

ASSUNG

Zur Erzeugung kurzer steiler Einzelimpulse
in Hochstromentladungen

ene Anordnungen, die für die Erzeugung von Einzelimpulsen hoher Stromstärke und grosser Steilheit infrage kommen, werden untersucht. Aperiodische Entladungen werden mit denen in Crowbar- und Thyristor-Systemen verglichen. Letztere zeigen sich deutlich Überlegen.

H. Brinkschulte u.
H. Muntenbruch

IPP 3/15

November 1963

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Zur Erzeugung kurzer steiler Einzelimpulse in Hochstromentladungen

H. Brinkschulte u.
H. Muntenbruch

IPP 3/15

November 1963

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Zusammenfassung

Verschiedene Anordnungen, die für die Erzeugung von Einzelimpulsen hoher Stromstärke und grosser Steilheit infrage kommen könnten, werden theoretisch untersucht. Aperiodisch gedämpfte Entladungen werden mit solchen in Crowbar- und Power-Crowbar-Systemen verglichen. Letztere zeigen sich den anderen deutlich überlegen.

Die Einflüsse von Abweichungen der einzelnen Stromkreisparameter von den idealen Werten werden ebenfalls diskutiert.

Messungen an einer nach den gewonnenen Erkenntnissen konzipierten Power-Crowbar-Anordnung bestätigen die Richtigkeit der Überlegungen.

Inhaltsverzeichnis

Seite	
2	Zusammenfassung
3	Inhaltsverzeichnis
4	Einleitung und Problemstellung
5	Erzeugung von Einzelimpulsen
6	Schnelle Entladungskreise
7-10	Die Differentialgleichung des R-L-C Kreises als Grundlage aller im folgenden behandelten Systeme
11	Aperiodische Dämpfung
12-14	Beispiel
15	Crowbar-Schaltung
16	Zuschalten im Strommaximum
16-19	Zuschalten in beliebigem Zeitpunkt
19-22	Beispiel
23	Power-Crowbar-System
23	Betrachtung eines vereinfachten Maschensystems
24	Maschen mit ohmschen Widerständen
25	Schaltprobleme
26	Abweichung von der Symmetrie
27-34	Beispiel
35-37	Technische Ausführung eines Power-Crowbar-Systems
38-40	Dimensionslose Darstellung
41	Anerkennungen
42	Literaturverzeichnis
43-44	Verzeichnis der Abbildungen

Einleitung und Problemstellung

Die Erzeugung elektromagnetisch beschleunigter Stosswellen erfolgt im allgemeinen mit Hilfe schneller Kondensatorentladungen. Dabei wird meistens ein steiler Stromanstieg, häufig auch ein möglichst grosser Maximalstrom und manchmal eine hohe Entladungsfrequenz angestrebt.

Die entsprechend dimensionierten Entladungskreise haben dann oft neben kleiner Induktivität auch einen kleinen Ohmschen Widerstand, die Entladung "schwingt" also.

Im allgemeinen erzeugt dann jede Halbwelle der Entladung auch eine Stosswelle. Dadurch werden die schon an sich recht komplexen Vorgänge noch undurchsichtiger, die Deutung der Messungen noch schwieriger.

Es liegt deshalb nahe, nach Möglichkeiten zu suchen, nur eine (aber trotzdem möglichst starke) Stosswelle zu erzeugen. Verschiedene Wege führen zu diesem Ziel, die direktesten natürlich über die Erzeugung eines einzelnen starken Stromimpulses. Sie sollen hier diskutiert werden, während auf andere Möglichkeiten wie z.B. die Kompensation der Magnetfelder der zweiten und aller folgenden Halbwellen durch äussere Magnetfelder (siehe z.B. [1]) nicht näher eingegangen werden soll.

Da auch bei anderen Stossentladungen entsprechende Probleme auftreten, ist die Erzeugung von Einzelimpulsen auch von allgemeinerem Interesse.

Erzeugung von Einzelimpulsen

Der einfachste Weg zur Erzeugung eines einzelnen stromstarken Entladungsimpulses führt über die aperiodische Dämpfung des Entladungskreises. Dieser Weg wurde verschiedentlich beschrieben (z.B. [1] [2]). Es treten dabei zwar keine Schaltprobleme auf, aber andere Eigenschaften lassen diese Lösung des Problems nicht als die günstigste erscheinen. Als technisch einfachste und zum Vergleich soll sie im folgenden trotzdem kurz diskutiert werden.

Steilere Impulse können sicher in einem Crowbar-Kreis erzielt werden. Darunter wird ein System verstanden, in dem parallel zum Verbraucher (der "load") noch ein Kurzschliesser eingebaut ist, der, von einem günstigen Augenblick an, den Strom übernehmen soll. In schnellen Entladungskreisen treten dabei aber Schwierigkeiten auf, z.B. Schaltprobleme, die nicht leicht zu überwinden sind.

Eine dritte Möglichkeit zur Erzeugung von Einzelimpulsen stellt ein Power-Crowbar-System dar. Dabei wird wie beim Crowbar-Kreis dem Verbraucher und dem Energiespeicher in einem passenden Zeitpunkt ein weiterer Zweig des Stromkreises parallelgeschaltet, der aber ausser dem Schalter und den (unvermeidlichen) Induktivitäten und Widerständen noch eine Kapazität enthält, die zweckmässig dimensioniert und geladen ist.

Die hier angeführten drei Wege sollen im folgenden untersucht werden.

"Schnelle" Entladungskreise

Unter "schnellen" Entladungskreisen sollen hier Stromkreise extrem niedriger Gesamtinduktivität verstanden werden, bei denen die einzelnen Induktivitäten des die Ladung speichernden Kondensators, der Leitungen und des Schalters und die des Verbrauchers von gleicher Grössenordnung sind, sodass sie nicht gegeneinander vernachlässigt werden können. ⁺⁾

Dasselbe gilt dann im allgemeinen auch für die ohmschen Widerstände, während die Kapazität des Energiespeichers meist sehr gross gegen die Kapazitäten von Schalter, Leitungen und Verbraucher ist.

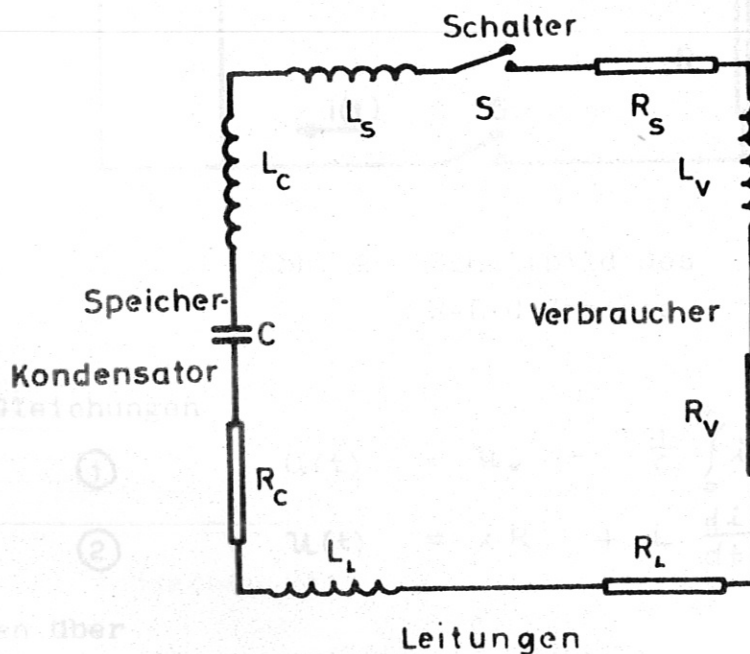


Abb. 1 Ersatzschaltbild eines "schnellen" Entladungskreises

Haben solche Systeme mehrere Maschen, so ergeben sich bei ihrer Berechnung Schwierigkeiten, die die Benutzung von Analogrechnern oder digitalen Rechenmaschinen notwendig machen.

⁺⁾ Diese Definition weicht von der ab, die Oswald [3] benutzt. Der von ihm behandelte Spezialfall wird relativ selten realisiert sein.

Die Differentialgleichung des R-L-C-Kreises

als Grundlage aller im Folgenden behandelten Systeme.

Da in den zu diskutierenden Fällen immer R-L-C-Kreise benutzt werden, einzeln oder gekoppelt, sollen die Differentialgleichung und die Lösungen noch einmal kurz zusammengestellt werden.

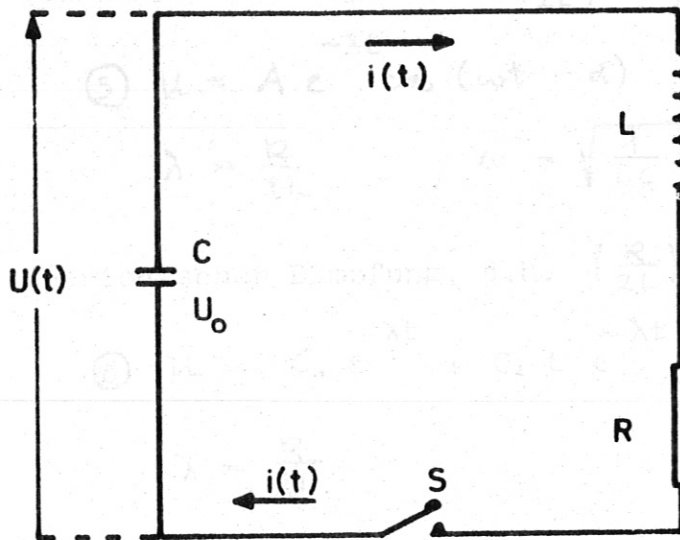


Abb. 2 Schaltbild des R-L-C-Kreises

Die Gleichungen

$$\textcircled{1} \quad U(t) = U_0 - \frac{1}{C} \int_0^t i \, d\tau$$

$$\textcircled{2} \quad U(t) = i \cdot R + L \frac{di}{dt}$$

führen über

$$\textcircled{1'} \quad \frac{dU}{dt} = - \frac{1}{C} \cdot i$$

$$\textcircled{1''} \quad \frac{d^2 U}{dt^2} = - \frac{1}{C} \cdot \frac{di}{dt}$$

bekanntlich zur Differentialgleichung

$$\textcircled{3} \quad \ddot{u} + \frac{R}{L} \dot{u} + \frac{1}{LC} u = 0$$

deren Lösungen drei verschiedene Typen aufweisen (siehe einschlägige Lehrbücher, z.B. [4]):

a) bei starker Dämpfung, d.h. $\left(\frac{R}{2L}\right)^2 > \frac{1}{LC}$

$$\textcircled{4} u = C_1 e^{r_1 t} + C_2 e^{r_2 t} \quad \text{mit}$$

$$r_{1,2} = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{LC}}$$

b) bei schwacher Dämpfung, d.h. $\left(\frac{R}{2L}\right)^2 < \frac{1}{LC}$

$$\textcircled{5} u = A e^{-\lambda t} \cos(\omega t - \alpha) \quad \text{mit}$$

$$\lambda = \frac{R}{2L} \quad ; \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}$$

c) bei aperiodischer Dämpfung, d.h. $\left(\frac{R}{2L}\right)^2 = \frac{1}{LC}$

$$\textcircled{6} u = C_1 e^{-\lambda t} + C_2 \cdot t \cdot e^{-\lambda t} \quad \text{mit}$$

$$\lambda = \frac{R}{2L}$$

A und α oder C_1 und C_2 müssen aus den Anfangsbedingungen bestimmt werden.

Durch Differentiation ergeben sich für die Ströme

a) bei starker Dämpfung

$$\textcircled{7} i = -C (C_1 r_1 e^{r_1 t} + C_2 r_2 e^{r_2 t})$$

b) bei schwacher Dämpfung

$$\textcircled{8} i = C \cdot A \cdot e^{-\lambda t} (\lambda \cos(\omega t - \alpha) + \omega \sin(\omega t - \alpha))$$

c) bei aperiodischer Dämpfung

$$\textcircled{9} i = C e^{-\lambda t} (\lambda \cdot C_1 - C_2 + \lambda \cdot C_2 \cdot t)$$

Im Hinblick auf die Crowbar- und Power-Crowbar-Situation ist dabei nicht nur der Spezialfall von Interesse, dass ein auf die Spannung U_0 aufgeladener Kondensator auf einen Kreis geschaltet wird, in dem im Schaltzeitpunkt kein Strom fließt. ⁺)

Erfahrungsgemäss sind die ohmschen Widerstände in den Kreisen, die betrachtet werden sollen, sehr klein ($R < 2\sqrt{L/C}$), sodass im allgemeinen der Fall b) vorliegen wird. Durch Einschalten von zusätzlichen ohmschen Widerständen kann c) realisiert werden⁺⁺), während der Fall a) uninteressant bleibt.

