druckamplituden bei Entladungsverläufen mit gleichem Energieeintrag in der 1. Stromhalbwellen und unterschiedlichen Periodendauern
Parameter: $W_{\text{F1}} = 1,35 \text{ kJ}; C = 12 \mu\text{F}$

4.6.2 Druckanstiegszeit

Mit der Annahme, daß der Druckanstieg von den Aufweitungsvorgängen des Entladungskanals abhängig ist, müssen sich zeitliche Abhängigkeiten vom Entladungsverlauf ergeben. Eine mögliche Abhängigkeit ist, daß die Druckanstiegszeit mit der Leistungsanstiegszeit funktio-nell zusammenhängt. Experimentell war jedoch kein Zusammenhang feststellbar (Bild 4.6.3).

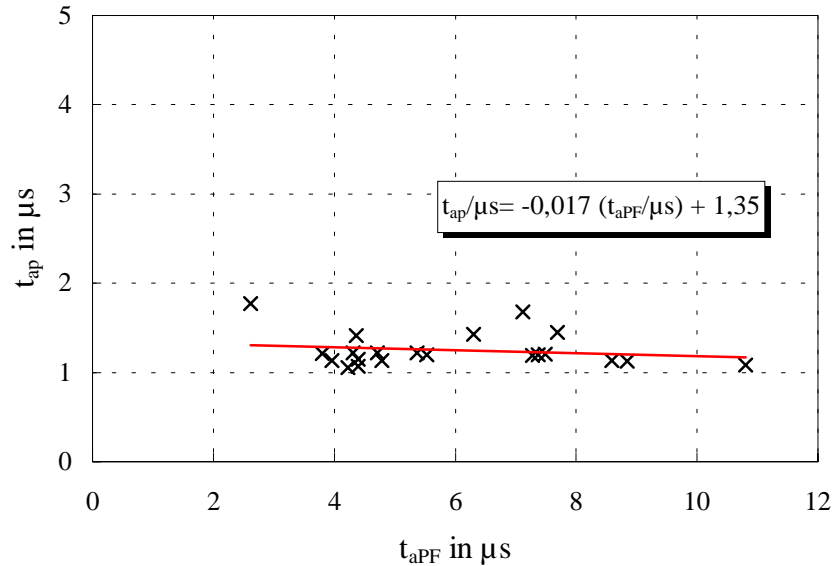


Bild 4.6.3: Druckanstiegszeit in Abhängigkeit von der Leistungsanstiegszeit

Die Druckanstiegszeit ist nahezu konstant und deutlich kleiner als die Zeiten des Leistungsanstieges. Bei der Darstellung der Druckanstiegszeit in Abhängigkeit vom Druckmaximum war bei kleinen Druckamplituden eine geringe Zunahme der Druckanstiegszeit zu beobachten (Bild 4.6.4).

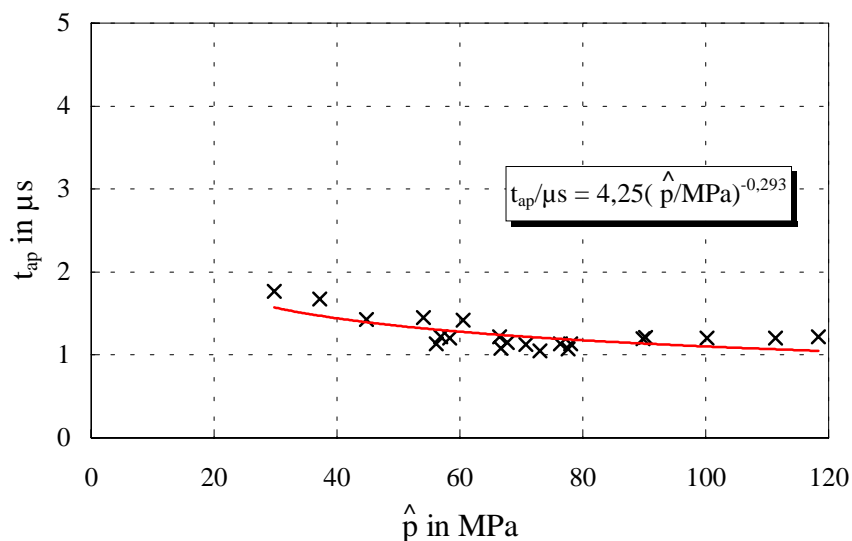


Bild 4.6.4: Druckanstiegszeit in Abhängigkeit vom Druckmaximum

Die Zunahme der Druckanstiegszeit bei kleinen Druckamplituden kann mit dem nichtlinearen Effekt der druckabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeit erklärt werden. Bei kleinen Druckamplituden ist der Aufsteilungseffekt geringer, wodurch sich in der Meßentfernung Druckzeitverläufe ergeben, bei denen die Druckanstiegszeit noch größer als die minimale Anstiegszeit des Drucksensors ist.

Die Zunahme der Druckanstiegszeit bei kleinen Druckamplituden kann jedoch vernachlässigt werden. Ab einer Druckamplitude von ca. 50 MPa beträgt die Druckanstiegszeit nahezu $1 \mu\text{s}$, welches der minimalen Anstiegszeit des Drucksensors entspricht. Kleinere Druckanstiegszeiten können bauartbedingt mit dem Drucksensor nicht erfaßt werden. Im untersuchten Parameterbereich kann die meßbare Druckanstiegszeit daher als konstant mit dem Wert

$$t_{\text{ap}} \approx 1,2 \mu\text{s} = \text{konst.} \quad (4.6.2)$$

betrachtet werden.

4.6.3 Zeitkonstante des exponentiellen Druckabfalls

Da das Druckmeßsystem durch die Impulsanregung zu Schwingungen angeregt wird, wurden für die Darstellung die Mittelwerte der Versuchsreihen gebildet. Die Untersuchungen zeigen, daß mit zunehmender Funkenenergie der 1. Stromhalbwellen eine Zunahme der Zeitkonstante des exponentiellen Druckabfalles zu verzeichnen ist (Bild 4.6.5).

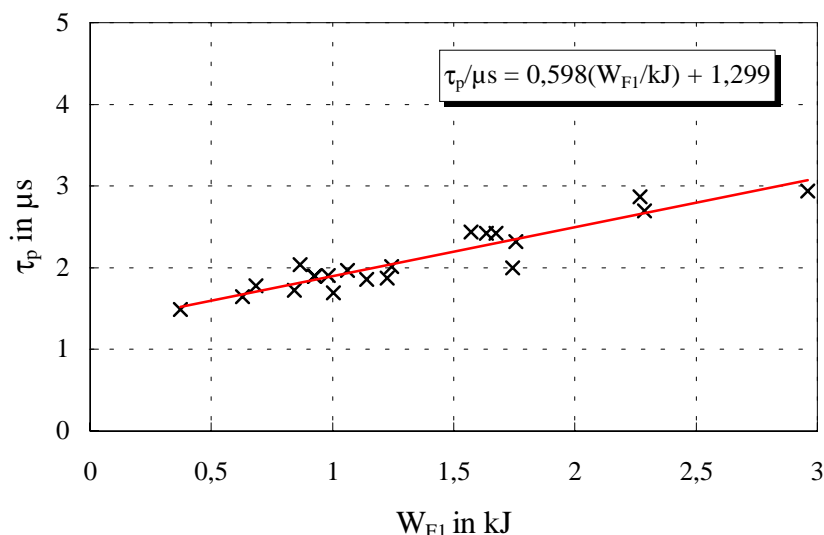


Bild 4.6.5: Zeitkonstante des exponentiellen Druckabfalls in Abhängigkeit von der während der 1. Stromhalbwellen umgesetzten Funkenenergie

Im untersuchten Parameterbereich konnte mit zunehmender Funkenenergie in der 1. Stromhalbwellen eine Verdopplung der Zeitkonstante festgestellt werden und man findet einen linearen Zusammenhang mit der Beziehung:

$$\left[\frac{\tau_p}{\mu\text{s}} \right] = 0,6 \cdot \left[\frac{W_{F1}}{\text{kJ}} \right] + 1,3 \quad (4.6.3)$$

Damit fällt die Änderung der Zeitkonstante im Vergleich zur Änderung des Energieeintrages relativ gering aus.

4.7 Stoßwellenwirkungsgrad

Unter der Voraussetzung, daß sich die Druckwellen in der Meßentfernung näherungsweise kugelförmig ausbreiten, kann zur Beurteilung des mechanischen Ereignisses die Stoßwellenenergie mit der Beziehung [18]

$$W_{SW} = \frac{4\pi r^2}{\rho_0 c_0} \int_0^{T_p} p(t)^2 dt \quad (4.7.1)$$

berechnet werden. Die schallharte Impulsankopplung an den Drucksensor muß bei der gemessenen Druckamplitude entsprechend dem Abschnitt 4.1 berücksichtigt werden. Wird die Stoßwellenenergie auf die Funkenenergie bezogen, erhält man den Stoßwellenwirkungsgrad (Gl. 4.7.2).

$$\eta_{SW} = \frac{W_{SW}}{W_F} \quad (4.7.2)$$

In der Literatur voneinander abweichende Angaben zu Stoßwellenwirkungsgraden resultieren daher, daß z. T. die Stoßwellenenergie auf die Speicherenergie W_0 bezogen wurde.

Der bei den Versuchen ermittelte Stoßwellenwirkungsgrad ist im Bild 4.7.1 dargestellt.

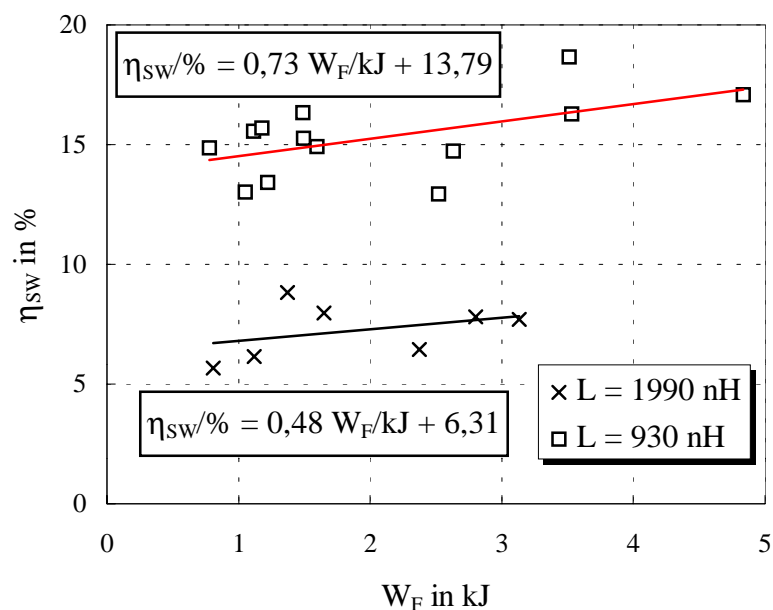


Bild 4.7.1: Stoßwellenwirkungsgrad in Abhängigkeit der Funkenenergie

Im Bild 4.7.1 ist zu erkennen, daß der Stoßwellenwirkungsgrad hauptsächlich von der Entladekreisinduktivität abhängt. Hier wird bestätigt, daß Entladungen bei kleinerer Entladekreisinduktivität höhere Druckamplituden erzeugen (Bild 4.6.2), da es hierbei zu einem rascheren Leistungsanstieg kommt. Der Wirkungsgrad zeigt nur eine schwache Abhängigkeit von der Funkenenergie.

5 Schalleitungsmodell zur Bestimmung anwendungsoptimierter Leistungsschallimpulsparameter

5.1 Einleitende Betrachtungen zu Vorgängen beim Schalldurchgang

In diesem Abschnitt sollen die Vorgänge beim Schalldurchgang durch Stoffe und Stoffschichtungen betrachtet werden. Auf der Basis von linearen eindimensionalen Berechnungsmodellen, die bezüglich der physikalischen Realität stark vereinfacht sind, sollen im Ergebnis Ansätze für eine anwendungsoptimierte Auswahl der Leistungsschallimpulsparameter abgeleitet werden.

Schwerpunkt der Untersuchungen ist die Analyse von Belastungszuständen in Stoffen und an Grenzflächen bei Stoffschichtungen. Diese Belastungszustände sind sowohl material- und anordnungsabhängig als auch abhängig von den Impulsparametern. Beim Eintritt eines Impulses von einem Stoff mit kleinem akustischen Wellenwiderstand in einen Stoff mit großem akustischen Wellenwiderstand (Bild 5.1.1), z. B.: von Wasser in einen Festkörper, kommt es an der Grenzfläche zu Reflexionsvorgängen.

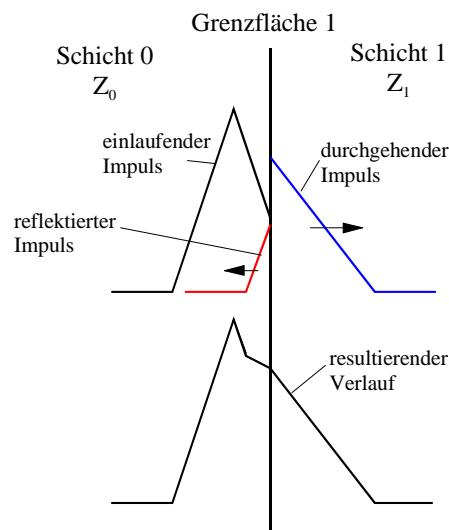


Bild 5.1.1: Reflexion eines Impulsverlaufes an einer Grenzfläche; $Z_1 > Z_0$; $c_1 > c_0$

Abhängig von der Druckimpulsbreite und der Schallgeschwindigkeit wird ein bestimmtes Volumen belastet, in dem Spannungszustände erzeugt werden. Desweiteren benötigen entstehende Risse eine gewisse Zeit, um sich weiter auszubreiten. Demnach sollen die Spannungszustände lange anhalten. Hier spielt jedoch die endliche Abmessung des zu zerkleinernden Materials eine Rolle. An der Austrittsfläche kommt es ebenfalls zu Reflexionen, deren Anteile sich mit dem weiter vorwärts ausbreitenden Impuls überlagern. Je nach Schichtanordnung kommt es dabei zu Überlagerungen des Impulses. Die Reflexions- und Durchlaßfaktoren bei aufeinanderfolgenden Schichtungen sind im Bild 5.1.2 dargestellt.

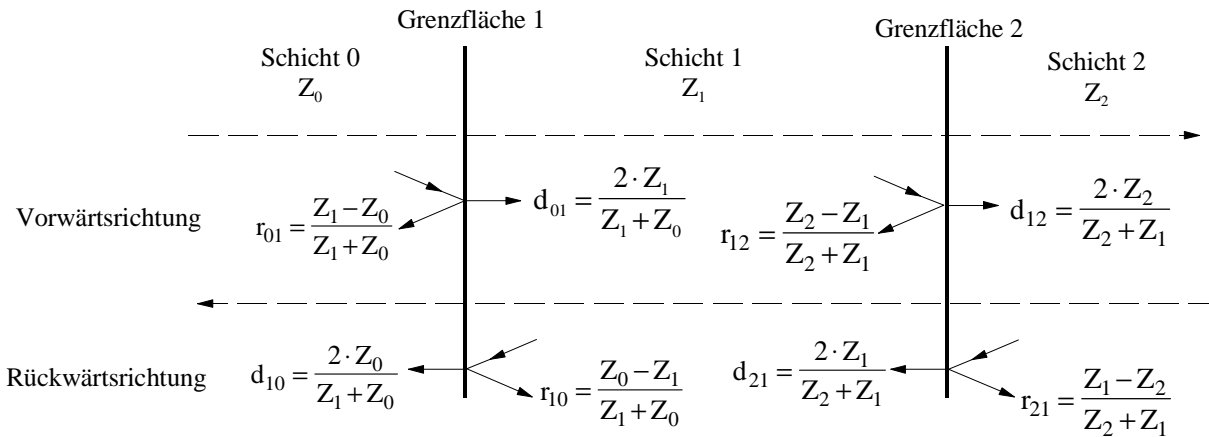


Bild 5.1.2: Reflexions- und Durchlaßfaktoren an Grenzflächen

Aus diesem System von vorwärts- und rückwärtsgerichteten Reflexions- und Durchlaßfaktoren kann nun ein Wellenfahrplan erstellt werden (Bild 5.1.3).

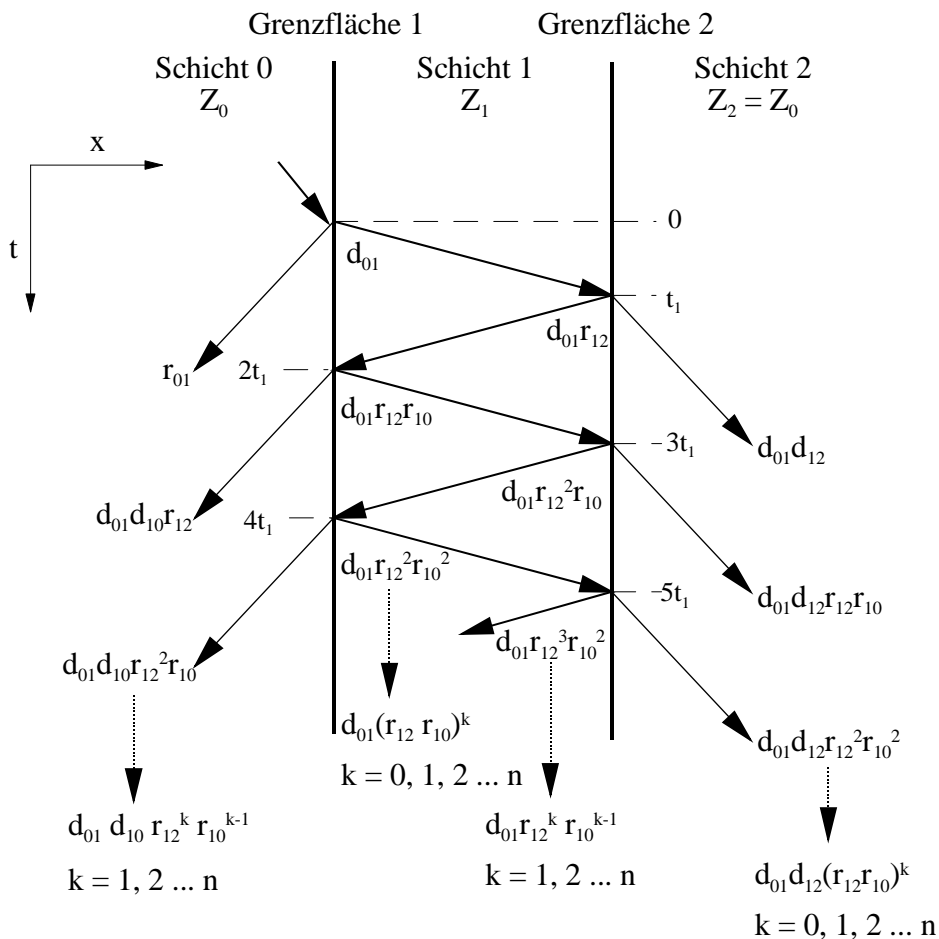


Bild 5.1.3: Wellenfahrplan des Schalldurchganges durch zwei Grenzflächen

Mit Hilfe des Wellenfahrplanes können die Amplituden der einzelnen Impulsanteile berechnet werden. Die Laufzeit, die der Impuls zum Durchlaufen der Schicht benötigt, berechnet sich zu:

$$t_1 = \frac{l_1}{c_1} \quad (l - \text{Schichtdicke}) \quad (5.1.1)$$

Da die Impulsanteile zeitlich verzögert auftreten, ist das Nachbilden von kompletten Impulsverläufen mit dieser Methode nicht zweckmäßig. Wie später jedoch gezeigt wird, kann in den Fällen, bei denen es noch zu keiner Überlagerung gekommen ist, der Maximalwert von Belastungszuständen berechnet werden.

5.2 Schalleitungsmodell zur Beschreibung des Schalldurchgangs

5.2.1 Modellannahmen

Für die Einführung des Schalleitungsmodells sind zunächst einige Vereinfachungen notwendig. Bei den folgenden Untersuchungen werden:

- ebene Wellen,
- ebene Schichten,
- senkrechter Einfall des Impulses (Ausbreitung in Normalenrichtung),
- lineare Abhängigkeiten (keine Verzerrungen),
- verlustlose Ausbreitung und
- homogene Materialien

angenommen. Mit diesen Vereinfachungen kann eindimensional mit linearen Gleichungssystemen gerechnet werden. Die Vernachlässigung von Nichtlinearitäten und Verlusten liegt darin begründet, daß nur die Wirkungszone untersucht wird, deren Abmessungen i. allg. gering sind. Desweiteren bezieht sich die Untersuchung auf Festkörper, wo die Dämpfung und Nichtlinearität kleiner ist als in Flüssigkeiten.

5.2.2 Elektroakustische Analogien

Die eindimensionale Ausbreitung von akustischen Vorgängen wird durch die Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\rho}{K} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad K - \text{Kompressionsmodul; } \rho - \text{Dichte} \quad (5.2.1)$$

beschrieben [40]. Das Ersatzschaltbild eines differentiellen Schichtelements ist im Bild 5.2.1 dargestellt.

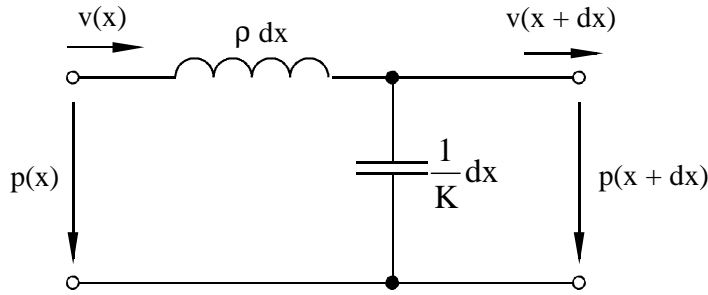


Bild 5.2.1: Ersatzschaltbild der verlustlosen akustischen Wellenausbreitung

Das entsprechende Ersatzschaltbild des verlustlosen differentiellen elektrischen Leitungselementes zeigt das Bild 5.2.2.

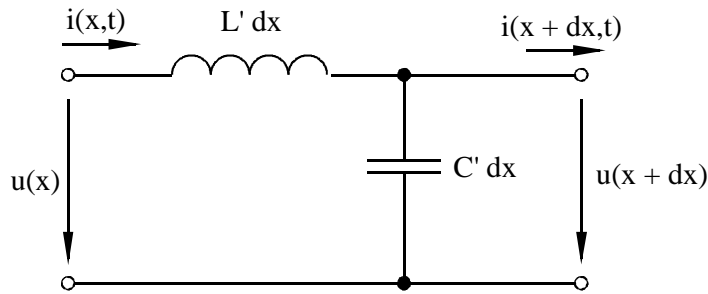


Bild 5.2.2: Ersatzschaltbild einer verlustlosen Leitung in der Leitungstheorie

Zwischen der Wellenausbreitung in der Akustik und der Wellenausbreitung in der elektrischen Leitungstheorie bestehen folgende Analogien:

Akustik		Leitungstheorie
akustischer Wellenwiderstand		elektrischer Wellenwiderstand
$Z = \sqrt{K \cdot \rho} = \rho \cdot c \quad (5.2.2)$	\Rightarrow	$Z = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad (5.2.3)$
Druck: p	\Rightarrow	Spannung: u
Geschwindigkeit: v	\Rightarrow	Strom: i

Die akustische Wellenausbreitung kann damit als Wellenausbreitung in der elektrischen Leitungstheorie behandelt werden [41]. In Analogie zur Akustik lautet hier die Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = L' \cdot C' \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (5.2.4)$$

5.2.3 Umsetzung des Leitungsmodells im Simulationsprogramm

Die Leitungen können als Vierpol mit gesteuerten Spannungs- und Stromquellen nachgebildet werden (Bild 5.2.3) [42].

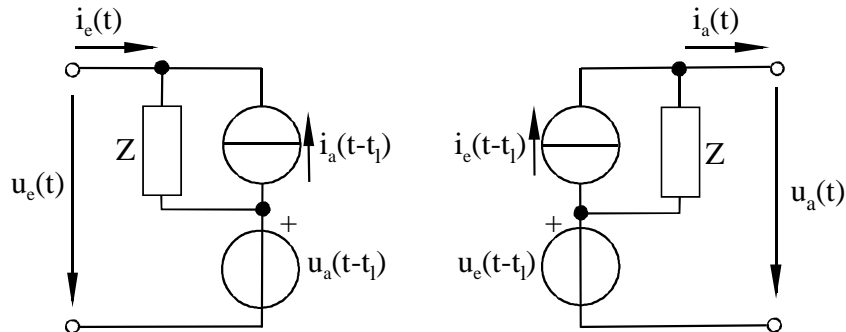


Bild 5.2.3: Ersatzschaltbild der verlustlosen Leitung im Simulationsprogramm

Die gesteuerte Spannungs- und Stromquellen geben die Eingangsgrößen zeitverzögert an den Ausgang des Vierpols weiter. Die Zeitverzögerung aufgrund der Signallaufzeit in der Schicht wird mit der Gleichung

$$t_{li} = \frac{l_i}{c_i} \quad i = 0, 1, 2 \dots n \quad (5.2.5)$$

berechnet. Hierbei werden die einzelnen Abmessungen und die Schallausbreitungsgeschwindigkeiten der Schichten berücksichtigt. Für die Leitung ergibt sich schließlich folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} u_a(t - t_1) + Z \cdot i_a(t - t_1) &= u_e(t) - Z \cdot i_e(t) \\ u_a(t) + Z \cdot i_a(t) &= u_e(t - t_1) + Z \cdot i_e(t - t_1) \end{aligned} \quad (5.2.6)$$

Für die Untersuchungen wurde das auf „Pspice“ beruhende Simulationsprogramm „MicroSim[®] DesignLab[™]“ verwendet, worin die Leitungen bereits als Bauelemente enthalten sind. Die eingangsseitigen Impulsverläufe können mit entsprechenden Spannungsquellen generiert werden. Die allgemeine Schaltung, mit der die folgenden Modellberechnungen durchgeführt wurde, zeigt das Bild 5.2.4.

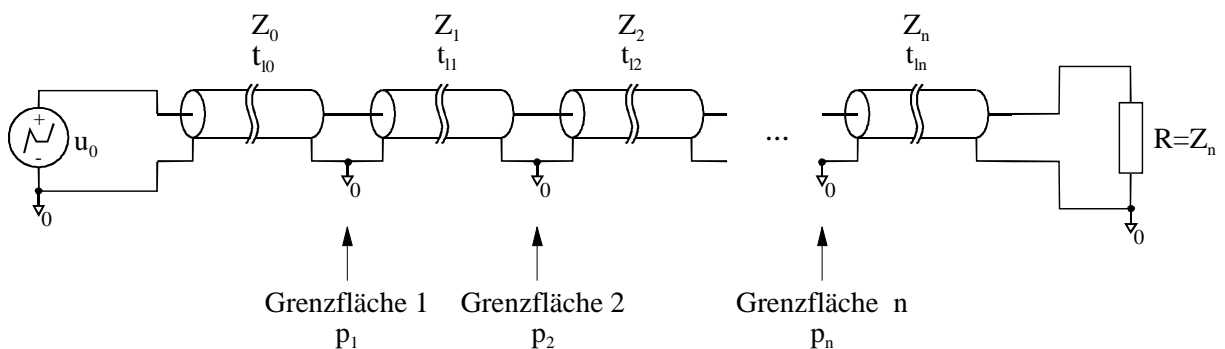


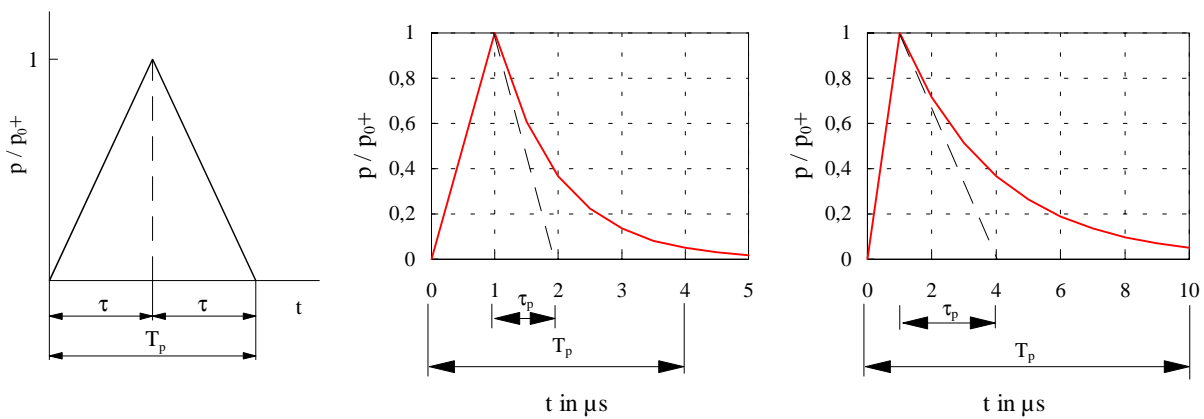
Bild 5.2.4: Modell zur Berechnung der Schallausbreitung im Simulationsprogramm

Die Anzahl der Leitungselemente mit den Wellenwiderständen und den Verzögerungszeiten wurden entsprechend der Anwendungsaufgabe variiert. Die zu untersuchende Schichtanordnung wird durch die Leitungselemente 1 bis n-1 repräsentiert. Für die Simulation sind noch eine Einlauf- und eine Auslaufschicht notwendig. Die letzte Leitung (Schicht) wird mit einem Widerstand, der dem Wert des Wellenwiderstandes der letzten Leitung entspricht, reflexionsfrei abgeschlossen. Die Verzögerungszeit der 1. Schicht ist so gewählt, daß es zu keiner Überlagerung von reflektierten Signalanteilen, die auch am Anfang des Modells entstehen, mit den Signalanteilen an den untersuchten Grenzflächen kommt.

5.3 Impulsformen

Im vorgestellten Schalleitungsmodell kann der Kurvenverlauf des Eingangssignals frei gewählt werden. Für die durch elektrische Entladungen erzeugten Druckwellen wurden jedoch nur zwei unterschiedliche Kurvenverläufe beschrieben. Es handelt sich hierbei um unterschiedliche Approximationen der gemessenen Stoßwellenverläufe. In den Untersuchungen von Pöschel [18], Seyfarth [43] und bei den eigenen Messungen wurden Druckzeitverläufe mit relativ steilem Druckanstieg und exponentiellem Druckabfall festgestellt. Druckzeitverläufe in der Form eines gleichschenkligen Dreiecks wurden von Ismar [11] und Franke [10] gemessen. Bei Veränderungen in den Versuchsbedingungen und -parametern können beide Beschreibungsformen auftreten, wie die Untersuchungen von Scheibe [44] zeigen. Die Versuchsanordnungen sowie die Meßabstände unterscheiden sich in den erwähnten Arbeiten stark. Desweiteren sind die Angaben nicht immer vollständig, so daß die konkreten Versuchsbedingungen nicht rekonstruiert werden können.

Für die weiteren Modellberechnungen wurden beide annähernden Beschreibungsformen des Impulsverlaufes verwendet (Bild 5.3.1).



Dreieckapproximation lin./exp. Approximation: $\tau_p = t_{ap}$ lin./exp. Approximation: $\tau_p = 3 \cdot t_{ap}$
 (Dreieckimpuls) (Stoßimpuls 1) (Stoßimpuls 2)

Bild 5.3.1: Verwendete Impulsverläufe bei der Schalleitungsberechnung

Bei der Dreieckapproximation des Impulsverlaufes werden der Druckanstieg und der Druckabfall durch zwei Geraden angenähert, wobei die Zeitkonstanten des Anstieges und des Abfalles gleich groß sind (Bild 5.3.1 - links). Der angenäherte dreieckförmige Impulsverlauf wird im folgenden als Dreieckimpuls bezeichnet. Ist im gemessenen Druckzeitverlauf der Druckanstieg steiler als der Druckabfall und tritt der exponentielle Druckabfall stärker in Erscheinung, so wird der Druckanstieg mit einer Geraden und der Druckabfall mit einer Exponentialfunktion angenähert. Diese lineare / exponentielle Approximation wird im folgenden als Stoßimpuls bezeichnet. Bei den Stoßimpulsen wurden zwei Verläufe mit gleicher Druckanstiegszeit und unterschiedlichen Zeitkonstanten des exponentiellen Druckabfalls ausgewählt (Bild 5.3.1 - Mitte und rechts). Als Druckimpulsbreite wurde die Summe von Druckanstiegszeit und dem Dreifachen der Zeitkonstante definiert. Wird die Druckimpulsbreite als Verhältnis zur Laufzeit in der Schichtanordnung dargestellt, entsteht dadurch ein Vergleich von Impulsverläufen mit variiertes zeitlicher Gewichtung des Maximums.

5.4 Schalldurchgang durch Einschichtsysteme

Als erste relativ einfache Anordnung soll nun der Schalldurchgang durch Einschichtsysteme untersucht werden (Bild 5.4.1). Eine praktische Bedeutung haben solche Systeme bei der Zerkleinerung homogener Materialien, wie z. B.: Gesteine, Glas und Quarz [43 u. 45]. Das Modell wurde allgemeingültig gehalten und nicht auf eine konkrete Materialzusammensetzung bezogen. Die Ergebnisse können somit auf ähnliche Anordnungen mit verschiedenen Materialien übertragen werden.

