

Hochspannungsgenerator mit Blumleinleitung  
zur Erzeugung gepulster relativistischer  
Elektronenstrahlen

H.B.Schilling, E.Buchelt, G.Siller

IPP 0/22

März 1974

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Hochspannungsgenerator mit Blumleinleitung  
zur Erzeugung gepulster relativistischer  
Elektronenstrahlen

H.B.Schilling, E.Buchelt, G.Siller

IPP 0/22

März 1974

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

IPP 0/22

H.B. Schilling  
E. Buchelt  
G. Siller

Hochspannungsgenerator mit  
Blumleinleitung zur Erzeugung  
gepulster relativistischer  
Elektronenstrahlen

Abstract

In this report an apparatus for the production of pulsed relativistic electron beams is described. The generator, consisting of a pulse-charged Blumlein-cable and a field-emission electron tube produces rectangular pulses of 60 ns duration with beam currents of 14 kA and electron energies up to 550 keV. The energy-spread of the beam is of the order of 10%.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Allgemeines über Blumleinleitungen	2
2.1 Prinzip	2
2.2 Koaxiale Bauform	4
2.3 Pulsaufladung	5
3. Aufbau der Anlage	6
3.1 Übersicht	6
3.2 Marxgenerator	6
3.3 Pulsgenerator mit Blumleinleitung	6
3.4 Mehrfachfunkenstrecke	8
3.5 Triggergenerator	10
3.6 Feldemissionsröhre	10
4. Ergebnisse	12
4.1 Pulserzeugungssystem	12
4.2 Feldemissionsröhre	15
5. Quellennachweis	

## 1. Einleitung

Die hier beschriebene Anlage zur Erzeugung gepulster Elektronenstrahlen ist das Ergebnis einer Entwicklung, die ursprünglich mit einer anderen Zielsetzung begonnen wurde. Im Rahmen der Entwicklung eines Elektronenringbeschleunigers wurde eine gepulste Elektronenquelle benötigt, die in der Lage ist, Strahlströme von einigen hundert Ampère bei Energien von einigen Megavolt für Zeiten von 4 bis 8 ns zu erzeugen. Nach vorbereitenden Modellexperimenten wurde eine Blumleinleitung für eine Impulslänge von 18 ns mit einer nachgeschalteten Transformationsleitung gebaut und bei Ladespannungen von einigen hundert Kilovolt untersucht. Die Weiterentwicklung für Ladespannungen im Megavoltbereich mußte jedoch wegen der vorhersehbaren großen Schwierigkeiten auf dem Gebiet der Funkenstrecken bis auf weiteres eingestellt werden. Als Ersatz bot sich die Umstellung der Anlage als Elektronenquelle für ein Plasmaheizungsexperiment an. Für ein solches Experiment genügen Elektronenenergien von etwa 500 keV. Durch Verzicht auf die Transformationsleitung und durch Verlängerung der Impulsdauer auf 60 ns wurde die Anlage den veränderten Betriebsbedingungen angepaßt.



## 2. Allgemeines über Blumleinleitungen

### 2.1 Prinzip

Zur Erzeugung kurzer Hochspannungsimpulse verwendet man neben einfachen geladenen Kabeln häufig auch Blumleinleitungen. Der prinzipielle Aufbau einer Blumleinleitung ist in Fig.1 dargestellt.

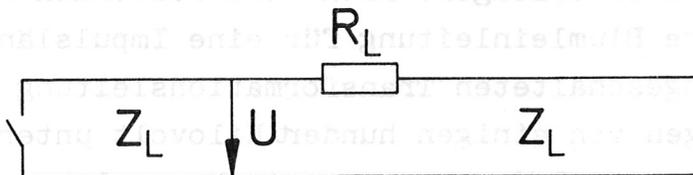


Fig.1: Prinzipschaltung der Blumleinleitung

Zwei gleich lange, stationär auf die Spannung  $U$  aufgeladene Kabel mit dem Wellenwiderstand  $Z_L$  sind durch einen in Serie zu ihnen liegenden Lastwiderstand  $R$  verbunden. Wird der Schalter am Ende eines der beiden Kabel geschlossen, so entsteht nach der Kabel-Laufzeit  $\tau$  ein Impuls der Dauer  $2\tau$  am Lastwiderstand.