Meistens wird allerdings der Widerstand des angeschlossenen Kreises klein gegen den Dämpfungswiderstand sein, sodass von dieser Seite

⁺) Für diesen Spezialfall gelten

a) bei starker Dämpfung

$$C_1 = \frac{U_0 r_2}{r_2 - r_1} ; C_2 = - \frac{U_0 r_1}{r_2 - r_1}$$

$$\textcircled{4} \quad u = \frac{h_0}{r_2 - r_1} (r_2 e^{r_1 t} - r_1 e^{r_2 t})$$

$$i = \frac{-C \cdot h_0}{r_2 - r_1} r_1 r_2 (e^{r_1 t} - e^{r_2 t})$$

b) bei schwacher Dämpfung

$$A = \frac{U_0}{\cos \alpha} ; \alpha = \arccos \frac{R}{2L\omega}$$

$$\textcircled{5} \quad u = \frac{h_0}{\cos \alpha} e^{-\lambda t} \cos(\omega t - \alpha)$$

$$i = \frac{-C h_0 \omega}{\cos \alpha} e^{-\lambda t} \sin \omega t$$

c) bei aperiodischer Dämpfung

$$C_1 = U_0 ; C_2 = \lambda U_0 = \frac{R U_0}{2L}$$

$$\textcircled{6} \quad u = h_0 e^{-\lambda t} (1 + \lambda t)$$

$$i = h_0 \cdot \lambda^2 \cdot C \cdot t \cdot e^{-\lambda t}$$

⁺⁺) siehe das folgende Beispiel zur aperiodischen Dämpfung.

Aperiodische Dämpfung

Zur aperiodischen Dämpfung muss wegen $R/2L = \sqrt{1/LC}$ der ohmsche Widerstand im Entladungskreis die Grösse

$$(10) \quad R = \sqrt{\frac{4L}{C}}$$

haben. Dem steht die prinzipielle Schwierigkeit entgegen, dass Widerstand und Induktivität des Verbrauchers (evtl. auch die des Schalters) weder konstant sind noch beeinflusst werden können.

Meistens wird allerdings der Widerstand des ungedämpften Kreises klein gegen den Dämpfungswiderstand sein, sodass von dieser Seite keine Schwierigkeiten zu erwarten sind.

Anders verhält es sich mit der Induktivität. Bei der Stosswellenbeschleunigung in einer Lauffunkenstrecke z.B. soll sich die Induktivität vergrössern.

Die obige Forderung ist also nur unvollkommen zu erfüllen. Sie kann aber prinzipiell auch nur als "Richtwert" aufgefasst werden, da die Differentialgleichung selbst ja keine zeitlichen Veränderungen von R und L berücksichtigt.

Noch eine weitere Bemerkung ist hier am Platz:

In einem Entladungskreis extrem niedriger Induktivität kann praktisch kein zusätzlicher ohmscher Widerstand eingebaut werden, ohne dass auch die Induktivität des Kreises erhöht wird.

An einem Beispiel wird deutlich werden, dass deshalb die aperiodische Dämpfung nicht nur den Maximalstrom gegenüber dem in der 1. Halbwelle einer schwingenden Entladung reduziert und die ununterbrochene Dauer des Stromflusses (mit allen seinen Wirkungen an den Elektroden) erhöht, sondern dass die Dämpfung auch die Steilheit des Stromanstiegs reduziert, die durch

$$(11) \quad \left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0} = \frac{U_0}{L}$$

(sowohl für den Fall der schwingenden als auch der aperiodisch gedämpften Entladung) gegeben ist.

Beispiel

Der Entladungskreis, an dem die einzelnen Effekte demonstriert werden sollen, enthalte als Energiespeicher einen Boschkondensator von $7,7 \mu\text{F}$. Dadurch ist ein Vergleich der verschiedenen Methoden zur Erzeugung von Einzelimpulsen möglich.

Ursprünglicher Entladungskreis:

$$C = 7,7 \mu\text{F}$$

$$U_0 = 15 \text{ kV}$$

$$L_c = 20 \text{ nH}$$

$$L_{gu} = 55 \text{ nH}$$

$$R_{gu} = 10 \text{ m}\Omega$$

und damit

$$V \approx 240 \text{ KHz}$$

$$\left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0} \approx 2,7 \cdot 10^{11} \text{ A/sec}$$

$$i_{\text{max}} \approx 160 \text{ kA}$$

$$t_{i_{\text{max}}} \approx 1 \mu\text{sec}$$

$$t_{i=0} \approx 2 \mu\text{sec}$$

Aperiodisch gedämpfter Kreis ohne Induktivitätszuwachs:

Gemäss (10) wird

$$R_{kr.} = \sqrt{\frac{4L}{C}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 5,5 \cdot 10^{-8}}{7,7 \cdot 10^{-6}}} \approx 0,17 [\Omega] = 170 [m\Omega]$$

Demgegenüber ist also der ursprüngliche Widerstand von 10 m Ω zu vernachlässigen.

Die Anfangsbedingungen

$$u_{(t=0)} = u_0 = 15 [kV]$$

$$i_{(t=0)} = i_0 = 0 [A]$$

erfordern in (6)

$$C_1 = 15 [kV] ; \lambda = \frac{R}{2L} = 1,55 \cdot 10^6 [sec^{-1}] ;$$

$$C_2 = \lambda C_1 = 2,3 \cdot 10^{10} [V/sec]$$

wieder ist

$$\left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0} \approx 2,7 \cdot 10^{11} [A/sec]$$

aber

$$i_{max} = 65 [kA]$$

$$t_{i_{max}} \approx 0,65 [\mu sec]$$

$$t_{i=1kA} \approx 4,5 [\mu sec]$$

Aperiodisch gedämpfter Kreis mit Induktivitätszuwachs:

Mit dem ohmschen Widerstand wird in einen derart eng gebauten Kreis eine zusätzliche Induktivität von ca 30 n Hy eingeschleppt. Das führt wegen (7) zu

$$R_{kr.} = \sqrt{\frac{4 \cdot 8,5 \cdot 10^{-8}}{7,7 \cdot 10^{-6}}} \approx 0,21 [\Omega] = 210 [m\Omega]$$

und weiter zu

$$C_1 = 15 [kV] ; \lambda = 1,24 \cdot 10^6 [sec^{-1}] ;$$

$$C_2 = 1,86 \cdot 10^{10} [V/sec]$$

Damit sinken

$$\left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0} = 1,77 \cdot 10^{11} [A/sec]$$

$$i_{max} = 53 [kA]$$

und es steigen

$$t_{i_{max}} \approx 0,8 [\mu sec]$$

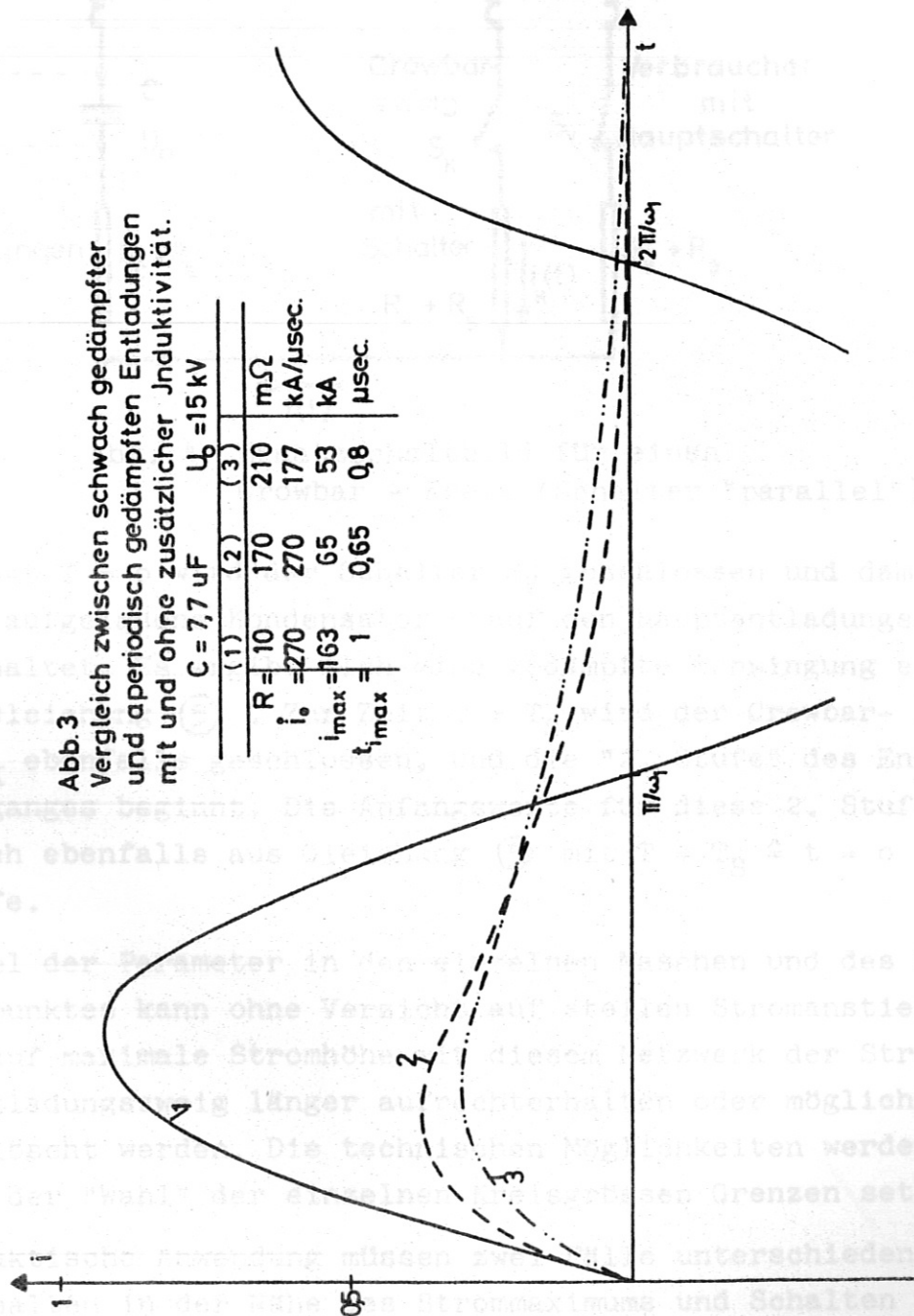
$$t_{i=1kA} \approx 5,5 [\mu sec]$$

In Abb. 3 sind die 3 Ergebnisse einander gegenübergestellt

Noch wesentlich drastischer als die Steilheit des Stromanstiegs, die auf $2/3$ ihres ursprünglichen Wertes sinkt, geht der Maximalstrom selbst (auf $1/3$ des Vergleichswertes) zurück.

Abb. 3
Vergleich zwischen schwach gedämpfter und aperiodisch gedämpften Entladungen mit und ohne zusätzlicher Induktivität.

	(1)	(2)	(3)
$C = 7,7 \mu F$			
$U_0 = 15 kV$			
$R = 10 m\Omega$		170	210
$i_0 = 270 kA/\mu sec.$		270	177
$i_{max} = 163 kA$		65	53
$t_{i,max} = 1 \mu sec.$		0,65	0,8



Crowbar-Schaltung

Das Crowbar-Problem wird durch das Ersatzschaltbild in Abb. 4 verdeutlicht.