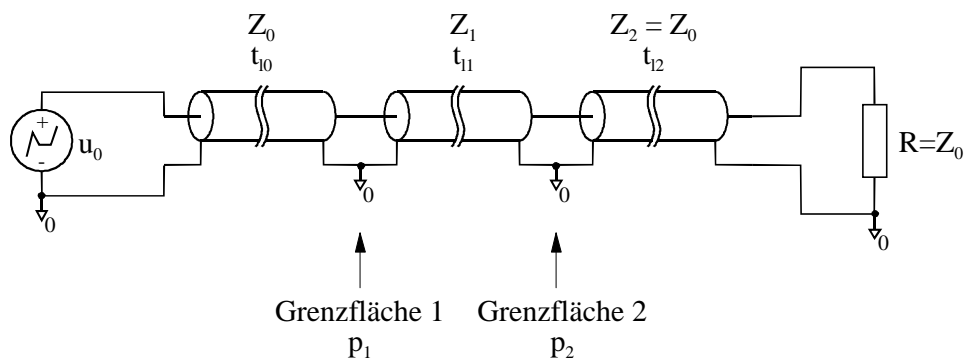


Bild 5.4.1: Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch eine Schicht

Die durch die Simulation ermittelten Druckverläufe an den Grenzflächen des Modells sind im Bild 5.4.2 dargestellt. Als Eingangssignal wurde ein dreieckförmiger Druckzeitverlauf ausgewählt.

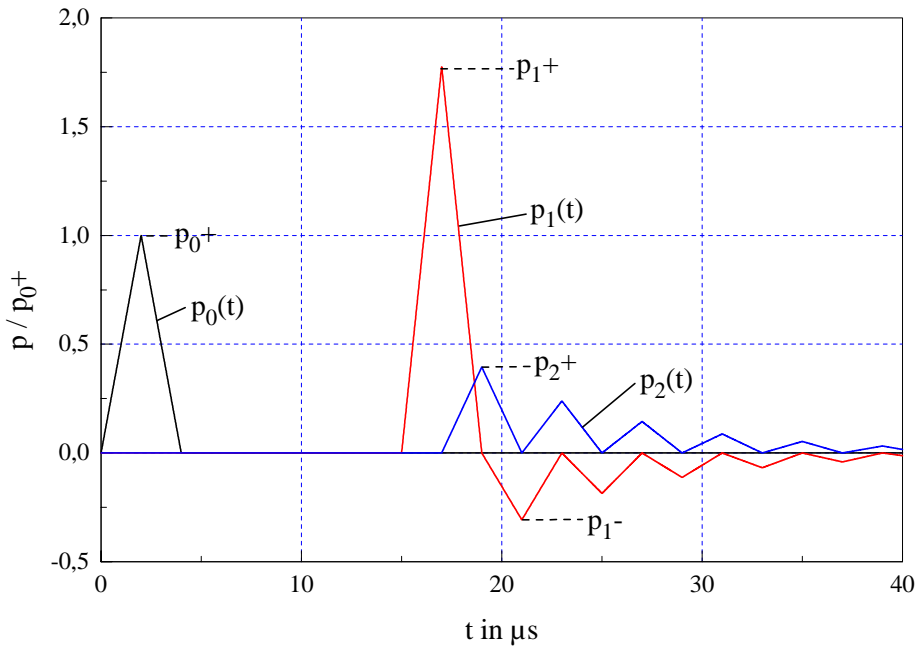


Bild 5.4.2: Zeitliche Verläufe an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch ein Einschichtsystem; Parameter: $T_p/t_1 = 2$; $Z_1/Z_0 = 8$

Für die weiteren Untersuchungen, die zur Ermittlung optimierter Impulsparameter dienen, wurden das Verhältnis der Wellenwiderstände Z_1/Z_0 und die Druckimpulsbreite bezogen auf die Signallaufzeit in der Schicht variiert. Ausgewertet wurden das Maximum und das negative Maximum der Signalverläufe. Die Maxima wurden mit p_{i+} und die negativen Maxima mit p_{i-} bezeichnet ($i = 1, 2 \dots n$). Die Maxima geben die Drucküberhöhungen und die negativen Maxima die durch Reflexionen erzeugten Zugspannungen wieder.

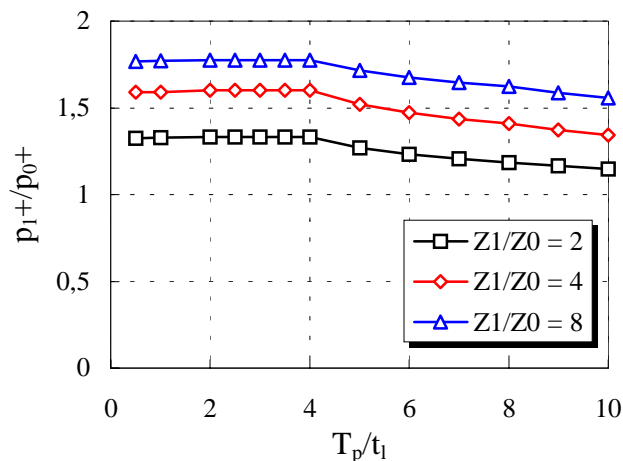


Bild 5.4.3: Maximum des Impulsverlaufes an der 1. Grenzfläche p_{1+} in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit

Die Auswertung des Maximums an der 1. Grenzfläche (Bild 5.4.3) zeigt, daß bei dreieckförmigen Impulsverläufen die Amplitude bis zu einem Verhältnis $T_p/t_1 = 4$ konstant bleibt. Bis zu diesem Verhältnis kommt es noch zu keiner Überlagerung von Reflexionsanteilen im Bereich des Impulsmaximums. Danach nimmt das Maximum p_{1+} stetig ab. Die Erhöhung des Wellenwiderstandsverhältnisses bewirkt eine Zunahme der Drucküberhöhung. Für $T_p/t_1 < 4$ kann die Amplitude mit dem Durchlaßfaktor der 1. Grenzfläche entsprechend dem Wellenfahrplan (Bild 5.1.3)

$$\frac{p_{1+}}{p_{0+}} = d_{01} \quad (5.4.1)$$

berechnet werden. Das gleiche zeitliche Verhalten zeigt das Maximum an der 2. Grenzfläche (Bild 5.4.4). Hier steigt jedoch die Amplitude mit größer werdendem Verhältnis T_p/t_1 und die Amplitude sinkt mit größer werdendem Wellenwiderstandsverhältnis.

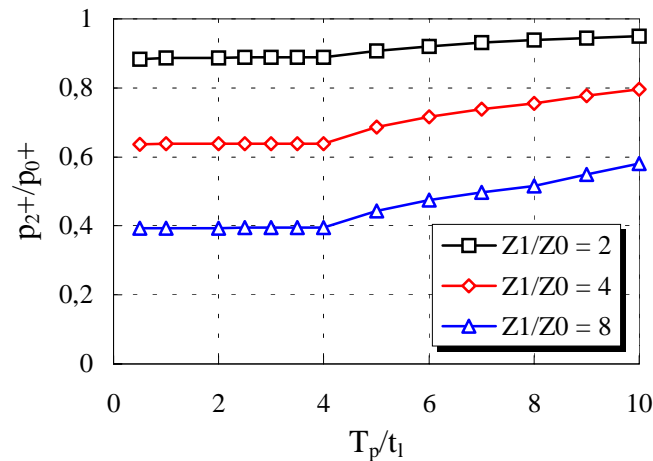


Bild 5.4.4: Maximum des Impulsverlaufes an der 2. Grenzfläche p_{2+} in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit

Die Amplitude des Impulsverlaufes für $T_p/t_1 < 4$ kann aus den Durchlaßfaktoren beider Grenzflächen

$$\frac{p_{2+}}{p_{0+}} = d_{01} \cdot d_{12} \quad (5.4.2)$$

berechnet werden. Bei der Untersuchung des negativen Maximums des Impulsverlaufes zeigte sich, daß die größten negativen Amplitudenwerte nicht an den Grenzflächen, sondern im Inneren der Schicht auftreten. Für die Untersuchung wurde die Schicht in weitere Leitungselemente unterteilt und neben dem Amplitudenwert auch der Ort bestimmt, an dem das negative Maximum auftritt (Bild 5.4.5 u. 5.4.6).

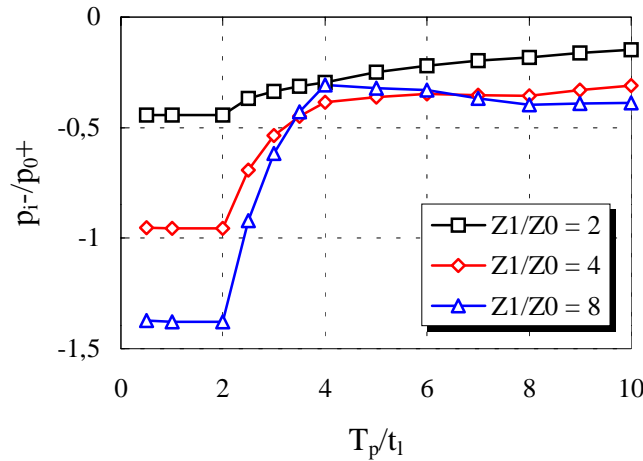


Bild 5.4.5: Negative Maximum des Impulsverlaufes p_i^- in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit

Das negative Maximum liegt bei $T_p/t_1 < 2$ und kann mit der Beziehung

$$\frac{p_i^-}{p_0^+} = d_{01} \cdot r_{12} \tag{5.4.3}$$

berechnet werden. Große Wellenwiderstandsverhältnisse besitzen dabei einen starken Einfluß auf die innere Drucküberhöhung. Mit größer werdendem Verhältnis T_p/t_1 fällt der Amplitudenwert wieder stark ab, wodurch der optimale Bereich der Erzeugung innerer Spannungszustände scharf begrenzt ist. Der Ort, an dem das negative Maximum auftritt, ändert sich in Abhängigkeit des Verhältnisses T_p/t_1 .

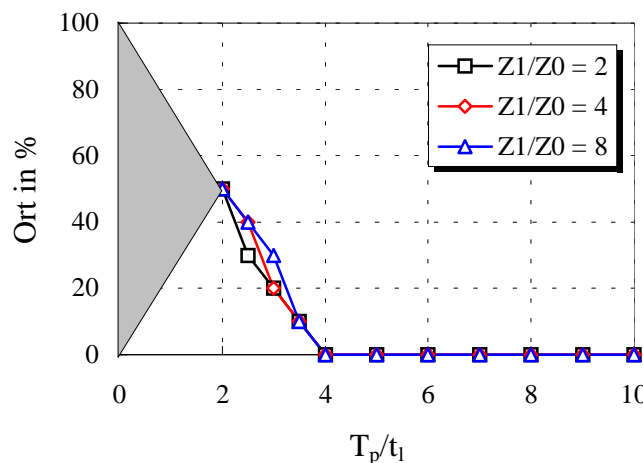


Bild 5.4.6: Ort des negativen Maximums bei dreieckförmigem Impulsverlauf in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit (0 % - 1. Grenzfläche; 100 % - 2. Grenzfläche)

Bei $T_p/t_1 < 2$ tritt der negative Maximumwert in einem Bereich im Inneren der Schicht auf. Danach kann das negative Maximum genau lokalisiert werden, wobei sich das negative

Maximum mit zunehmendem Verhältnis T_p/t_1 immer mehr zur 1. Grenzfläche verschiebt. Die Amplitude nimmt in diesem Übergangsbereich stetig ab (Bild 5.4.5). Ab $T_p/t_1 = 4$ tritt das negative Maximum nur noch an der 1. Grenzfläche auf.

Neben dem dreieckförmigen Druckzeitverlauf wurde auch die Wirkung der im Abschnitt 5.3 definierten Stoßverläufe untersucht. Auch hier wurde die Druckimpulsbreite auf die Laufzeit in der Schicht bezogen dargestellt. Erkennbar wird hierdurch der Einfluß der Unsymmetrie der untersuchten Impulsverläufe.

Durch die steilere Flanke der Stoßverläufe gemäß Bild 5.3.1 bleibt das Maximum an den Grenzflächen über einen größeren Bereich überlagerungsfrei (Bild 5.4.7). Die Maxima an den Grenzflächen können im untersuchten Bereich als konstant angesehen werden, und können mit den Gleichungen 5.4.1 und 5.4.2 berechnet werden.

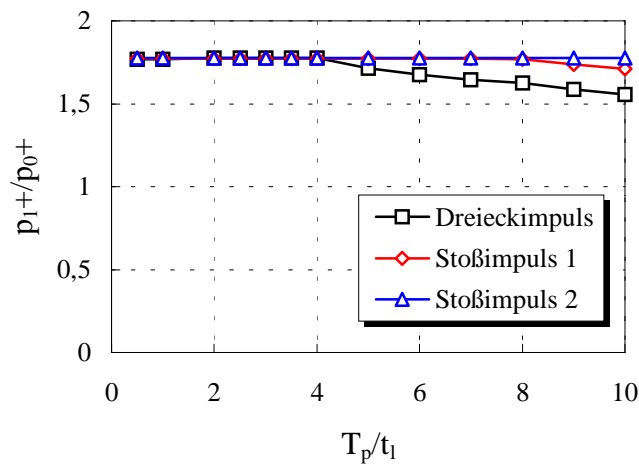


Bild 5.4.7: Maximum des Impulsverlaufes an der 1. Grenzfläche p_{1+} in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit bei verschiedenen Impulsformen; Parameter: $Z_1/Z_0 = 8$

Das negative Maximum des Impulsverlaufes zeigt bei Stoßverläufen gemäß Bild 5.3.1 die gleiche Tendenz wie bei dreieckförmigen Impulsverläufen. Der optimale Bereich ist jedoch nicht so scharf begrenzt (Bild 5.4.8), was für eine praktische Anwendung als günstig zu betrachten ist.

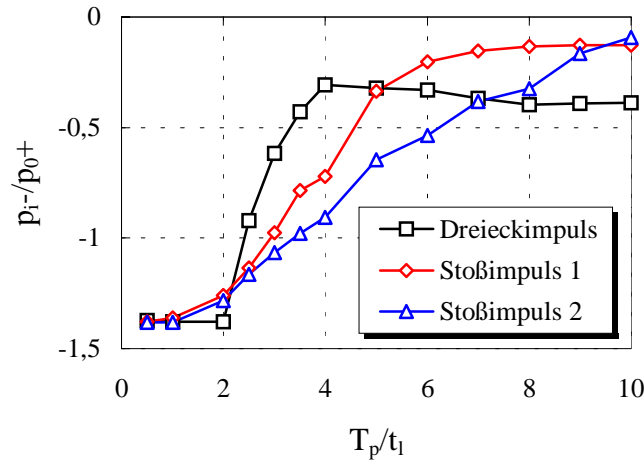


Bild 5.4.8: Negative Maximum des Impulsverlaufes p_{i-} in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit bei verschiedenen Impulsformen; Parameter: $Z_1/Z_0 = 8$

Desweiteren kann das negative Maximum bei Stoßverläufen über einen größeren Bereich im Inneren der Schicht lokalisiert werden (Bild 5.4.9).

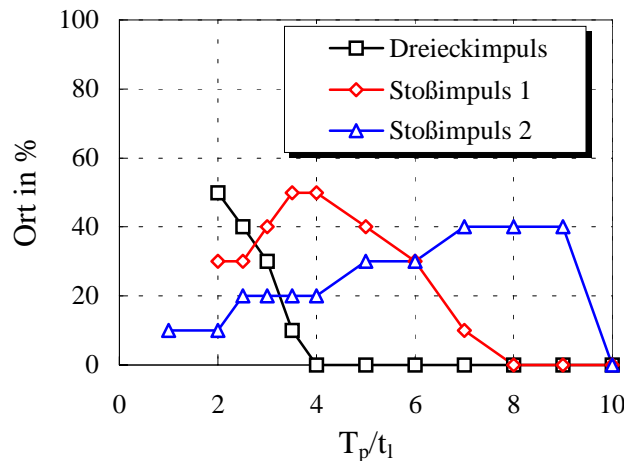


Bild 5.4.9. Ort des negativen Maximums in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit bei verschiedenen Impulsformen; Parameter: $Z_1/Z_0 = 8$ (0 % - 1. Grenzfläche; 100 % - 2. Grenzfläche)

Aus den durchgeführten Untersuchungen zum Schalldurchgang durch Einschichtsysteme können folgende Schlußfolgerungen zur Auswahl optimierter Impulsparameter getroffen werden. Die Druckimpulsbreite sollte hin Hinblick auf eine möglichst hohe Amplitude der Zugspannungen etwa das Doppelte der Laufzeit betragen. Die Einstellung der Druckamplitude des einlaufenden Impulses richtet sich nach der Druck- und Zugfestigkeit der Stoffe. Die Amplitudenauswahl ist lediglich als Abschätzung zu verstehen, da dynamische Kennwerte für die vorliegenden Belastungsgeschwindigkeiten meist nicht existieren. Die Zugfestigkeit ist häufig ebenfalls unbekannt. Sie ist i. allg. kleiner als die Druckfestigkeit.

Aufgrund der nicht so scharfen Begrenzung des Optimums sind unsymmetrische Stoßverläufe mit steilem Anstieg und flachem Abfall (Stoßimpuls 2) günstiger.

5.5 Schalldurchgang durch Mehrschichtsysteme

Bei Mehrschichtsystemen ist eine Verallgemeinerung schwer realisierbar, da die einzelnen Schichtdicken und die Aufeinanderfolge der Materialeigenschaften einen entscheidenden Einfluß auf das Reflexionsverhalten der Anordnung haben. Deshalb werden hier Beispielanordnungen untersucht, die das Prinzip der Parameterauswahl bei Mehrschichtanordnungen verdeutlichen. Bei den Beispielen wurde sich an praktisch durchgeführte Zerkleinerungsversuche orientiert.

5.5.1 Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn (Beton)

Das erste Beispiel ist die Aufschlußzerkleinerung von Betonpartikeln. Es handelt sich hierbei um ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn, welches sich in einem Wasserbad befindet. Das Ziel der Zerkleinerung besteht darin, den Zementstein vom Zuschlagstoff zu trennen. Entscheidend für die Trennwirkung ist die Erzeugung von Belastungszuständen an den Grenzflächen der Anordnung, weshalb in den folgenden Untersuchungen die Impulsmaxima und negativen Maxima an den Grenzflächen ausgewertet wurden. In der Simulation des Schalldurchgangs wird das Betonpartikel als ebene Schichtenfolge mit senkrechtem Einfall einer ebenen Schallwelle betrachtet. Die Schichtdicke des Zuschlagstoffes im Modell entspricht dem mittleren Durchmesser des Zuschlagskorns. Dadurch werden durch das Schalleitungsmodell keine Beugungserscheinungen und Scherkräfte wiedergegeben. Die Modellbetrachtungen sind auf Grenzflächenbelastungen entlang des Zuschlagskorndurchmessers begrenzt. Die Dicke der Zementsteinschicht wurde variiert und als Verhältnis zur Dicke des Zuschlagstoffes dargestellt. Da bei Beton eine Korngrößenverteilung existiert, wurde die Druckimpulsbreite auch hier auf die Laufzeit in der Schichtenanordnung bezogen. Damit können die Ergebnisse auf die einzelnen Korngrößen übertragen werden. Praktisch kann von Außen die Größe des Zuschlagstoffes im Betongefüge nicht festgestellt werden. Deshalb bezieht sich die Druckimpulsbreite auf die Gesamtlaufzeit des untersuchten Betonstückes. In der Tabelle 5.5.1 sind die für die Simulation verwendeten Materialkennwerte aufgelistet [40, 46 ... 49].

Tabelle 5.5.1: Materialkennwerte für die Simulation

	Wasser	Zementstein n	Zuschlagstoff	Zementstein	Wasser
c in m/s	1490	≈ 2750	≈ 6000	≈ 2750	1490
ρ in g/cm ³	0,997	1,8	2,65	1,8	0,997

Die Schichtenfolge stellt sich als Schaltung im Simulationsprogramm wie folgt dar (Bild 5.5.1).

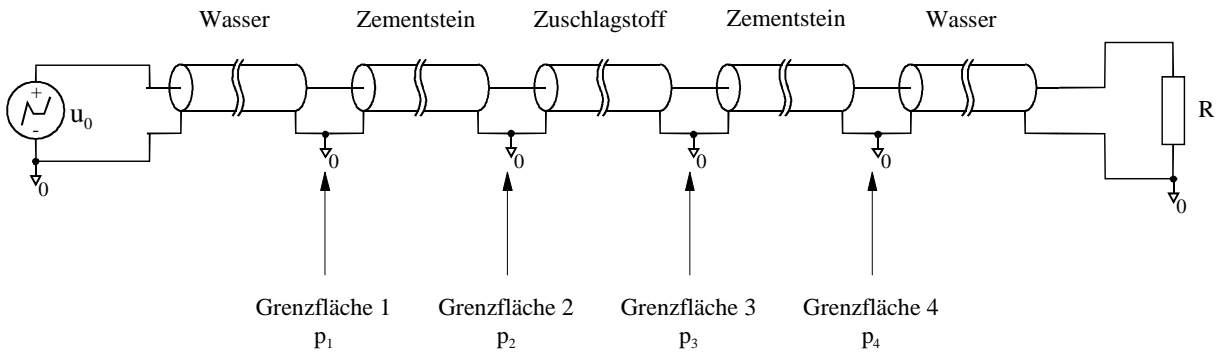


Bild 5.5.1 Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn

Als Impulsverläufe wurden der dreieckförmige und der im Abschnitt 5.3 als Stoßimpuls 2 definierte Verlauf untersucht.

5.5.1.1 Dreieckapproximation

Das Bild 5.5.2 zeigt die Maxima und negativen Maxima des Impulsverlaufes, bei dem die Zementsteinschichtdicke gleich dem Durchmesser des Zuschlagkorns ist.

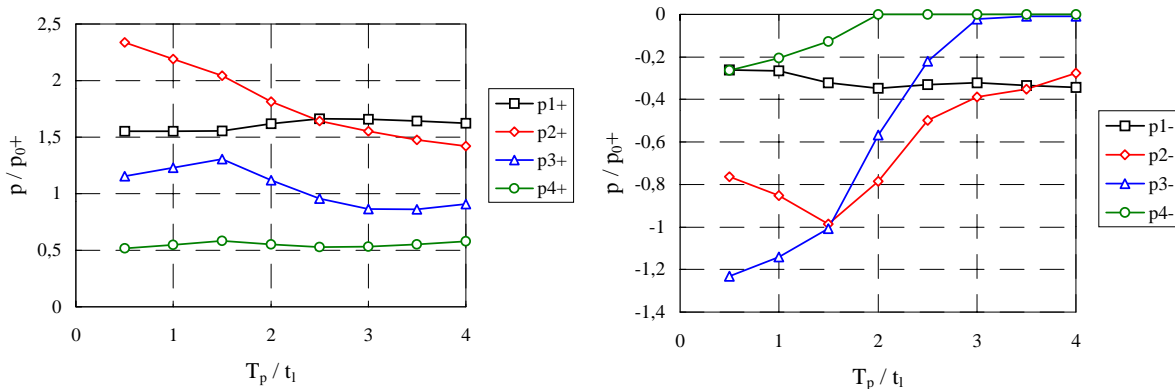


Bild 5.5.2: Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagkorn; Parameter: Dreieckimpuls, $l_{\text{Zuschlagstoff}}/l_{\text{Zementstein}}=1$

Für den Trenneffekt sind insbesondere die Belastungen an den Grenzflächen zwischen Zementstein und Zuschlagstoff von Interesse (Kurven p_2 und p_3). Das Optimum an den Einzelgrenzflächen kann bei verschiedenen Verhältnissen T_p/t_1 auftreten. Als Optimum für den gesamten Schalldurchgang wird deshalb das Verhältnis T_p/t_1 definiert, bei dem das Produkt der Maxima und der negativen Maxima an allen zu trennenden Grenzflächen maximal wird (Gl. 5.5.1).

$$(p_2 +) \cdot (p_3 +) \cdot |p_2 -| \cdot |p_3 -| = \max. \tag{5.5.1}$$

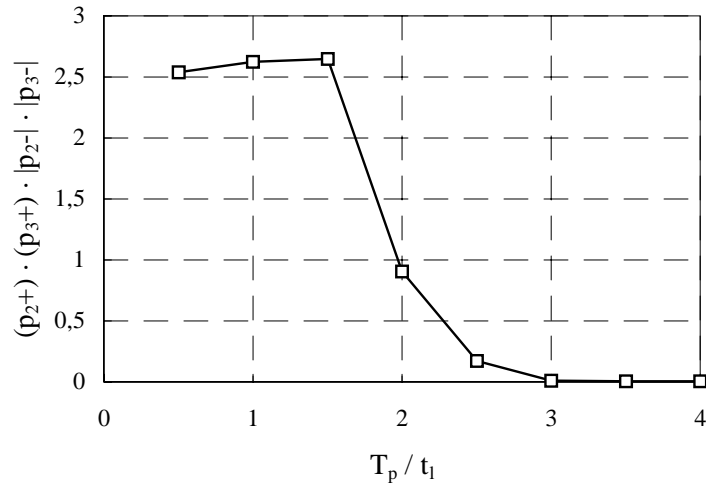


Bild 5.5.3: Produkt der Grenzflächenbelastungen für den Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn; Parameter: Dreieckimpuls, $l_{\text{Zuschlagstoff}}/l_{\text{Zementstein}}=1$

Für die vorliegende Stoffschichtung liegt das Optimum bei $T_p/t_1 \approx 1,3$ (Bild 5.5.3). Wenn die Zementsteinschichtdicke verkleinert wird, verschiebt sich das Optimum geringfügig zu $T_p/t_1 \approx 1$ (Bild 5.5.4).

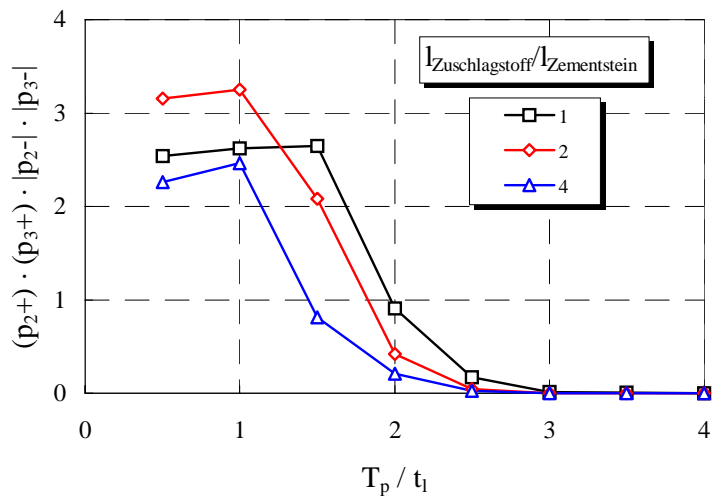


Bild 5.5.4: Produkt der Grenzflächenbelastungen für den Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn bei verschiedenen Verhältnissen $l_{\text{Zuschlagstoff}}/l_{\text{Zementstein}}$; Parameter: Dreieckimpuls

Die Variation der Zementsteinschichtdicke hat nicht so einen starken Einfluß auf das Produkt der Grenzflächenbelastungen. Für alle untersuchten Verhältnisse $l_{\text{Zuschlagstoff}}/l_{\text{Zementstein}}$ kann deshalb das gemeinsame Optimum zu $T_p/t_1 \approx 1$ gewählt werden.

5.5.1.2 Lineare / exponentielle Approximation

Wird ein Impulsverlauf mit linearer / exponentieller Approximation (Stoßimpuls 2) als Eingangsgröße verwendet (Bild 5.5.5), so zeigt die Schichtenfolge ein ähnliches Verhalten wie bei Einschichtsystemen.

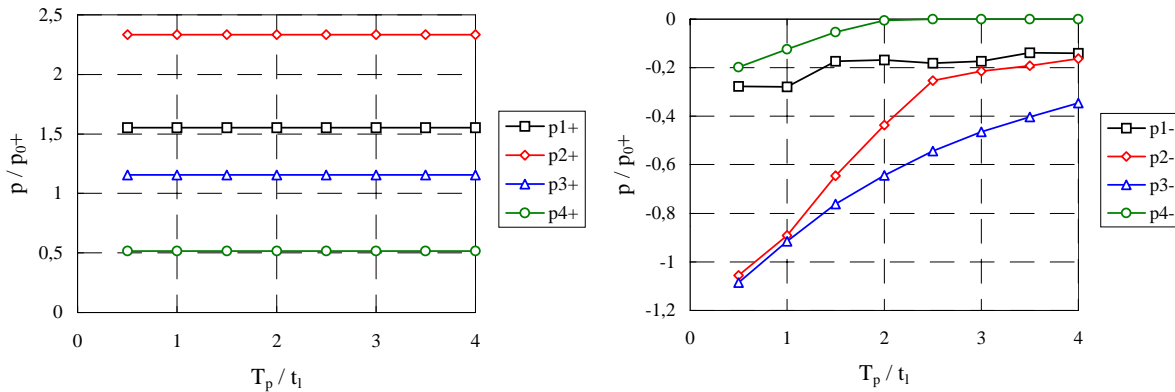


Bild 5.5.5: Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn; Parameter: Stoßimpuls 2, $l_{\text{Zuschlagstoff}}/l_{\text{Zementstein}}=2$

Das Maximum bleibt konstant und das negative Maximum nimmt mit zunehmenden Verhältnis T_p/t_1 ab. Der Abfall verläuft dabei flacher als beim Dreieckimpuls. Das Optimum ist deshalb nicht scharf begrenzt. Die höchsten Belastungen liegen bei sehr kleinen Verhältnissen T_p/t_1 . Berücksichtigt man die notwendige Dauer für die Rißausbreitung, so muß die Druckimpulsbreite etwas größer gewählt werden.

5.5.1.3 Vergleich der Impulsformen

Inwieweit sich die Ergebnisse von Dreieckimpuls und Stoßimpuls voneinander unterscheiden, soll im folgenden näher untersucht werden.

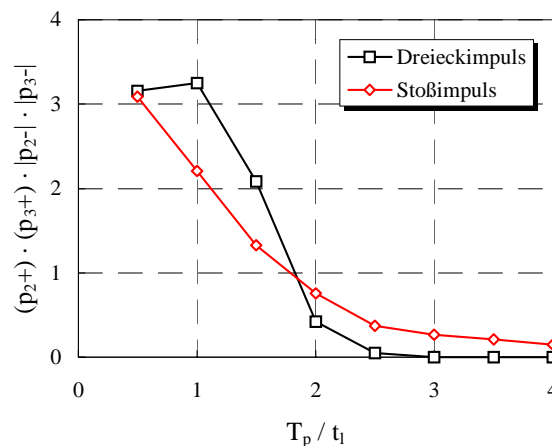


Bild 5.5.6: Produkt der Grenzflächenbelastungen von Dreieck- und Stoßimpuls beim Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn; Parameter: $l_{\text{Zuschlagstoff}}/l_{\text{Zementstein}}=2$

Dreieck- und Stoßimpuls zeigen für das Optimum die gleiche Tendenz. Man erhält etwa gleiche Aussagen hinsichtlich der Auswahl von optimierten Impulsparametern. Mit guter Näherung kann deshalb bei der Rechnung ein Dreieckimpuls verwendet werden, der sich im Simulationsprogramm leicht generieren und verändern läßt. Für schmale Impulsformen stimmen die Ergebnisse von Dreieckimpuls und Stoßimpuls noch besser überein.

Für ein zu zerkleinerndes Stück Beton ergeben sich in Abhängigkeit vom Gesamtdurchmesser folgende optimale Druckimpulsbreiten (Bild 5.5.7).

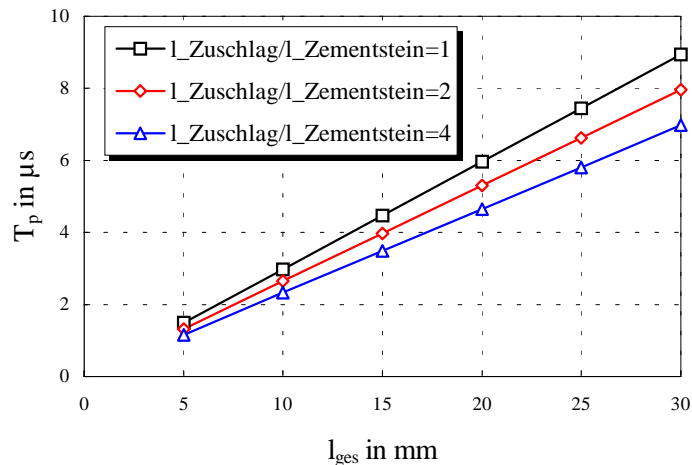


Bild 5.5.7: Optimale Druckimpulsbreiten bei verschiedenen Verhältnissen $l_{\text{Zuschlagstoff}}/l_{\text{Zementstein}}$ in Abhängigkeit vom Gesamtdurchmesser

Die Werte bei verschiedenen Dickenverhältnissen unterscheiden sich um maximal $1 \mu\text{s}$ voneinander. Für eine Abschätzung ist es deshalb ausreichend, den Gesamtdurchmesser des mit Zementstein behafteten Zuschlagstoffes zu betrachten und mit Hilfe der mittleren Schallgeschwindigkeit im Beton von 3800 m/s die optimale Impulsbreite zu bestimmen.