Die Impulsspannung beträgt  $U_R = 2 U \frac{R}{R+2Z_L}$ .

Man kann sich die Funktion der Blumleinleitung durch folgende Vorstellung veranschaulichen: Man denke sich die stationäre Aufladung der beiden Leitungen ersetzt durch je eine vorlaufende und eine rücklaufende Welle der Frequenz Null mit einer Spannung von der Größe der halben Ladespannung der Leitungen (Fig.2).

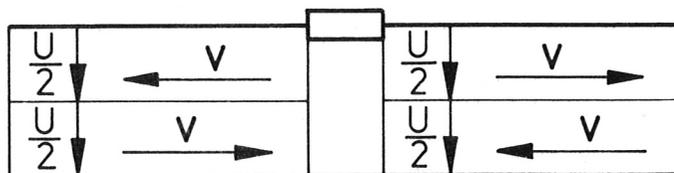


Fig.2: Wellenersatzbild der Blumleinleitung vor Schließen des Schalters

An den offenen Leitungsenden werden die Wellen ohne Phasensprung, d.h. ohne Vorzeichenwechsel der Spannung reflektiert. Auch die Anschlußstellen des Lastwiderstandes kann man sich durch offene Leitungsenden ersetzt denken, da der resultierende Strom durch den Lastwiderstand stets gleich Null sein muß. Die beiden Wellen gehen also ständig ineinander über. Die Spannung auf den Leitungen ist an jedem Ort und zu jeder Zeit gleich der Ladespannung. Beim Schließen des Schalters wird nun eine reflektierte Welle mit umgekehrten Vorzeichen der Spannung gebildet, die nach der Laufzeit  $\tau$  an der linken Seite des Lastwiderstandes ankommt. An der rechten Seite läuft wie bisher eine Welle mit positiver Spannung ein. Da beide Wellen dem Betrage nach gleich sind, nimmt der Mittelpunkt des Lastwiderstandes die Spannung Null an. Man könnte daher jetzt an dieser Stelle einen Kurzschluß anbringen und kommt so zu der einfachen Darstellung der Blumleinleitung durch zwei getrennte Leitungen, die jeweils die Hälfte des Lastwiderstandes speisen (Fig.3).

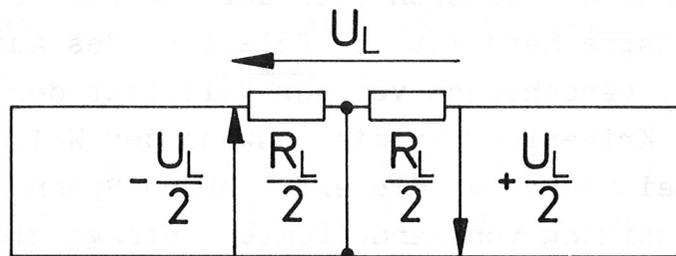


Fig.3: Ersatzschaltung der Blumleinleitung während der Impulsdauer

Die Blumleinleitung kann daher eine doppelt so hohe Spannung wie die einfache Leitung abgeben. Um Anpassung zu erzielen, muß jedes Kabel mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen werden, d.h. der Lastwiderstand soll  $R = 2 Z_L$  sein. In diesem Fall ist die abgegebene Spannung gleich der Ladespannung. Da sowohl vorlaufende als auch rücklaufende Welle letztlich im Lastwiderstand verbraucht werden, ergibt sich eine Impulsdauer von der doppelten Laufzeit der Leitungen.

## 2.2 Koaxiale Bauform

Für die Anwendung bei hohen Spannungen eignet sich besonders die koaxiale Bauform der Blumleinleitung (Fig.4).