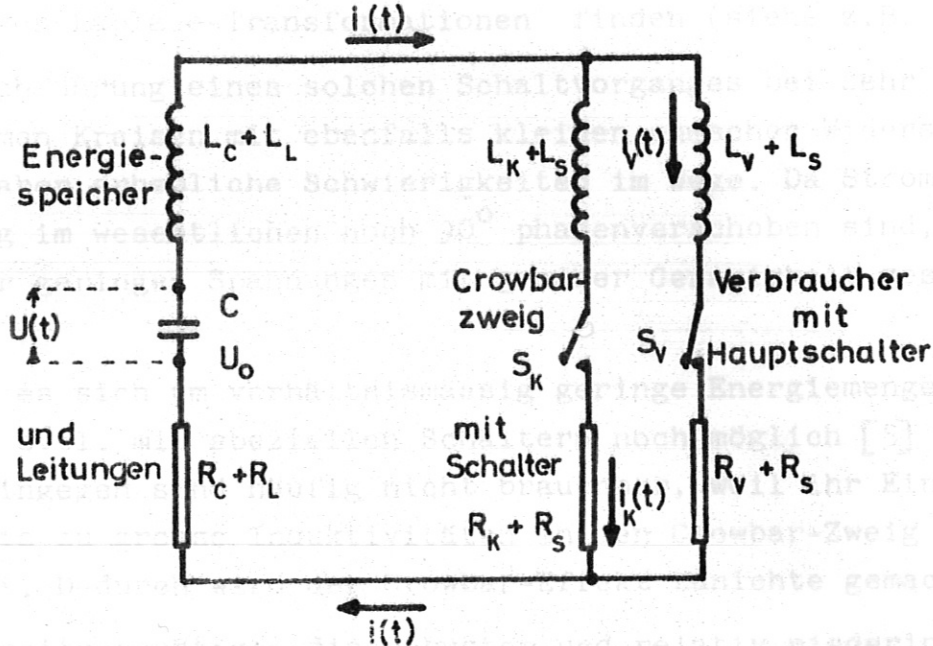


Abb. 4 Ersatzschaltbild für einen Crowbar - Kreis (Schalter "parallel")

Zum Zeitpunkt $T = 0$ wird der Schalter S_V geschlossen und damit der auf U_0 aufgeladene Kondensator C auf den Hauptentladungskreis geschaltet. Es ergibt sich eine gedämpfte Schwingung entsprechend Gleichung (5). Zur Zeit $T = T_S$ wird der Crowbar-Schalter S_K ebenfalls geschlossen, und die "2. Stufe" des Entladungsvorganges beginnt. Die Anfangswerte für diese 2. Stufe ergeben sich ebenfalls aus Gleichung (5) mit $T = T_S \hat{=} t = 0$ der 2. Stufe.

Je nach Wahl der Parameter in den einzelnen Maschen und des Zuschaltzeitpunktes kann ohne Verzicht auf steilen Stromanstieg und evtl. auf maximale Stromhöhe mit diesem Netzwerk der Strom im Hauptentladungszweig länger aufrechterhalten oder möglichst schnell gelöscht werden. Die technischen Möglichkeiten werden allerdings der "Wahl" der einzelnen Kreisgrößen Grenzen setzen.

Für die praktische Anwendung müssen zwei Fälle unterschieden werden: Schalten in der Nähe des Strommaximums und Schalten in einem erheblichen zeitlichen Abstand davon.

Wird im Strommaximum der Crowbar-Zweig zugeschaltet, so ergeben sich mathematisch verhältnismässig einfache Verhältnisse, und die Lösungen lassen sich unter bestimmten Voraussetzungen mit Hilfe von Laplace-Transformationen finden (siehe z.B. [3]).

Der Durchführung eines solchen Schaltvorganges bei sehr induktionsarmen Kreisen mit ebenfalls kleinen ohmschen Widerständen stehen aber erhebliche Schwierigkeiten im Wege. Da Strom und Spannung im wesentlichen noch 90° phasenverschoben sind, muss bei sehr geringen Spannungen mit grosser Genauigkeit geschaltet werden.

Handelt es sich um verhältnismässig geringe Energiemengen, so ist das evtl. mit speziellen Schaltern noch möglich [5]. Ignitrons hingegen sind häufig nicht brauchbar, weil ihr Einbau in den Kreis zu grosse Induktivitäten in den Crowbar-Zweig einschleppt. Dadurch wird der Crowbar-Effekt zunichte gemacht.

Andererseits benötigen die robusten und relativ niederinduktiven Dreielektrodenfunkenstrecken doch ziemlich hohe Spannungen, um mit genügend kleinem Jitter schalten zu können.

Bei beliebiger Wahl des Zuschaltzeitpunktes ist nicht mehr so ohne weiteres zu erkennen, wie sich der Strom im Verbraucher zeitlich verändert. Gelänge es z.B., nach der Zündung einer Hauptentladung den Strom schon bald im wesentlichen auf den Crowbar-Zweig "umzuleiten", so könnten steile Stromspitzen erheblicher Höhe, etwa von der Form der Abb. 5 erzeugt werden.

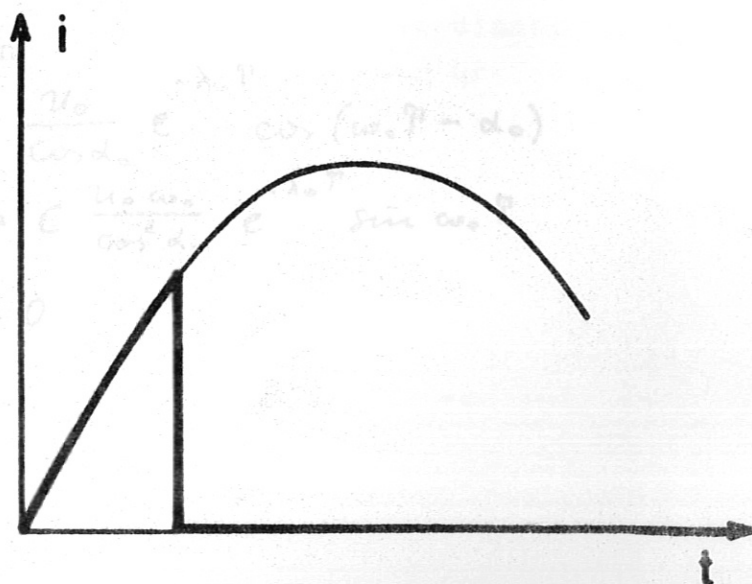


Abb. 5
Erwünschter Stromverlauf
einer Crowbar-Entladung

Durch Parallelschalten vieler Kondensatoren könnten grosse Werte von $\left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0} = \frac{u_0}{L}$ erzeugt werden, ohne die meistens damit verbundene grosse Schwingungsdauer $\tau = 2\pi\sqrt{LC}$ in Kauf nehmen zu müssen. Gerade in diesem Fall aber ist es schwierig, die Abhängigkeit der Lösungen des Differentialgleichungssystems von den einzelnen variierbaren Parametern zu übersehen. Hingegen werden die Schaltschwierigkeiten vermieden, da bis zum Ende des ersten Drittels einer Halbperiode noch ca 50 % der Anfangsspannung über dem Kondensator liegen.

Aus dem Ersatzschaltbild (Abb. 4) ergibt sich für den Entladungsvorgang folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} (12) \quad u(t) &= (L_c + L_L) \frac{di}{dt} + (R_c + R_L) i + (L_k + L_s) \frac{di_k}{dt} + (R_k + R_s) i_k \\ &= u(\tau) - \frac{1}{C} \int_{\tau}^t i \, d\tau \\ (13) \quad u(t) &= (L_c + L_L) \frac{di}{dt} + (R_c + R_L) i + (L_v + L_s) \frac{di_v}{dt} + (R_v + R_s) i_v \\ &= u(\tau) - \frac{1}{C} \int_{\tau}^t i \, d\tau \\ (14) \quad i &= i_k + i_v \end{aligned}$$

Zur weiteren Behandlung, insbesondere zur Lösung auf einem Digitalrechner, wird das System zweckmässig auf die Form gebracht

$$\begin{aligned} (15) \quad \frac{di_k}{dt} &= \dot{i}_k = \dot{i}_k(i_k, i_v, u) \\ (16) \quad \frac{di_v}{dt} &= \dot{i}_v = \dot{i}_v(i_k, i_v, u) \\ (17) \quad \frac{du}{dt} &= \dot{u} = \dot{u}(i_k, i_v) \end{aligned}$$

Die Anfangsbedingungen lauten

$$\begin{aligned} (18) \quad u(t=0) &= u(\tau) = \frac{u_0}{\cos \alpha_0} e^{-\lambda_0 \tau} \cos(\omega_0 \tau - \alpha_0) \\ (19) \quad i_v(t=0) &= i_v(\tau) = C \frac{u_0 \omega_0}{\cos^2 \alpha_0} e^{-\lambda_0 \tau} \sin \omega_0 \tau \\ (20) \quad i_k(t=0) &= i_k(\tau) = 0 \end{aligned}$$

Ohne grosse Schwierigkeiten konnten nun (15) - (20) auf der IBM 7090 des Institutes gelöst werden, wobei sowohl die Parameter des Maschensystems als auch der Zuschaltzeitpunkt des Crowbar-Zweiges variiert wurden.

Natürlich sind nicht alle Kombinationen von Interesse, einmal weil (wie schon ausgeführt) ein Zuschalten in der Nähe des Spannungsulldurchganges auf technische Schwierigkeiten stösst, zum anderen weil schnelle Entladungskreise (wie ebenfalls schon erwähnt) extrem niedrige Induktivitäten und Widerstände aufweisen, sodass diese im Crowbar-Zweig nicht mehr wesentlich unterschritten werden können.

Die Rechnungen bestätigen die Erwartungen, dass mit Hilfe des Crowbar-Systems der Strom im Verbraucherzweig zwar reduziert werden kann, das Ziel eines steilen starken Einzelimpulses aber praktisch nicht erreichbar ist. Durch verschiedene Wahl des Zuschaltzeitpunktes ist auch die Dauer des ersten Impulses kaum zu reduzieren. Dagegen ist es möglich, die negative (zweite) Halbwelle der Entladung im wesentlichen zu unterdrücken, was z.B. bei einigen Stosswellenexperimenten schon einen Erfolg darstellen könnte.

Die Abbildungen 7 und 8 zeigen die Ergebnisse der Rechnungen, die für zwei Crowbar-Kreise durchgeführt wurden. Dabei wurden Verhältnisse gewählt, die Vergleiche mit dem 1. Beispiel zulassen.

Am Rande sei noch vermerkt, dass natürlich auch die Anordnung der Schalter unter den diskutierten extremen Bedingungen eine Rolle spielt und dementsprechend Aufmerksamkeit verdient.

Während Abb. 7 die Verhältnisse in einer Anordnung gemäss Abb. 4 wiedergibt, macht Abb. 8 deutlich, dass eine andere Schalteranordnung (nämlich entsprechend der folgenden Abb. 6) für den gewünschten Effekt weniger brauchbar ist.