5.5.2 Schalleinkopplung in einen Betonkörper

Die Schalleinkopplung in den Beton erfolgt bei den Versuchsanordnungen (Abschnitt 7.1.1) auf zwei unterschiedlichen Wegen. Bei der Vorzerkleinerung der Betonprobekörper wird ein gekapseltes Zerkleinerungsgefäß verwendet, bei dem eine Gummimembran die Übertragungsschicht darstellt. Bei der anschließenden Aufschlußzerkleinerung befindet sich das Zerkleinerungsgut direkt im Übertragungsmedium Wasser. Im folgenden Abschnitt wird die Schalleinkopplung mit Gummimembran und die direkte Schalleinkopplung gegenübergestellt. Die Schichtdicke der Gummimembran soll dabei wesentlich kleiner als die Dicke des Betonkörpers sein. Aufgrund der geringen Schichtdicke der Gummimembran wird deren dämpfende Materialeigenschaft vernachlässigt. Die Materialkennwerte der Schalleinkopplung mit Gummimembran sind in der Tabelle 5.5.2 und die entsprechende Simulationsschaltung im Bild 5.5.8 dargestellt.

Tabelle 5.5.2: Materialkennwerte für die Simulation

	Wasser	Gummi	Beton
c in m/s	1490	1400	3800
ρ in g/cm ³	0,997	1,3	2,3

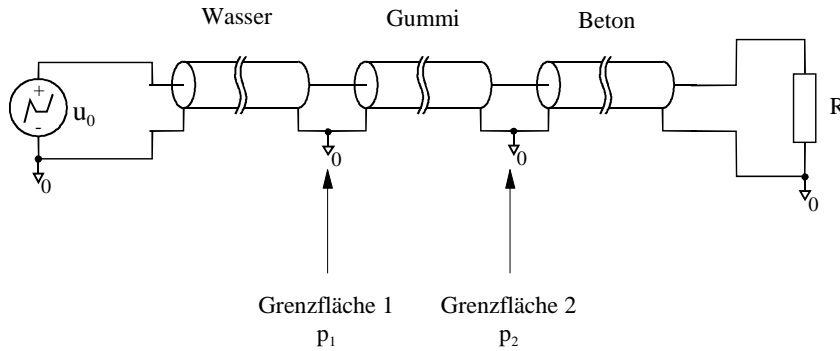


Bild 5.5.8 Modell zur Berechnung der Schalleinkopplung in einen Betonkörper mit Gummimembran

Für die Untersuchungen zur Schalleinkopplung in den Betonkörper ist das Maximum an der Grenzfläche zum Beton von Interesse (2. Grenzfläche im Schalleitungsmodell). Die direkte Schalleinkopplung von Wasser in den Betonkörper berechnet sich entsprechend der Gleichung 5.4.1 für ein System mit einer Grenzfläche zwischen zwei Stoffen. Dieser Faktor ist unabhängig von der Druckimpulsbreite. Das Maximum an der Grenzfläche zum Beton bei der Schalleinkopplung mit und ohne Gummimembran ist im Bild 5.5.9 dargestellt.

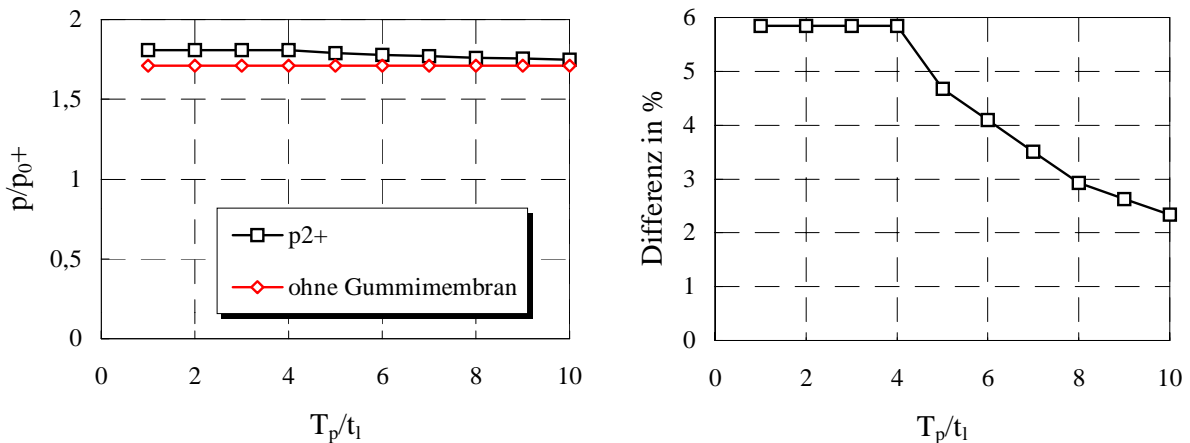


Bild 5.5.9 Maxima an der Einkoppelgrenzfläche zum Beton und Differenz zwischen den Maxima bei Schalleinkopplung mit und ohne Gummimembran

Analog zum Schalldurchgang durch Einschichtsysteme (Abschnitt 5.4) kommt es bei der Schalleinkopplung mit Gummimembran bis zu einem Verhältnis $T_p/t_1 = 4$ zu keiner Überlagerung des Maximums. Bei größeren Verhältnissen T_p/t_1 nimmt das Maximum nur unwesentlich

ab. Bei den verwendeten Gummimembranen beträgt die Schichtdicke ≥ 4 mm mit einer Schichtlaufzeit $t_1 \geq 2,86 \mu\text{s}$. Die gemessene Druckimpulsbreite ($< 10 \mu\text{s}$) liegt damit noch unter dem Vierfachen der Laufzeit t_1 . Das Maximum an der Grenzfläche liegt für die Schalleinkopplung mit Gummimembran im Bereich $T_p/t_1 \leq 4$ um 5,9 % über dem Wert bei direkter Schalleinkopplung ohne Gummimembran. Die Differenz ist jedoch gering, so daß in den experimentellen Untersuchungen keine wesentlichen Unterschiede in der Zerkleinerungswirkung aufgrund der unterschiedlichen Materialschichtungen zu erwarten sind. Meßbare Unterschiede in der Zerkleinerungswirkung sind vielmehr auf die unterschiedlichen Versuchsanordnungen zurückzuführen.

In der Energiebilanz der Zerkleinerungsversuche ist der in den Betonkörper einkoppelnde Anteil des Impulses von Interesse. Nach Šutilov [40] berechnet sich der auf die Intensität bezogene Durchlässigkeitskoeffizient zu

$$d_I = 1 - r^2 \quad (5.5.2)$$

Er widerspiegelt den die Grenzfläche passierenden Energieanteil des einfallenden Schallimpulses. Da die Energie der Stoßwelle proportional zum Quadrat der Amplitude ist (Gl. 4.7.1), wird der auf die Intensität bezogene Durchlässigkeitskoeffizient mit dem Quadrat des Reflexionsfaktors an der Einkoppelgrenzfläche berechnet. Im folgenden wird der auf die Intensität bezogene Durchlässigkeitskoeffizient als Schalleinkopplungswirkungsgrad η_R bezeichnet. Der Schalleinkopplungswirkungsgrad beträgt für den Übergang von Wasser zu Beton ca. 50 %.

5.5.3 Schalldurchgang durch Verbundglas

Ein weiteres Bearbeitungsbeispiel ist das Zerkleinern von Verbundglas, das als Frontscheibe im Automobilbau eingesetzt wird. Da die Schichtdicken des Verbundglases nur gering variieren, wird keine Normierung der Druckimpulsbreite auf die Schichtlaufzeit durchgeführt. Für die Simulation wurde als Eingangssignal ein dreieckförmiger Impulsverlauf verwendet.

Ausgangspunkt für die Schichtenfolge bildet der realisierte Versuchsaufbau mit einem gekapselten Entladegefäß. Das Verbundglas wurde auf ein mit einer Gummimembran abgeschlossenes Entladegefäß angeordnet. Eine Stahlplatte diente als Abschluß. Die Materialkennwerte sind in der Tabelle 5.5.3 und die Simulationsschaltung im Bild 5.5.10 dargestellt.

Tabelle 5.5.3: Materialkennwerte für die Simulation

	Wasser	Gummi	Glas	Folie	Glas	Stahl	Luft
c in m/s	1490	1400	5660	1800	5660	5850	343
ρ in g/cm ³	0,997	1,3	2,5	1,1	2,5	7,9	0,001
l in mm		4	2	1	2	10	

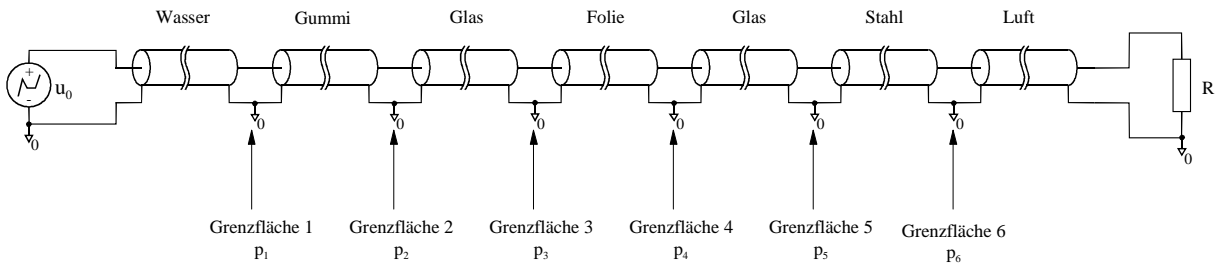


Bild 5.5.10: Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch Verbundglas mit einem gekapselten Entladegefäß

In der Simulation wurde die Druckimpulsbreite variiert und die Maxima und negativen Maxima an den Grenzflächen untersucht (Bild 5.5.11).

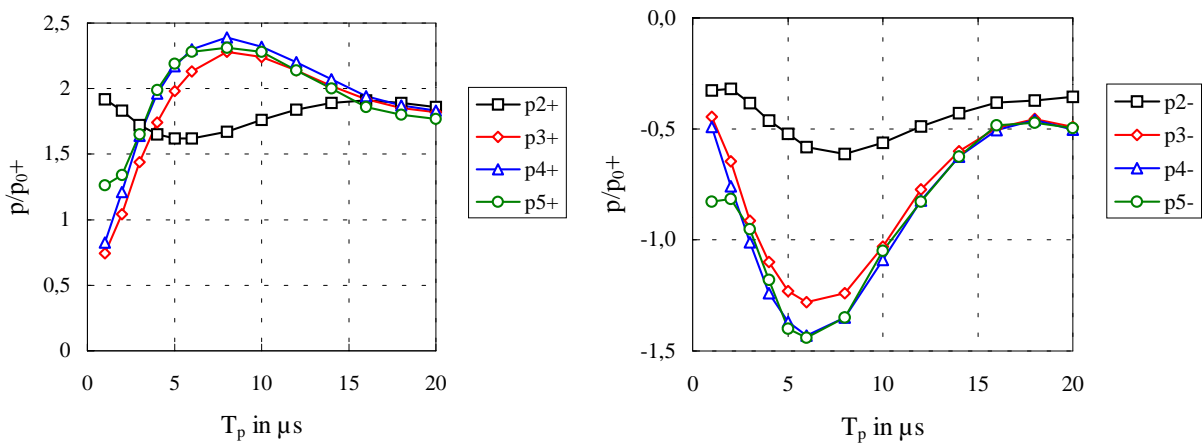


Bild 5.5.11: Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch Verbundglas in Abhängigkeit von der Druckimpulsbreite (Dreieckimpuls)

Für dieses Zerkleinerungsbeispiel sind die Grenzflächen zwischen dem Glas und der Folie (p_3 und p_4) von Interesse. Das Produkt der Maxima und negativen Maxima der beiden Grenzflächen ist im Bild 5.5.12 dargestellt.

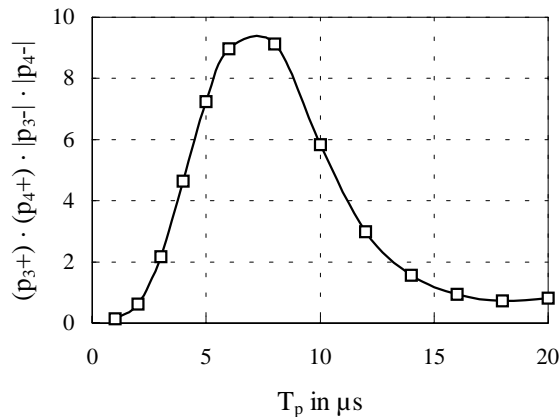


Bild 5.5.12: Produkt der Grenzflächenbelastungen beim Schalldurchgang durch Verbundglas in Abhängigkeit von der Druckimpulsbreite

Für diese Schichtenfolge ist ein deutliches Optimum bei einer Druckimpulsbreite von etwa $7 \mu\text{s}$ zu erkennen, welches relativ eng begrenzt ist.

Eine Möglichkeit, den Einsatz der verschleißempfindlichen Gummimembran zu umgehen, ist die Anordnung des Verbundglases direkt in einem Wasserbad. Das Modell zur Berechnung zeigt das Bild 5.5.13.

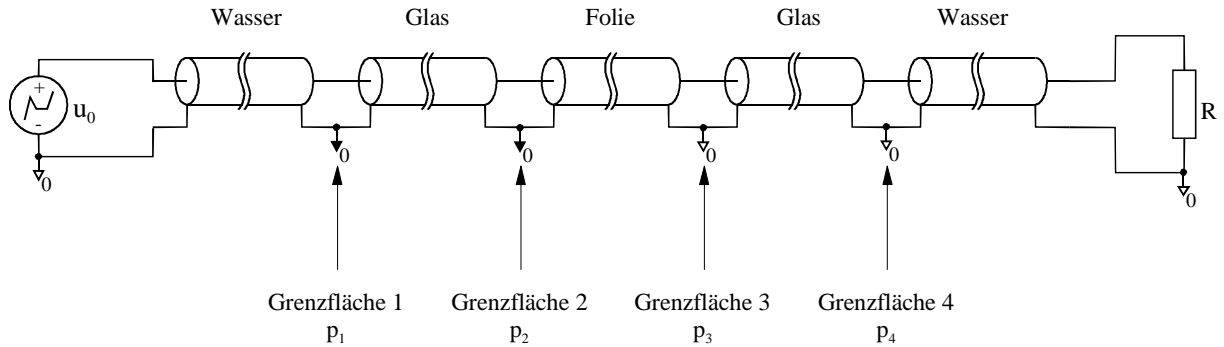


Bild 5.5.13: Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch Verbundglas

Der wesentliche Unterschied zwischen den Modellen liegt in der Art des Abschlusses der Schichtenfolge. Beim Übergang vom Glas zur Stahlplatte ist der akustische Impedanzsprung größer als beim Übergang vom Glas zum Wasser. Bei der 1. Anordnung sind somit prinzipiell höhere Drucküberhöhungen möglich. Dies wird durch das Ergebnis der Simulation (Bild 5.5.14) bestätigt.

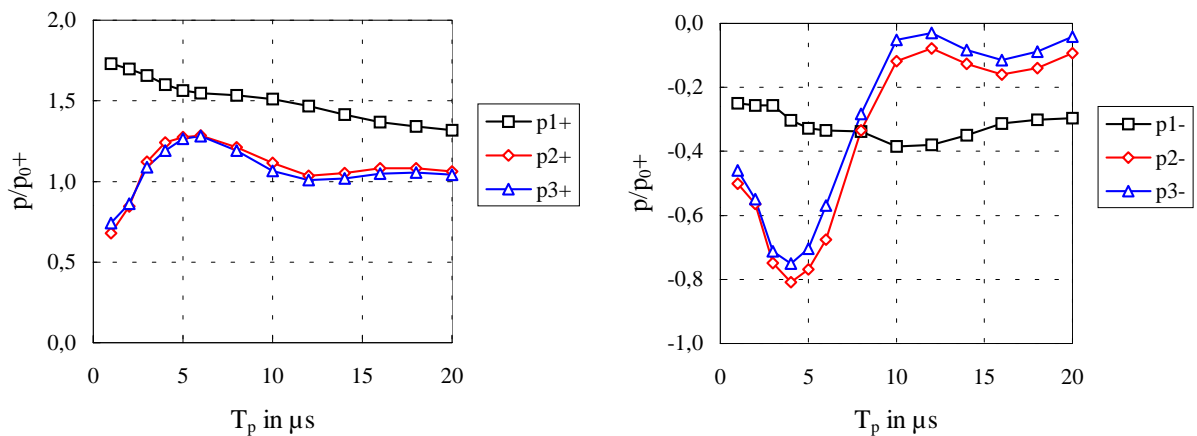


Bild 5.5.14: Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch Verbundglas (Dreieckimpuls)

Mit den für die Verkleinerung bestimmenden Grenzflächen (p_2 und p_3) wurde wieder das Produkt gebildet (Bild 5.5.15) und das Optimum bestimmt.

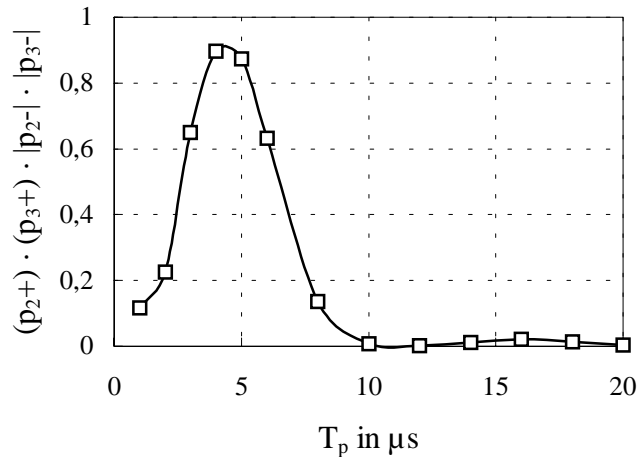


Bild 5.5.15: Produkt der Grenzflächenbelastungen beim Schalldurchgang durch Verbundglas

Das Optimum verschiebt sich von 7 μs bei der Anordnung mit gekapselten Schallwandler zu einer Druckimpulsbreite von etwa 4 μs . Das Optimum ist dabei noch schärfer begrenzt. Ein Vergleich der Amplituden an den einzelnen Grenzflächen zeigt, daß bei der Anordnung mit Abschluß durch eine Stahlplatte größere Amplitudenüberhöhungen auftreten. Aus Sicht der zu erwartenden Zerkleinerungswirkung und dem Vergleich mit gemessenen Druckimpulsbreiten ist die Anordnung mit Abschluß durch eine Stahlplatte vorzuziehen.

5.5.4 Schalldurchgang durch eine beschichtete Stahlplatte

Erwähnt wird der elektrohydraulische Effekt auch bei der Reinigung von Metalloberflächen, z. B. beim Rohrreinigen [23]. Die Anordnung kann näherungsweise als beschichtete Metallplatte aufgefaßt werden. Im Versuchsaufbau befindet sich die Metallplatte in einem Wasserbad. Als Materialprobe stand ein verunreinigtes Metallrohr zur Verfügung. Die Materialkennwerte sind in der Tabelle 5.5.4 aufgelistet. Die Dichte der Schicht wurde durch eine Dichteanalyse zu 3,8 g/cm^3 bestimmt. Die Schallgeschwindigkeit ist nicht bekannt und kann mit der Probe nicht bestimmt werden. Sie wurde anhand des Dichtewertes auf etwa 3000 m/s geschätzt.

Tabelle 5.5.4: Materialkennwerte für die Simulation

	Wasser	Verunreinigung	Stahl	Wasser
c in m/s	1490	3000	5850	1490
ρ in g/cm^3	0,997	3,8	7,9	0,997
l in mm		0,5	6	

Das entsprechende Berechnungsmodell zeigt das Bild 5.5.16.

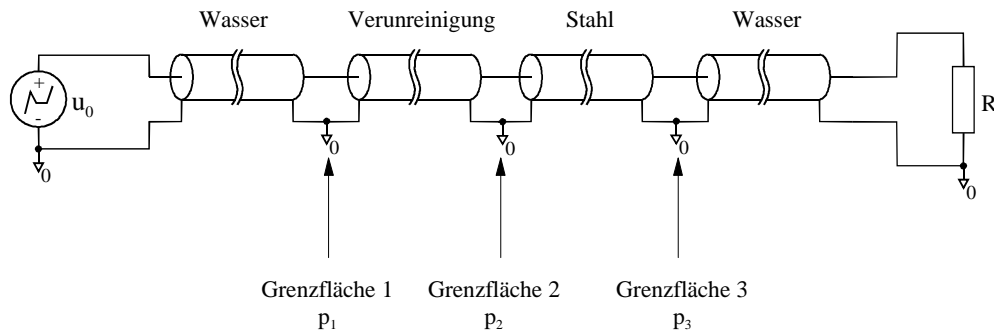


Bild 5.5.16: Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch eine beschichtete Stahlplatte

Die Ergebnisse der Maxima und negativen Maxima an den Grenzflächen zeigen, daß erst bei Druckimpulsbreiten kleiner $1 \mu\text{s}$ ein wesentlicher Effekt eintritt (Bild 5.5.17).

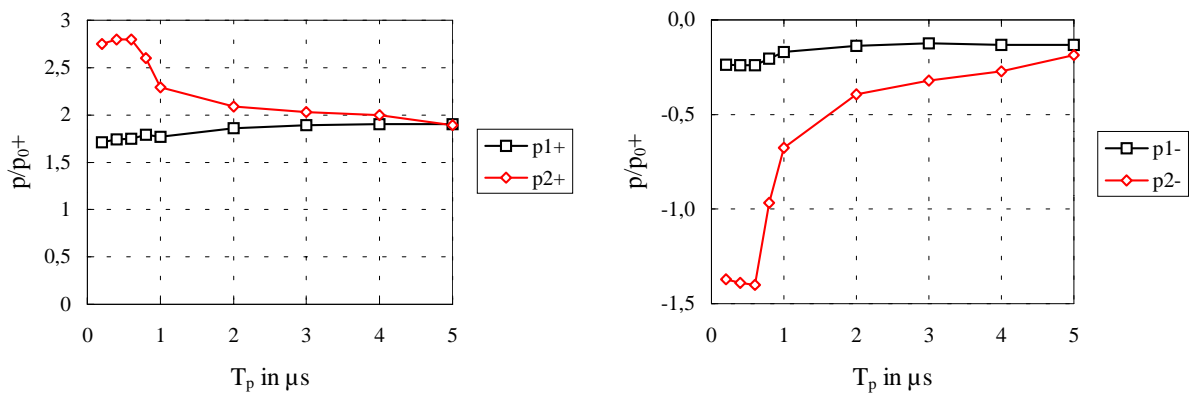


Bild 5.5.17: Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch eine beschichtete Stahlplatte; Parameter: Dreieckimpuls

Noch deutlicher wird dies beim Produkt der einzelnen Grenzflächenbelastungen (Bild 5.5.18). Die Grenzfläche, die hierbei speziell betrachtet wird, ist die Grenzfläche zwischen der Verunreinigungsschicht und dem Metall (p_2).

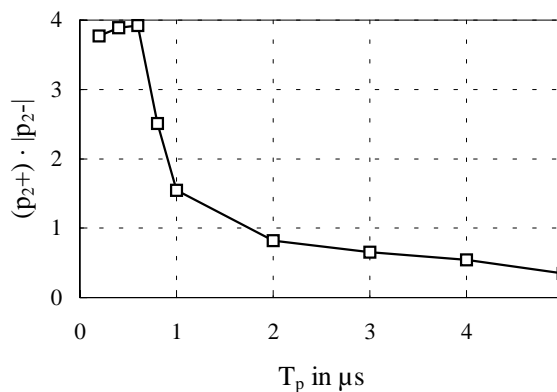


Bild 5.5.18: Produkt der Grenzflächenbelastungen beim Schalldurchgang durch eine beschichtete Stahlplatte

Das Optimum dieser Anordnung liegt bei einer Druckimpulsbreite von $0,6 \mu\text{s}$. Sie ist damit deutlich kleiner als die mit der Versuchsanordnung gemessene Druckimpulsbreite. Schmale Impulse mit einer Druckimpulsbreite im Bereich von $1 \mu\text{s}$ werden bei der Nierensteinlithotripsie bei jedoch wesentlich geringerem Energieeinsatz erzeugt [2]. Anhand des Simulationsergebnisses ist die Abtragseffektivität sehr dünner Schichten mit der Versuchsanordnung kritisch zu betrachten.

Durchgeführte Bearbeitungsversuche bestätigen diesen Effekt. Bei der Reinigung von Rohren, die innen mit einer $0,5 \text{ mm}$ starken Schicht belegt waren, konnten mit der Versuchsanlage (T_p ca. $10 \mu\text{s}$) nur ungenügende Abtragswirkungen erzielt werden. In der Bearbeitungszone wurden nach 30 Impulsen ($W_{0\text{ges}} = 168 \text{ kJ}$) Abplatzungen im Bereich von 10 cm^2 erreicht.

6 Berechnung optimierter Entladekreisparameter

Im Abschnitt 4 wurden für die Untersuchungen der Abhängigkeiten der Leistungsschallimpulsparameter anlagenunabhängige Bezugsgrößen eingeführt. Der Leistungsschallimpuls ist von der Form des Energieeintrages abhängig. Der Entladungsverlauf, der den Energieeintrag realisiert, ist durch die geeignete Wahl der Entladekreisparameter einzustellen. Im folgenden Abschnitt soll unter Nutzung des mittleren Funkenwiderstandes ein Berechnungsweg für die Auswahl von Entladekreisparametern aufgezeigt werden. Bei den Untersuchungen zum Energieumsatz zeigt sich, daß die Verluste während der Vor- und Hauptentladungsphase bei der Entladekreisdimensionierung nicht vernachlässigt werden können.

6.1 Eingangsgrößen für die Berechnung

Ausgangspunkt für die Berechnung ist der Entladungsverlauf an der Unterwasserfunkenstrecke. Dieser ist durch die Höhe der Funkenleistung und deren zeitlichen Verlauf gekennzeichnet. Der zeitliche Verlauf der Funkenleistung ist bei Verwendung des mittleren Funkenwiderstandes und der Vorgabe des Stromdurchschwingungsverhältnisses durch die Funkenenergie der 1. Stromhalbwelle W_{F1} und dem im Abschnitt 4.5 definierten druckwirksamen Leistungskennwert W_{FP}/t_{aPF} beschreibbar (Abschnitt 6.2). Damit können die Bewertungsparameter, mit denen im Abschnitt 4 der Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf dargestellt wurde, als Eingangsgrößen für die Berechnung verwendet werden. Mit der Angabe der Ladespannung kann die Spannungsebene, in der gearbeitet werden soll, ausgewählt werden. Die Spannungsebene bei Unterwasserfunkenentladungen zur Leistungsschallimpulserzeugung beginnt typischerweise bei 20 kV. Nach oben wird sie durch die verwendeten Bauelemente begrenzt. Für die Berechnung ergeben sich folgende Eingangsgrößen:

- Funkenenergie der 1. Stromhalbwelle: W_{F1}
- druckwirksamer Leistungskennwert: $\frac{W_{FP}}{t_{aPF}}$
- Ladespannung: U_0

Der druckwirksame Leistungskennwert kennzeichnet die Steilheit des Energieeintrages in die Funkenstrecke und bestimmt die erreichbare Druckamplitude. Dieser Wert kann bei verschiedenen Entladungsverläufen erreicht werden. Die Funkenenergie der 1. Stromhalbwelle bestimmt wesentlich den Energieinhalt des Leistungsschallimpulses.

Die Berechnung der Entladekreisparameter wird für den Entladungsverlauf mit der maximalen Leistung an den ohmschen Widerständen des Schwingkreises durchgeführt (Abschnitt 3.4.2.6). Die entsprechenden Werte für die Berechnung sind:

- Stromdurchschwingungsverhältnis: $i_2/i_1 = 12,5 \%$
- Normierungswert: $\gamma = \delta/\omega = 0,66$

6.2 Berechnung der Entladekreisparameter

Zunächst muß der druckwirksame Leistungskennwert umgerechnet werden. Mit Hilfe der Scheitelwertszeit [38]

$$t_m = \frac{1}{\omega} \arctan \frac{\omega}{\delta} \quad (6.2.1)$$

kann für das Stromdurchschwingungsverhältnis von 12,5 % das Verhältnis zwischen druckwirksamer Funkenenergie

$$W_{Fp} = \int_{t=t_v}^{t_v+t_m} i(t)^2 \cdot \bar{R}_F \cdot dt \quad (6.2.2)$$

und Funkenenergie der 1. Stromhalbwelle

$$W_{F1} = \int_{t=t_v}^{t_v+T/2} i(t)^2 \cdot \bar{R}_F \cdot dt \quad (6.2.3)$$

zu

$$W_{Fp} = 0,405 \cdot W_{F1} \quad (6.2.4)$$

bestimmt werden. Dieses Verhältnis ist für Kurvenverläufe mit dem vorgegebenen Stromdurchschwingungsverhältnis konstant. Die Leistungsanstiegszeit nach der im Abschnitt 4.5 erfolgten Definition kann für den vorgegeben Schwingungsverlauf als Verhältnis der Periodendauer

$$t_{aPF} \approx 0,115 \cdot T \quad (6.2.5)$$

dargestellt werden. Dieses Verhältnis wurde an mehreren simulierten Leistungszeitverläufen mit verschiedenen Periodendauern ermittelt und ist ebenfalls konstant. Aus den Gleichungen 6.2.4 und 6.2.5 ergibt sich die Periodendauer

$$T = \frac{1}{0,284 \frac{W_{Fp}}{t_{aPF}}} W_{F1}, \quad (6.2.6)$$

bei der der Energieeintrag W_{F1} mit dem vorgegebenen druckwirksamen Leistungskennwert erreicht wird. Nun können die Kreisfrequenz (Gl. 3.4.8)

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (6.2.7)$$

die Dämpfung (Gl. 3.4.7)

$$\delta = \gamma \cdot \omega \quad (6.2.8)$$

und die Resonanzkreisfrequenz (Gl. 3.4.10)

$$\omega_0 = \sqrt{\omega^2 + \delta^2} \quad (6.2.9)$$

leicht berechnet werden. Mit der Gleichung 3.4.27 ergibt sich die gesamte Funkenenergie zu:

$$W_F = \frac{W_{F1}}{1 - \left(\frac{i_2}{i_1}\right)^2} \quad (6.2.10)$$

Die notwendige Speicherenergie zu Beginn der Hauptentladung

$$W_{tv} = W_F \frac{1}{\eta_H} \quad (6.2.11)$$

ist eine Funktion des Wirkungsgrades (Gl. 3.4.28) und ist vom Verhältnis des Funkenwiderstandes zum inneren Anlagenwiderstand abhängig. Dieser Wert ist zunächst nicht bekannt. Er wird im Berechnungsweg durch Iteration berechnet. In einem ersten Berechnungsgang erfolgt eine verlustlose Betrachtung der Energieumwandlung ($\eta_H = 1$). Den Iterationsvorgang verdeutlicht der Programmablaufplan im Bild 6.2.1. Mit Hilfe der Vorentladungsverluste (Gl. 3.4.5) kann die Speicherenergie

$$W_0 = W_{tv} \frac{1}{\eta_V} \quad (6.2.12)$$

und die Spannung zu Beginn der Hauptentladung

$$U_{tv} = U_0 \sqrt{\eta_V} \quad (6.2.13)$$

ermittelt werden. Die Vorentladungsverluste sind zunächst ebenfalls nicht bekannt und werden auch durch Iteration im Verlaufe der Berechnung bestimmt. Der Vorentladungswirkungsgrad η_V wird in einem ersten Berechnungsgang ebenfalls zu 1 gesetzt. Die Verlustbetrachtungen erfolgen mit experimentell ermittelten Abhängigkeiten des Innenwiderstandes (6.2.17) und der Zündverzugszeit (Gl. 3.4.2).

Mit der Speicherenergie und der vorgegebenen Ladespannung können nun die Kreisparameter Speicherkapazität

$$C = \frac{2W_0}{U_0^2}, \quad (6.2.14)$$

Entladekreisinduktivität (Gl. 3.4.11)

$$L = \frac{1}{\omega_0^2 C} \quad (6.2.15)$$

und Widerstand des gesamten Entladekreises (Gl. 3.4.12)

$$R = 2 \cdot L \cdot \delta \quad (6.2.16)$$

berechnet werden. Der Innenwiderstand des Entladekreises wird von den verwendeten Bauelementen und dem Aufbau des Entladekreises bestimmt. Bei dem realisierten Anlagenaufbau wird er im wesentlichen durch die Verbindungsleitung zwischen Speicherkondensator und Entladegefäß bestimmt und kann damit indirekt als Funktion der Entladekreisinduktivität

dargestellt werden (Gl. 6.2.17). Die funktionelle Abhängigkeit des Innenwiderstandes wurde durch lineare Approximation aus den berechneten Entladekreisparametern der verwendeten Versuchsanordnungen ermittelt.

$$R_i = 13 \text{ m}\Omega \frac{L}{1 \mu\text{H}} + 9 \text{ m}\Omega \quad (6.2.17)$$

Mit den Gleichungen 6.2.16 und 6.2.17 ergibt sich der mittlere Funkenwiderstand zu:

$$\bar{R}_F = R - R_i \quad (6.2.18)$$

Nun kann der Wirkungsgrad für die Hauptentladungsphase bestimmt werden.

$$\eta_H = \frac{\bar{R}_F}{\bar{R}_F + R_i} \quad (6.2.19)$$

In einem Iterationsverfahren wird er durch Verringerung des Startwertes und Einsetzen in Gleichung 6.2.11 weiter angenähert (Programmablaufplan - Bild 6.2.1).