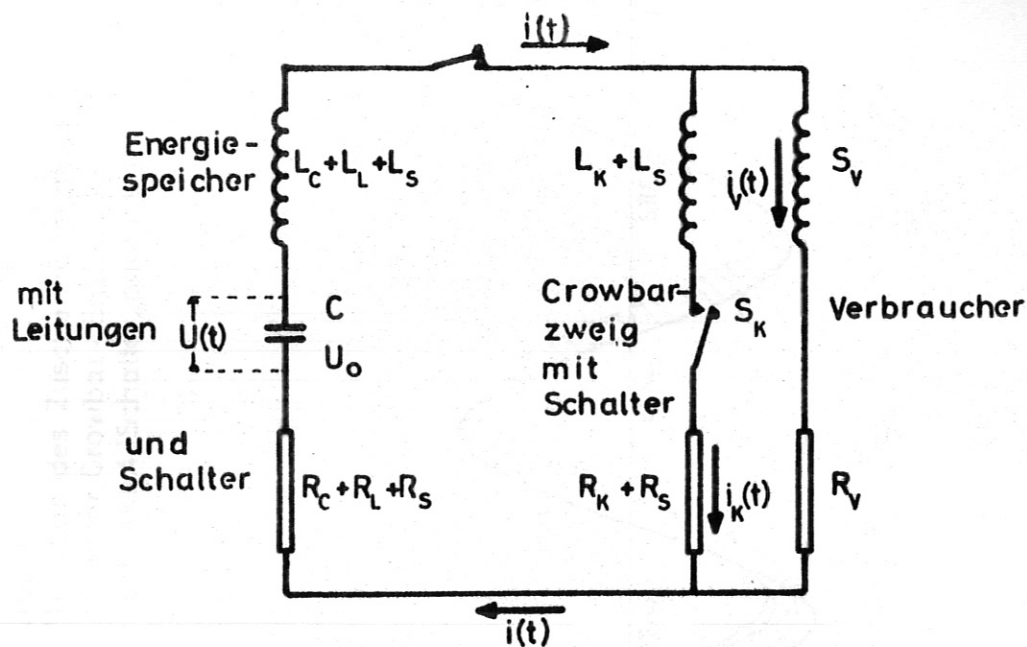


Abb. 6 Ersatzschaltbild für einen Crowbar-Kreis (Schalter "in Serie")

Zum Beispiel (Abb. 7 und 8):

$$C = 7,7 \mu\text{F}$$

$$U_0 = 15 \text{ KV}$$

Abb. 7 (4)

$$L_c + L_L = 35 \text{ nHy}$$

$$R_c + R_L = 0 \text{ m}\Omega$$

$$L_v + L_s = 20 \text{ nHy}$$

$$R_v + R_s = 10 \text{ m}\Omega$$

$$L_k + L_s = 10 \text{ nHy}$$

$$R_k + R_s = 5 \text{ m}\Omega$$

Abb. 8 (6)

$$L_c + L_L + L_s = 45 \text{ nHy}$$

$$R_c + R_L + R_s = 5 \text{ m}\Omega$$

$$L_v = 10 \text{ nHy}$$

$$R_v = 5 \text{ m}\Omega$$

$$L_k + L_s = 10 \text{ nHy}$$

$$R_k + R_s = 5 \text{ m}\Omega$$

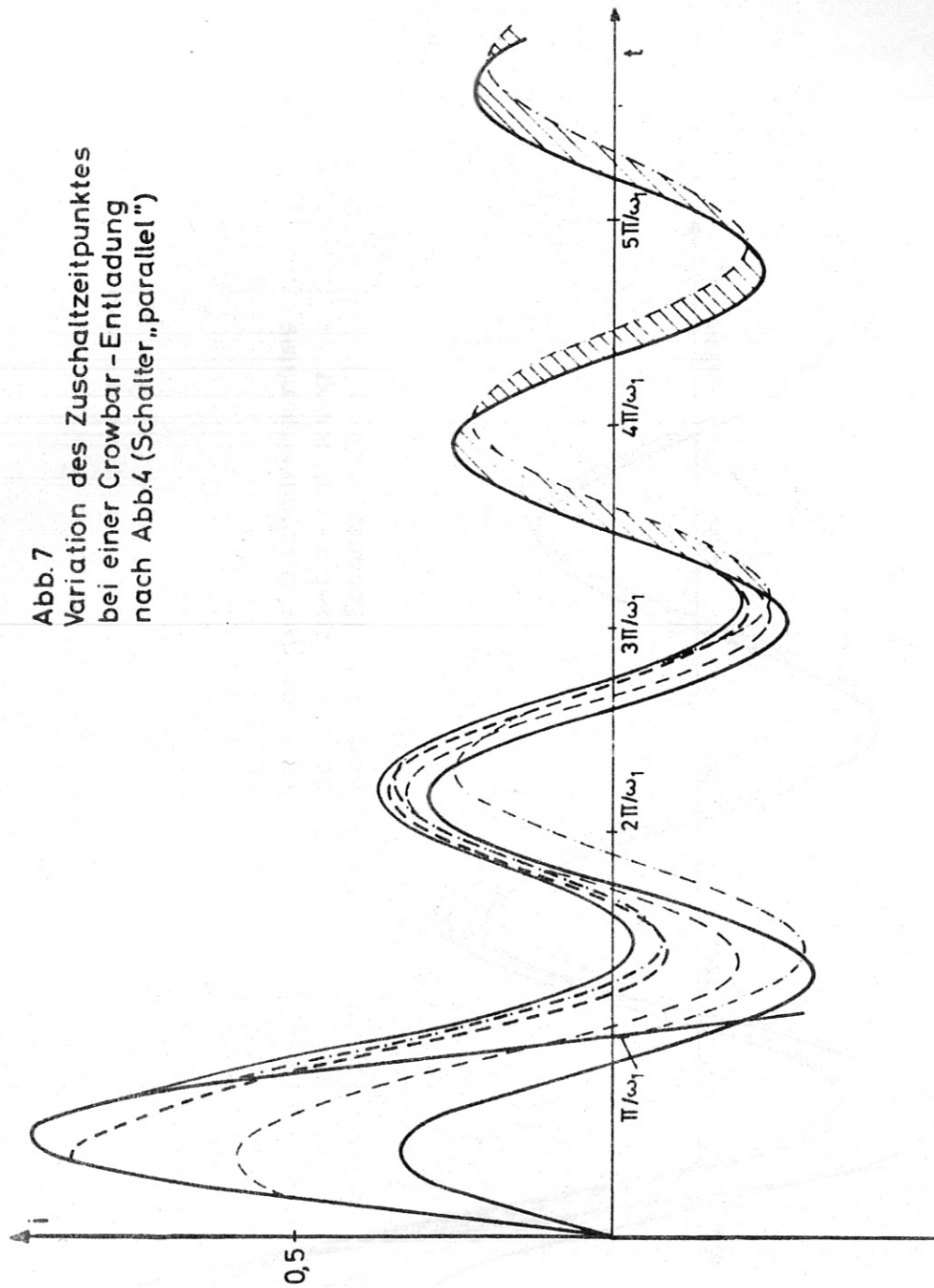


Abb. 7
Variation des Zuschaltzeitpunktes
bei einer Crowbar-Entladung
nach Abb. 4 (Schalter „parallel“)

Abb. 7 Variation des Zuschaltzeitpunktes
bei einer Crowbar-Entladung nach Abb. 4
(Schalter "parallel")

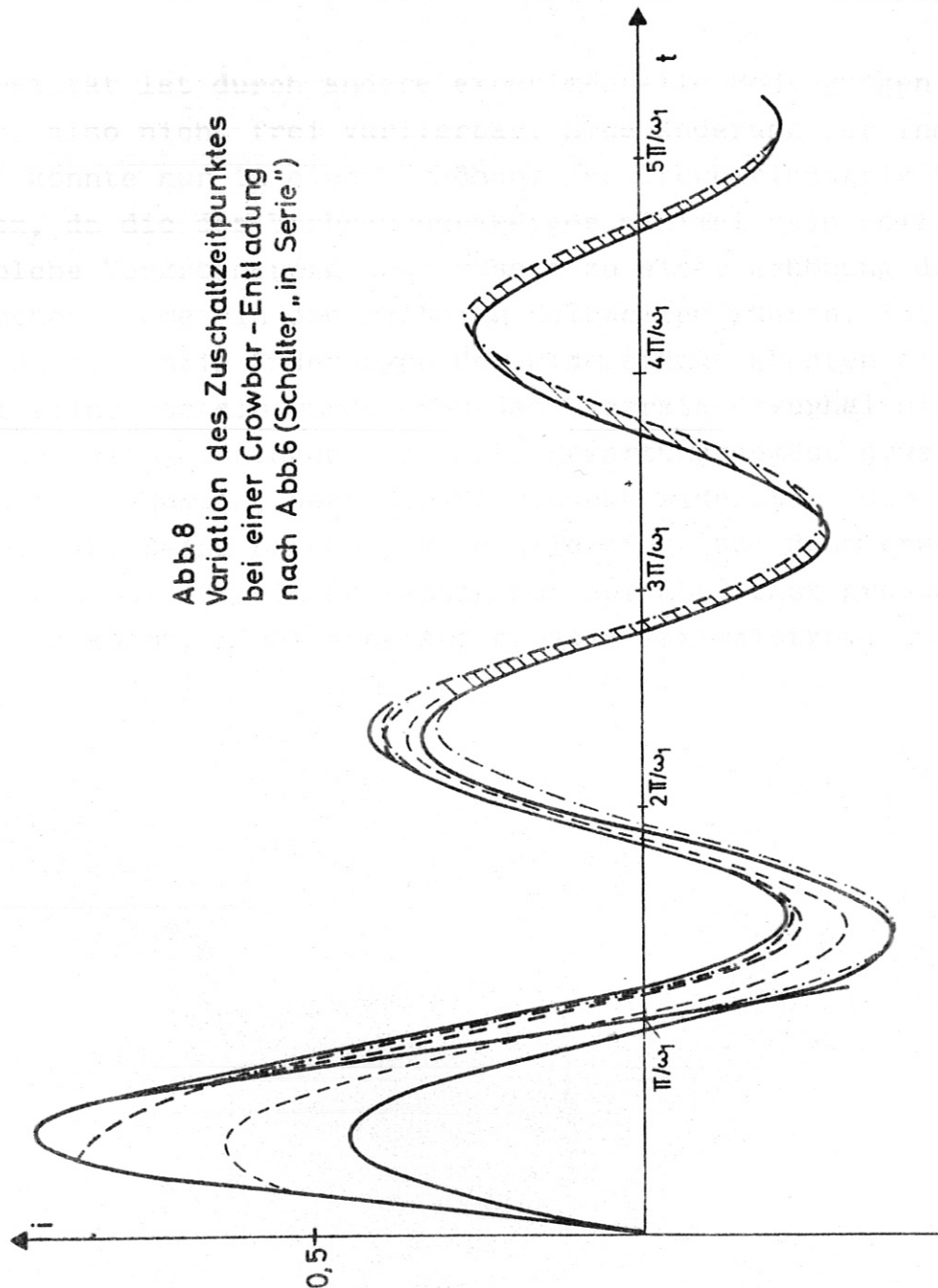


Abb. 8
Variation des Zuschaltzeitpunktes
bei einer Crowbar-Entladung
nach Abb. 6 (Schalter „in Serie“)

Abb. 8 Variation des Zuschaltzeitpunktes
bei einer Crowbar-Entladung nach Abb. 6
(Schalter "in Serie")

Nach einiger Zeit - das zeigen die Abb. 7 und 8 deutlich - verhält sich der Strom im Hauptzweig so, als ob beide Schalter gleichzeitig geschlossen würden.

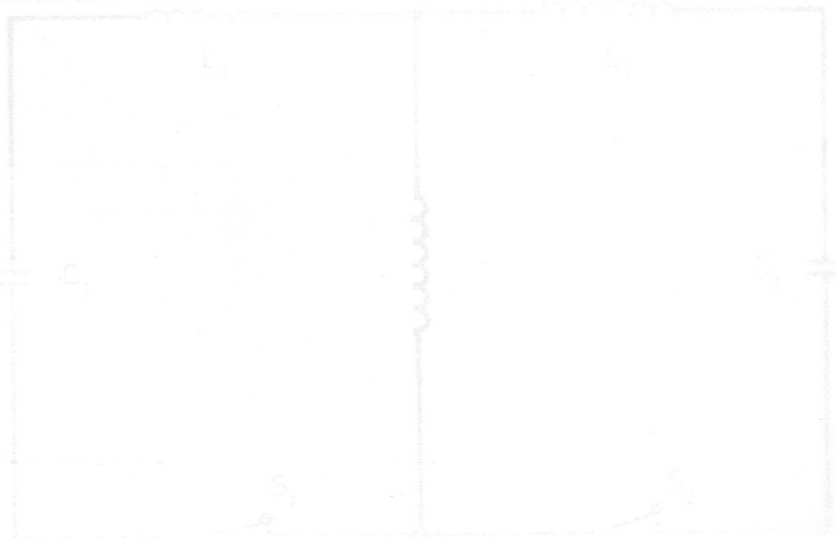
Die Variation anderer Parameter als des Zuschaltzeitpunktes kann unter den gemachten Voraussetzungen nur wenig Interesse finden:

Die Kapazität ist durch andere experimentelle Bedingungen vorgegeben, also nicht frei variierbar. Eine Änderung der Induktivität könnte nur in einer Erhöhung der Crowbarinduktivität bestehen, da die des Verbraucherzweiges minimal sein soll.

Eine solche Vergrösserung aber müsste zu einer Erhöhung des Verbraucherstromes in den weiteren Halbwellen führen, ist also unsinnig. Einzig Änderungen der Widerstände könnten diskutabel sein. Deshalb wurde auch das Widerstandsverhältnis

$R_V : R_K$ bei den Rechnungen variiert. Erwartungsgemäss erweist es sich als günstig, wenn der Verbraucherwiderstand der grössere ist. Seine Erhöhung kann allerdings nur dann erwogen werden, wenn es für die Entladung nur auf möglichst grosses

$\left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0}$ ankommt, nicht aber auf grossen Maximalstrom.



Power-Crowbar-System

Ein wesentlicher Teil der Schwierigkeiten, die beim Crowbar-System auftreten, lässt sich mit der Power-Crowbar-Schaltung vermeiden. In voller Allgemeinheit lässt sich dies Problem natürlich erst recht nur schwer überblicken.

Wie schon im vorigen Abschnitt erwähnt wurde, sind in schnellen Kreisen die Widerstände und Induktivitäten von vornherein so klein, dass sie auch in zusätzlichen Parallelzweigen nicht wesentlich unterschritten werden können.

Deshalb sollen hier - den Problembereich einschränkend - nur "symmetrische" Netze betrachtet werden. Das sind solche Maschensysteme, in denen auf den Verbraucher zeitlich nacheinander zwei R-L-C-Zweige geschaltet werden, die die gleichen Bauelemente in derselben Anordnung enthalten. (Aus den folgenden Ersatzschaltbildern wird das leicht zu erkennen sein)

Da sich diese Symmetrie technisch nicht hundertprozentig realisieren lassen wird, müssen allerdings auch gewisse Abweichungen davon diskutiert werden.

Hoffnungen, dass ein Power-Crowbar-Netz im Sinne der Problemstellung brauchbar ist, werden schon durch die Betrachtung eines vereinfachten Maschensystems geweckt. Dies System soll als Bauelemente nur Induktivitäten und Kapazitäten enthalten, jedoch keine Widerstände.

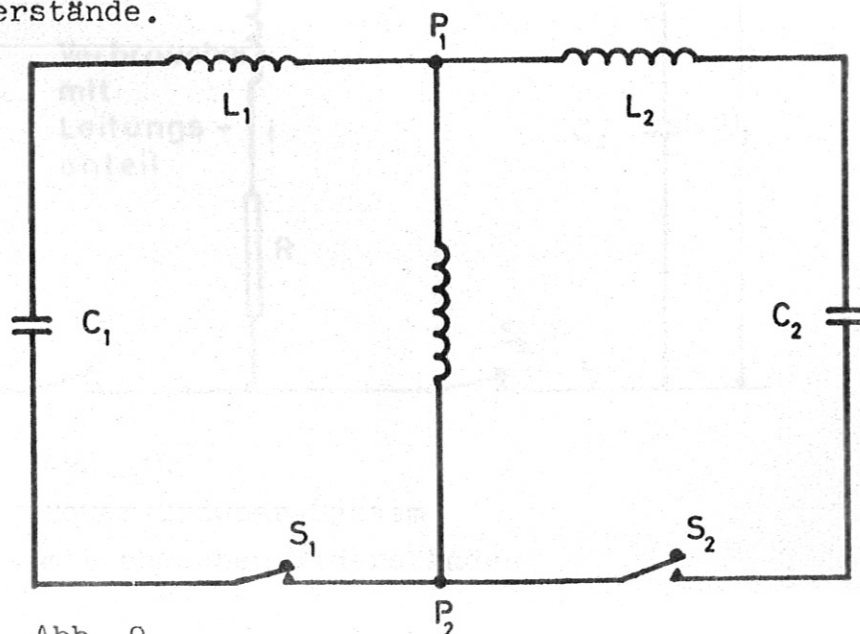


Abb. 9

Power-Crowbar-System

ohne ohmsche Widerstände

Das Netzwerk der Abb. 9 stellt also eine Näherung dar. Nach Schliessen von S_1 entlädt sich der auf U_{10} aufgeladene Kondensator C_1 durch $L_1 + L$. Strom und Spannung bleiben genau 90° phasenverschoben. Nach einer Halbwelle ist also der Kondensator C_1 umgekehrt aufgeladen und, da kein Strom fließt, in den Induktivitäten auch keine Energie gespeichert. Wird genau im ersten Stromnulldurchgang der auf die Spannung $U_{20} = U_{10}$ aufgeladene Kondensator C_2 zugeschaltet, so bleiben die Verzweigungspunkte P_1 und P_2 vom Schaltzeitpunkt an auf demselben Potential. Aus Symmetriegründen fließt im Verbraucher kein Strom mehr.

Nach einer ungedämpften ersten Halbwelle wird der Strom gelöscht, der Verbraucher erhält also einen starken einzelnen Impuls.

Befinden sich in den Maschen auch ohmsche Widerstände (Abb.10), so sind Strom und Spannung der "1. Stufe" nicht mehr um 90° phasenverschoben. Im Zeitpunkt des ersten Stromnulldurchganges ist aber

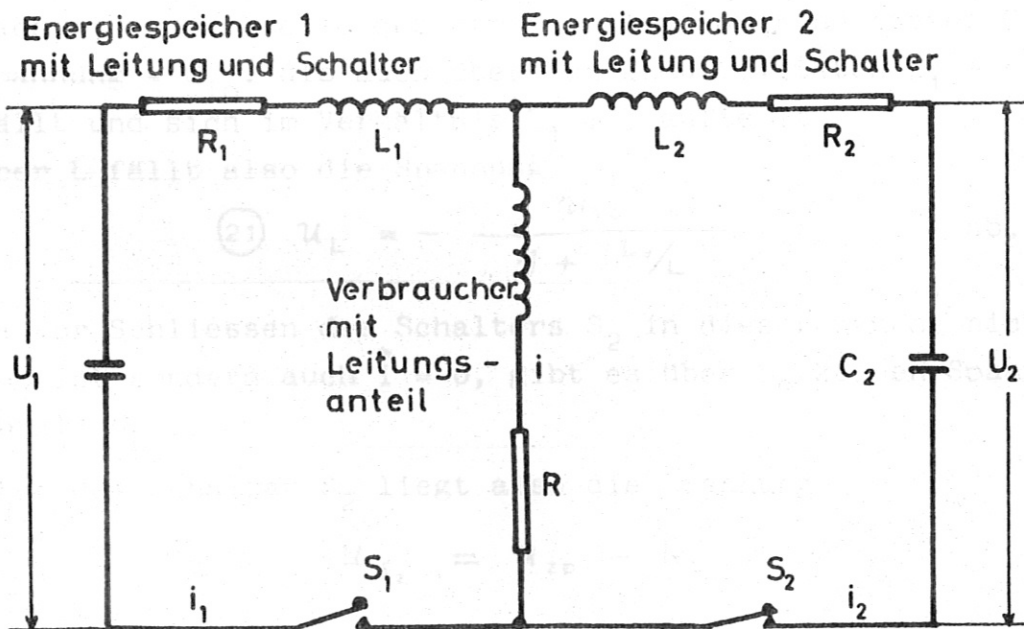


Abb. 10
Power-Crowbar-System
mit ohmschen Widerständen

wegen Gleichung ① trotzdem die zeitliche Änderung der Spannung über dem Kondensator C_1

$$\dot{u}_1 \Big|_{i_1=0} = -\frac{1}{C} i_1 = 0$$

Die nicht dissipierte Restenergie ist also wieder vollständig im Kondensator C_1 gespeichert.

Wird zu diesem Zeitpunkt in einem symmetrischen System der zweite Kondensator (der auf die Spannung $U_{20} = - U_{11=0}$ auf-

geladen sein muss) zugeschaltet, so bleibt wieder aus Symmetriegründen der Verbraucherzweig stromfrei. Auch in diesem Fall ist also das Ziel prinzipiell zu erreichen, also ein Einzelimpuls herstellbar.

Die Schaltschwierigkeiten des Crowbar-Falles sind hier vermieden, denn an der Schaltfunkenstrecke S_2 liegt eine genügend hohe Spannung. Allerdings kann für die jeweilige realistische Situation oft nicht ohne weiteres gesagt werden, wie hoch die Spannung über S_2 im Zuschaltzeitpunkt sein wird. Das hängt wesentlich von der Verteilung der Induktivitäten ab, die nicht immer vollständig bekannt ist.

In der Näherung der Abb. 9 (ohne ohmsche Widerstände) sind die Verhältnisse leicht überschaubar (sie gelten für den Zeitpunkt $t(i=0)$ natürlich auch für Maschen mit ohmschen Widerständen): Nach einer Halbwelle des Stromes liegt am Kondensator C_1 die Spannung $- U_{10}$, die auch über den Induktivitäten $L_1 + L$ abfällt und sich im Verhältnis $L_1 : L$ aufteilt. Über L fällt also die Spannung

$$(21) \quad U_L = - \frac{U_{10}}{1 + L_1/L} \quad \text{ab.}$$

Da vor Schliessen des Schalters S_2 in dieser Masche nicht nur $i=0$ ist sondern auch $\dot{i} = 0$, gibt es über L_2 keinen Spannungsabfall U_{L_2} .

Über dem Schalter S_2 liegt also die Spannung

$$U_{S_2} = U_{20} - U_L$$

$$(22) \quad U_{S_2} = U_{10} \frac{2 + L_1/L}{1 + L_1/L}$$

Bei Abweichungen von der Symmetrie, also

$L_1 \neq L_2$; $R_1 \neq R_2$; $C_1 \neq C_2$; $U_{10} \neq U_1$ ($\neq \frac{U}{\omega_1}$) ; $t_{s2} \neq \frac{\pi}{\omega_1}$
muss das System gekoppelter Differentialgleichungen für die entsprechenden Bedingungen und Anfangsbedingungen gelöst werden, da der Einfluss der Störung der Symmetrie nicht mehr leicht überblickt werden kann.

Der Abb. 10 entsprechend gelten, wenn $t = T$ der Zuschaltzeitpunkt ist,

$$(23) \quad U_{1T} - \frac{1}{C_1} \int_T^t i_1 d\tau = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + R \cdot i + L \frac{di}{dt}$$

$$(24) \quad U_{2T} - \frac{1}{C_2} \int_T^t i_2 d\tau = R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + R i + L \frac{di}{dt}$$

$$(25) \quad i = i_1 + i_2$$

Dabei ist für $0 \leq t \leq T$

$$i_2 = 0$$

$$U_2 = U_{20} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 d\tau = U_{20}$$

$$U_1 = U_{10} + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 d\tau = \frac{U_{10}}{\cos \alpha_1} e^{-\lambda_1 t} \cos(\omega_1 t - \alpha_1)$$

$$i_1 = -C_1 \frac{dU_1}{dt} = C_1 \frac{U_{10} \omega_1}{\omega_1^2 \alpha_1} e^{-\lambda_1 t} \sin \omega_1 t$$

mit $\lambda_1, \omega_1, \alpha_1$, den Definitionen von Seite 8 und 9 entsprechend.

Also gelten als Anfangsbedingungen

$$(26) \quad U_{1T} = \frac{U_{10}}{\cos \alpha_1} e^{-\lambda_1 T} \cos(\omega_1 T - \alpha_1)$$

$$(27) \quad i_{1T} = C_1 \frac{U_{10} \omega_1}{\omega_1^2 \alpha_1} e^{-\lambda_1 T} \sin \omega_1 T$$

$$(28) \quad U_{2T} = U_{20}$$

$$(29) \quad i_{2T} = 0$$

Die Gleichungen (23) - (25) werden (dem Crowbar-Gleichungssystem entsprechend) zweckmässig auf die Form gebracht

$$(30) \quad \frac{dU_1}{dt} = - \frac{1}{C_1} i_1$$

$$(31) \quad \frac{dU_2}{dt} = - \frac{1}{C_2} i_2$$

$$(32) \quad \frac{di_1}{dt} = \frac{R_L - (R+R_1)(L+L_2)}{L(L_1+L_2) + L_1L_2} i_1 + \frac{R_2L - RL_2}{L(L_1+L_2) + L_1L_2} i_2 + \frac{L(U_1 - U_2) + L_2U_1}{L(L_1+L_2) + L_1L_2}$$

$$(33) \quad \frac{di_2}{dt} = \frac{R_1L - RL_1}{L(L_1+L_2) + L_1L_2} i_1 + \frac{RL - (R+R_2)(L+L_1)}{L(L_1+L_2) + L_1L_2} i_2 + \frac{L(U_2 - U_1) + L_1U_2}{L(L_1+L_2) + L_1L_2}$$

Da es sich um ein System linearer Differentialgleichungen 1. Ordnung handelt, sind die Lösungen im Prinzip "leicht" zu finden, und mit Hilfe der IBM 7090 liess sich durch Variation der Parameter auch deren Einfluss auf die Lösungen schnell erkennen.