Der mittlere Funkenwiderstand wird durch den Elektrodenabstand eingestellt. Hierzu wird die experimentell ermittelte Abhängigkeit des Funkenwiderstandes (Gl. 3.4.19) nach dem Elektrodenabstand umgestellt.

$$s = \left(\frac{\bar{R}_F W_F}{k} \right)^{\frac{1}{3,6}} \quad \text{mit } k = 11,23 \text{ }\Omega \cdot \text{Ws} \cdot \text{cm}^{-3,6} \quad (6.2.20)$$

Die aus der Ladespannung und dem Elektrodenabstand resultierenden Vorentladungsverluste können mit der zu erwartenden Zündverzugszeit abgeschätzt werden. Als funktioneller Zusammenhang wird die von Winkler angegebene Gleichung 3.4.2 angenommen, welche für Spannungen über 26 kV gute Ergebnisse liefert.

Mit der Zündverzugszeit und dem Wasserwiderstand der Elektrodenanordnung, der etwa 100 Ω beträgt, können die Vorentladungsverluste ermittelt werden (3.4.5).

$$\eta_V = e^{-2 \frac{t_v}{R_w C}} \quad (6.2.21)$$

Die Vorentladungsverluste werden wie die Verluste während der Hauptentladungsphase mit einem Iterationsverfahren durch Verringerung des Startwertes und Einsetzen in Gleichung 6.2.12 und 6.2.13 weiter angenähert.

Die Genauigkeit der Berechnung hängt im wesentlichen von den experimentell ermittelten Zusammenhängen von:

- Anlageninnenwiderstand R_i ,
- Funkenwiderstand \bar{R}_F und
- Zündverzugszeit t_v

ab. Die Ergebnisse sind deshalb nur auf Entladeanordnungen mit ähnlichem Aufbau übertragbar. Durch Ersetzen der anordnungsabhängigen Beziehungen kann der Berechnungsweg jedoch auf andere Anordnungen angepaßt werden.

Der Programmablaufplan des Berechnungsweges ist im Bild 6.2.1 dargestellt. Die aus den experimentellen Untersuchungen abgeleiteten Beziehungen sind farbig hervorgehoben.

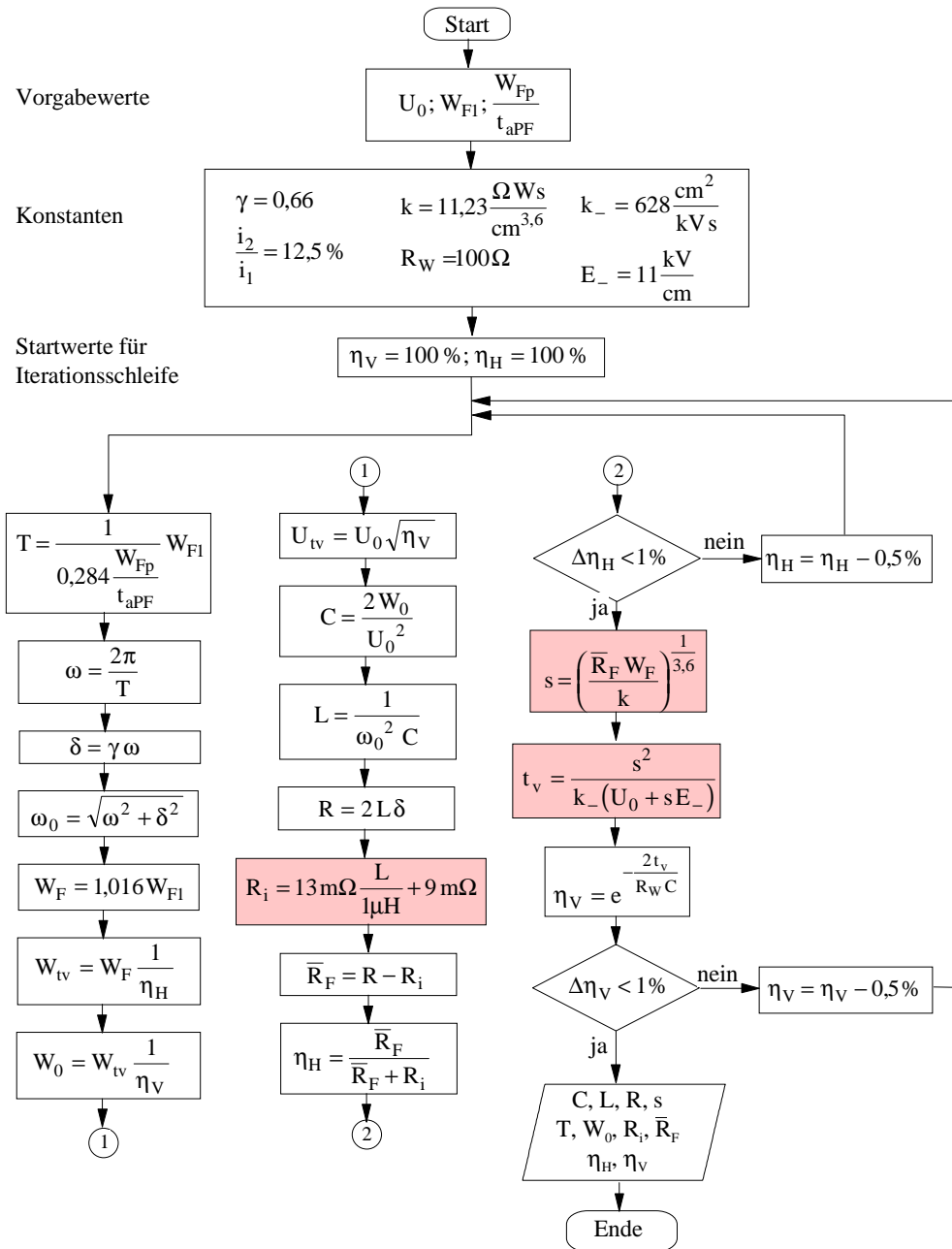


Bild 6.2.1: Programmablaufplan für die Berechnung der Entladekreisparameter

An folgenden Berechnungsbeispielen sollen die Abhängigkeiten ausgewählter Entladekreisparameter von den Eingangsgrößen dargestellt werden. Die Tabelle 6.2.1 zeigt ein Berechnungsbeispiel für den Energiebereich, bei dem auch die Zerkleinerungsversuche durchgeführt wurden.

Tabelle 6.2.1: Berechnungsbeispiel

Eingangswerte									
$U_0 = 30 \text{ kV}$			$W_{F1} = 1,5 \text{ kJ}$			$W_{FP}/t_{aPF} = 0,3 \text{ kJ}/\mu\text{s}$			
berechnete Entladekreisparameter									
$C / \mu\text{F}$	L / nH	$R / \text{m}\Omega$	s / cm	$T / \mu\text{s}$	W_0 / kJ	$R_i / \text{m}\Omega$	$\bar{R}_F / \text{m}\Omega$	$\eta_H / \%$	$\eta_V / \%$
6,8	809,7	381,4	2,9	17,6	3,0	19,5	361,9	95,5	52,5

Die berechneten Entladekreisparameter sind Orientierungswerte für einen Anlagenaufbau. Mit den realen Kapazitätswerten der Kondensatoren ist der berechnete Kapazitätswert meist nicht genau realisierbar. Die mit dem Kondensator bzw. durch die Zusammenschaltung mehrerer Kondensatoren erreichte Kapazität sollte über dem berechneten Wert liegen. Damit steht ein Energieüberschuß zur Verfügung, womit Prozeßschwankungen noch ausgeglichen werden können. Dabei ist zu beachten, daß mit zunehmender Abweichungen zwischen dem berechneten und dem praktisch realisierten Kapazitätswert die Entladekreisinduktivität entsprechend verringert werden muß, damit der geforderte druckwirksame Leistungskennwert noch erreicht wird. Die Abhängigkeiten der berechneten Kreisparameter (Speicherkapazität, Entladekreisinduktivität, Elektrodenabstand und Speicherenergie) von den Eingangsgrößen sind in den Bildern 6.2.2, 6.2.3 und 6.2.4 dargestellt.

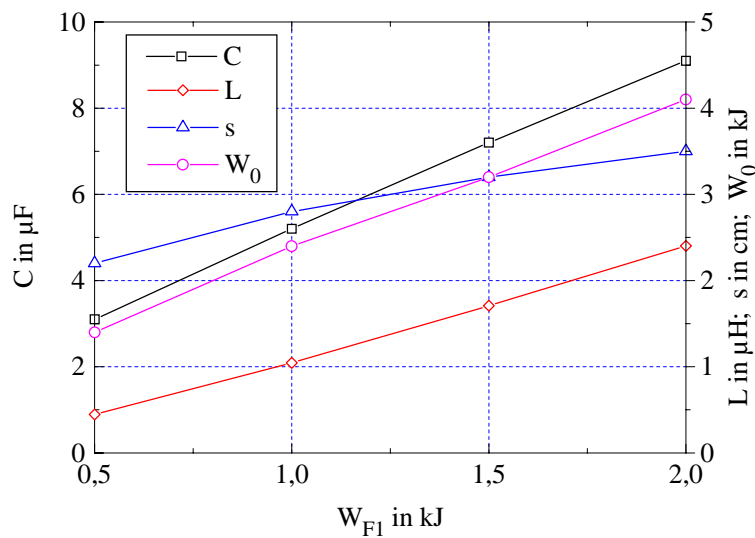


Bild 6.2.2: Entladekreisparameter in Abhängigkeit der Funkenenergie der 1. Stromhalbwellen; Parameter: $W_{FP}/t_{aPF} = 0,2 \text{ kJ}/\mu\text{s}$; $U_0 = 30 \text{ kV}$

Mit zunehmender Funkenenergie der 1. Stromhalbwellen steigen die Kreisparameter Speicherkapazität, Entladekreisinduktivität, Elektrodenabstand und Speicherenergie (Bild 6.2.2). Durch den höheren Energiebedarf zur Realisierung der geforderten Funkenenergie der 1. Stromhalbwellen ist eine größere Speicherkapazität erforderlich. Die Periodendauer und die Entladekreisinduktivität nehmen ebenfalls zu. Zur Einstellung einer optimalen Dämpfung

(Gl. 6.2.8) muß der Entladekreiswiderstand (Gl. 6.2.16), der durch den Elektrodenabstand eingestellt wird, mit zunehmender Entladekreisinduktivität vergrößert werden.

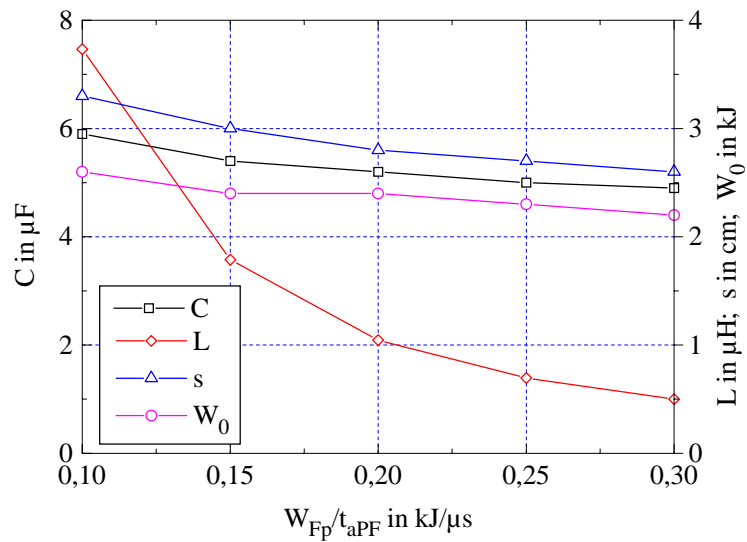


Bild 6.2.3: Entladekreisparameter in Abhängigkeit des druckwirksamen Leistungskennwertes; Parameter: $W_{F1} = 1 \text{ kJ}$; $U_0 = 30 \text{ kV}$

Bei konstanter Funkenenergie der 1. Stromhalbwelle bestimmt der druckwirksame Leistungskennwert im wesentlichen die Steilheit des Leistungszeitverlaufes, der durch die Entladekreisinduktivität eingestellt wird. Deshalb ist die Entladekreisinduktivität stark vom druckwirksamen Leistungskennwert abhängig (Bild 6.2.3). Die geringe Abhängigkeit der Kreisparameter Speicherkapazität, Elektrodenabstand und Speicherenergie zeigt, daß sie im wesentlichen nur durch die sich ändernden Verlustverhältnissen im Entladekreis beeinflußt werden.

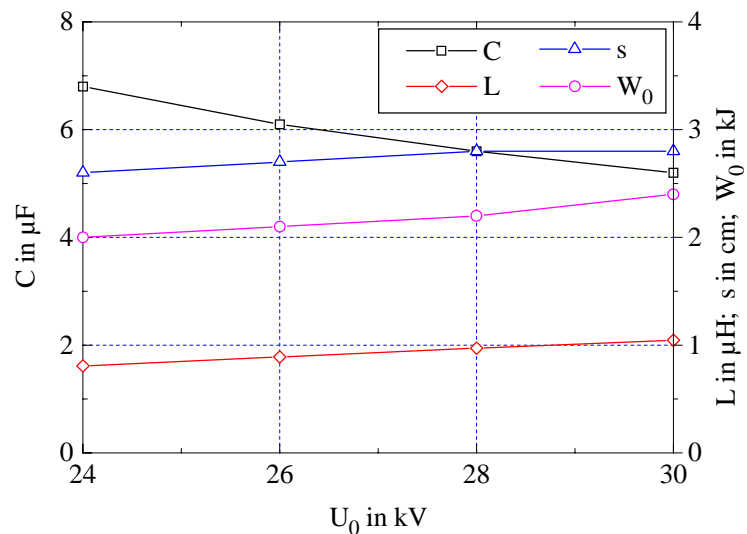


Bild 6.2.4: Entladekreisparameter in Abhängigkeit der Ladespannung; Parameter: $W_{F1} = 1 \text{ kJ}$; $W_{Fp}/t_{aPF} = 0,2 \text{ kJ}/\mu\text{s}$

Bei größerer Ladespannung wird für die gleiche Speicherenergie eine geringere Speicherkapazität benötigt (Bild 6.2.4), wobei mit kleiner werdenden Speicherkapazitätswerten die Vor-entladungsverluste (Gl. 6.2.21) zunehmen. Die Entladekreisinduktivität und der Elektrodenabstand ändern sich in Abhängigkeit der Ladespannung nur gering.

6.3 Überprüfung der Feldstärkeverhältnisse der Elektrodengeometrie

Die Realisierbarkeit der Kreisparameter, insbesondere der Elektrodenabstand, hängt auch von der Elektrodengeometrie ab. Hauptschwerpunkte der Elektrodengeometrie sind die Zündbedingungen, die durch die Höchsfeldstärke bestimmt werden, sowie das Verschleißverhalten der Elektrodengeometrie.

Als Beispiel werden im folgenden die Zündbedingungen einer Stab-Stab- und einer Stab-Platte-Anordnung untersucht. Bei den Untersuchungen wird nur der Bereich um die Elektrodenspitzen betrachtet. Einflüsse der Isolation werden vernachlässigt. Im Bild 6.3.1 sind die Feldstärkelinien einer Stab-Stab-Anordnung dargestellt, die mit der Methode der finiten Elemente ermittelt wurden.

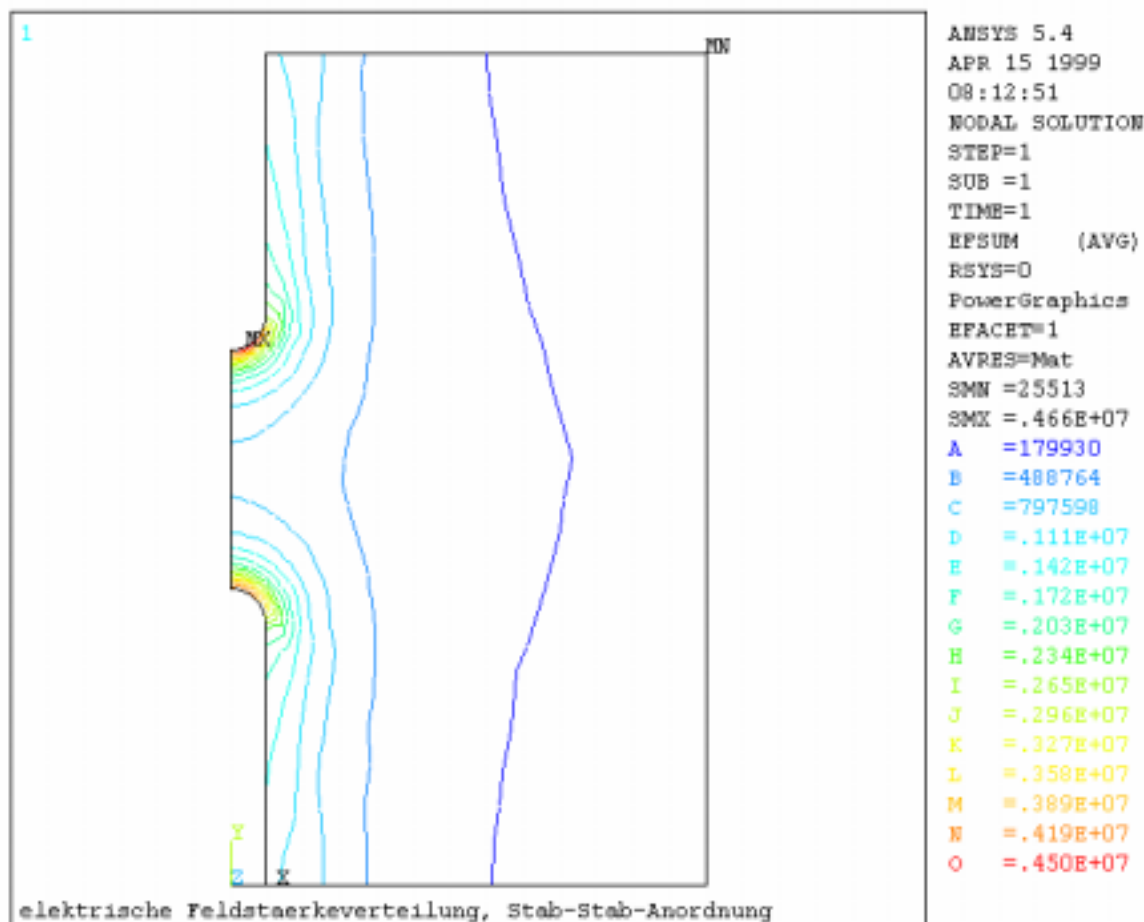


Bild 6.3.1: Feldstärkelinien einer Stab-Stab-Elektrodenanordnung; Parameter: $U_0 = 30 \text{ kV}$, $s = 2 \text{ cm}$, $r = 3 \text{ mm}$

Die Symmetrieachse ist im Bild links bei $x = 0$. Bei der Stab-Stab-Elektrodenanordnung treten an beiden Elektrodenspitzen hohe Feldstärkewerte auf. Sie ist deshalb unabhängig von der Polarität der Ladespannung und Vorentladungskanäle können sich an beiden Elektroden entwickeln. Die Elektrodenanordnung Stab-Platte kann als halbsymmetrische Anordnung der Stab-Stab-Anordnung betrachtet werden. Die Feldstärkelinien der Stab-Platte-Anordnung sind im Bild 6.3.2 dargestellt.

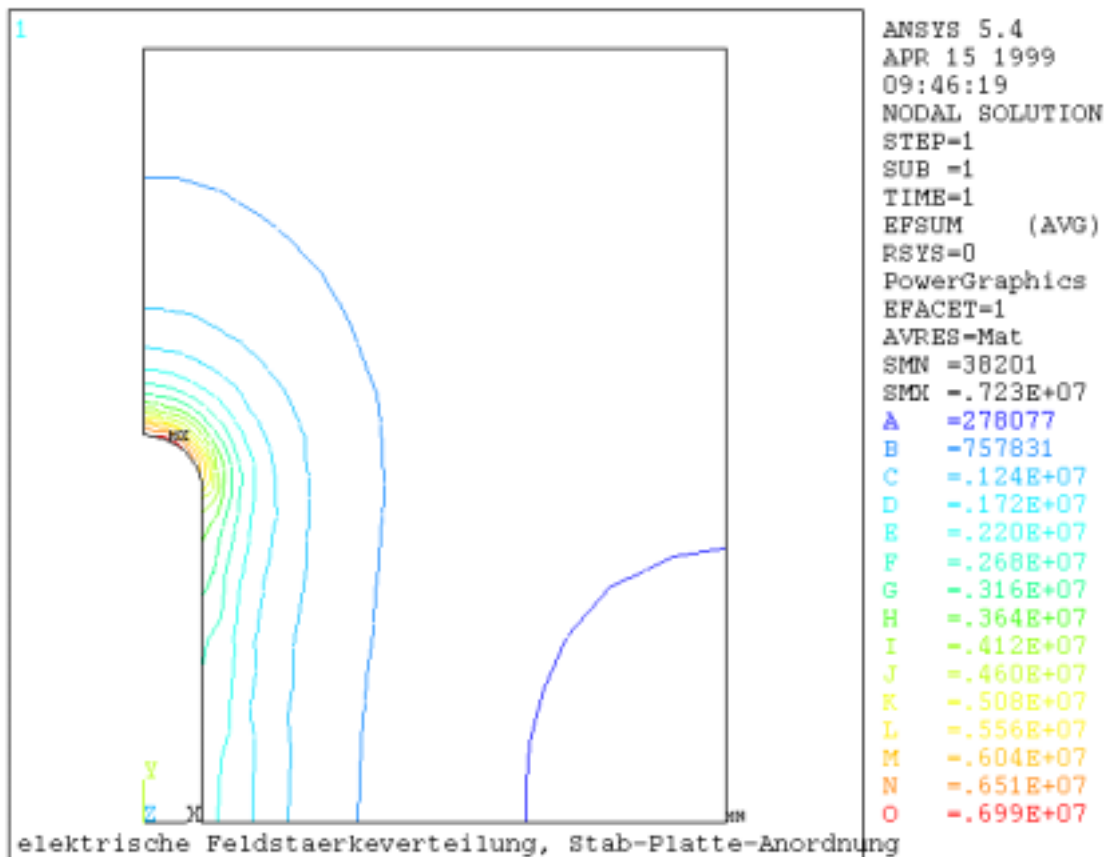


Bild 6.3.2: Feldstärkelinien einer Stab-Platte-Elektrodenanordnung; Parameter: $U_0 = 30$ kV, $s = 2$ cm, $r = 3$ mm, $r_{\text{platte}} = 30$ mm

Die Stab-Platte-Anordnung ist bei gleichem Elektrodenabstand und -radius inhomogener, was sich in einer höheren Höchstfeldstärke an der Stabspitze widerspiegelt. Zur Verdeutlichung der Unterschiede ist im Bild 6.3.3 die Feldstärke entlang der Verbindungslinie zwischen den Elektroden dargestellt.

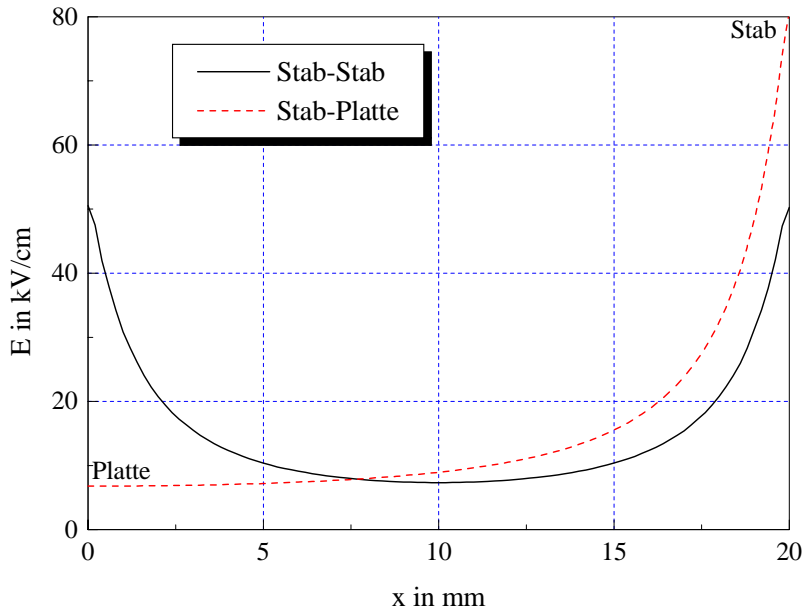


Bild 6.3.3: Feldstärke entlang der Verbindungslinie zwischen den Elektroden bei der Stab-Stab- und Stab-Platte-Anordnung (links: Platte - rechts: Stab)

Für die Feldstärkeverteilung kann für wenige grundlegende Elektrodenanordnungen eine geschlossene Funktion angegeben werden. Da hauptsächlich die Höchsfeldstärke von Interesse ist, wird in der Hochspannungstechnik der Homogenitätsgrad η eingeführt [50]. Der Homogenitätsgrad ist das Verhältnis der Feldstärke der homogenen Anordnung zur Höchsfeldstärke (Gl. 6.3.1).

$$\eta = \frac{E_0}{E_h} = \frac{U}{E_h \cdot s} \tag{6.3.1}$$

Für die Darstellung des Homogenitätsgrades wird ein Geometriefaktor verwendet, in dem der kleinste Krümmungsradius und der Elektrodenabstand zusammengefaßt sind. Die Schnittbilder und die entsprechenden Geometriefaktoren der beiden Elektrodenanordnungen zeigt das Bild 6.3.4.

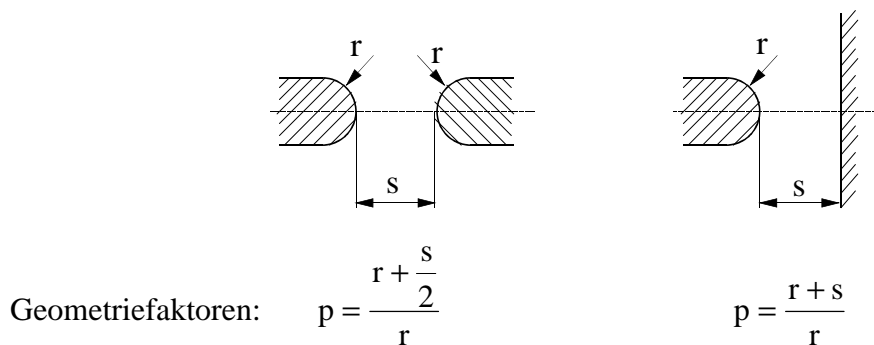


Bild 6.3.4: Geometriefaktoren einer Stab-Stab- und einer Stab-Platte-Anordnung

In [50] findet man zunächst den Homogenitätsgrad für die parallelebene Geometrie Rundsteg-Rundsteg und Rundsteg-Ebene (Bild 6.3.5).

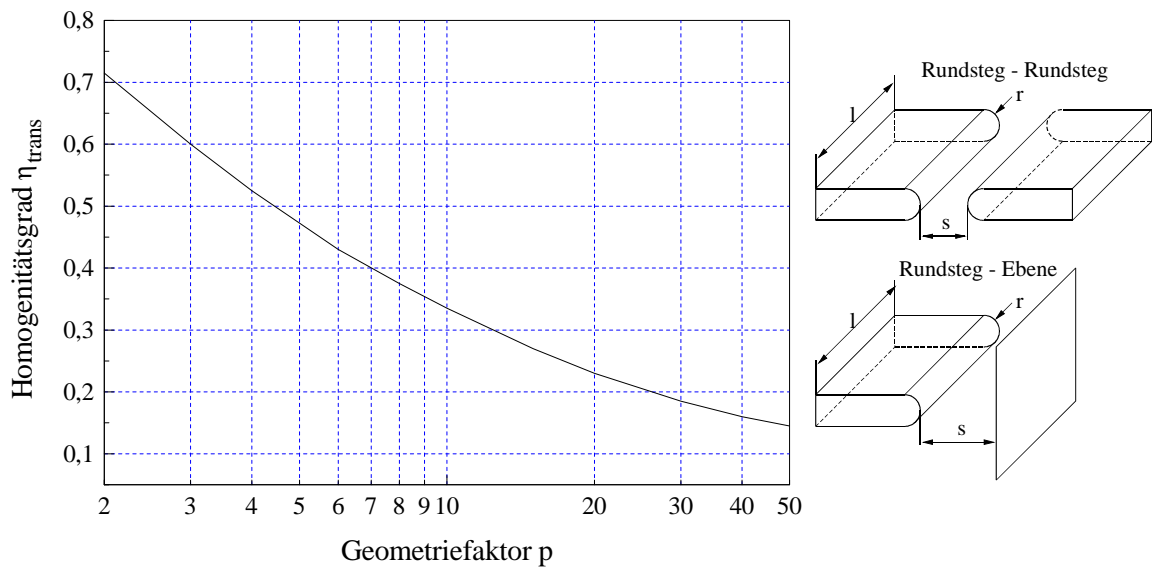


Bild 6.3.5: Homogenitätsgrad für die Anordnung Rundsteg-Rundsteg und Rundsteg-Ebene

Mit Hilfe von Bild 6.3.6 kann die parallelebene Anordnung in eine rotationssymmetrische Anordnung umgerechnet werden.

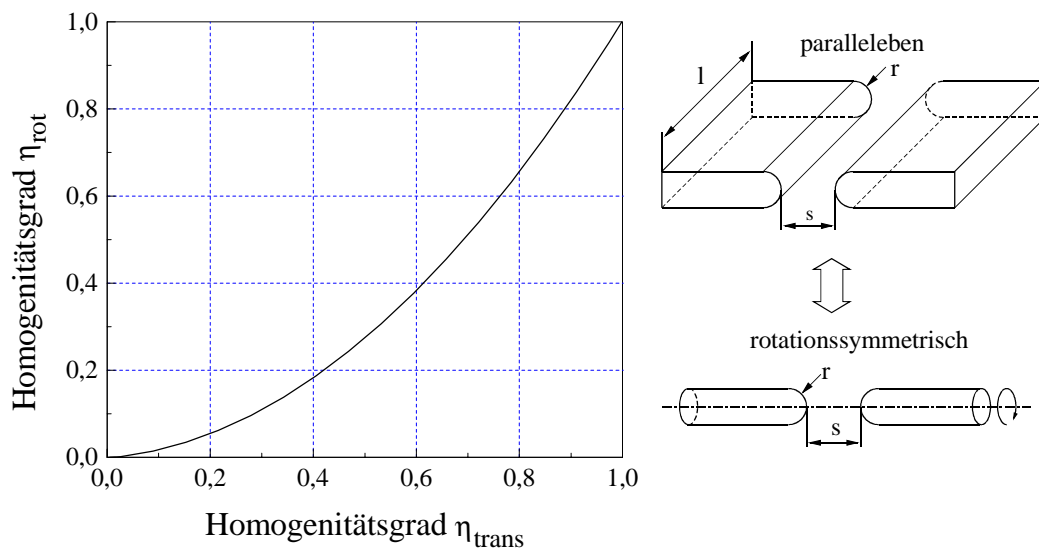


Bild 6.3.6: Zusammenhang zwischen parallelebenen und rotationssymmetrischen Feldern bei gleichem Schnittbild [50]

Mit dem Homogenitätsgrad für rotationssymmetrische Felder kann nun mit der Beziehung

$$E_h = \frac{U_0}{s \eta_{rot}} \quad (6.3.2)$$

die Höchsfeldstärke der Anordnung bestimmt werden. Die Höchsfeldstärke ist dabei direkt proportional zur Ladespannung. Es ist deshalb für eine Verallgemeinerung zweckmäßig, die Höchsfeldstärke auf die Ladespannung zu beziehen. Bei vorgegebener Spannung und vorgegebenem Elektrodenabstand wird die Höchsfeldstärke durch den Krümmungsradius beeinflusst (Bild 6.3.7).

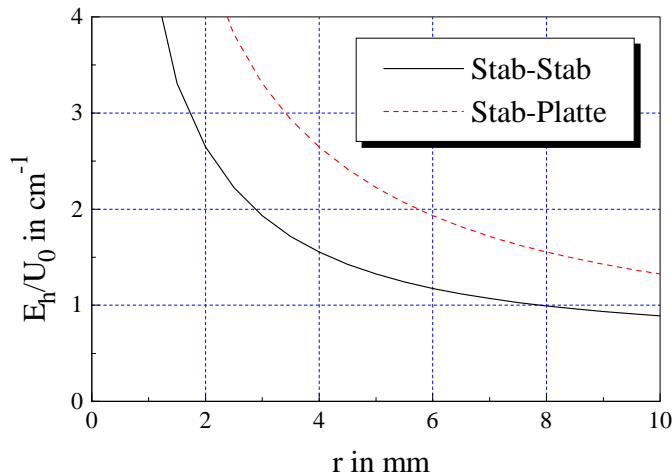


Bild 6.3.7: Höchsfeldstärke bezogen auf die Ladespannung in Abhängigkeit vom Krümmungsradius der Elektroden; Parameter: $s = 3$ mm

Kuzhikin [7] gibt als untere Grenze einen Feldstärkewert von 36 kV/cm für die Einleitung des elektrischen Durchschlages an. Bei einer Ladespannung von 30 kV muß mindestens ein Verhältnis Höchsfeldstärke zu Ladespannung von $E_h/U_0 = 1,2$ cm⁻¹ erreicht werden. Unter Nutzung dieses Grenzwertes kann für die Elektrodenanordnung der maximal zulässige Krümmungsradius ermittelt werden.