In den folgenden Abbildungen ist der Strom im Hauptzweig eines Power-Crower-Systems in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Wieder wurden (um einen Vergleich zu ermöglichen) die Daten der früheren Beispiele gewählt. Beispiel (Abb. 11 - 15):

$$C_1 = C_2 = 7,7 \mu F$$

$$L_1 = L_2 = 45 nH$$

$$R_1 = R_2 = 5 m\Omega$$

$$L = 10 nH$$

$$R = 5 m\Omega$$

$$U_{10} = 15 kV$$

$$U_{20} = -U_1 \left(t_{S2} = \frac{U}{\omega_1} \right)$$

$$t_{S2} = \frac{U}{\omega_1}$$

Die Abbildungen zeigen jeweils den Einfluss der Variation eines der Parameter t_{S2} , U_2 , R_2 , L_2 , C_2 .

(zur dimensionslosen Darstellung siehe Anhang)

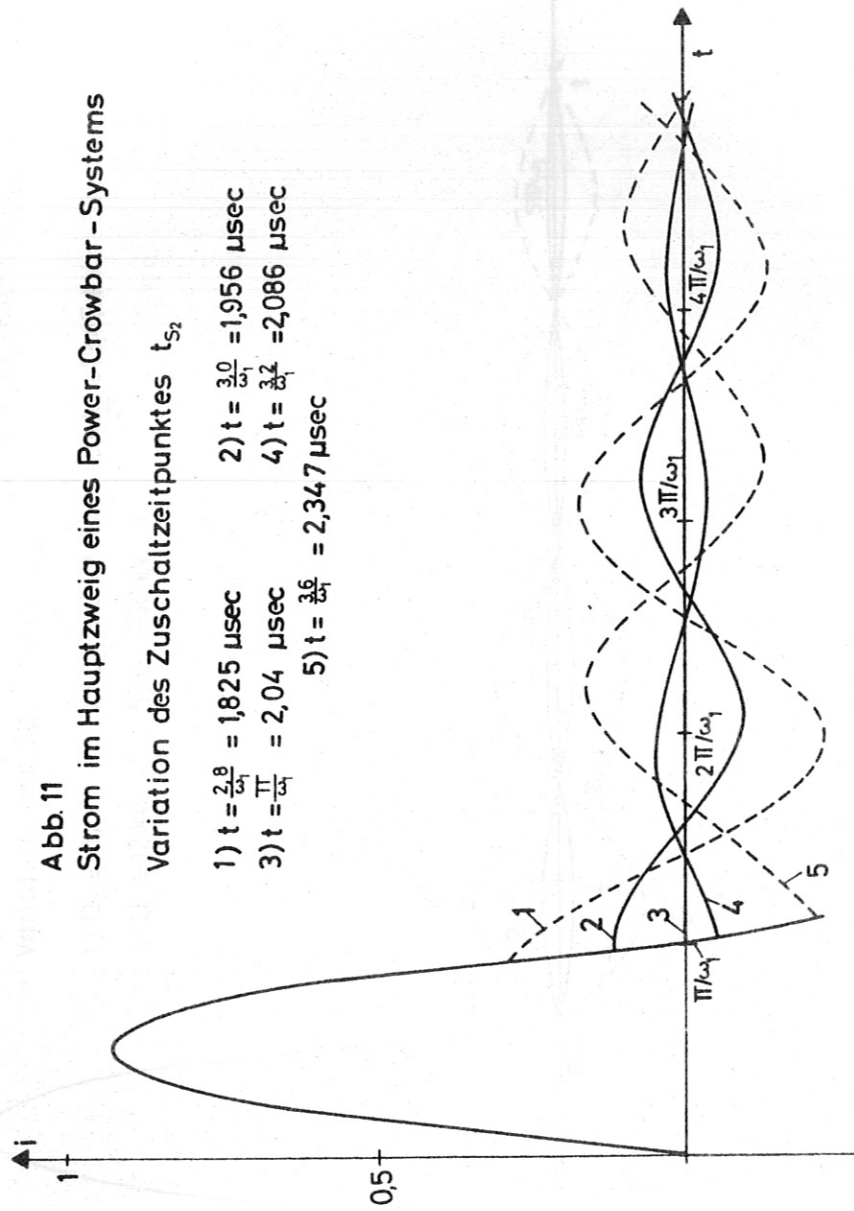


Abb. 11 Strom im Hauptzweig eines Power-Crowbar-Systems

Variation des Zuschaltzeitpunktes t_{s_2}

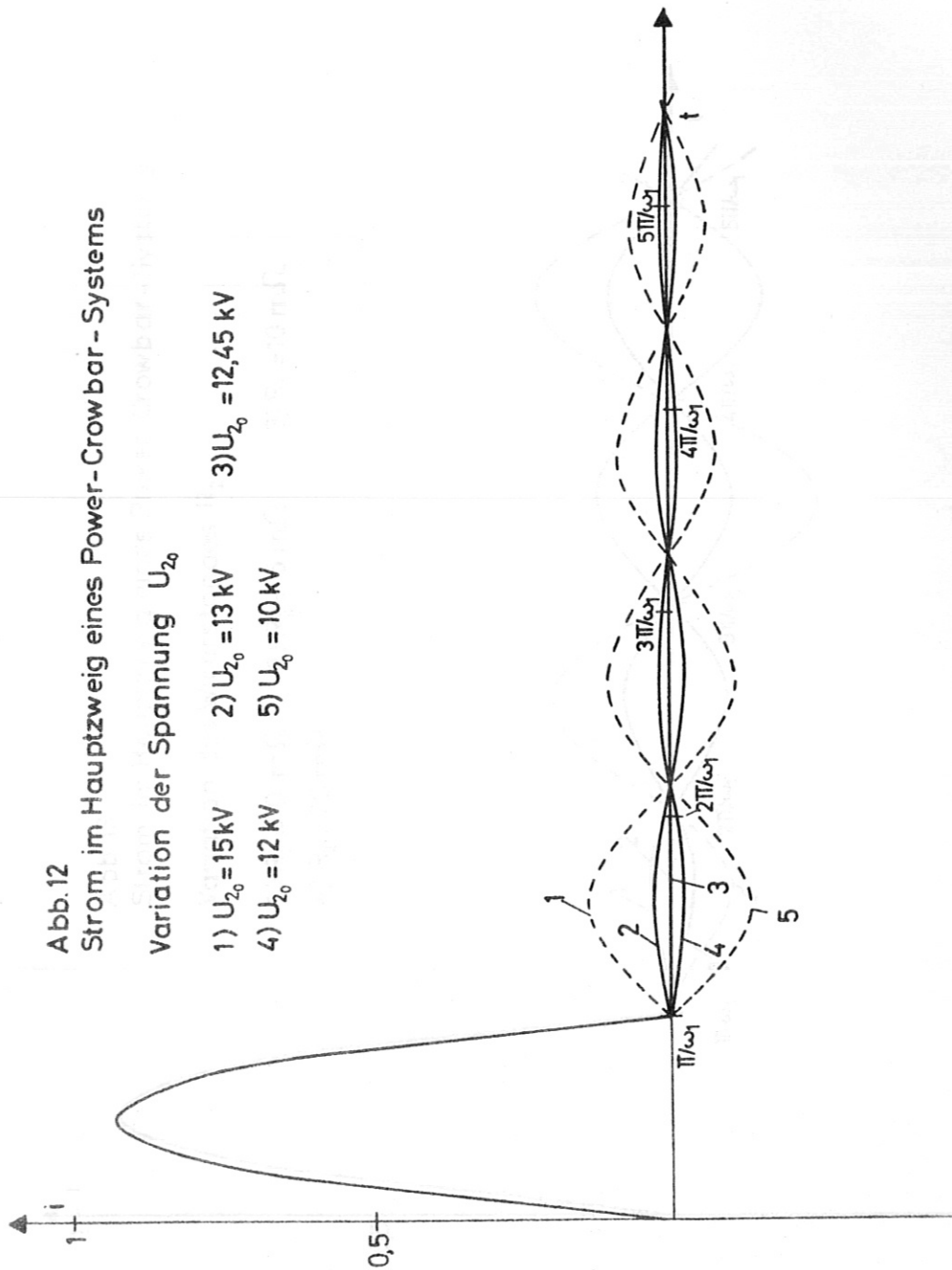


Abb. 12 Strom im Hauptzweig eines
Power-Crowbar-Systems
Variation der Spannung U_{20}

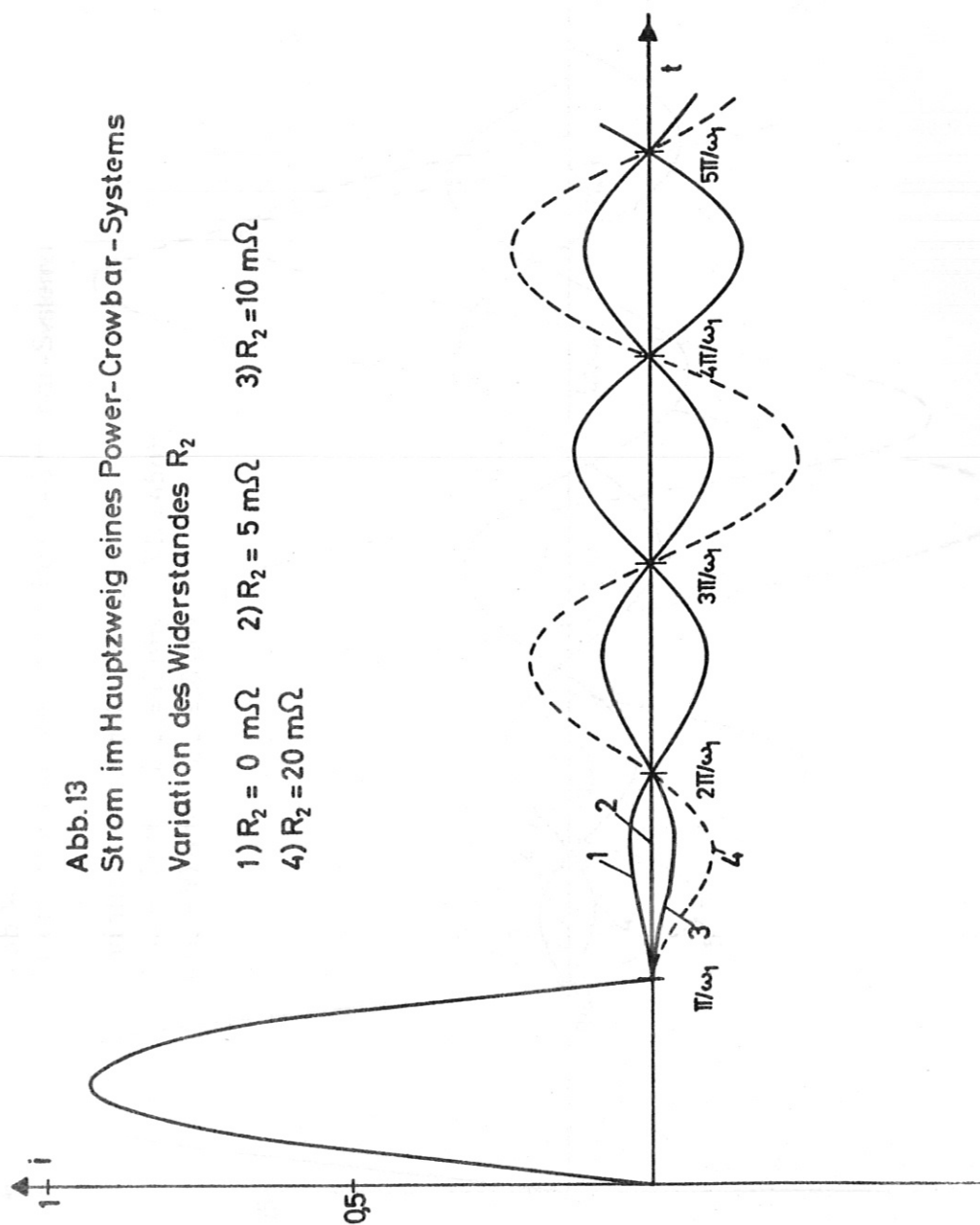


Abb. 13 Strom im Hauptzweig eines Power-Crowbar-Systems
Variation des Widerstandes R_2