Bei vorgegebener Spannung und konstantem Krümmungsradius kann die Abhängigkeit des Homogenitätsgrades vom Elektrodenabstand untersucht werden (Bild 6.3.8).

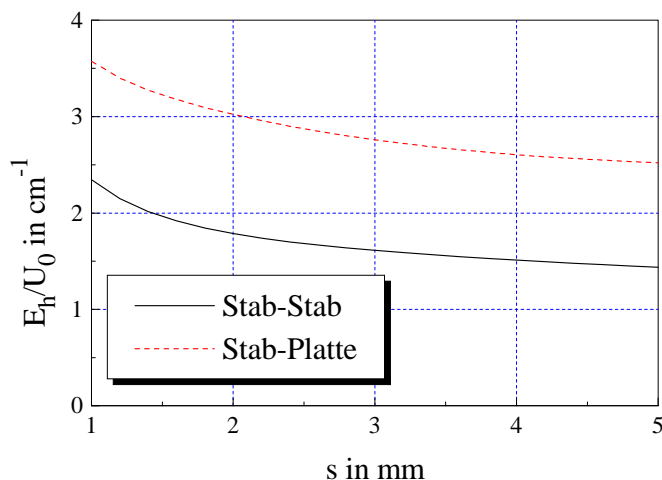


Bild 6.3.8: Höchsfeldstärke bezogen auf die Ladespannung in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand; Parameter: $r = 3$ mm

Die Abhängigkeit der Höchstfeldstärke verläuft im Bild 6.3.8 flacher als im Bild 6.3.7. Daraus läßt sich schlußfolgern, daß der Krümmungsradius der Elektroden den Homogenitätsgrad stärker beeinflußt. Bei einer Veränderung des Elektrodenabstandes, z.B. durch Abbrand, ist mit keiner wesentlichen Verschlechterung der Zündbedingungen zu rechnen.

Die Auslegung der Elektrodenanordnung erfolgt für eine vorgegebene Lebensdauer. D. h., der Elektrodenabstand wird für einen Bereich um den optimalen Elektrodenabstand ausgelegt. Die Bereichsgrenzen werden durch die zulässige Verschlechterung des Energieumsatzes definiert. Damit über den gesamten Bereich eine sichere Zündung erfolgt, muß der Krümmungsradius der Elektroden kleiner als der maximal zulässige Krümmungsradius gewählt werden.

7 Zerkleinerung von mineralischen Werkstoffen

7.1 Aufschlußzerkleinerung von Beton

Die Untersuchungen zur Aufschlußzerkleinerung von Beton wurden im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 385 „Baustoffrecycling“ durchgeführt [25 u. 51 bis 53]. Die Aufschlußzerkleinerung mit Leistungsschallimpulsfolgen stellt eine Ergänzung zu den konventionellen Zerkleinerungsverfahren für mineralische Baustellenabfälle auf der Basis von Schlag, Prall und Druck dar.

Betrachtet man das Grundgefüge von Beton (Bild 7.1.1), so wird deutlich, daß es sich hierbei um einen heterogenen Stoff mit inhomogener Gefügestruktur handelt.

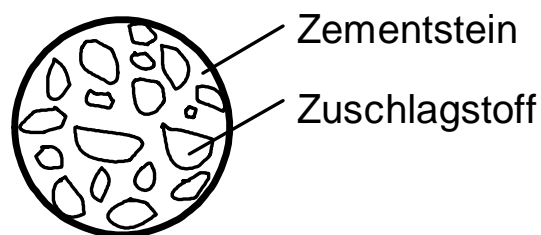


Bild 7.1.1: Grundbestandteile des Betongefüges

Im wesentlichen werden mit der Leistungsschallimpulsbearbeitung von Beton die nachfolgend aufgeführten Ziele angestrebt:

- Auflösen des Betongefüges,
- Trennung des Zementsteins vom Zuschlagstoff und gegebenenfalls von Bewehrungen,
- Verringerung der Schädigungen am Zuschlagstoff während des Zerkleinerungs- bzw. Aufschlußprozesses.

Das Gesamtziel der Bearbeitung von Beton ist die Erzeugung von *qualitativ hochwertigen Recyclingbaustoffen*, insbesondere solchen, die sich auch für die Wiederverwendung im *Hochbau* eignen.

Ziel der wissenschaftlichen Untersuchungen ist es, die Zerkleinerungseffektivität zu optimieren. Grundlage bildet die Erforschung der Wirkmechanismen des Leistungsschallimpulses bei der Zerkleinerung mineralischer Werkstoffe.

7.1.1 Aufbau der experimentellen Anlagentechnik

Für experimentelle Grundlagenuntersuchungen zur fertigungsspezifisch orientierten Energiewandlung „Funkenplasma - Leistungsschallimpuls“ und der Folgewirkung für die Zerkleinerungseffektivität sowie zur Ermittlung der elektrischen und mechanischen Belastung von Elementen des Energiewandelprozesses wurden Teilkomponenten einer Zerkleinerungseinrichtung entwickelt. Der Versuchskomplex ist modular aufgebaut, wodurch gezielte Untersuchungen an einzelnen Anlagenkomponenten im Hinblick auf eine Anpassung

der Komponenten auch für das Betonrecycling möglich sind. Im folgenden werden wesentliche Komponenten der entwickelten Anlagentechnik erläutert.

Für die Bearbeitung der für erste Grundlagenuntersuchungen zur Betonzerkleinerung gefertigten Probekörper wurden zwei unterschiedliche Bearbeitungsvorrichtungen aufgebaut.

Die Untersuchungen zur Vorzerkleinerung von Beton erfolgen an einer Vorrichtung zur „Trockenbearbeitung“ (Bild 7.1.2).

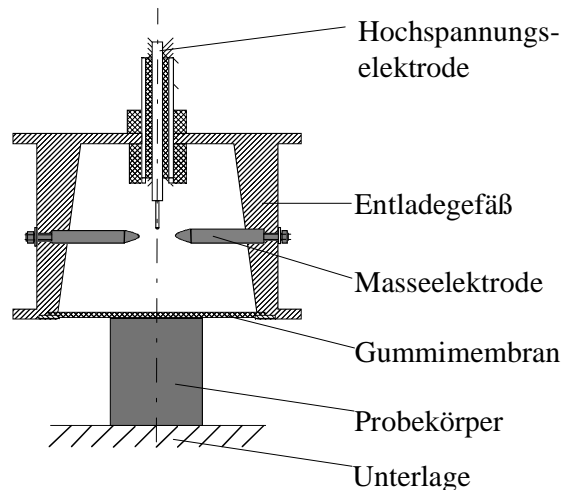


Bild 7.1.2: Bearbeitungsvorrichtung zur Vorzerkleinerung

Die Energieeinkopplung in den Betonkörper, der zwischen dem Wandelgefäß und dem höhenverstellbaren Unterlage gespannt wird, erfolgt dabei über den in einem flüssigen Medium (Wasser) erzeugten und übertragenen Leistungsschallimpuls. Der im gekapselten Schallwandelgefäß erzeugte Leistungsschallimpuls wird über eine eng an der Betonoberfläche aufliegende und mit dem Gefäß fest verbundene Gummimembran in den Betonkörper übertragen.

Die eigentliche Aufschlußzerkleinerung, d. h. die Trennung des Zementsteines vom Zuschlagstoff, erfolgt in einer zweiten Bearbeitungsstufe in dem Bearbeitungsgefäß zur „Naßzerkleinerung“ (Bild 7.1.3). Als versuchstechnischer Ansatz wurde eine Entladeanordnung nach Seyfarth [43] verwendet und der Bearbeitungsaufgabe angepaßt.

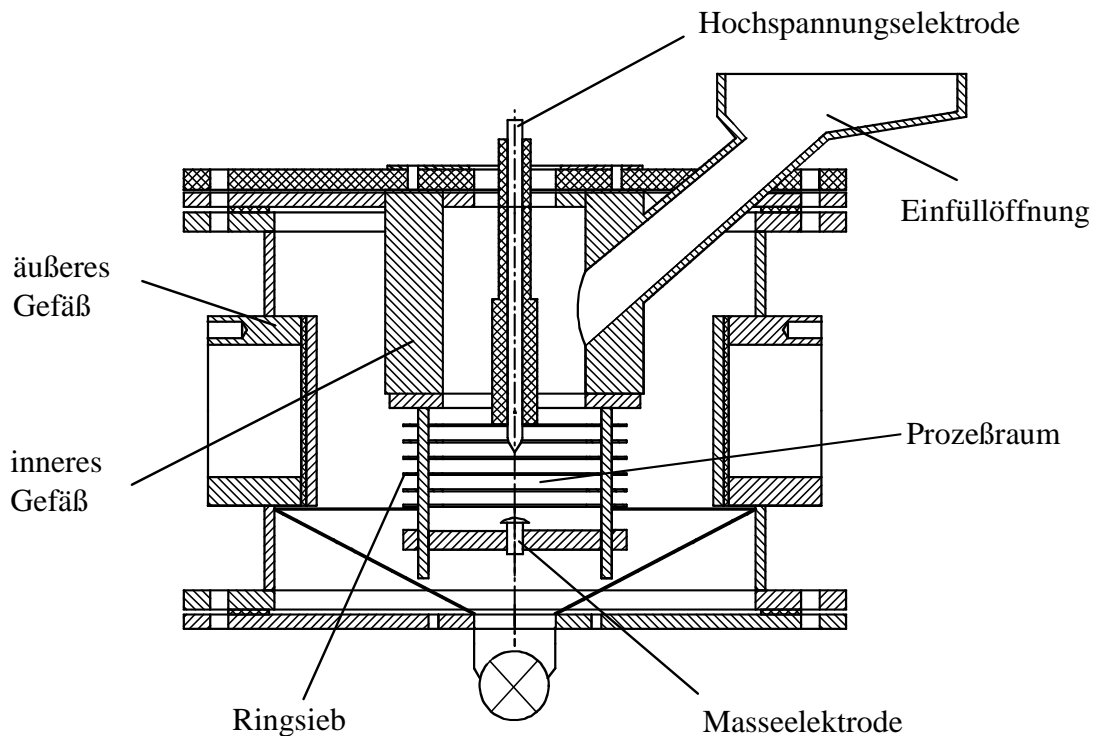


Bild 7.1.3: Bearbeitungsgefäß zur Aufschlußzerkleinerung (Prinzipiskizze)

Bei der „Naßzerkleinerung“ befindet sich der zu bearbeitende Körper gegenüber der „Trockenzerkleinerung“ direkt in dem Medium (Wasser), in dem der Leistungsschallimpuls erzeugt wird. Die Schalleinkopplung in das Zerkleinerungsgut ist nicht mehr an eine glatte Einkopplfläche wie bei der Vorzerkleinerung mit dem gekapselten Zerkleinerungsgefäß (Bild 7.1.2) gebunden, bei der die Schalleinkopplung über eine Gummimembran erfolgt. Die Einkoppelbedingungen können dadurch auch bei fortschreitender Zerkleinerung als konstant angenommen werden. Die Abweichung zwischen der in den Beton eingekoppelten Druckamplitude unter der Verwendung einer Gummimembran und der direkten Schalleinkopplung im Wasser ist gering (Abschnitt 5.5.2). Außerdem ist es möglich, über ein eingefügtes Ringsieb eine Vorklassierung bzw. eine Sortierung des zerkleinerten Gutes vorzunehmen. Durch Variation der Ringsiebspaltweite läßt sich gezielt Recyclingmaterial mit definierten Korngrößen (z. B. 4 mm, 8 mm, 16 mm) erzeugen. Der Aufschlußgrad des Zerkleinerungsgutes läßt sich hier durch eine Variation der Höhe des Energieeintrages je Leistungsschallimpuls und durch die Bearbeitungsdauer (Anzahl der Leistungsschallimpulse) einstellen.

Ziel der Untersuchungen an beiden Bearbeitungsvorrichtungen ist es, die Zerkleinerungswirkung bzw. den gewünschten Aufschlußgrad des Betongefüges gezielt durch Variation der Einstellparameter (Ladespannung, Speicherenergie, Impulsfolgefrequenz, Elektrodenabstand, Übertragungsmedium) zu beeinflussen.

Mit der Anlage wurde im folgenden Parameterbereich gearbeitet:

Speicherkapazität	C:	5,6 ... 33,6 μF
Entladefrequenz	f:	bis 100 kHz
Stromscheitelwert	\hat{i} :	bis 160 kA
max. Ladespannung	U_0 :	24 kV
Speicherenergie	W_0 :	1 ... 10 kJ
Druckamplitude	\hat{p} :	50 ... 70 MPa

(ca. 90 mm vom Entladungskanal)

Im weiteren geben diese Untersuchungen Aufschluß darüber, wie eine energetisch und zerkleinerungstechnisch wirkungsvolle Bearbeitungsvorrichtung zur Aufschlußzerkleinerung von Beton prinzipiell zu gestalten ist.

7.1.2 Charakterisierung des Probenmaterials

Die experimentellen Untersuchungen wurden an Modellbeton vorgenommen [54]. Der Beton wurde entsprechend der DIN 1045 hergestellt. Form und Abmaße der Prüfkörper entsprechen der DIN 1048 für zylindrische Prüfkörper [55] und wurden entsprechend den technischen Gegebenheiten (zylindrisches Bearbeitungsgefäß Bild 7.1.2) ausgewählt.

Um den Einfluß der Betonzusammensetzung auf den Zerkleinerungseffekt und die Gestaltung einzelner Elemente der Zerkleinerungsvorrichtung berücksichtigen zu können, wurde bei den Untersuchungen Beton der Festigkeitsklasse B 25 (Druckfestigkeit 25 N/mm^2) mit unterschiedlichen Zuschlagsgemischen (Größtkorndurchmesser: 8 mm, 16 mm und 32 mm) untersucht.

Der in der Festigkeitsklasse B 25 hergestellte Beton ist durch folgende Eigenschaften gekennzeichnet [56]:

- Druckfestigkeit: $\beta_D = 33 \text{ N/mm}^2$
- Spaltzugfestigkeit: $\beta_S = 2,6 \text{ N/mm}^2$
- Biegezugfestigkeit: $\beta_{BZ} = 3,9 \text{ N/mm}^2$
- E-Modul: $27,3 \text{ kN/mm}^2$

Die Eigenschaften von typischen Zuschlagstoffen zeigt die Tabelle 7.1.1.

Tabelle 7.1.1: Physikalische Kennwerte des Zuschlages [57 u. 62]

Gesteinsgruppe	Rohdichte g/cm^3	Druckfestigkeit N/mm^2	Biegezugfestigkeit N/mm^2
Granit	2,5 ... 2,8	160 ... 180	10 ... 20
Feldspat mit Quarz	2,6 ... 2,8	180 ... 300	15 ... 20
Quarzite, kieseliger Sandstein	2,5 ... 2,6	120 ... 200	10 ... 20
kalkhaltiger Sandstein	2,0 ... 2,6	60 ... 100	4 ... 10

Die Angabe der Festigkeitsklasse bezieht sich auf die statische Druckfestigkeit. Die Belastung mit Leistungsschallimpulsen ist jedoch ein sehr kurzzeitiges Ereignis mit sehr hohen Belastungsgeschwindigkeiten. Die Untersuchungen zum dynamische Verhalten von Betonen bei Belastungen durch beschleunigte Massen (z. B. Flugzeugabsturz) [58] oder durch Detonationen hervorgerufene Druckstöße [59] beziehen sich meist auf großflächige Betonbauteile. Sie sind nur bedingt mit Belastungen durch Leistungsschallimpulse vergleichbar.

Von Frank [59], Krause [60] und Kordina [61] konnte für verschiedene Betone gezeigt werden, daß i. allg. die Druckfestigkeit mit zunehmender Belastungsgeschwindigkeit steigt (Bild 7.1.4). Die Festigkeitserhöhung mit zunehmender Verformungsgeschwindigkeit ist bei Betonen kleinerer Festigkeitsklassen stärker ausgeprägt. Ursache hierfür ist die viskoelastische Eigenschaft von Betonen. Eine Abschätzung über die zu erwartenden Festigkeitserhöhung bei der Leistungsschallimpulsanwendung kann anhand der von Frank [59] durchgeführten Druckstoßversuche getroffen werden. Wird die Kennlinie des Betons der verwendeten Festigkeitsklasse ($\beta = 20 \dots 30 \text{ N/mm}^2$) in den Verformungsbereich der Druckstoßversuche extrapoliert, so erhält man eine Erhöhung der Festigkeit auf ca. 40 N/mm^2 , was einer relativen Festigkeitserhöhung von ca. 60 % entspricht.

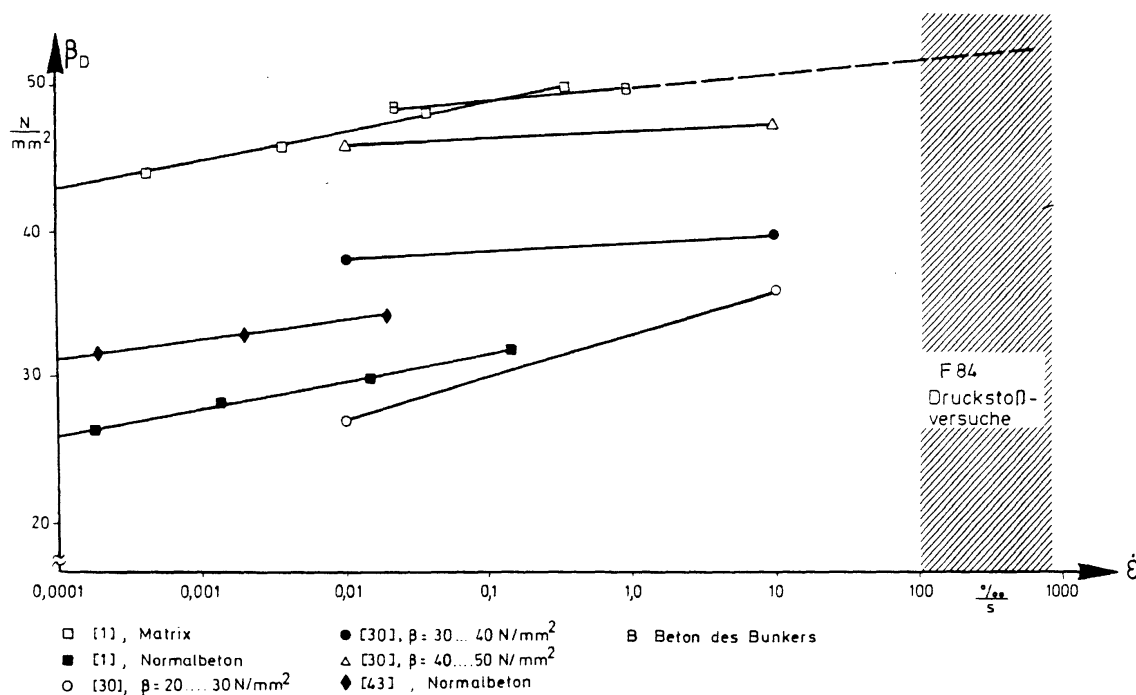


Bild 7.1.4: Abhängigkeit der Druckfestigkeit von der Verformungsgeschwindigkeit [59]

Für den Zerkleinerungseffekt ist auch die Zugfestigkeit von Interesse. Die statische Zugfestigkeit beträgt i. allg. etwa 10 % der statischen Druckfestigkeit. Auch bei der Zugfestigkeit kann eine Abhängigkeit von der Belastungsgeschwindigkeit festgestellt werden. Die von Specht und Görlicke vorgestellten Ergebnisse verschiedener Autoren [58] zeigen eine Zunahme der Zugfestigkeit mit steigender Dehngeschwindigkeit. Jedoch weichen die Ergebnisse bei hohen

Dehngeschwindigkeiten stark voneinander ab, so daß eine Extrapolation in den Druckstoßbereich nicht möglich ist.

Spezielle Untersuchungen zur Rißausbreitung in Betonen bei Zugbeanspruchung wurden von Middel [63] durchgeführt. Die Rißausbreitung im Beton, bei dem die Festigkeit der Matrix kleiner ist als die Festigkeit der Zuschlagskörner, verläuft meist entlang der Korngrenzen.

7.1.3 Durchführung der Zerkleinerungsversuche

7.1.3.1 Untersuchungen zur Einstellung der Versuchsparameter

Neben der Realisierung konstruktiver Gestaltungsmaßnahmen zur Anpassung der Anlagentechnik an die Betonzerkleinerung galt es, die Leistungsschallimpulsparameter für die jeweilige Zerkleinerungsaufgabe einzustellen. Die Einstellung der Leistungsschallimpulsparameter erfolgt durch Variation der Entladekreisparameter Speicherkapazität C , Kreisinduktivität L , und Kreiswiderstand R_i sowie der Speicherenergie W_0 durch Stellung der Ladespannung U_0 .

Um einen optimalen Energieumsatz im Entladekreis zu erzielen, wurden beginnend mit den Untersuchungen zur Versuchsparametereinstellung die Kreisinduktivität L und der Kreiswiderstand R_i des Entladekreises verringert. Die Notwendigkeit für diese Maßnahmen leitet sich aus den Untersuchungen zur Energiewandlung (Abschnitt 3) und aus den Untersuchungen zum Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf (Abschnitt 4) ab.

Die am Versuchsaufbau durchgeführten konstruktiven Maßnahmen zur Verringerung von Induktivität und Widerstand sind

- die Gestaltung spezieller Leitungssysteme und
- die komplette Konstruktion des Energiewandelsystems.

Die aus den theoretischen Untersuchungen des Energieumsatzes in Bauelementen eines Reihenschwingkreises motivierten Änderungen von Parametern sind unter besonderen konstruktiven Besonderheiten bzw. Anforderungen zu realisieren. So bilden Isolationsabstände, Leitungsanschlußschleifen, Entladegefäß und Elektrodenanordnung, die entsprechend der elektrischen Durchschlagfestigkeit zu dimensionieren sind, parasitäre Induktivitäten. Die Bauelemente des Entladekreises, deren Baugrößen durch den aufgabenspezifisch notwendigen Energieinhalt bestimmt sind, sind mit Leitungsabschnitten miteinander verbunden. Die minimalen Abmessungen der Leitungsabschnitte werden durch die Bauelementegrößen festgelegt.

Die Forderung nach einer geringen Entladekreisinduktivität kann somit nur durch qualitativ hochwertige Bauelemente und einen kompakten Aufbau erfüllt werden. Demgegenüber stehen jedoch die Realisierung des Einbringens des Zerkleinerungsgutes in den Prozeßraum, die Austauschbarkeit von Verschleißteilen und die mechanischen, elektrischen und thermischen Belastungen der Elemente des Energiewandelsystems, deren Berücksichtigung die Abmessungen i. allg. vergrößern.

Bei der Vorzerkleinerung werden gegenüber der Aufschlußzerkleinerung andere Anforderungen an das Zerkleinerungsergebnis und damit auch an die einzustellenden Versuchsparameter gestellt. Es wurden für die Vor- und Aufschlußzerkleinerung entsprechende Versuchsreihen für die notwendigen Parametereinstellungen durchgeführt. Bei der Vorzerkleinerung besteht die Zielsetzung darin, ein definiertes Aufgabegut für die Bearbeitungsvorrichtung der Aufschlußzerkleinerung herzustellen. Demnach steht bei der Vorzerkleinerung nicht die Freilegung der Zuschlagstoffe im Vordergrund, sondern das Einhalten einer von der Aufschlußzerkleinerungsapparatur vorgegebenen maximalen Aufgabegutgröße, welches mit einer möglichst geringen Impulsanzahl erreicht werden soll.

Zur Auswahl optimierter Parameter für die Vorzerkleinerung wurde der energiebezogene Oberflächenzuwachs $\Delta A_{s,m}/W_{0,m}$ untersucht (Bild 7.1.5) [64 u. 65].

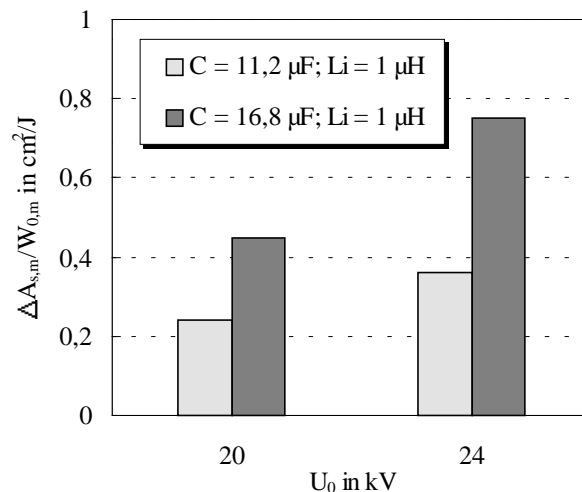


Bild 7.1.5: Energiebezogene Oberflächenzuwachs für verschiedene energetische Parameter bei der Vorzerkleinerung

Zur weiteren Vorzerkleinerung wurden die Parameter eingestellt, bei denen der größte energiebezogene Oberflächenzuwachs erreicht wurde.

Bei der Aufschlußzerkleinerung wird neben einem möglichst vollständigen Aufschluß und der Herstellung einer geforderten Korngrößenverteilung noch die Forderung nach einer geringen Schädigung des Zuschlagstoffes gestellt. Die erzielten Belastungen durch die Leistungsschallimpulsbearbeitung sollten unterhalb der Festigkeit der Zuschlagstoffe liegen. Diese mechanischen Belastungen lassen sich über die Stellung leicht zugänglicher elektrischer Parameter so erreichen, daß die Zuschlagstoffe weitestgehend unbeschädigt aus dem Betonverbund herausgelöst werden.

Anhand der in Einzelversuchen erreichten Zerkleinerungsergebnisse im untersuchten Parameterbereich (Tabelle 7.1.2) wurde für die verwendeten Versuchsanordnungen eine Parameterauswahl für die systematische Untersuchung des Wirkeffektes von Leistungsschallimpulsen getroffen.

Tabelle 7.1.2: Versuchsparameter

	Vorzerkleinerung	Aufschlußzerkleinerung
Ladespannung	20 ... 24 kV	20 kV
Speicherenergie	2,24 ... 4,84 kJ	1,12 ... 3,36 kJ
Druckamplitude (bei Meßentfernung)	40 ... 70 MPa (r = 90 mm)	15 ... 25 MPa (r = 190 mm)
Impulsanzahl	1 ... 10 je Probekörper	10 ... 40 je Probenmenge
Masse der Proben	2 ... 8 kg	2 ... 3 kg

Die gemessene Impulsdauer beträgt ca. 10 μ s. Eine Abschätzung entsprechend den im Abschnitt 5.5.1 durchgeführten Schalleitungsberechnungen ergibt, daß an Betonstücken mit einem Durchmesser von 35 ... 40 mm eine optimale Zerkleinerungswirkung zu erwarten ist. Diese Größe liegt im Bereich der größten Aufgabefraktion bei der Aufschlußzerkleinerung (31,5 ... 63 mm). Bei der Aufschlußzerkleinerung bleiben die freigelegten Zuschlagstoffe der Fraktionen > 4 mm im Zerkleinerungsgefäß und werden weiter durch die Leistungsschallimpulse belastet. Nach den im Abschnitt 5.4 durchgeführten Berechnungen zu Einschichtsystemen liegt für diese Impulsdauer der optimale Korndurchmesser bei 30 mm. Die Größtkornfraktion des Betons B25 0/32 wird dadurch am stärksten belastet.

7.1.3.2 Ablauf des Zerkleinerungsvorgangs

Nach Auswahl der Versuchsparameter anhand der Ergebnisse von Einzelversuchen, wie im Abschnitt 7.1.3.1 beschrieben, wurden Probekörper mit folgenden Daten in einem zweistufigen Bearbeitungsablauf (Vor- und Aufschlußzerkleinerung) zerkleinert:

- Betonfestigkeitsklasse: B25
- Zuschlagsgrößtkorn: 16 mm
- Probekörpermasse: 3 kg

Die Betonprobekörper wurden zunächst mit Hilfe des gekapselten Entladegefäßes vorzerkleinert. Nach einer Siebanalyse wurden die Fraktionen > 4 mm in der zweiten Bearbeitungsstufe weiter zerkleinert. Abschließend erfolgt die Bewertung des Zerkleinerungsmaterials mittels Siebanalyse und Aufschlußgradbestimmung [64 u. 66].

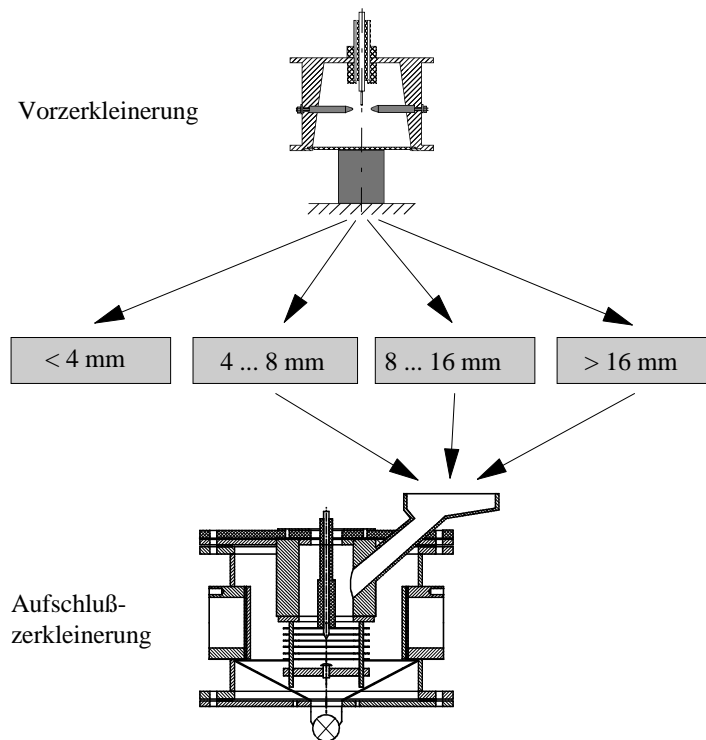


Bild 7.1.6: Versuchsablauf bei der Zerkleinerung von Beton

7.1.3.3 Vorzerkleinerung

Die Aufgabe der Vorzerkleinerung besteht darin, ein gleichbleibendes Zerkleinerungsergebnis vorgegebener Korngrößenverteilung zu erzielen [33 u. 67]. Für die energetische Bilanzierung der Zerkleinerung werden die Ergebnisse der Vorzerkleinerung berücksichtigt. Ein Beispiel der Vorzerkleinerung zeigt das Bild 7.1.7.

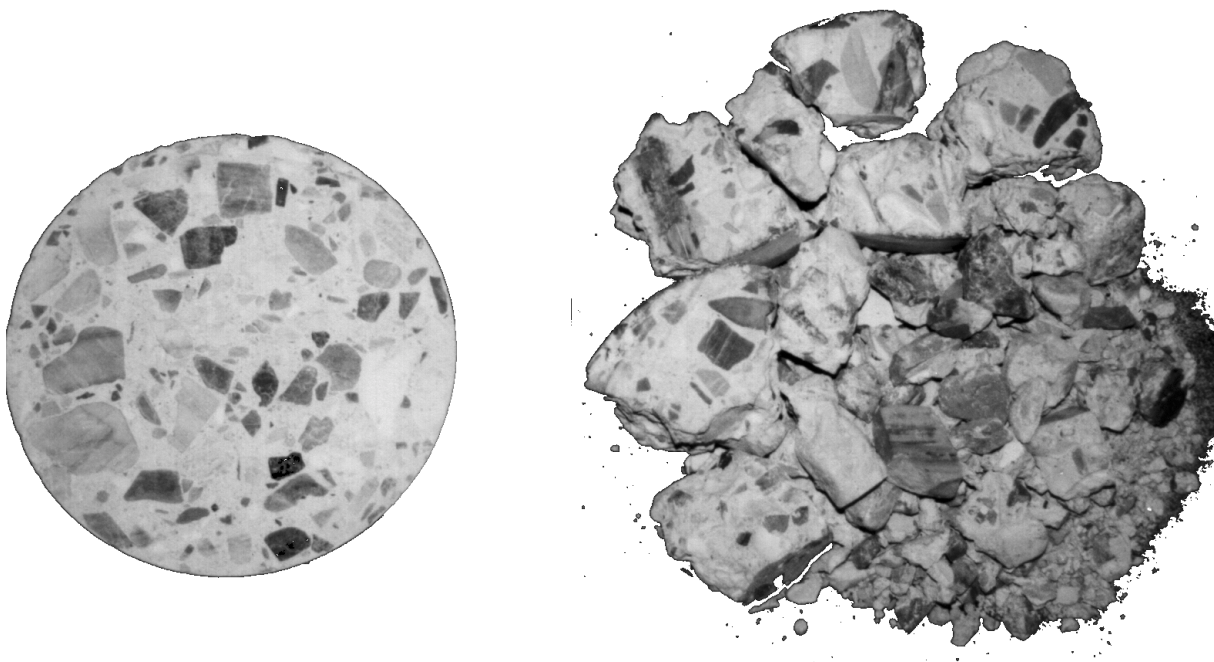


Bild 7.1.7: Betonprobekörper vor und nach der Vorzerkleinerung (B25, Korngruppe 0/16)

Die nachfolgend dargestellten Ergebnisse der Vorzerkleinerung wurden bei der Parametereinstellung

- Ladespannung: $U_0 = 24 \text{ kV}$
- Speicherenergie: $W_0 = 4,84 \text{ kJ}$
- Impulsanzahl je Probekörper ($m \approx 3 \text{ kg}$): Serie 2 u. 3: $n = 3$
Serie 4 u. 5: $n = 4$

erzielt. Um den Einfluß von Prozeßschwankungen zu minimieren, wurden mehrere Probekörper zusammengefaßt (Gesamtmasse in den Versuchsserien: je 35 ... 40 kg) und anschließend bewertet.