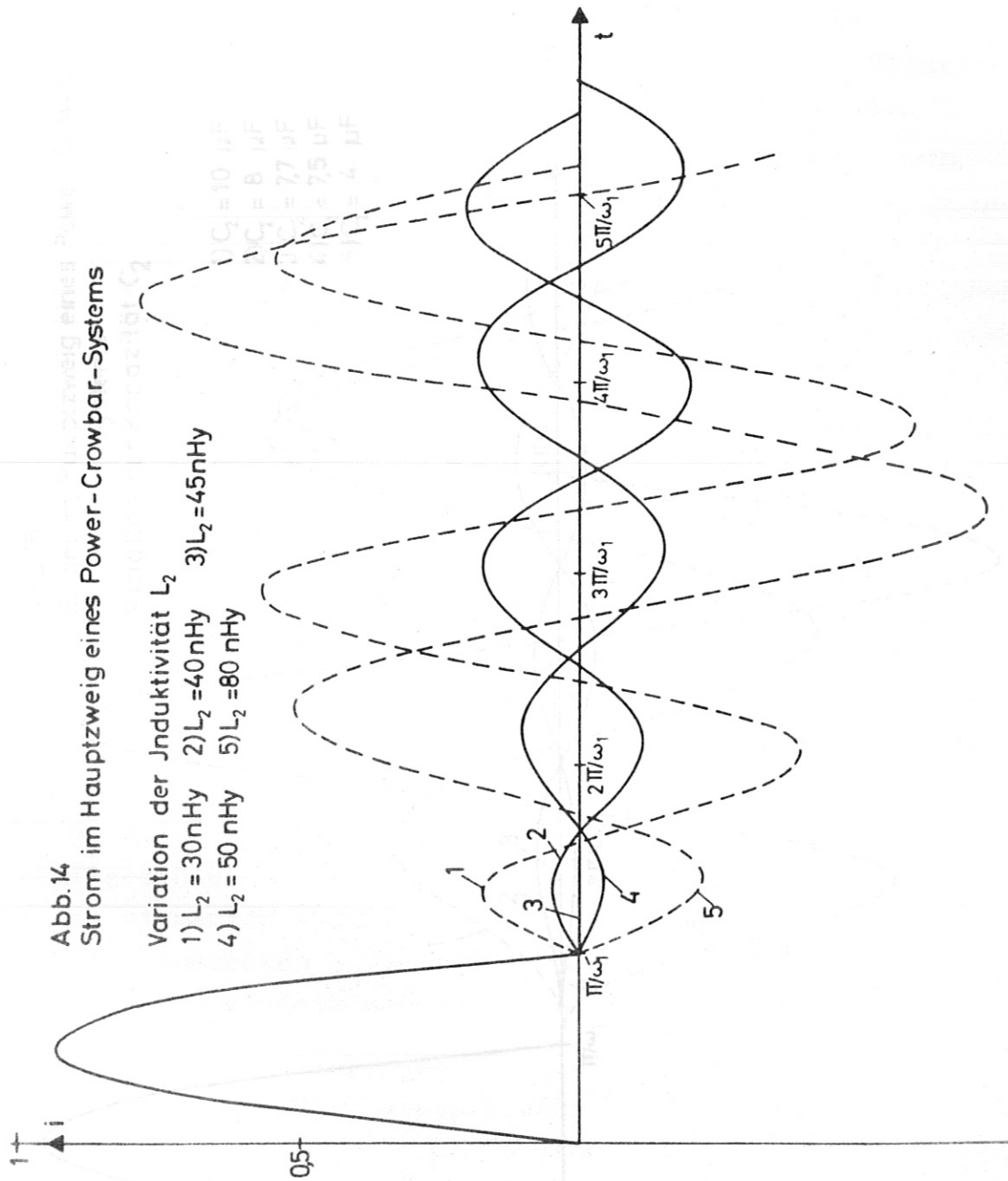


Abb. 14 Strom im Hauptzweig eines Power-Crowbar-Systems
Variation der Induktivität L_2

Abb. 15
Strom im Hauptzweig eines Power-Crowbar-
Systems
Variation der Kapazität C_2

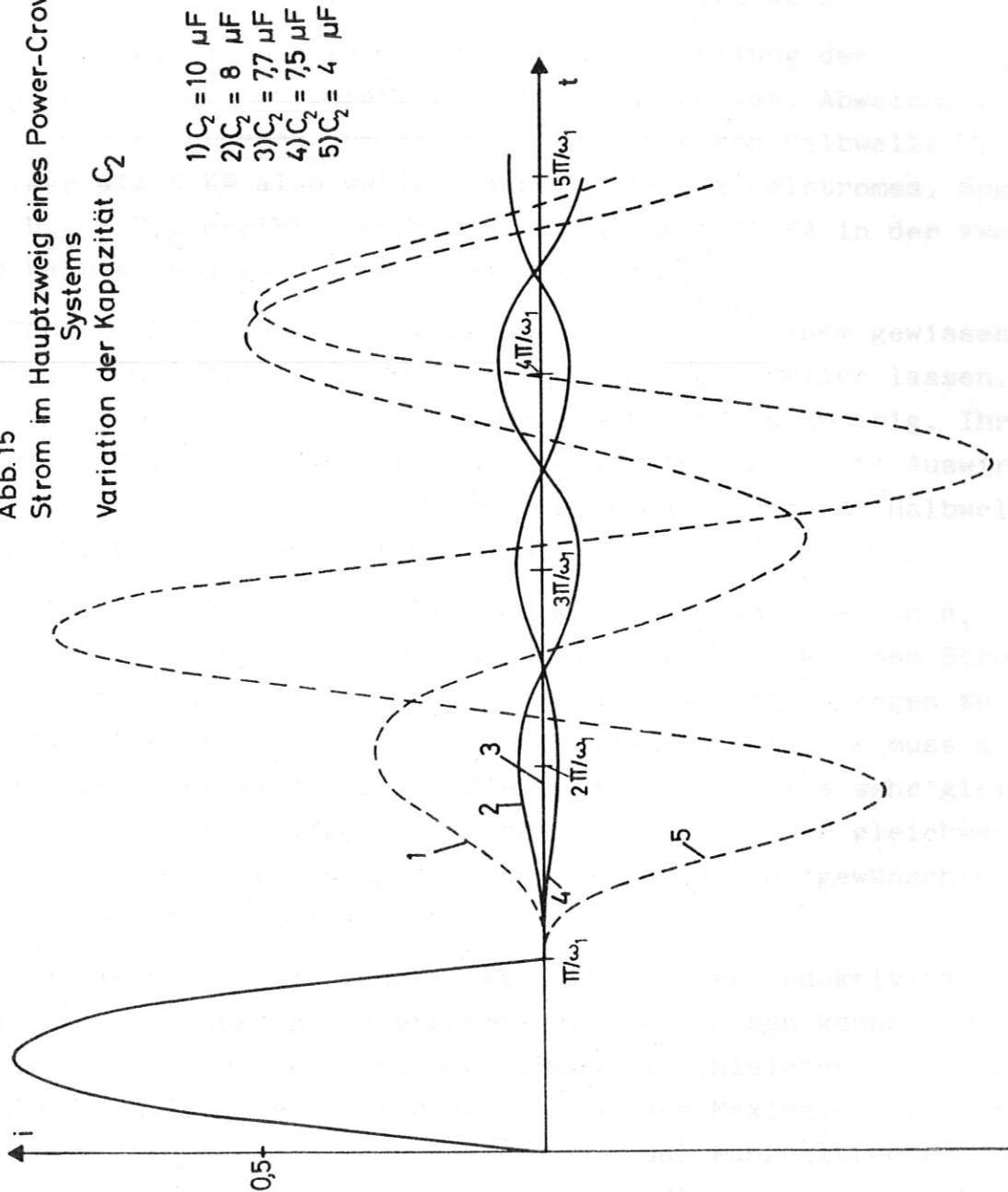


Abb. 15 Strom im Hauptzweig eines
Power-Crowbar-Systems
Variation der Kapazität C_2

Wie Abb. 11 erkennen lässt, bewirkt beim gewählten Beispiel ein Jitter im Schaltzeitpunkt der zweiten Batterie von $0,1 \mu\text{sec}$ einen Stromanstieg auf ca 15 KA in der zweiten Halbwelle, also ca $1/10$ des Maximalstromes, eine Abweichung um $0,2 \mu\text{sec}$ schon einen Stromanstieg auf 40 KA. Zu spätes Schalten ist nicht so schädlich wie zu frühes Zünden.- Es muss also eine Triggergenauigkeit von besser als $0,1 \mu\text{sec}$ gefordert werden.

Aus Abb. 12 ist zu ersehen, dass die Einstellung der Ladespannung des 2. Kondensators nicht kritisch ist. Abweichungen um $\pm 0,5 \text{ KV}$ ergeben nur Ströme in der zweiten Halbwelle von weniger als 5 KA also weniger als 3% des Maximalstromes. Sogar bei $U_{20} = U_{10}$ ergibt sich nur ein Strom von 25 KA in der zweiten Halbwelle, also $1/7$ des Maximalstromes.

Während sich Spannung und Schaltzeitpunkt mit einem gewissen (oft nur geringen) Aufwand genügend genau einstellen lassen, ist die Beeinflussung der anderen Grössen oft schwierig. Ihre Abweichung von der Symmetrie hat auch anders geartete Auswirkungen auf die Entladung, die oft erst nach mehreren Halbwellen einen weiteren Höchstwert erreicht.

Abb. 13 zeigt, dass eine Abweichung von R_2 um 100% von R_1 (also um $\pm 5 \text{ m}\Omega$) in der zweiten Halbwelle nur zu einem Strom von 7 KA führt (4% von i_{max}), in der 5. Halbwelle dagegen zu 19 bzw. 27 KA also bis zu 15% des Maximalstromes. Es muss also darauf geachtet werden, dass die beiden Zweige aus sehr gleichartigen Elementen aufgebaut werden, besonders aber gleichwertige Funkenstrecken enthalten. Nur dann kann der gewünschte Effekt sauber erzielt werden.

Abb. 14 macht deutlich, dass Abweichungen der Induktivität L_2 von ihrem Sollwert besonders krasse Folgen haben können. Differenzen von 5 nHy können sich durchaus einschleichen und führen in der 5. Halbwelle zu Strömen von 20% des Maximalstromes der 1. Halbwelle. Nicht nur auf Gleichheit der Funkenstrecken sondern auch auf gleiche Ausführung der Bandleiter und Anschlüsse muss deshalb unbedingt geachtet werden.

Obwohl Abb. 15 im ersten Augenblick befürchten lässt, dass auch Abweichungen in der Kapazität sehr stören, sind die Gefahren dabei nicht gross. Erfahrungsgemäss sind die Abweichungen von der

Nennkapazität bei Stosstromkondensatoren meistens kleiner als 2%. Oft ist es möglich, durch Auswahl noch wesentlich gleichere "Paare" zu finden. So sind die gestrichelten Kurven nur dann von Interesse, wenn zwei verschiedene Kondensatortypen kombiniert werden müssen. Für Abweichungen von C_2 um 3% vom Nennwert zeigen die Kurven, dass die Ströme auch in der 4. Halbwelle nicht mehr als 13 KA also 7% des Maximalstromes erreichen werden.

Zusammenfassend muss also festgestellt werden, dass die beiden Batterieteile bezüglich der Kreisgrösse RLC sorgfältig symmetrisch aufgebaut werden müssen. Einhaltung der Bedingungen an die Triggergenauigkeit erscheint möglich, genaue Einstellung der Ladespannung nicht schwierig, diese beiden letzten Forderungen scheinen also nicht so problematisch zu sein.