An dem vorzerkleinerten Material wurde die Rißausbreitung untersucht. Die festgestellten Risse verlaufen dabei hauptsächlich entlang der Korngrenzen (Bild 7.1.8).

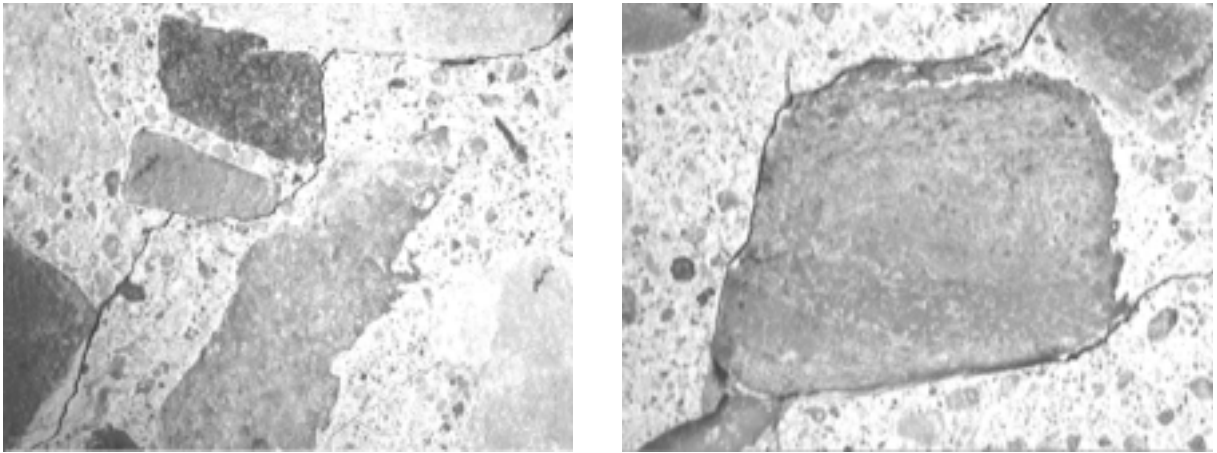


Bild 7.1.8: Rißverläufe entlang der Zuschlagkorngrenzen

Die eingestellten Versuchsparameter können somit als günstig für das gewünschte Zerkleinerungsergebnis eingeschätzt werden. Die Schädigung des Zuschlagstoffes ist gering. In einem geringen Umfang können auch Risse im Zuschlagkorn festgestellt werden (Bild 7.1.9).

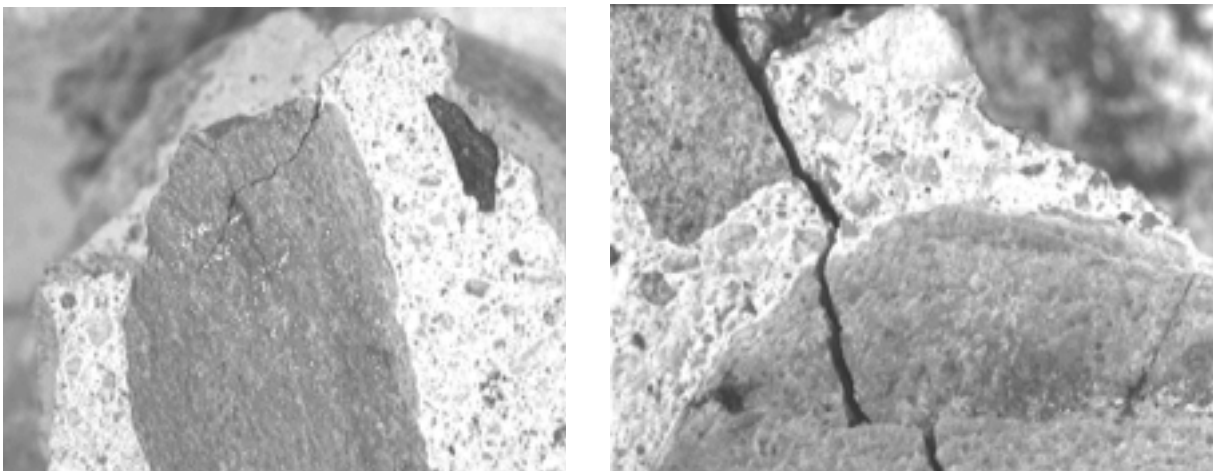


Bild 7.1.9: Rißverläufe im Zuschlagkorn

Jedoch sind bereits im Ausgangszustand Risse im Zuschlagstoff zu finden, die auf natürliche Fehlerstellen zurückzuführen sind (Bild 7.1.10).



Bild 7.1.10: Rißverlauf im Zuschlagskorn (Ausgangszustand)

Diese Fehlerstellen können Risse initiieren. Vom zerkleinerten Gut wurden Untersuchungen mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) durchgeführt (Bild 7.1.11).

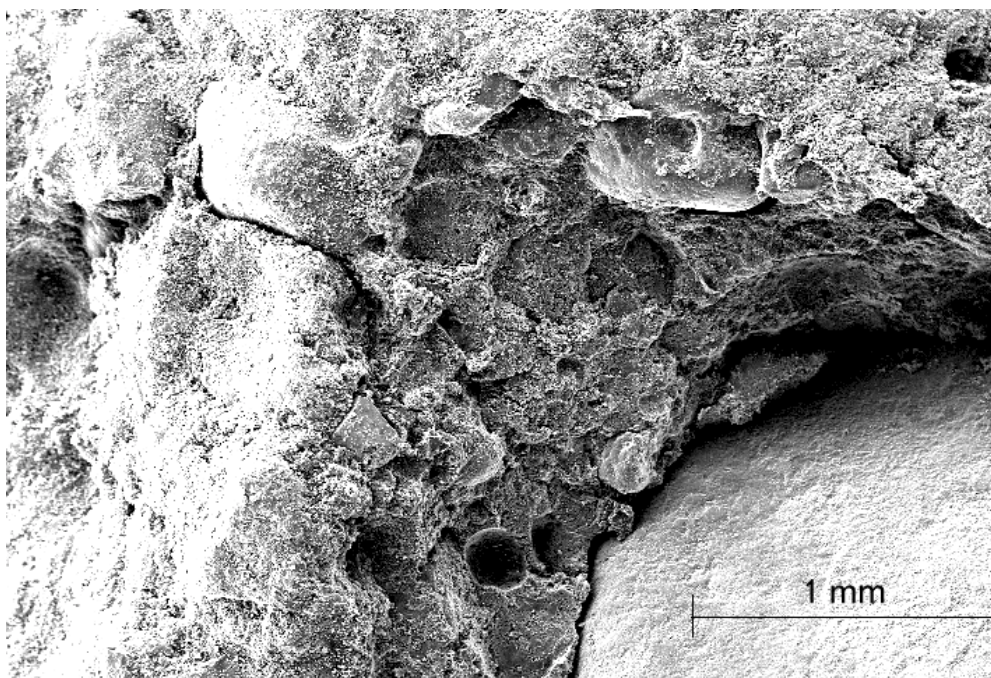


Bild 7.1.11: REM-Aufnahmen der Mikrorisse am Beton, (PK20 $U_0 = 20$ kV; $C = 22,4$ μ F; $s = 15$ mm; 10 Leistungsschallimpulse) [56]

Im Bild 7.1.11 sind die Zuschlagstoffe als helle glatte Flächen und die Zementsteinmatrix als dunklere raue Flächen erkennbar. In der Zementsteinmatrix sind einzelne Mulden zu erkennen, die sich infolge von herausgelösten Zuschlagstoffen bilden.

Im Bild 7.1.12 sind die erreichten Zerkleinerungsergebnisse aus vier Versuchsreihen dargestellt. Die Versuchsparameter wurden dabei konstant gehalten.

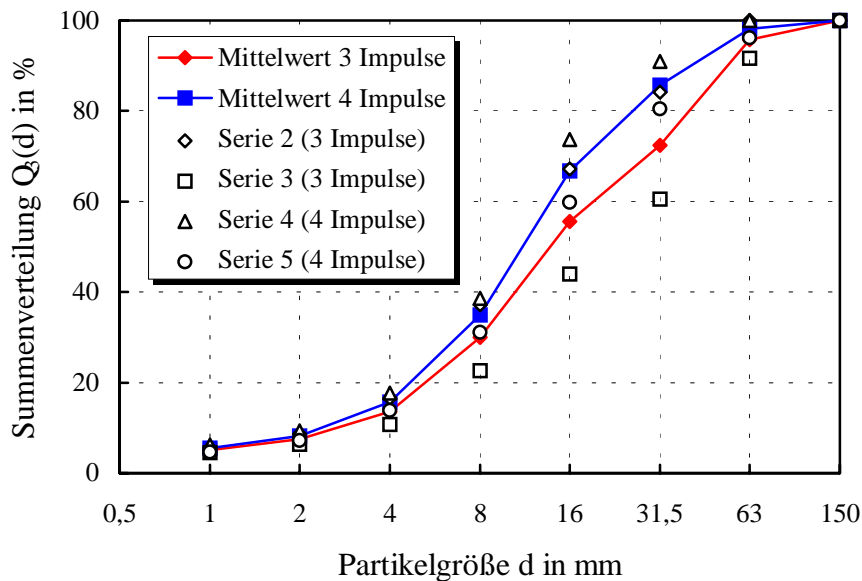


Bild 7.1.12: Summenverteilungskurven der Vorzerkleinerung

Die Probekörper sind nach der Vorzerkleinerung bis auf einen geringen Massenanteil in den Bereich < 63 mm zerkleinert worden. Eine Weiterbearbeitbarkeit mit Hilfe der Aufschlußzerkleinerungsvorrichtung wurde damit erreicht. Der Massenanteil, der kleiner als 4 mm ist, beträgt bei den eingestellten Versuchsparametern ca. 15 %. Dieser Wert ist nicht prozeßtypisch. Er ist u. a. eine Funktion der eingetragenen Energierate.

Die Probekörper, die mit 4 Leistungsschallimpulsen belastet wurden, weisen ein besseres Zerkleinerungsergebnis auf, als die Probekörper, die mit 3 Leistungsschallimpulsen belastet wurden. Bei der Belastung der Probekörper mit noch weiteren Leistungsschallimpulsen in der Vorzerkleinerungsstufe sinkt die Zerkleinerungseffektivität pro Einzelimpuls, da sich durch die fortschreitende Auflockerung des Betongefüges die Einkoppelbedingungen für die Leistungsschallimpulse verschlechtern. Als wesentliches Ergebnis der Vorzerkleinerung sind

- die geringe Schädigung der Zuschlagstoffe und
- die Ausbildung von Mikrorissen vorrangig an den Korngrenzen zwischen Zuschlag und Zementstein (typisch $7 \mu\text{m}$)

zu nennen.

Die theoretisch begründete Annahme der Wirkung der Leistungsschallimpulse, die durch Schallreflexionen an Grenzflächen zwischen Stoffen mit unterschiedlichen akustischen Eigenschaften hervorgerufen werden, kann hiermit bestätigt werden.

Für einen Vergleich der Ergebnisse mit anderen Anlagen bzw. Zerkleinerungsverfahren ist eine Energiebilanzierung durchzuführen (Bild 7.1.13).

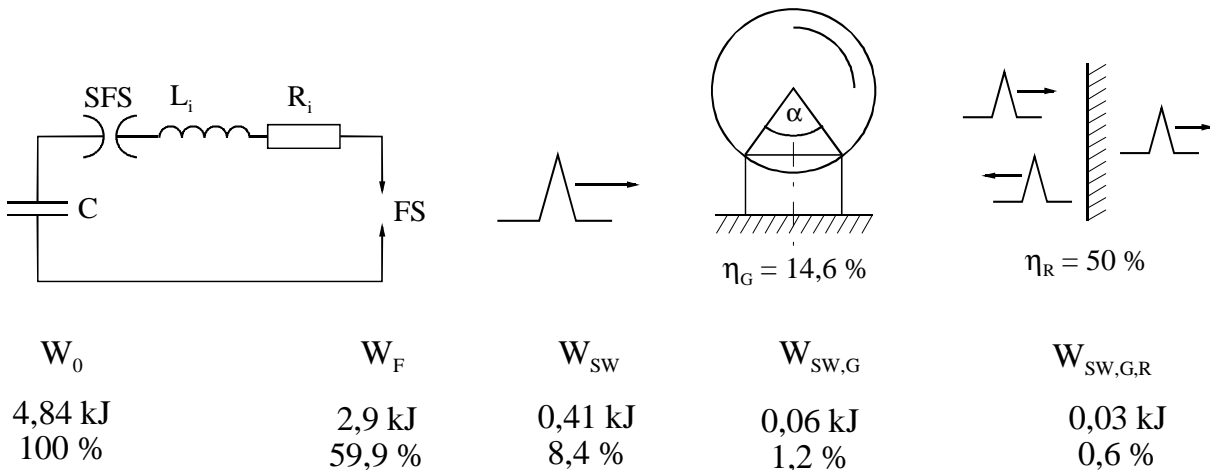


Bild 7.1.13: Energiebilanz bei der Vorzerkleinerung

Die auf den Kondensatoren gespeicherte Energie W_0 wird zu 100 % gesetzt. Von der gespeicherten Energie wird aufgrund der Vorentladungsverluste und der inneren Verluste des Entladekreises nur ein bestimmter Prozentsatz in der Unterwasserfunkenstrecke umgesetzt. Die im Unterwasserfunken umgesetzte Energie W_F bewirkt eine Expansion des Kanals und damit einen mechanischen Anteil der Energie W_{SW} .

Von dem sich kugelförmig ausbreitenden Leistungsschallimpuls wird bei der Vorzerkleinerung nur ein Ausschnitt genutzt. Für die Entfernung, in der die Bearbeitung erfolgt, lässt sich entsprechend der Einkoppelfläche bezogen auf die Kugeloberfläche ein Wirkverhältnis (Bild 7.1.14) angeben, das als geometrischer Wirkungsgrad η_G bezeichnet wird.

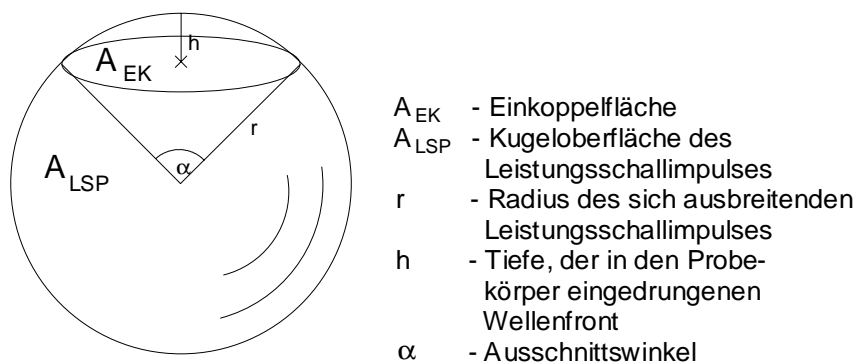


Bild 7.1.14: Geometrischer Wirkungsgrad

Für die Untersuchungen werden Normprüfkörper in zylindrischer Form (Durchmesser 150 mm; Höhe 300 mm) verwendet. Die Leistungsschallimpulse werden bei der Vorzerkleinerung über die Kreisfläche der Zylinder eingekoppelt. Die Einkoppelfläche ergibt sich aus der Fläche des Kugelabschnittes, der in den Probekörper eintritt (Gl. 7.1.1).

$$A_{EK} = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot h \quad (7.1.1)$$

Bei hinreichend großer Entfernung zwischen Entladungskanal und Probekörper kann die Einkopffläche gleich der Zylindergrundfläche gesetzt werden. Mit der Kugeloberfläche des Leistungsschallimpulses A_{LSP} ergibt sich der geometrische Wirkungsgrad zu

$$\eta_G = \frac{A_{EK}}{A_{LSP}}. \quad (7.1.2)$$

Der geometrische Wirkungsgrad ist bei gegebener Einkopffläche am Zerkleinerungsgut um so größer, um so näher der Entladungskanal an das Zerkleinerungsgut gebracht wird.

Beim Eintritt des Leistungsschallimpulses in den Probekörper entstehen Reflexionsverluste (Abschnitt 5.5.2), die ebenfalls berücksichtigt werden müssen. Für das vorgestellte Zerkleinerungsbeispiel beträgt der auf die Speicherenergie bezogene Energieanteil, der für die Zerkleinerung des Probekörpers genutzt wurde, $< 1 \%$.

Die Tabelle 7.1.3 zeigt die für die Zerkleinerung der Probekörper eingesetzte spezifische Energie ist mit bezug auf die Speicherenergie und der in den Probekörper eingebrachten Energie.

Tabelle 7.1.3: Spezifischer Energieeinsatz bei der Vorzerkleinerung

Impulse pro Probekörper (m = 3 kg)	W_0/m in J/g	$W_{SW,G,R}/m$ in J/g
3	4,84	0,03
4	6,45	0,04

Bei der nachfolgenden Aufschlußzerkleinerung wird die Zementsteinmatrix von den Zuschlagstoffen weiter bis zur Wiedereinsatzbarkeit als Recyclinggut abgearbeitet. Die bei der Vorzerkleinerung erhaltenen Korngruppen < 4 mm wurden der nachfolgenden Aufschlußzerkleinerung nicht zugeführt.

7.1.3.4 Aufschlußzerkleinerung

In der Vorrichtung zur Aufschlußzerkleinerung fällt das Einsatzgut unmittelbar zwischen die Elektrodenanordnung. Die Einkopplung der Leistungsschallimpulse in das Einsatzgut ist dadurch immer gegeben. Um eine unzulässige Zerkleinerung der Zuschlagstoffe während der Bearbeitung zu minimieren, ist die Energie der Einzelimpulse entsprechend einzustellen.

Die nachfolgend dargestellten Ergebnisse wurden bei der Parametereinstellung

- Ladespannung: $U_0 = 20$ kV
- Speicherenergie: $W_0 = 2,24$ kJ
- Impulsanzahl je Probenmenge (m=2000g): $n = 10, 20, 30$ und 40

durchgeführt.

Im folgenden Bild 7.1.15 sind die Summenverteilungen der Aufschlußzerkleinerung dargestellt.

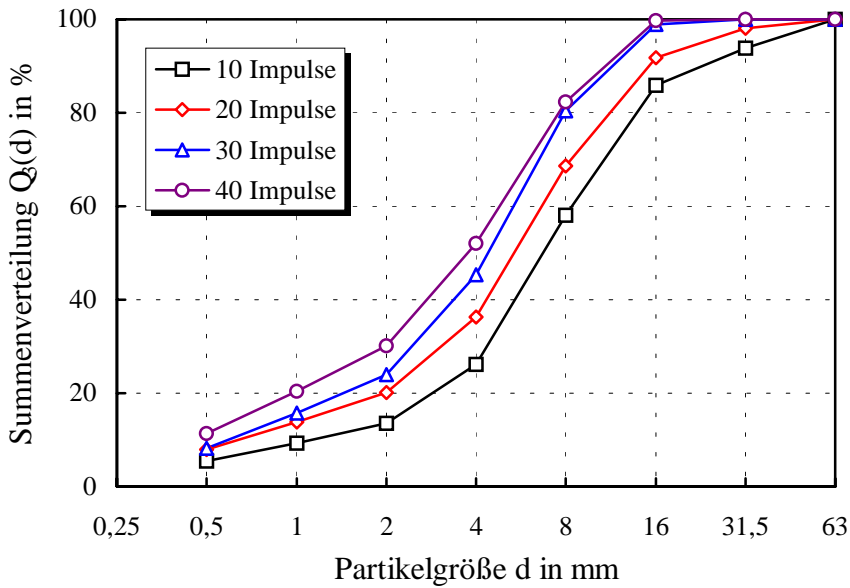


Bild 7.1.15: Summenverteilungskurven der Gesamtmenge der Aufschlußzerkleinerung, Parameter: Impulsanzahl

Mit zunehmender Impulsanzahl verschiebt sich die Summenverteilungskurve in Richtung kleinerer Partikelgrößen. Ab etwa 30 Impulsen ist die Probenmenge in den Bereich des Größtkorndurchmessers zerkleinert. Da der Zementstein nach der Aufschlußzerkleinerung vorrangig in den Kornklassen < 4 mm vorliegt, ist eine einfache Abtrennung dieses Anteiles durch Siebklassierung möglich.

Für die Aufschlußzerkleinerung wurde ebenfalls die Energiebilanzierung vorgenommen (Bild 7.1.16).

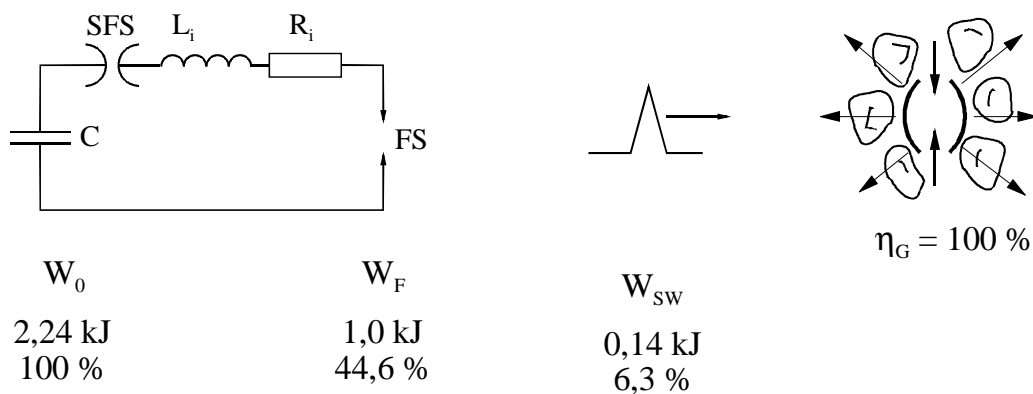


Bild 7.1.16: Energiebilanz bei der Aufschlußzerkleinerung

Infolge anderer eingestellter Versuchsparameter und dem anderen Versuchsaufbau unterscheiden sich die Werte von denen der Vorzerkleinerung. Da das Zerkleinerungsgut unmittelbar um die Elektrodenanordnung herum angeordnet ist, treffen reflektierte Impulsanteile auf benachbarte Probenstücke und können dort zerkleinerungswirksam werden.

Deshalb können für diese Versuchsanordnung kein geometrischer Wirkungsgrad und keine Reflexionsverluste angegeben werden. Der geometrische Wirkungsgrad wird zu 100 % angenommen und die Stoßwellenenergie als zerkleinerungswirksame Energie betrachtet.

Die Tabelle 7.1.4 zeigt die für die weitere Zerkleinerung des vorzerkleinerten Materials eingesetzte spezifische Energie.

Tabelle 7.1.4: Spezifischer Energieeinsatz bei der Aufschlußzerkleinerung

Impulsanzahl m = 2 kg	W_0/m in J/g	W_{sw}/m in J/g
10	11,2	0,7
20	22,4	1,4
30	33,6	2,1
40	44,8	2,8

Unter Berücksichtigung des Feianteiles < 4 mm aus der Vorzerkleinerung, der nicht weiterbearbeitet wurde, ergeben sich für die Gesamtheit des Zerkleinerungsprozesses folgende Sieblinien in Abhängigkeit von der Impulszahl (Bild 7.1.17) [68 u. 69].

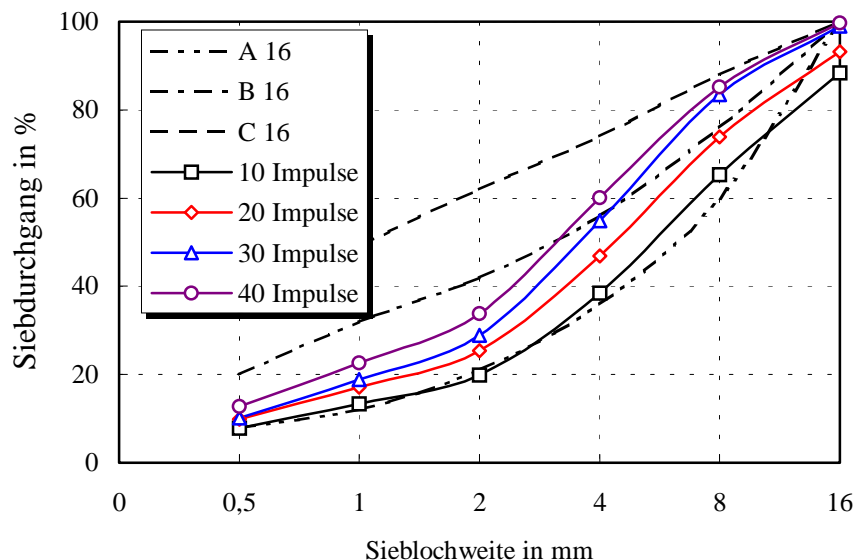


Bild 7.1.17: Siebdurchgangslinien in Abhängigkeit von der Impulsanzahl

Im untersuchten Parameterbereich liegen die Sieblinien nach erfolgter Aufschlußzerkleinerung im Bereich der Regelsieblinien AB 16, welches den Sieblinienbereich des Zuschlages der verwendeten Prüfkörper entspricht. Tendenziell ist mit zunehmender Impulsanzahl eine Verschiebung der Sieblinien von der Regelsieblinie A 16 zur Regelsieblinie B 16 erkennbar, wobei der Feianteil nicht übermäßig ansteigt.

Die Verteilungskurven des Zerkleinerungsergebnisses sind nicht alleiniges Kriterium für die Einsetzbarkeit als Recyclingzuschlagstoff. Eine weitere wichtige Größe ist der Aufschluß-

grad des Recyclinggutes. Bearbeitungsziel ist die möglichst vollständige Freilegung der Zuschlagstoffe. Aus der zerkleinerten Gesamtmenge wurde eine Teilprobenmenge aus der Korngruppe 4 ... 16 mm entnommen und der Fraktionsaufschlußgrad bestimmt (Bild 7.1.18).

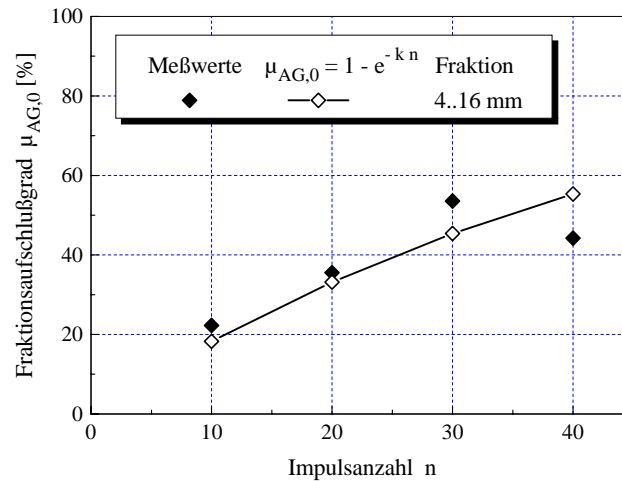


Bild 7.1.18: Fraktionsaufschlußgrad in Abhängigkeit von der Impulsanzahl

Als Fraktionsaufschlußgrad $\mu_{AG,0}$ wird der prozentuale Massenanteil der Fraktion 4 ... 16 mm definiert, der zu 100 % vom Zementstein befreit wurde. Der Fraktionsaufschlußgrad im Bild 7.1.18 zeigt eine tendenzielle Zunahme mit steigender Impulsanzahl. Er nähert sich theoretisch bei weiterer Bearbeitung immer mehr 100 % an. Als funktionelle Abhängigkeit für eine Approximation wurde die Funktion

$$\mu_{AG,0} = 1 - e^{-k \cdot n} \quad (k - \text{Approximationsfaktor}) \quad (7.1.3)$$

angenommen. Die dargestellten Ergebnisse repräsentieren nur die Partikelgrößen > 4 mm. In den Korngruppen < 4 mm existieren ebenfalls Partikel, die vollständig und teilweise aufgeschlossen sind. Das Ergebnis der Aufschlußzerkleinerung mit Leistungsschallimpulsen sind Zuschlagskörner, die in Form und Eigenschaften mit dem Ursprungsmaterial vergleichbar sind (Bild 7.1.19). Mit den für die Betonzerkleinerung eingesetzten konventionellen Zerkleinerungsverfahren ist dieses Ergebnis nicht erreichbar [70].



Bild 7.1.19. Zuschlagskörner nach der Leistungsschallimpulsbearbeitung

7.1.3.5 Zerkleinerung von Beton mit unterschiedlichen Zuschlagsgemischen

Im folgenden Abschnitt wird der Einfluß des Zuschlagsgemisches auf das Zerkleinerungsergebnis untersucht. Für die Versuche wurde Beton der Betonfestigkeitsklasse B 25 eingesetzt. Die Zuschlagsgemische entsprechen der Regelsieblinienbereiche AB 8, AB 16 und AB 32.

Die elektrischen Versuchsparameter aus den Abschnitten 7.1.3.3 und 7.1.3.4 sowie der Ablauf der Zerkleinerung wurden beibehalten. Um das Verhältnis der Probekörperhöhe zum Größtkorndurchmesser größer als 3 beizubehalten, wurde bei den Probekörpern mit dem Zuschlagsgemisch AB 32 die Probekörperhöhe vergrößert. Als Ausgleich wurden diese Probekörper bei der Vorzerkleinerung mit 5 Impulsen belastet (Tabelle 7.1.5).

Tabelle 7.1.5: Versuchsparameter

Vorzerkleinerung			
Ladespannung	24 kV		
Speicherenergie	4,84 kJ		
Zuschlagsgemisch	AB 8	AB 16	AB 32
Probekörpermasse	3 kg	3 kg	4 kg
Impulsanzahl	4	4	5
Aufschlußzerkleinerung			
Ladespannung	20 kV		
Speicherenergie	2,24 kJ		
Impulsanzahl	20		

Die Siebdurchgangslinie des zerkleinerten Beton B 25 AB 8 zeigt das Bild 7.1.20.

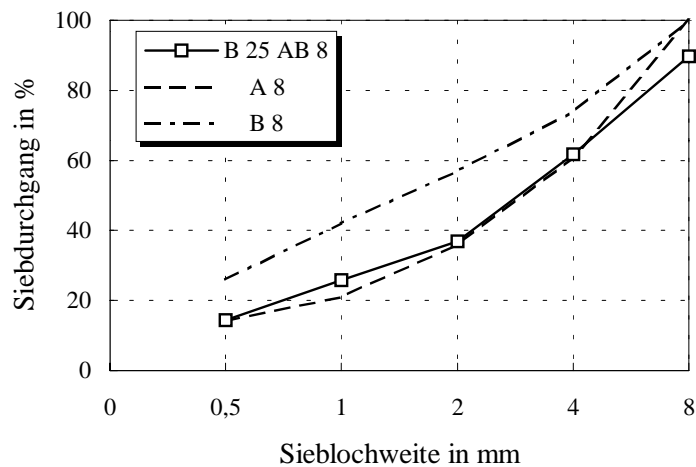


Bild 7.1.20: Siebdurchgangslinie nach der Aufschlußzerkleinerung von Beton B 25 AB 8

Die Siebdurchgangslinie liegt bei der Regelsieblinie A 8. Etwa 10 % des zerkleinerten Materials sind in den Fraktionen > 8 mm. Die Betone mit den Zuschlaggemischen AB 16 und AB 32 sind nach 20 Impulsen vollständig auf den Größtkornbereich zerkleinert (Bilder 7.1.21 u. 7.1.22).

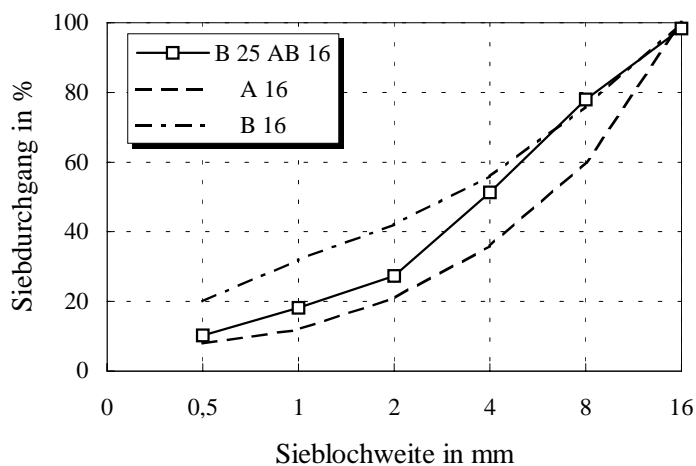


Bild 7.1.21: Siebdurchgangslinie nach der Aufschlußzerkleinerung von Beton B 25 AB 16

Die Fraktion 4 ... 16 mm liegt in der Nähe der Regelsieblinie B 16, wogegen sich die Fraktion < 2 mm in der Nähe der Regelsieblinie A 16 befindet. Daraus läßt sich schließen, daß die Zerkleinerungseffektivität bei den größeren Fraktionen höher ist. Dieser Effekt ist noch stärker bei der Zerkleinerung des Betons mit dem Zuschlaggemisch AB 32 zu beobachten (Bild 7.1.22).

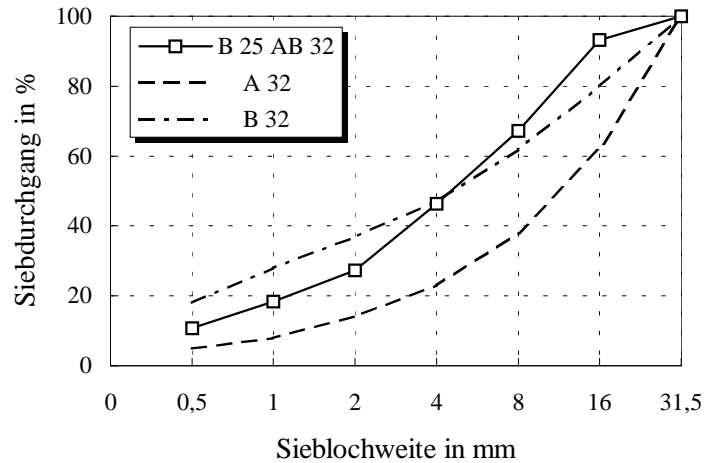


Bild 7.1.22: Siebdurchgangslinie nach der Aufschlußzerkleinerung von Beton B 25 AB 32

Insbesondere die Fraktion 16 ... 31,5 mm ist prozentual gering enthalten. Die im Abschnitt 7.1.3.1 durchgeführte Abschätzung des optimalen Korndurchmessers für die eingestellte Impulsdauer bestätigt die verstärkte Zerkleinerungswirkung in dieser Fraktion. Gestützt wird die Aussage auch durch den Fraktionsaufschlußgrad (Bild 7.1.23).

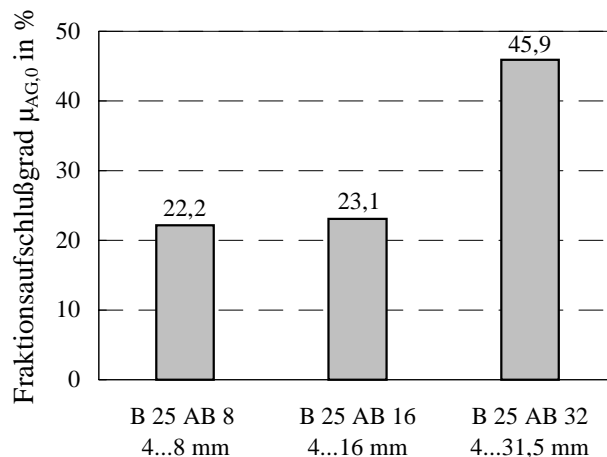


Bild 7.1.23: Fraktionsaufschlußgrad von Beton mit unterschiedlichen Größtkorn

Der Fraktionsaufschlußgrad steigt bei der Zerkleinerung von Betonen mit größerem Größtkorn an. Um die Zerkleinerungswirkung in den größeren Fraktionen zu berücksichtigen, wurden Aufschlußgrade der Fraktionen > 4 mm bis zum jeweiligen Größtkorndurchmesser bestimmt.

7.1.3.6 Zerkleinerung von Recyclingbeton

Ziel der Zerkleinerung von Beton ist es, die Zuschlagstoffe wieder einer Betonherstellung zuzuführen. Vom zerkleinerten Material wurden wiederum Probekörper hergestellt und ein er-

neuter Zerkleinerungszyklus durchgeführt. Die Festigkeitsklasse B 25 wird beim Recyclingbeton wieder erreicht.

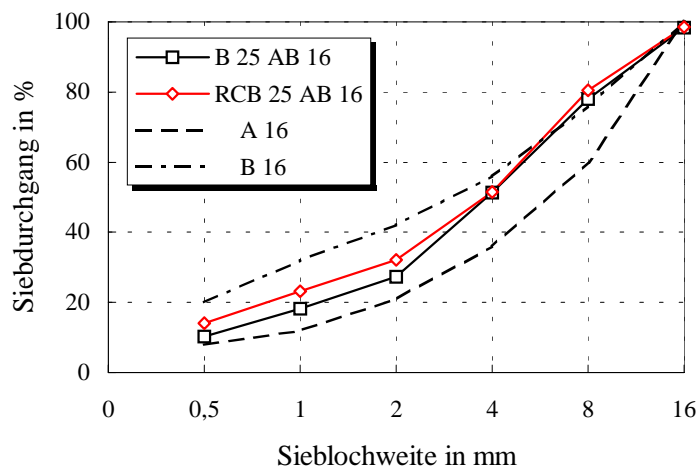


Bild 7.1.24: Vergleich der Sieblinien von Recyclingbeton (RCB 25 AB 16) und Referenzbeton (B 25 AB 16) nach der Aufschlußzerkleinerung

Das Zerkleinerungsergebnis (Bild 7.1.24) entspricht etwa dem Zerkleinerungsergebnis des Referenzbetons. Der höhere Feinanteil kann durch den höheren Zementanteil des Recyclingbetons erklärt werden, der durch die Verwendung von Betonsplitt als Zuschlagstoff entsteht.

7.1.4 Bewertung der Ergebnisse

Die Tabelle 7.1.6 zeigt einen Vergleich der Aufschlußgrade von mit Prallbrecher und Leistungsschallimpuls zerkleinerten Beton bei vergleichbarer Sieblinie des Zerkleinerungsmaterials.

Tabelle 7.1.6: Vergleich der Massenanteile der aufgeschlossenen Zuschlagstoffe bei der Zerkleinerung mit Prallbrecher und Leistungsschallimpulsen [56]

Klasse	Massenanteil in %	
	Prallbrecher	Leistungsschallimpuls
0 % anhaftender Zementstein	6,5	33,9
1 ... 50 % anhaftender Zementstein	35,7	47,2

Der Zuschlagstoff kann unter Berücksichtigung des Mischungsverhältnisses in der Regel beliebig oft wiederverwendet werden. Der Anteil von Betonsplitt mit anhaftendem Zementstein muß jedoch im Beton begrenzt werden [71]. Ursache hierfür ist das Ansteigen der Betonporosität und deren Einfluß auf die Betonfestigkeit. Ein Herstellen von Betonsplitt mit geringem Zementsteinanteil ist mit der Leistungsschallimpulsbearbeitung möglich.

Bei der üblichen Prallzerkleinerung werden rd. 1,5 kWh/t benötigt, wobei Aufschlußgrade von rd. 6 % erreicht werden [72]. Bei der Aufschlußzerkleinerung von Beton mit Leistungsschallimpulsfolgen wurden Aufschlußgrade bis zu 60 % erreicht. Der entsprechende Energiebedarf beträgt dabei ca. 12 kWh/t. Der Energievergleich ist aufgrund des nicht identischen Zerkleinerungsergebnisses kritisch zu betrachten.

Bei der normalen auf große Massen orientierten Betonzerkleinerung ist das Leistungsschallimpulsverfahren z. Z. nicht konkurrenzfähig. Mögliche Einsatzgebiete ergeben sich bei der Forderung nach hohen Aufschlußgraden und zerstörungsarmes Herauslösen des Zuschlagstoffes.

7.2 Zerkleinerung von Verbundglas

Für die Zerkleinerung von Verbundglas wurde das gekapselte Entladegefäß (Bild 7.1.2) verwendet. Auf die Gummimembran des Entladegefäßes wurde das Verbundglas angeordnet. Als Gegenlager wurde eine Stahlplatte auf das Verbundglas gelegt. Die Schichtenfolge entspricht der Modellanordnung im Abschnitt 5.5.3, deren Materialkennwerte in der Tabelle 5.5.3 dargestellt sind.

Das Ergebnis der Zerkleinerung bei einer Speicherenergie von 2,24 kJ ist im Bild 7.2.1 dargestellt.

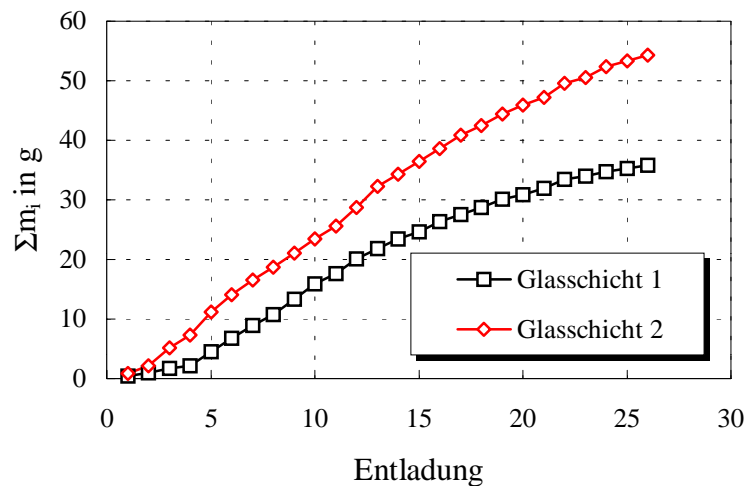


Bild 7.2.1: Massensummen beim Zerkleinern der Glasschichten von Verbundglas (Glasschicht 1 - der Funkenstrecke zugewandte Seite; Glasschicht 2 - der Funkenstrecke abgewandte Seite); Parameter: $U_0 = 20$ kV; $W_0 = 2,24$ kJ; $L = 1265$ nH; $R_i = 33,6$ mΩ; $s = 17$ mm

Die Abtragsrate ist bei der Glasschicht 1 kleiner als bei der Glasschicht 2. Bei der Schalleitungsberechnung wurde für die Grenzfläche Folie - Glasschicht 2 ebenfalls etwas höhere Amplitudenwerte errechnet (p_4 - Bild 5.5.11). Die maximale Differenz zwischen den errechneten Grenzflächenbelastungen beträgt ca. 8 %. Im Zerkleinerungsergebnis fällt die

Differenz größer aus. Eine mögliche Ursache ist bei der Zerkleinerungsanordnung zu suchen, da eine Prallwirkung an der Stahlplatte nicht auszuschließen ist. Wird die Speicherenergie erhöht, so steigt auch die Abtragsrate (Bild 7.2.2).

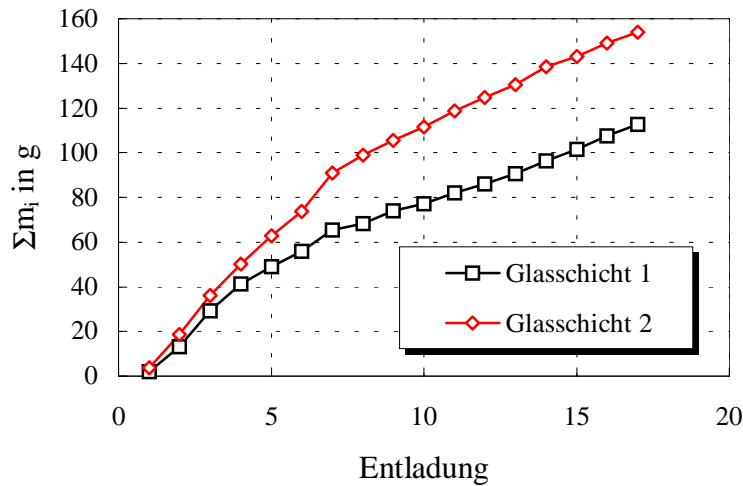


Bild 7.2.2: Massensummen beim Zerkleinern der Glasschichten von Verbundglas (Glasschicht 1 - der Funkenstrecke zugewandte Seite; Glasschicht 2 - der Funkenstrecke abgewandte Seite); Parameter: $U_0 = 20$ kV; $W_0 = 3,36$ kJ; $L = 1270$ nH; $R_i = 31,6$ mΩ; $s = 16$ mm



Bild 7.2.3. Verbundglas nach der Belastung mit Leistungsschallimpulsen

Ein Beispiel der Zerkleinerung zeigt das Bild 7.2.3. Die Zone des stärksten Abtrages liegt im Zentrum des Bearbeitungsgebietes. Hier ist die Entfernung zur Funkenstrecke am geringsten. Eine weitere Zone stärkeren Abtrages befindet sich am Rande des Bearbeitungsgebietes. Hier

kommt es zu Überlagerungen von Schallwellen mit an der Gefäßwandung reflektierten Anteilen. Desweiteren treten Biegebeanspruchungen aufgrund der Einspannung des Verbundglases in der Zerkleinerungsvorrichtung auf.

Die Masse der Glasschicht in der Belastungszone (\varnothing 250 mm) beträgt ca. 250 g. Die Glasmenge, die in der 2. Parametereinstellung von der Glasschicht 2 abgearbeitet wurde, entspricht ca. 60 % der Gesamtmasse in der Bearbeitungszone.

8 Zusammenfassung

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Wandlung elektrischer Energie in mechanische Energie des Leistungsschallimpulses. Entsprechend der Energiewandelkette gliedern sich die Untersuchungen in:

- Umsatz der Energie in der Unterwasserfunkenstrecke,
- Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf,
- Schalleinkopplung in das Zerkleinerungsgut und
- Zerkleinerung von mineralischen Werkstoffen am Beispiel Beton und Verbundglas.

Die Untersuchungen zum Energieumsatz im Entladekreis dienen der Analyse der einzelnen Wirkungsgrade in der Lade-, Vorentladungs- und Hauptentladungsphase. In den einzelnen Entladungsphasen werden ausgewählte Abhängigkeiten von Parametern der Entladung betrachtet. Die von Pöschel experimentell ermittelte Abhängigkeit des Funkenersatzwiderstandes wurde in den eigenen Untersuchungen überprüft und an die vorliegenden Versuchsbedingungen angepaßt.

Der daran anschließende Abschnitt beschäftigt sich speziell mit dem Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf. Dazu ist eine genaue Analyse des Versuchsaufbaus und des Meßsignales erforderlich. Mit der gewonnenen Kenntnis über das Verhalten des Versuchsaufbaus ist eine Korrektur des Druckamplitudenmeßfehlers, der sich aufgrund der Schwankung des Entladungsortes ergibt, möglich. Für die Darstellung der Abhängigkeiten der Leistungsschallimpulsparameter werden relativ anlagenunabhängige Bezugsgrößen eingeführt. Damit ist eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse bei verschiedenen Entladungsverläufen gegeben. Der definierte druckwirksame Leistungskennwert stellt zugleich ein wirksames Dimensionierungskriterium für die Einstellung eines gewünschten Entladungsverlaufes dar. Die Untersuchungen zeigen, daß die gemessene Druckanstiegszeit relativ konstant ist. Eine Begrenzung liegt durch das verwendete Druckmeßwandelprinzip vor. Der Abschnitt endet mit den Betrachtungen zu den Abhängigkeiten des Stoßwellenwirkungsgrades von den Entladekreisparametern.

Ein weiterer wesentlicher Schwerpunkt ist die Erstellung eines Schalleitungsmodells zur anwendungsbezogenen Auswahl von optimierten Leistungsschallimpulsparametern. Mit Hilfe eines linearen eindimensionalen Modellansatzes, bei dem das senkrechte Auftreffen ebener Wellen auf ebene Schichten betrachtet wird, können Vorgänge beim Schalldurchgang durch querhomogene Stoffe und Stoffschichtungen untersucht werden. Eine weitgehend normierte Darstellung der Ergebnisse bietet eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Materialien und Abmessungen (Korngrößen, Schichtdicke). Das Schalleitungsmodell bietet die Möglichkeit der Betrachtungen von Belastungen in Stoffen und insbesondere Grenzflächenbelastungen bei Verbundwerkstoffen beim Schalldurchgang von Impulsen. Man erhält Aussagen zur Einstellung der Impulsbreite und -amplitude für unterschiedliche Materialpaarungen. Es kann dabei gezeigt werden, daß für jede Stoffschichtung ein deutliches Optimum der einzustellenden Impulsbreite existiert. Desweiteren wurde der Einfluß der Impulsform untersucht. Die

Impulsform wurde entsprechend den bei der Leistungsschallimpulserzeugung typischerweise gemessenen Impulsverläufen variiert.

Mit dem vorgestellten Berechnungsweg zur anwendungsbezogenen Dimensionierung eines Entladekreises können mit Hilfe von experimentell gefundenen Abhängigkeiten gezielt Entladekreisparameter ausgewählt werden. Grundlage für die Auswahl bildet der gefundene Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf. Die Dimensionierung erfolgt für einen leistungsorientierten Entladekreis, d.h. für die maximal abgegebene Leistung an den ohmschen Widerständen des Entladekreises. Mit Hilfe des in der Hochspannungstechnik genutzten Homogenitätsgrades können für vorgegebene Elektrodengeometrien die Zündsicherheit überprüft bzw. gezielt Aussagen zur Auslegung der Elektrodengeometrie abgeleitet werden.

Für die Versuche wurde eine für die Aufschlußzerkleinerung geeignete Zerkleinerungsvorrichtung aufgebaut. Sie ermöglichen eine Trennung des abgearbeiteten Zementsteins vom Zerkleinerungsgut schon während des Bearbeitungsvorgangs mit Hilfe eines Ringsiebes. Als wesentliches Ergebnis der Zerkleinerungsversuche konnte die zerkleinernde Wirkung von Leistungsschallimpulsen an Betonwerkstoffen unter definierten Belastungen erbracht werden. Die Trennung erfolgt vorzugsweise entlang der Zuschlagskorngrenzen. Besonders hervorzuheben ist die erzielte neue Qualität des Recyclinggutes. Produkt des Bearbeitungsvorganges ist ein weitestgehend unbeschädigt aus der Zementsteinmatrix herausgelöster Zuschlagstoff. Durch die Stellung des Energieeintrages kann sowohl ein definiertes Herstellen von Korngrößenverteilungen als auch ein definiertes Einstellen eines geforderten Aufschlußgrades erfolgen. Die Korngrößenverteilung nach der Zerkleinerung entspricht dem ursprünglich zur Betonherstellung bereitgestellten Korngemisch. Der erreichte Fraktionsaufschlußgrad liegt dabei bis zu einer Größenordnung höher als bei konventionellen Zerkleinerungsverfahren wie z. B. Prallbrecher. Dagegen ist z. Z. der Energiebedarf noch deutlich höher. Es konnte gezeigt werden, daß ein mehrmaliges Recycling ohne große Qualitätsverluste möglich ist.

Es konnte eine Übereinstimmung der Zerkleinerungswirkung am Beton mit den Ergebnissen aus dem Schalleitungsmodell gefunden werden. Dabei wurden hauptsächlich die Trenn- und Zerkleinerungswirkung in Abhängigkeit der Zuschlagskorngrößen untersucht. Am Beispiel der Zerkleinerung von Verbundglas wurden mit Hilfe des Schalleitungsmodells unterschiedliche Belastungszustände an den einzelnen Grenzflächen ermittelt. Auch hier konnte im Zerkleinerungsversuch eine Übereinstimmung ermittelt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Eisenberger, F.; Rassweiler, J.: Extrakorporale Stoßwellenlithotripsie im Wandel. In Aktuelle Urologie Heft 5 17. Jahrgang 1986
- [2] Ch. Chaussy, E. Schmiedt, D. Jocham, B. Forssmann, W. Brendel, V. Walther: Therapiemöglichkeiten des Harnleidens mit extrakorporal erzeugten Stoßwellen. Steinkopff-Verlag, Darmstadt, Bd. 17, Fortschritte der Urologie und Nephrologie
- [3] Forssmann, B.; Wess, O.; Zech, H.; Chaussy, Ch.: Vorrichtung zur Zerkleinerung von Konkrementen in Körpern von Lebewesen. Offenlegungsschrift DE 3210919 A1, Dornier System GmbH 1983
- [4] Eisenberger, W.: Einrichtung zur berührungsfreien Zertrümmerung von Konkrementen im Körper von Lebewesen. Offenlegungsschrift DE 3312014 A1
- [5] Obermeier, F.: Ausbreitung schwacher Stoßwellen - Stoßfokussierung und Stoßreflexion. Flugwissenschaft und Weltraumforschung H. 13 1989 S. 219-232
- [6] Staudenraus, J.: Erzeugung und Ausbreitung freifeldfokussierter Hochenergieimpulse im Wasser. Fortschritt Bericht VDI, Reihe 21: E-Technik Nr.89, VDI Verlag Düsseldorf 1991
- [7] Kuzhekin : Verhalten von Funkenstrecken unter Wasser bei Impulsspannung- und Impulsstrombelastung. ETZ A Bd. 93, 7 (1972) S. 405 - 409
- [8] Winkler, R.: Hochgeschwindigkeitsbearbeitung. Verlag Technik Berlin 1973
- [9] Mikula, M.; Panák, J.; Dvonka, V.: The destruction effect of a pulse discharge in water suspensions. Plasma Sources Sci. Technol. 6 (1997) S. 179-184
- [10] Franke, H.J.: Beitrag zur Fertigung von Kupferelektroden durch Funkenentladungen unter Wasser. Dissertation TH Hannover 1971
- [11] Ismar, H.: Untersuchungen zur Blechumformung durch Funkenentladungen unter Wasser. Dissertation Fakultät für Maschinenwesen der TH Hannover 1967
- [12] Weckerle, H.J.: Energieumsatz beim elektrohydraulischen Umformen. Diss. A., Stuttgart 1976
- [13] Conrad, H.; Krampitz, R.: Elektrotechnologie. Verlag Technik Berlin, 1983
- [14] Scheibe, H.-P.; Hofmann, J.: Untersuchungen zur verunreinigungsarmen Zerkleinerung von Quarzglas. Forschungsbericht CZ Jena, 1990
- [15] Hofmann, J.; Scheibe, H.-P.: Lokale Betonzerkleinerung. Forschungsbericht Leuna Werke, 1988
- [16] Hofmann, J.; Scheibe, H.-P.: Zerkleinerung von Generatorschlacke. Forschungsbericht, PKM „Schwarze Pumpe“, 1989
- [17] Hofmann, J.; Scheibe, H.-P.: Harzzerkleinerung mittels Leistungsschallimpuls. Studie Leuna Werke 1989

- [18] Pöschel, C.: Untersuchungen des Unterwasserfunkens zur Zerkleinerung spröder Materialien. Dissertation Institut für Physik der Werkstoffbearbeitung, AdW der DDR 1971
- [19] Hofmann, J. Weise, Th.: Pulsed power technologies for commercial material reduction and crushing applications. 11th IEEE International Pulsed Power Conference, Baltimore USA, Band 1, S. 203-207, 1997
- [20] Touryan, K. J.; Benze, J. W.; Deapen, M. A.: Enhanced coal comminution and beneficiation using pulsed power generated shocks. 8th IEEE International Pulsed Power Conference, San Diego USA, S. 830-833, 1991
- [21] Franz, J.U.: Fertigungsbezogene Sicherung des Energieumsatzes beim elektrohydraulischen Gußentkernen. Dissertation, TU Magdeburg 1991
- [22] Mnich, F.: Entwicklung eines Bearbeitungskomplexes zum elektrohydraulischen Aluminiumgußentkernen /-entsanden. Dissertation TU Magdeburg 1993
- [23] Liebeskind: Die Ausnutzung des elektrohydraulischen Effekts in der Betontechnologie. Diss. TH Leipzig 1991
- [24] Höffl, K.: Zerkleinerungs- und Klassiermaschinen. Verlag für Grundstoffindustrie Leipzig 1987
- [25] Sonderforschungsbereich 385 Baustoffrecycling. Finanzierungsantrag O.-v.-Guericke-Universität Magdeburg 1994
- [26] Jahnke, H.; Küttner, B.: Verfahren und Anordnung zur nichtmechanischen Zerstörung von Beton/Stahlbeton und Gesteinen. Offenlegungsschrift DE 3913379 A1, Bauakademie der DDR Berlin 1989
- [27] Jahnke, H.: Impulszerstörung von Stahlbeton und Beton. BWT 33, 1990, 6, Berlin
- [28] o. V.: Recycling durch Schockwellen. In: Entsorgungs-Praxis 4/95, S. 4
- [29] Beste, D.: Impulse für Recycling. VDI Nachrichten fazit 1995
- [30] Schultheiß Ch.: Sortenreines Fragmentieren mit Hilfe elektrischer Hochspannung - FRANKA. Gemeinsame Sitzung der GVC-Fachausschüsse 06.-08.05.1996, Schliersee
- [31] Georgescu, V.; Erdmann, H.: 250 000-V-Blitze machen in Sekunden aus Beton Pulver. In: Berliner Zeitung Nr. 79 (51), 1995
- [32] Hoyer, B.; Wollenberg, G.; Scheibe, H.-P.; Zange R.: Anwendung von Leistungsschallimpulsen beim Betonrecycling. In: WORKSHOP Elektrophysikalische Verfahren, TU Ilmenau, 10.Oktober 1997, Kongreßband.
- [33] Zange, R.; Hoyer, B.; Wollenberg, G.; Scheibe, H.-P.: Leistungsschallimpuls zur Aufschlußzerkleinerung mineralischer Werkstoffe. Preprint Nr. 1 1997 der Fakultät Elektrotechnik, (30 Seiten)

- [34] Hoyer, B.; Wollenberg, G.; Scheibe, H.-P.; Zange, R.: Elektromechanische Aufschlußzerkleinerung von mineralischem Bauschutt. In: Baustoff Recycling + Deponietechnik, Heft BR 11/12 97, Stein-Verlag GmbH Berlin
- [35] W. Mahr; G. H. Gautschi. Piezotron® - Aufnehmer - verglichen mit der Meßkette piezoelektrischer Aufnehmer und Ladungsverstärker. Kistler Instrumente AG, Schweiz 20.106d 9.82 (4.93)
- [36] Phillipow, E.: Taschenbuch Elektrotechnik. Band 1. Verlag Technik Berlin 1986
- [37] Vondenbusch, A.: Schaltungskenngrößen von Kondensator-Stoßstromerzeugern. ETZ-A Bd. 84 (1963) H.14
- [38] Modrušan, M.: Normierte Berechnung von Stoßstromkreisen für vorgegebene Impulsströme. HAEVELY Publication, Bull. SEV/VSE 67 (1976) 22
- [39] Schräbler, S.: Meßtechnische Charakterisierung von Lithotriptoren. TH Darmstadt
- [40] Šutilov, V.A.: Physik des Ultraschalls, Akademie-Verlag Berlin 1984
- [41] Vielhauer, P.: Lineare Netzwerke. Verlag Technik 1982
- [42] MicroSim® PSpice. Reference Manual
- [43] Seyfarth : Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum elektrohydraulischen Effekt. Dissertation AdW der DDR Berlin 1976
- [44] Scheibe, H.P.: Untersuchungen zum EHE. Dissertation TU Magdeburg 1981
- [45] Ohme : Beitrag zur Anwendung des elektrohydraulischen Effektes in der Aufbereitungstechnik, Dissertation Bergakademie Freiberg 1967
- [46] Brockhaus ABC, Naturwissenschaft und Technik. F. A. Brockhaus Verlag Leipzig, 1968
- [47] Brockhaus ABC, Physik. F. A. Brockhaus Verlag Leipzig, 1971
- [48] Friedrich Tabellenbuch: Elektrotechnik Elektronik. Ferd. Dümmler Verlag Bonn 1993
- [49] Tafelwerk: Mathematik - Physik - Chemie. Verlag Berlin 1982
- [50] Phillipow, E.: Taschenbuch Elektrotechnik. Band 6. Verlag Technik Berlin 1988
- [51] Sonderforschungsbereich 385 Baustoffrecycling. Arbeits- und Ergebnisbericht für die Jahre 1995 und 1996 O.-v.-Guericke-Universität Magdeburg 1996
- [52] Wollenberg, G.; Scheibe, H.-P.; Zange, R.: Elektromechanische Zerkleinerung. In: Kurzvorträge zum Kolloquium des SFB 385 "Baustoffrecycling" der O.-v.-G-Universität Magdeburg Preprint Nr. 1 1996, Fakultät für Maschinenbau 1996. S. 7-8

- [53] Wollenberg, G.; Scheibe, H.-P.; Zange, R.; Hoyer, B.: Elektromechanische Zerkleinerung. In: Vorträge zum Kolloquium des SFB 385 "Baustoffrecycling" der O-v-G-Universität Magdeburg Preprint Nr. 3 1996, Fakultät für Maschinenbau 1996. S. 25-32
- [54] Universität Gesamthochschule Kassel, Fachbereich 14, Fachgebiet Baustoffkunde
- [55] o.V.: Beton - Tabellen für Unterricht und Praxis. Beton-Verlag Düsseldorf, 1992
- [56] Budelmann, H.; Dora, B.: Baustoffeigenschaften - 1. Zwischenbericht. In: Sonderforschungsbereich 385 : Baustoffrecycling. Arbeits- und Ergebnisbericht für die Jahre 1995 und 1996. Magdeburg : Otto-von-Guericke-Universität, 1996
- [57] Thomas, J.; Ehlers, S.; Schreier, M.: Mechanische Aufschlußzerkleinerung von Beton - 1. Zwischenbericht. In: Sonderforschungsbereich 385 : Baustoffrecycling. Arbeits- und Ergebnisbericht für die Jahre 1995 und 1996. Magdeburg : Otto-von-Guericke-Universität, 1996
- [58] Specht, M.; Göricke, M.: Die Zugfestigkeit des Betons bei erhöhter Belastungsgeschwindigkeit und ihre gegenwärtige mögliche Berücksichtigung. Beton- und Stahlbetonbau 91 (1996) Heft 9 u. 10
- [59] Frank, Thomas: Verhalten von Beton unter kurzzeitiger Höchstbelastung (Druckstoß). Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen Nr. 3051: Fachgruppe Bau, Steine, Erden, Westdeutscher Verlag GmbH 1981
- [60] Krause, K.: Über den Einfluß der Belastungsgeschwindigkeit auf den Elastizitätsmodul des Mörtels und Betons. Dissertation. TH Aachen 1973
- [61] Kordina, K.: Untersuchungen des Trag- und Verformungsverhaltens von Stahlbetonplatten bei Impuls- und Kurzzeitbeanspruchung. Forschungsbericht des Instituts für Baustoffkunde und Stahlbetonbau. TU Braunschweig 1978
- [62] Stehno, G.: Baustoffe und Baustoffprüfung. Springer-Verlag, Wien 1981
- [63] Middel, M. M.: Zentrische Zuguntersuchungen zur Bestimmung lastabhängiger und lastunabhängiger Rißbildungen von Betonen. Dissertation Ruhr-Universität Bochum 1995
- [64] Ehlers, S.; Peters, H.; Wachsmann, S.: Arbeitsanleitung zur Bestimmung des Aufschlußgrades von zerkleinertem Beton. O.-v.-Guericke-Universität Magdeburg, SFB 385 der DFG, 1996
- [65] DIN 66141: Darstellung von Korn-(Teilchen-)größenverteilung: Grundlagen Beuth-Verlag GmbH, Februar 1974
- [66] Ehlers, S.; Schreier, M.: Arbeitsanleitung zur Bestimmung der Stück-bzw. Partikelgröße von Bauabfällen. O.-v.-Guericke-Universität Magdeburg, SFB 385 der DFG, 1996

- [67] Wollenberg, G.; Scheibe, H.-P.; Zange, R.; Hoyer, B.: Materialrecycling mittels Leistungsschallimpuls. In: Tagungsband Fachtagung 1996, Leistungselektronische Aktoren und intelligente Bewegungssteuerung, O-v-G-Universität Magdeburg 1996. S. 386-392
- [68] Zange, R.; Hoyer, B.; Wollenberg, G.; Scheibe, H.-P.: Shock waves for liberation comminution of mineral materials, 9th European Symposium on Comminution am 8-10.9.1998 in Albi (Frankreich), Tagungsband S. 185 - 192
- [69] Wollenberg, G.; Scheibe, H.-P.; Zange, R.: Energiewandelsystem für die Zerkleinerung mineralischer Werkstoffe mittels Leistungsschallimpulsfolgen, 43. Internationalen Wissenschaftlichen Kolloquium IWK '98 am 21-24.9.1998 in Ilmenau, Band 4 S. 791 - 796
- [70] Zange, R.; Scheibe, H.-P.; Wollenberg, G.: Optimierung von Energiewandelsystemen der Hochleistungspulstechnik. In: Tagungsband Fachtagung 1999, Leistungselektronische Aktoren und intelligente Bewegungssteuerung, O-v-G-Universität Magdeburg 1999. S. 265-270
- [71] Deutscher Ausschuß für Stahlbeton ; DAfStb: Richtlinie „Beton mit rezykliertem Zuschlag“. Teil 1: Betontechnik; Teil 2: Betonzuschlag aus Betonsplitt und Betonbrechsand, ENTWURF Stand: Februar 1998.
- [72] Müller, Ch.: Anforderungen an Werkstoffe für kreislaufgerechtes Bauen. Forschungsbericht - BiM (Baustoffkreislauf im Massivbau), RWTH Aachen 1998