Technische Ausführung eines Power-Crowbar-Systems

Ein Vergleich der drei diskutierten Verfahren führte auch bei Berücksichtigung des experimentellen Aufwandes zur Wahl des Power-Crowbar-Systems. Bei seinem Aufbau wurden die bei den Rechnungen gewonnenen Erkenntnisse berücksichtigt. Allerdings sprachen einige Gründe für die Wahl von 35 KV - $1,35 \mu\text{F}$ - Kondensatoren anstelle der 18 KV - $7,7 \mu\text{F}$ - Kondensatoren, für die die Rechnungen durchgeführt wurden.

Je drei dieser Kondensatoren wurden parallel geschaltet und über ein Plattensystem und eine Funkenstrecke vom Trigatron-Typ auf die Hauptentladung geschaltet. Die Teilbatterien wurden einzeln geprüft. Sie schwingen im Rahmen der Messgenauigkeit mit derselben Frequenz

$$V_1 = V_2 = 300 \text{ KHz.}$$

Aus den Dämpfungskonstanten λ_1, λ_L wurden die ohmschen Widerstände ermittelt

$$R_1 + R = R_2 + R = 20 \text{ m}\Omega,$$

die ebenfalls im Rahmen der Messgenauigkeit gleich waren.

Aus
$$\omega^2 = (2\pi\nu)^2 \approx \frac{1}{LC}$$

ergaben sich

$$L_1 + L = L_2 + L = 70 \text{ nH}$$

und damit

$$\left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0} = \frac{U_0}{L_1 + L} = 5 \cdot 10^{11} \text{ A/sec}$$

Die Anordnung war also genügend symmetrisch.

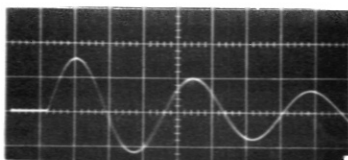
Als Ladespannung der zweiten Batterie wurde oszillografisch ein Wert von

$$U_{20} = 27 \text{ KV}$$

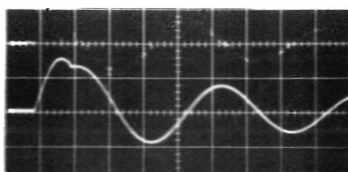
als zweckmässig ermittelt.

Die Triggerung der zweiten Batterie wurde wie die der ersten mit Hilfe je eines Triggeregenerators vorgenommen, der Impulse von 14 KV lieferte. Diese Generatoren wurden über Verzögerungsgeräte von einem Auslöseimpuls angestossen, der bei den Probenmessungen gleichzeitig den Oszillografen extern triggerte. Dieser schreibt das integrierte Signal einer Schleife, die in der Nähe des Hauptzweiges angeordnet war.

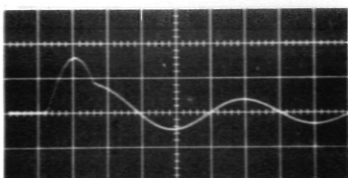
Die Serie der Oszillogramme in Abb. 16 a-h zeigt den Einfluss der Variation des Triggerzeitpunktes. Ohne grosse Mühe konnte der Fall e eingestellt werden. Ersichtlich erreicht der Strom nach der ersten Halbwelle nur noch Werte von ca 10% des Maximalwertes. Das wurde als genügend angesehen. Bei diesen Anforderungen ist schon eine Schaltgenauigkeit von $\pm 50 \text{ nsec}$ notwendig. Das sind, bezogen auf die Schwingungsdauer τ schon ungefähr 2%. Damit sind für die Praxis allerdings auch die Grenzen der technischen Möglichkeiten erreicht.



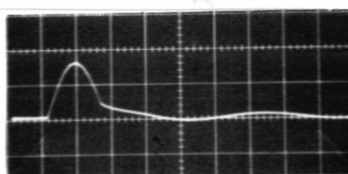
a



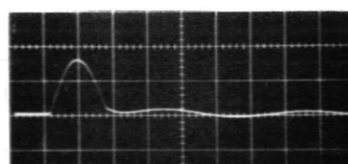
b



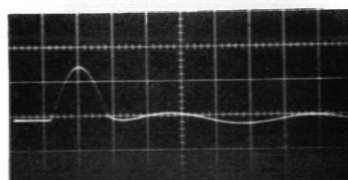
c



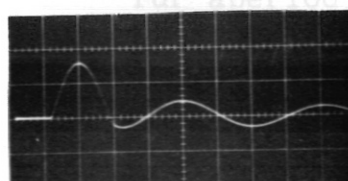
d



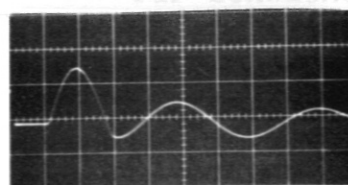
e



f



g



h

Abb. 16

Oszillogramme vom Stromverlauf
im Hauptzweig einer Power-
Crowbar-Entladung
(Variation des Zuschaltzeit-
punktes)

Zeitablenkung: 1 $\mu\text{sec}/\text{cm}$

a) nur eine Batteriehälfte

Zuschalten der 2. Hälfte:

b) nach 1,0 μsec

c) nach 1,4 μsec

d) nach 1,5 μsec

e) nach 1,6 μsec

f) nach 1,7 μsec

g) nach 1,8 μsec

h) nach 1,9 μsec

Dimensionslose Darstellung

Zur Normierung der in den Gleichungen vorkommenden Größen sollen die

Ladespannung des 1. Kondensators	U_{10}
Kapazität des 1. Kondensators	C_1
Kreisfrequenz der "1. Stufe"	ω_1

herangezogen werden. Damit lassen sich die Gleichungen und ihre Lösungen in dimensionsloser Form angeben.

Es gehen dann über

$$\begin{aligned}
 u & \text{ in } \chi = u/u_{10} \\
 i & I = i/C_1 u_{10} \omega_1 \\
 R & P = R C_1 \omega_1 \\
 L & \Lambda = L C_1 \omega_1^2 \\
 C & \Gamma = C/C_1 \\
 t & \tau = t \omega_1 \quad (\text{bzw.} = t \cdot \lambda)
 \end{aligned}$$

und die Differentialgleichung (3) in

$$(34) \quad \chi'' + \frac{P}{\Lambda} \chi' + \frac{1}{\Lambda \Gamma} \chi = 0$$

Sie hat ihre Form also nicht im geringsten geändert.

Die Lösungen nehmen die etwas elegantere Form

$$(35) \quad \begin{aligned} \chi &= (1 + \tau) e^{-\tau} \\ I &= \tau e^{-\tau} \end{aligned}$$

für aperiodische Dämpfung (entsprechend (6')) und

$$(36) \quad \begin{aligned} \chi &= \frac{\cos(\tau - d)}{\cos d} e^{-\tau \frac{1}{2} d} \\ I &= \frac{\sin \tau}{\sin d} e^{-\tau \frac{1}{2} d} \end{aligned}$$

für schwache Dämpfung (entsprechend (5')) an.

Wie die Differentialgleichung (3), so ändern auch die Systeme (15) - (17) und (30) - (33) nicht ihre Form, wenn auf sie dasselbe Normierungsschema angewandt wird.

Vor allem ist hier sofort zu sehen, dass durch die Normierung nicht eine vollständig allgemeingültige Darstellung erzielt werden kann. Die den ersten Kreis beschreibenden Grössen \bar{R} und \bar{L} repräsentieren nämlich Summen von entsprechenden Grössen

$$\bar{R} = R_1 + R \quad \bar{L} = L_1 + L.$$

Die Variation der Grössen L_2 und R_2 beim Power-Crowbar-Fall um den Symmetriepunkt z.B. kann also je nach der Verteilung der Werte in \bar{R} und \bar{L} ganz verschiedenen Einfluss haben.

Die dimensionslose Darstellung erleichtert also nur den Vergleich der Ausgangssituationen. Hierzu sei dann noch bemerkt, dass bei der Untersuchung der diskutierten Entladungsvorgänge im allgemeinen der zeitliche Verlauf

$$i = i(t)$$

besonders interessant ist, vielleicht auch seine zeitliche Änderung

$$\dot{i} = \dot{i}(t).$$

Trotzdem sollten nicht i_{\max} oder \dot{i}_{\max} zur Normierung herangezogen werden, denn

- 1.) die zum Bau einer Batterie benutzten Kondensatoren werden immer durch ihre

Ladespannung U_0 und ihre
Kapazität C charakterisiert.

- 2.) die besonders leicht zu messende Grösse des ganzen Entladungssystems ist seine

Kreisfrequenz ω_1 .

Dagegen sind

- 3.) die ohmschen Widerstände und Induktivitäten des Kreises weder leicht vorauszuberechnen noch direkt zu messen. Bei den Widerständen sind vor allem die Schaltfunken- und Entladungsstrecken die komplizierenden Elemente, bei den Induktivitäten gibt es deren noch mehr.

4.) Der Strom - so interessant er auch sein mag - ergibt sich meistens erst auf Grund der Messung anderer Grössen, es sei denn, eine geeichte Rogowskispule sei zur Hand und am System auch anzubringen.

Wenn möglich, kann man die Konstruktion von Leiter und Schutzblech in der ersten Installation.

Für Programmierung und Rechnungen auf der IBM 7090 sind wir
Frl. Raschewa, für die Zusammenstellung und Auswertung des
Zahlenmaterials und die Anfertigung der Zeichnungen Frau Elsholz
zu Dank verpflichtet.

Herrn Sebastian danken wir für die Konstruktion von Batterie
und Funkenstrecken und für deren Installation.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Böttcher, H. Muntenbruch, R. Wienecke
The Study of the Utilization of Instabilities
of the Pinch for Plasma Acceleration -
University of Kiel
Final Report AF 61 (052) - 87
- [2] G. Brederlow
Die Struktur der Plasmawolke im elektromagnetischen
Stosswellenrohr
IPP 3/4 April 1963
- [3] B. Oswald
Berechnungsgrundlagen für Crowbar und Power-Crowbar-
Entladungen
IPP 4/1 Juni 1962
- [4] K.H. Weise
Gewöhnliche Differentialgleichungen
Wolfenbütteler Verlagsanstalt 1948
- [5] G.D. Cormack and A.J. Barnard
Low Inductance Low Pressure Spark Gap Switch
Rev. Sci. Instr. 33 (1962) 606 - 610

Verzeichnis der Abbildungen

Seite	Abb.	
4	1	Ersatzschaltbild eines "schnellen" Entladungskreises.
5	2	Schaltbild des RLC Kreises.
12	3	Vergleich der schwingenden mit der aperiodisch gedämpften Entladung.
15	4	Ersatzschaltbild für einen Crowbar-Kreis. (Schalter "parallel")
16	5	Erwünschter Stromverlauf einer Crowbar-Entladung.
19	6	Ersatzschaltbild für einen Crowbar-Kreis. (Schalter "in Serie")
20	7	Variation des Zuschaltzeitpunktes bei einer Crowbar-Entladung nach Abb. 4 (Schalter "parallel")
21	8	Variation des Zuschaltzeitpunktes bei einer Crowbar-Entladung nach Abb. 6 (Schalter "in Serie")
23	9	Power-Crowbar-System ohne ohmsche Widerstände.
24	10	Power-Crowbar-System mit ohmschen Widerständen.
28	11	Strom im Hauptzweig eines Power-Crowbar-Systems Variation des Zuschaltzeitpunktes t_{s_2} .
29	12	Strom im Hauptzweig eines Power-Crowbar-Systems Variation der Spannung U_{20} .
30	13	Strom im Hauptzweig eines Power-Crowbar-Systems Variation des Widerstandes R_2 .
31	14	Strom im Hauptzweig eines Power-Crowbar-Systems Variation der Induktivität L_2 .
32	15	Strom im Hauptzweig eines Power-Crowbar-Systems Variation der Kapazität C_2 .

Seite	Abb.	
37	16 a - h	Oszillogramme vom Stromverlauf im Hauptzweig einer Power-Crowbar-Entladung. (Variation des Zuschaltzeitpunktes) Zeitabl.: $1\mu\text{ sec/cm}$