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

Abbildungen:

Bild 2.1:	Rohreinsickung [13]	3
Bild 2.2:	Gesteinszerkleinerung [8]	3
Bild 2.3:	Baugrundverdichtung, Verfestigung von Frischbeton [23]	4
Bild 3.1.1:	Prinzipieller Aufbau des Energiewandelsystems	7
Bild 3.1.2:	Vereinfachtes Ersatzschaltbild des Entladekreises	8
Bild 3.2.1:	Meßaufbau	9
Bild 3.2.2:	Ersatzschaltbild des Entladekreises	10
Bild 3.2.3:	Gemessener und korrigierter Spannungsverlauf	11
Bild 3.2.4:	Aus gemessenen und korrigierten Spannungsverlauf berechneter Leistungszeitverlauf	11
Bild 3.3.1:	Schutzbeschaltung mit Freilaufdiode	13
Bild 3.3.2:	Ersatzschaltbild für den Entladevorgang	15
Bild 3.3.3:	Verlustenergie in der Schutzschaltung während der Hauptentladungsphase bezogen auf die Speicherenergie in Abhängigkeit des Stromdurchschwingungsverhältnisses; Parameter: $C = 10 \mu\text{F}$	16
Bild 3.3.4:	Verlustenergie in der Schutzschaltung während der Hauptentladungsphase bezogen auf die Speicherenergie in Abhängigkeit des Stromdurchschwingungsverhältnisses; Parameter: $T = 30 \mu\text{s}$	17
Bild 3.4.1:	Prinzipielle Darstellung der Wandlung elektrischer Energie in mechanische Energie	18
Bild 3.4.2:	Typischer Spannungs-, Strom-, Leistungs- und Druckverlauf einer Unterwasserfunkenentladung	19
Bild 3.4.3:	Festlegung der Zeit- und Spannungsgrößen im Funkenspannungsverlauf	20
Bild 3.4.4:	Zündverzugszeit in Abhängigkeit von der Ladespannung, Parameter: $C=12\mu\text{F}$; $s=20\text{mm}$; Elektrodenanordnung: Stab ($\varnothing 6\text{mm}$) - stumpfer Kegel (150°)	22
Bild 3.4.5:	Zündverzugszeit in Abhängigkeit von der Ladespannung bei Variation der Speicherkapazität, Parameter: $s = 20 \text{ mm}$; Elektrodenanordnung: Stab ($\varnothing 6 \text{ mm}$) - stumpfer Kegel (150°)	23
Bild 3.4.6:	Streuung der Zündverzugszeit in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand, Parameter: $C = 16,8 \mu\text{F}$; Elektrodenanordnung: Stab ($\varnothing 6 \text{ mm}$) - Halbkugel (R15)	23
Bild 3.4.7:	Wasserwiderstand der Elektrodenanordnung und Zündverzugszeit bei aufeinanderfolgenden Entladungen in Leitungswasser; Parameter: $U_0=20\text{kV}$; $C = 11,2 \mu\text{F}$; $s = 15 \text{ mm}$	24
Bild 3.4.8:	Wasserwiderstand der Elektrodenanordnung und Zündverzugszeit bei aufeinanderfolgenden Entladungen in Leitungswasser mit Zerkleinerung einer Betonprobe; Parameter: $U_0 = 20 \text{ kV}$; $C = 11,2 \mu\text{F}$; $s = 15 \text{ mm}$	25

Bild 3.4.9:	Unterwasserfunken spannung , Entladestrom, Funkenleistung und Funkenwiderstand während der Hauptentladungsphase	30
Bild 3.4.10:	Funkenenergie in Abhängigkeit der Speicherenergie zu Beginn der Hauptentladung mit Variation der Entladekreisinduktivität; Parameter: $U_0 = 20 \dots 30 \text{ kV}$; $C = 12 \mu\text{F}$; $s = 20 \text{ mm}$	31
Bild 3.4.11:	Funkenenergie in Abhängigkeit der Speicherenergie zu Beginn der Hauptentladung mit Variation der Speicherkapazität; Parameter: $U_0 = 20 \dots 30 \text{ kV}$; $s = 20 \text{ mm}$	32
Bild 3.4.12:	Funkenwiderstandsverlauf und berechneter mittlerer Funkenwiderstand; Parameter: $U_0 = 30 \text{ kV}$; $C = 12 \mu\text{F}$; $L = 2017 \text{ nH}$; $R_i = 40,4 \text{ m}\Omega$; $s = 20 \text{ mm}$	33
Bild 3.4.13:	i-u-Kennlinie der Unterwasserfunkenentladung; Parameter: $U_0 = 30 \text{ kV}$; $C = 12 \mu\text{F}$; $L = 2017 \text{ nH}$; $R_i = 40,4 \text{ m}\Omega$; $s = 20 \text{ mm}$	34
Bild 3.4.14:	Mittlerer Funkenwiderstand in Abhängigkeit der Funkenenergie mit Variation der Entladekreisinduktivität; Parameter: $U_0 = 20 \dots 30 \text{ kV}$; $C = 12 \mu\text{F}$; $s = 20 \text{ mm}$	34
Bild 3.4.15:	Mittlerer Funkenwiderstand in Abhängigkeit der Funkenenergie mit Variation des Elektrodenabstandes; Parameter: $U_0 = 20 \dots 30 \text{ kV}$; $C = 12 \text{ und } 24 \mu\text{F}$	35
Bild 3.4.16:	Wirkleistungsmaximum bezogen auf die Leistung bei ungedämpfter Schwingung in Abhängigkeit vom Stromdurchschwingungsverhältnis	36
Bild 3.4.17:	Stromdurchschwingungsverhältnis in Abhängigkeit vom Entladekreiswiderstand mit Variation der Entladekreisinduktivität; Parameter: $U_0 = 20 \dots 30 \text{ kV}$; $C = 12 \mu\text{F}$; $s = 20 \text{ mm}$	37
Bild 3.4.18:	Verhältnis der in der 1. Stromhalb welle umgesetzten Funkenenergie zur gesamten Funkenenergie in Abhängigkeit vom Stromdurchschwingungsverhältnis	38
Bild 3.4.19:	Elektrischer Wirkungsgrad während der Hauptentladung in Abhängigkeit vom Widerstandsverhältnis mittlerer Funkenwiderstand zum inneren Entladekreiswiderstand	39
Bild 4.1.1:	Leistungs- und Druckzeitverlauf Parameter: $W_0 = 2,3 \text{ kJ}$; $C = 12 \mu\text{F}$; $f = 45 \text{ kHz}$; $s = 20 \text{ mm}$	42
Bild 4.1.2:	Schalldurchgang und Reflexion an einer Grenzfläche	42
Bild 4.2.1:	Anordnung der Drucksensoren im Entladegefäß mit Laufzeitplan des Drucksignales	43
Bild 4.2.2:	Gemessener Druckverlauf mit Zuordnung der Signalantworten anhand des Laufzeitplanes	44
Bild 4.3.1:	Bestimmung des Entladungsortes mittels gemessener Signallaufzeiten	45
Bild 4.3.2:	Ort des Entladungskanals bei 10 aufeinanderfolgender Entladungen an einer Stab - Stab - Anordnung ($\varnothing = 4 \text{ mm}$)	46
Bild 4.3.3:	Verwendete Elektrodenanordnungen bei den Untersuchungen zum Zusammenhang zwischen Leistungs- und Druckzeitverlauf	46

Bild 4.3.4:	Verhältnis der gemessenen Druckamplitude zur Druckamplitude bei der mittleren Meßentfernung	47
Bild 4.5.1:	Parameterdefinition am Leistungszeitverlauf	49
Bild 4.5.2:	Parameterdefinition am Druckzeitverlauf	50
Bild 4.6.1:	Druckamplitude in Abhängigkeit vom druckwirksamen Leistungskennwert	51
Bild 4.6.2:	Vergleich der Druckamplituden bei Entladungsverläufen mit gleichem Energieeintrag in der 1. Stromhalbwelle und unterschiedlichen Periodendauern; Parameter: $W_{F1} = 1,35 \text{ kJ}$; $C = 12 \text{ }\mu\text{F}$	52
Bild 4.6.3:	Druckanstiegszeit in Abhängigkeit von der Leistungsanstiegszeit	53
Bild 4.6.4:	Druckanstiegszeit in Abhängigkeit vom Druckmaximum	53
Bild 4.6.5:	Zeitkonstante des exponentiellen Druckabfalls in Abhängigkeit von der während der 1. Stromhalbwelle umgesetzten Funkenenergie	54
Bild 4.7.1:	Stoßwellenwirkungsgrad in Abhängigkeit der Funkenenergie	55
Bild 5.1.1:	Reflexion eines Impulsverlaufes an einer Grenzfläche; $Z_1 > Z_0$; $c_1 > c_0$	57
Bild 5.1.2:	Reflexions- und Durchlaßfaktoren an Grenzflächen	58
Bild 5.1.3:	Wellenfahrplan des Schalldurchganges durch zwei Grenzflächen	58
Bild 5.2.1:	Ersatzschaltbild der verlustlosen akustischen Wellenausbreitung	60
Bild 5.2.2:	Ersatzschaltbild einer verlustlosen Leitung in der Leitungstheorie	60
Bild 5.2.3:	Ersatzschaltbild der verlustlosen Leitung im Simulationsprogramm	61
Bild 5.2.4:	Modell zur Berechnung der Schallausbreitung im Simulationsprogramm	61
Bild 5.3.1:	Verwendete Impulsverläufe bei der Schalleitungsberechnung	62
Bild 5.4.1:	Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch eine Schicht	63
Bild 5.4.2:	Zeitliche Verläufe an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch ein Einschichtsystem; Parameter: $T_p/t_1 = 2$; $Z_1/Z_0 = 8$	64
Bild 5.4.3:	Maximum des Impulsverlaufes an der 1. Grenzfläche p_{1+} in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit	64
Bild 5.4.4:	Maximum des Impulsverlaufes an der 2. Grenzfläche p_{2+} in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit	65
Bild 5.4.5:	Negative Maximum des Impulsverlaufes p_{i-} in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit	66
Bild 5.4.6:	Ort des negativen Maximums bei dreieckförmigem Impulsverlauf in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit (0 % - 1. Grenzfläche; 100 % - 2. Grenzfläche)	66
Bild 5.4.7:	Maximum des Impulsverlaufes an der 1. Grenzfläche p_{1+} in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit bei verschiedenen Impulsformen; Parameter: $Z_1/Z_0 = 8$	67
Bild 5.4.8:	Negatives Maximum des Impulsverlaufes p_{i-} in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite zu Laufzeit bei verschiedenen Impulsformen; Parameter: $Z_1/Z_0 = 8$	68
Bild 5.4.9:	Ort des negativen Maximums in Abhängigkeit des Verhältnisses Druckimpulsbreite bei verschiedenen Impulsformen; Parameter: $Z_1/Z_0 = 8$ (0% - 1. Grenzfläche; 100% - 2. Grenzfläche)	68

Bild 5.5.1	Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn	70
Bild 5.5.2:	Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn; Parameter: Dreieckimpuls, $I_{\text{Zuschlagstoff}}/I_{\text{Zementstein}}=1$	70
Bild 5.5.3:	Produkt der Grenzflächenbelastungen für den Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn; Parameter: Dreieckimpuls, $I_{\text{Zuschlagstoff}}/I_{\text{Zementstein}}=1$	71
Bild 5.5.4:	Produkt der Grenzflächenbelastungen für den Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn bei verschiedenen Verhältnissen $I_{\text{Zuschlagstoff}}/I_{\text{Zementstein}}$; Parameter: Dreieckimpuls	71
Bild 5.5.5:	Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn; Parameter: Stoßimpuls 2, $I_{\text{Zuschlagstoff}}/I_{\text{Zementstein}}=2$	72
Bild 5.5.6:	Produkt der Grenzflächenbelastungen von Dreieck- und Stoßimpuls beim Schalldurchgang durch ein mit Zementstein behaftetes Zuschlagskorn; Parameter: $I_{\text{Zuschlagstoff}}/I_{\text{Zementstein}}=2$	72
Bild 5.5.7:	Optimale Druckimpulsbreiten bei verschiedenen Verhältnissen $I_{\text{Zuschlagstoff}}/I_{\text{Zementstein}}$ in Abhängigkeit vom Gesamtdurchmesser	73
Bild 5.5.8	Modell zur Berechnung der Schalleinkopplung in einen Betonkörper mit Gummimembran	74
Bild 5.5.9	Maxima an der Einkoppelfläche zum Beton und Differenz zwischen den Maxima bei Schalleinkopplung mit und ohne Gummimembran	74
Bild 5.5.10:	Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch Verbundglas mit einem gekapselten Entladegefäß	76
Bild 5.5.11:	Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch Verbundglas in Abhängigkeit von der Druckimpulsbreite (Dreieckimpuls)	76
Bild 5.5.12:	Produkt der Grenzflächenbelastungen beim Schalldurchgang durch Verbundglas in Abhängigkeit von der Druckimpulsbreite	76
Bild 5.5.13:	Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch Verbundglas	77
Bild 5.5.14:	Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch Verbundglas (Dreieckimpuls)	77
Bild 5.5.15:	Produkt der Grenzflächenbelastungen beim Schalldurchgang durch Verbundglas	78
Bild 5.5.16:	Modell zur Berechnung des Schalldurchganges durch eine beschichtete Stahlplatte	79
Bild 5.5.17:	Maxima und negative Maxima an den Grenzflächen beim Schalldurchgang durch eine beschichtete Stahlplatte; Parameter: Dreieckimpuls	79
Bild 5.5.18:	Produkt der Grenzflächenbelastungen beim Schalldurchgang durch eine beschichtete Stahlplatte	79
Bild 6.2.1:	Programmablaufplan für die Berechnung der Entladekreisparameter	85

Bild 6.2.2:	Entladekreisparameter in Abhängigkeit der Funkenenergie der 1. Stromhalbwelle; Parameter: $W_{FP}/t_{aPF} = 0,2 \text{ kJ}/\mu\text{s}$; $U_0 = 30 \text{ kV}$	86
Bild 6.2.3:	Entladekreisparameter in Abhängigkeit des druckwirksamen Leistungskennwertes; Parameter: $W_{F1} = 1 \text{ kJ}$; $U_0 = 30 \text{ kV}$	87
Bild 6.2.4:	Entladekreisparameter in Abhängigkeit der Ladespannung; Parameter: $W_{F1} = 1 \text{ kJ}$; $W_{FP}/t_{aPF} = 0,2 \text{ kJ}/\mu\text{s}$	87
Bild 6.3.1:	Feldstärkelinien einer Stab-Stab-Elektrodenanordnung; Parameter: $U_0 = 30 \text{ kV}$, $s = 2 \text{ cm}$, $r = 3 \text{ mm}$	88
Bild 6.3.2:	Feldstärkelinien einer Stab-Platte-Elektrodenanordnung; Parameter: $U_0 = 30 \text{ kV}$, $s = 2 \text{ cm}$, $r = 3 \text{ mm}$; $r_{\text{Platte}} = 30 \text{ mm}$	89
Bild 6.3.3:	Feldstärke entlang der Verbindungslinie zwischen den Elektroden bei der Stab-Stab- und Stab-Platte-Anordnung (links: Platte - rechts: Stab)	90
Bild 6.3.4:	Geometriefaktoren einer Stab-Stab- und einer Stab-Platte-Anordnung	90
Bild 6.3.5:	Homogenitätsgrad für die Anordnung Rundsteg-Rundsteg und Rundsteg-Ebene	91
Bild 6.3.6:	Zusammenhang zwischen parallelebenen in rotationssymmetrischen Feldern bei gleichem Schnittbild [50]	91
Bild 6.3.7:	Höchstfeldstärke bezogen auf die Ladespannung in Abhängigkeit vom Krümmungsradius der Elektroden; Parameter: $s = 3 \text{ mm}$	92
Bild 6.3.8:	Höchstfeldstärke bezogen auf die Ladespannung in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand; Parameter: $r = 3 \text{ mm}$	92
Bild 7.1.1:	Grundbestandteile des Betongefüges	94
Bild 7.1.2:	Bearbeitungsvorrichtung zur Vorzerkleinerung	95
Bild 7.1.3:	Bearbeitungsgefäß zur Aufschlußzerkleinerung (Prinzipskizze)	96
Bild 7.1.4:	Abhängigkeit der Druckfestigkeit von der Verformungsgeschwindigkeit [59]	98
Bild 7.1.5:	Energiebezogene Oberflächenzuwachs für verschiedene energetische Parameter bei der Vorzerkleinerung	100
Bild 7.1.6:	Versuchsablauf bei der Zerkleinerung von Beton	102
Bild 7.1.7:	Betonprobekörper vor und nach der Vorzerkleinerung (B25, Korngr. 0/16)	102
Bild 7.1.8:	Rißverläufe entlang der Zuschlagkorn Grenzen	103
Bild 7.1.9:	Rißverläufe im Zuschlagskorn	103
Bild 7.1.10:	Rißverlauf im Zuschlagskorn (Ausgangszustand)	104
Bild 7.1.11:	REM-Aufnahmen der Mikrorisse am Beton, (PK20 $U_0 = 20 \text{ kV}$; $C = 22,4 \mu\text{F}$; $s = 15 \text{ mm}$; 10 Leistungsschallimpulse) [56]	104
Bild 7.1.12:	Summenverteilungskurven der Vorzerkleinerung	105
Bild 7.1.13:	Energiebilanz bei der Vorzerkleinerung	106
Bild 7.1.14:	Geometrischer Wirkungsgrad	106
Bild 7.1.15:	Summenverteilungskurven der Gesamtmenge der Aufschlußzerkleinerung, Parameter: Impulsanzahl	108
Bild 7.1.16:	Energiebilanz bei der Aufschlußzerkleinerung	108
Bild 7.1.17:	Siebdurchgangslinien in Abhängigkeit von der Impulsanzahl	109

Bild 7.1.18: Fraktionsaufschlußgrad in Abhängigkeit von der Impulsanzahl	110
Bild 7.1.19: Zuschlagskörner nach der Leistungsschallimpulsbearbeitung	111
Bild 7.1.20: Siebdurchgangslinie nach der Aufschlußzerkleinerung von Beton B25 AB8	112
Bild 7.1.21: Siebdurchgangslinie nach der Aufschlußzerkleinerung von Beton B25 AB16	112
Bild 7.1.22: Siebdurchgangslinie nach der Aufschlußzerkleinerung von Beton B25 AB32	113
Bild 7.1.23: Fraktionsaufschlußgrad von Beton mit unterschiedlichen Größtkorn	113
Bild 7.1.24: Vergleich der Sieblinien von Recyclingbeton (RCB 25 AB 16) und Referenzbeton (B25 AB 16) nach der Aufschlußzerkleinerung	114
Bild 7.2.1: Massensummen beim Zerkleinern der Glasschichten von Verbundglas (Glasschicht 1 - der Funkenstrecke zugewandte Seite; Glasschicht 2 - der Funkenstrecke abgewandte Seite); Parameter: $U_0 = 20$ kV; $W_0 = 2,24$ kJ; $L_i = 1265$ nH; $R_i = 33,6$ m Ω ; $s = 17$ mm	115
Bild 7.2.2: Massensummen beim Zerkleinern der Glasschichten von Verbundglas (Glasschicht 1 - der Funkenstrecke zugewandte Seite; Glasschicht 2 - der Funkenstrecke abgewandte Seite); Parameter: $U_0 = 20$ kV; $W_0 = 3,36$ kJ; $L_i = 1270$ nH; $R_i = 31,6$ m Ω ; $s = 16$ mm	116
Bild 7.2.3: Verbundglas nach der Belastung mit Leistungsschallimpulsen	116

Tabellen:

Tabelle 3.4.1: Relative Fehler von berechneten Entladekreisparametern	29
Tabelle 4.3.1: Max. Schwankungsbreite des Entladungsortes bei den verwendeten Elektrodenanordnungen	47
Tabelle 5.5.1: Materialkennwerte für die Simulation	69
Tabelle 5.5.2: Materialkennwerte für die Simulation	74
Tabelle 5.5.3: Materialkennwerte für die Simulation	75
Tabelle 5.5.4: Materialkennwerte für die Simulation	78
Tabelle 6.2.1: Berechnungsbeispiel	86
Tabelle 7.1.1: Physikalische Kennwerte des Zuschlages [57 u. 62]	97
Tabelle 7.1.2: Versuchsparameter	101
Tabelle 7.1.3: Spezifischer Energieeinsatz bei der Vorzerkleinerung	107
Tabelle 7.1.4: Spezifischer Energieeinsatz bei der Aufschlußzerkleinerung	109
Tabelle 7.1.5: Versuchsparameter	111
Tabelle 7.1.6: Vergleich der Massenanteile der aufgeschlossenen Zuschlagstoffe bei der Zerkleinerung mit Prallbrecher und Leistungsschallimpulsen [56]	114

Anhang 1 Dichten und Schallgeschwindigkeiten einiger Stoffe [46 bis 49]

gasförmig			
Stoff	T °C	ρ_0 kg/m ³	c_0 m/s
Stickstoff	20	1,17	351
Wasserstoff	20	0,1	1284
Luft	20	1,29	343
Helium	0	0,18	965
Sauerstoff	20	1,33	328
Kohlendioxid	20	1,85	268

flüssig			
Stoff	T °C	ρ_0 kg/m ³	c_0 m/s
Glyzerin	20	1260	1923
Spindelöl	25	866	1431
Leinöl	31	932	1772
Olivenöl	32	904	1381
Transformatoröl	25	865	1415
Amylalkohol	20	816	1294
Benzylalkohol	20	1045	1540
Butylalkohol	20	810	1268
Methylalkohol	20	792	1123
Ethylalkohol	20	789	1180
Ethylacetat	20	900	1176
Dieselöl	-	1000	1250
Äthanol	-	790	1160
Zinn	230	6960	2462
Quecksilber	20	13590	1451
Zink	450	6540	2700

isotrope Festkörper				
Stoff	T °C	ρ_0 kg/m ³	v_0	c_1 m/s
Stahl	-	7800	-	5850
Aluminium	20	2700	0,34	6260
Wismut	20	9800	0,33	2180
Wolfram	20	19100	0,35	5460
Eisen	20	7800	0,28	5850
Gold	20	19300	0,42	3240
Cadmium	20	9600	0,3	2780
Konstantan	20	8800	0,33	5240
Messing	20	8100	0,35	4430

isotrope Festkörper - Fortsetzung				
Stoff	T °C	ρ_0 kg/m ³	v_0	c_1 m/s
Manganin	20	8400	0,33	4660
Kupfer	20	8900	0,35	4700
Nickel	20	8800	0,31	5630
Zinn	20	7300	0,33	3320
Platin	20	21400	0,39	3960
Blei	20	11400	0,44	2160
Silber	20	10500	0,38	3600
Zink	20	7100	0,25	4170
Silikatglas	17	2210	0,17	6020
Borglas	17	1800	-	3470
Germaniumglas	17	3630	-	3610
Chalogenidgl. As ₂ S ₃	17	3270	-	2580
As ₂ Se ₃	17	4620	-	2230
Glasförmiges Selen	17	4280	-	1840
Berylliumflurid	17	4700	-	4700
Kronglas	20	2500	0,22	5660
Quarzglas	-	2200	-	5370
Flintglas	20	3600	0,22	4260
Schweres Flintglas	20	4600	0,24	3760
Plexiglas	20	1180	0,35	2670
Gips	20	2260	0,34	4790
Eis	0	1000	0,33	3980
Polystyren	20	1060	0,32	2350
Polyäthylen	-	960	-	2500
Folie	-	1100	-	1800
Porzellan	20	2410	0,23	5340
Hartgummi	20	1200	-	2400

Ausbreitungsgeschwindigkeit von Ultraschall in Kristallen des kubischen Systems					
Stoff	T °C	ρ_0 kg/m ³	$c_1[100]$ m/s	$c_1[110]$ m/s	$c_1[111]$ m/s
Diamant	20	3510	17500	18300	18600
Aluminium	20	2700	6290	6270	6530
Vanadium	20	6022	6150	5990	5930
Wolfram	20	19300	6150	5150	5150
Germanium	20	5320	4920	5210	5560
α -Eisen	20	7860	5550	6240	6460
Gold	20	19320	3100	3330	3390
Silicium	20	2330	8430	9130	9350
Kupfer	20	8940	4340	4960	5160
Molybdän	20	10190	6720	6480	8190
Nickel	20	8900	5260	6010	6240

Ausbreitungsgeschwindigkeit von Ultraschall in Kristallen des kubischen Systems					
Stoff	T °C	ρ_0 kg/m ³	$c_l[100]$ m/s	$c_l[110]$ m/s	$c_l[111]$ m/s
Palladium	20	12132	4280	4730	1420
Blei	20	11340	2030	2250	2320
Silber	20	10490	3410	3790	3920
Silikateisen	20	7191	5680	6760	7090

sonstige Stoffe		
Stoff	ρ_0 kg/m ³	c_0 m/s
Sand	6700	2700
Gummi	1300	1400
Hochofenschlacke	2500-2900	
Beton	2300	3800

Dichten von Betonwerkstoffen	
Stoff	ρ_0 kg/m ³
Quarzitischer Zuschlag	2600-2700
Kalkstein	2650-2850
Granit	2600-2650
Gabbro	2800-3000
Diabas	2750-2950
Basalt	2900-3050
Portlandzement	3100
Eisenportlandzement	3050
Hochofenzement	3000
Traßzement	2900
reiner Zementstein	<1900
Zementstein mit feinstkörnigen Zuschlag	1900-2300
Zementstein /TP A3/	1810

Anhang 2 Quelltexte für die Feldberechnung mit ANSYS 5.4

Stab-Stab-Anordnung:

```
!Rainer Zange
! Stab - Stab - Anordnung
finish
/clear
! Filename
/filenam,elek1

! Konstantendefinition
Fakt=1/1000 ! Faktor zur Umrechnung von [mm] in [m]

!Masselektrode (oben)
LME=25*Fakt      ! Laenge
RME=3*Fakt      ! Radius

!Hochspannungselektrode (unten)
LHE=25*Fakt      ! Laenge
RHE=3*Fakt      ! Radius

RG=40*Fakt      ! Radius des Gefäßes
AB=20*Fakt      ! Elektrodenabstand

! Potentialwerte
PHE=30000       ! Potential der HS-Elektrode
PME=0           ! Potential der Masselektrode

! Initialisierung
/units,si
/pnum,kpoi,1
/pnum,line,1
/number,0
/psymb,cs,1

/prep7          ! Starten des Preprozessors
/title,elektrische Feldstaerkeverteilung, Stab-Stab-Anordnung
kan,-1         ! Berechnungsart: Potentialfeldberechnung
et,1,67,,1     ! Elementtyp: Flächenelement, axialsymmetrisch

!Materialkennwerte
mp,rsvx,1,18   !Wasser

! Geometriedefinition
csys,0
k,1,RME,LME+AB+LHE
k,2,RME,AB+LHE+RME
k,3,0,AB+LHE
k,4,0,LHE
k,5,RHE,LHE-RHE
```

```

k,6,RHE,0
k,7,RG,0
k,8,RG,LME+AB+LHE

k,9,0,RME+AB+LHE      ! Hilfspunkt
k,10,0,LHE-RHE        ! Hilfspunkt

kplot                  ! Knoten zeichnen

l,1,2
larc,2,3,9,RME
l,3,4
larc,4,5,10,RHE
l,5,6
l,6,7
l,7,8
l,8,1

lplot                  ! Linien zeichnen

! Flächendefinition
lssel,,1,8,1          ! Selektierung der Linien 1 bis 8
al,all                ! Fläche 1
lsall                 ! Reselektierung aller Linien

! automatische Vernetzung
lesize,all,,80
lesize,3,,100        ! separate Unterteilung einzelner Linien mit Teilungsfaktor
ldva                  ! Anpassung der Elementanzahl bei Linien
asel,s,area,,1,1,0,0 ! Selektierung Fläche 1
aatt,1,,1             ! Zuweisung der Materialeigenschaften (Wasser)
asel,all              ! Reselektierung aller Flächen
amesh,all             ! Vernetzung aller definierter Flächen
eplot                 ! Ausgabe aller Elemente

! Potentialzuweisung
lssel,,1,2,1
nline,1
nt,all,volt,PME

lssel,,4,5,1
nline,1
nt,all,volt,PHE

nall                  ! alle Knoten reselektieren
lsall                 ! alle Liniensegmente reselektieren

```

! Lösung

finish	! Preprozessor beenden
/solu	! Lösungsprozessor aufrufen
solve	! Berechnung starten
finish	! Lösungsprozessor beenden

! Ergebnisausgabe

/post1	! Postprozessor aufrufen
set	! Loesungsdaten einlesen
cvol	! Festlegen des Bereiches der darzustellenden Werte
/number,1	! Linien mit Farbe
/show,win32c,,1	
/contour,,15	! Anzahl der Feldstärkelinien
non	! Netzdarstellung aus
plnsol,EF,SUM	! Ausdruck der Feldstärke

Stab-Platte-Anordnung:

```

!Rainer Zange
! Stab - Platte - Anordnung
finish
/clear
! Filename
/filenam,elek6

! Konstantendefinition
Fakt=1/1000 ! Faktor zur Umrechnung von [mm] in [m]

!Masselektrode (oben)

!Hochspannungselektrode (unten)
LHE=20*Fakt           ! Laenge
RHE=3*Fakt           ! Radius

RG=30*Fakt           ! Radius des Gefäßes
AB=20*Fakt           ! Elektrodenabstand

! Potentialwerte
PHE=30000           ! Potential der HS-Elektrode
PME=0               ! Potential der Masselektrode

! Initialisierung
/units,si
/pnum,kpoi,1
/pnum,line,1
/number,0
/psymb,cs,1

/prep7               ! Starten des Preprozessors
/title,elektrische Feldstaerkeverteilung, Stab-Platte-Anordnung
kan,-1              ! Berechnungsart: Potentialfeldberechnung
et,1,67,,1         ! Elementtyp: Flächenelement, zylindrisch

!Materialkennwerte
mp,rsvx,1,18       !Wasser

! Geometriedefinition
csys,0
k,1,0,AB+LHE
k,2,0,LHE
k,3,RHE,LHE-RHE
k,4,RHE,0
k,5,RG,0
k,6,RG,AB+LHE

k,7,0,LHE-RHE     ! Hilfspunkt

```

```
kplot                ! Knoten zeichnen

1,1,2
larc,2,3,7,RHE
1,3,4
1,4,5
1,5,6
1,6,1

lplot                ! Linien zeichnen

! Flaechendefinition
lssel,,1,7,1        ! Selektierung der Linien 1 bis 8
al,all              ! Fläche 1 (Wasser)
lsall               ! Reselektierung aller Linien

! automatische Vernetzung
lesize,all,,80
lesize,1,,100      ! separate Unterteilung einzelner Linien
ldva                ! Anpassung der Elementanzahl bei Linien
asel,s,area,,1,1,0,0 ! Selektierung Fläche 1
aatt,1,,1          ! Zuweisung der Materialeigenschaften (Wasser)
asel,all            ! Reselektierung aller Flächen
amesh,all           ! Vernetzung aller definierter Flächen
eplot               ! Ausgabe aller Elemente

! Potentialzuweisung
lssel,,6,,1
nline,1
nt,all,volt,PME

lssel,,2,3,1
nline,1
nt,all,volt,PHE

nall                ! alle Knoten reselektieren
lsall               ! alle Liniensegmente reselektieren

! Lösung
finish              ! Preprozessor beenden
/solu               ! Lösungsprozessor aufrufen
solve               ! Berechnung starten
finish              ! Lösungsprozessor beenden
```

! Ergebnisausgabe	
/post1	! Postprozessor aufrufen
set	! Lösungsdaten einlesen
cvol	! Festlegen des Bereiches der darzustellenden Werte
/number,1	! Linien mit Farbe
/show,win32c,,1	
/contour,,15	! Anzahl der Feldstärkelinien
non	! Netzdarstellung aus
plnsol,EF,SUM	! Ausdruck der Feldstärke

Lebenslauf

Persönliche Daten

Rainer Matthias Zange
geb. am 22. Februar 1966 in Elbingerode
Familienstand: ledig
Nationalität: deutsch

Schulbildung

1972 - 1982 Polytechnische Oberschule in Elbingerode
Abschluß: 10.Klasse
9/87 - 7/88 Vorkurs für junge Facharbeiter
TU Magdeburg
Abschluß: Hochschulreife

Berufsausbildung / Praktika

9/82 - 4/84 Ausbildung zum Elektromonteur
VEB Bergbau- und Hüttenkombinat "Albert Funk" Freiberg,
Betrieb Schwefelkies Einheit Elbingerode
10/91 - 2/92 Praktikum, Braun AG in Kronberg

Wehrdienst

5/84 - 4/87 Mot. Schützen, Brandenburg

Studium

9/88 - 3/93 Studium der Elektrotechnik
TU Magdeburg
Abschluß: Dipl.-Ing.

Berufstätigkeit

5/87 - 8/87 Betriebselektriker
VEB Bergbau- und Hüttenkombinat "Albert Funk" Freiberg,
Betrieb Schwefelkies Einheit Elbingerode
4/93 - wissenschaftlicher Mitarbeiter
Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg
Institut Allgemeine Elektrotechnik und Leistungselektronik

Magdeburg, den 19.04.2000

R. - Z.