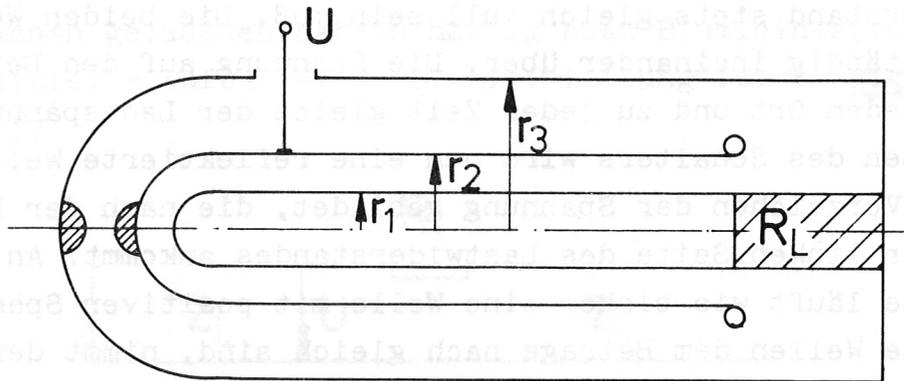


Fig.4: Koaxiale Bauform der Blumleinleitung

Hier wird eine Leitung durch den Innen- und Mittelleiter, die andere durch den Mittel- und Außenleiter gebildet. Der Schalter kann wahlweise am Ende der inneren oder der äußeren Leitung angebracht werden. Entsprechend ist die Polarität des Ausgangsimpulses gleich bzw. verschieden von der Polarität der Ladespannung. Ein wichtiges Kriterium für die Auswahl der Wellenwiderstände der beiden Leitungen ist die erreichbare Spannungsfestigkeit. Bei Vernachlässigung von Randeffekten beträgt die Feldstärke am Innenleiter  $E_{r1} = \frac{U}{r_1 \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}}$ .

Durch Differentiation der Feldstärke nach  $r_1$  kann gezeigt werden, daß die Feldstärke minimal wird, wenn die Durchmesser im Verhältnis  $\frac{r_2}{r_1} = e$  abgestuft werden. Es ergibt sich ein Wellenwiderstand von  $Z_{L1} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}}$  und eine Feldstärke am Innenleiter von  $E_{r1} = \frac{U}{r_1}$ .

Der Außenleiterdurchmesser kann so gewählt werden, daß dieselbe Feldstärke auch am Außenrand des Mittelleiters erreicht wird. Der Wellenwiderstand der äußeren Leitung beträgt dann  $Z_{L2} = \frac{60}{e \cdot \sqrt{\epsilon_r}}$ .

In praktischen Anwendungen erfordert die Feldkonzentration am freien Ende des Mittelleiters deutliche Abweichungen von diesen Dimensionierungsregeln. Auch bei Anbringung eines Potentialringes am Mittelleiter wird die zulässige Feldstärke zuerst an der Außen-

seite des Mittelleiters überschritten. Durch eine grobe Abschätzung der auftretenden Felder wurde eine Konfiguration mit gleichmäßigerer Feldstärkebelastung gesucht. Die gewählte Anordnung hat eine Durchmesserabstufung von  $\frac{r_2}{r_1} = \frac{r_3}{r_2} = 2$ , was bei einer wassergefüllten Blumleinleitung einem Wellenwiderstand von 2 mal  $4,5\Omega$  entspricht.

### 2.3 Pulsaufladung

Bei der Aufladung der Blumleinleitung aus einem kapazitiven Energiespeicher kann die Ankopplung entweder über einen Widerstand oder über eine Induktivität erfolgen. Im Fall der Widerstandsankopplung ist die Ladung bei Spannungsgleichheit von Speicherkapazität und Blumleinleitung abgeschlossen. Die erreichbare Spannung ist  $U_{Bl} = U_{Sp} \cdot \frac{C_{Sp}}{C_{Sp} + C_{Bl}}$ .

Die Induktivitätsankopplung führt zu einer Schwingung, wobei die Spannung an der Blumleinkapazität auf den doppelten Wert ansteigt:  $U_{Bl} = 2 U_{Sp} \frac{C_{Sp}}{C_{Sp} + C_{Bl}}$ .

Die Spannungsübersetzung für beide Ladungsarten in Abhängigkeit vom Kapazitätsverhältnis ist in Fig.5 dargestellt. Bei verlustbehafteter Induktivitätsaufladung liegt die erreichbare Spannung zwischen den beiden Kurven.

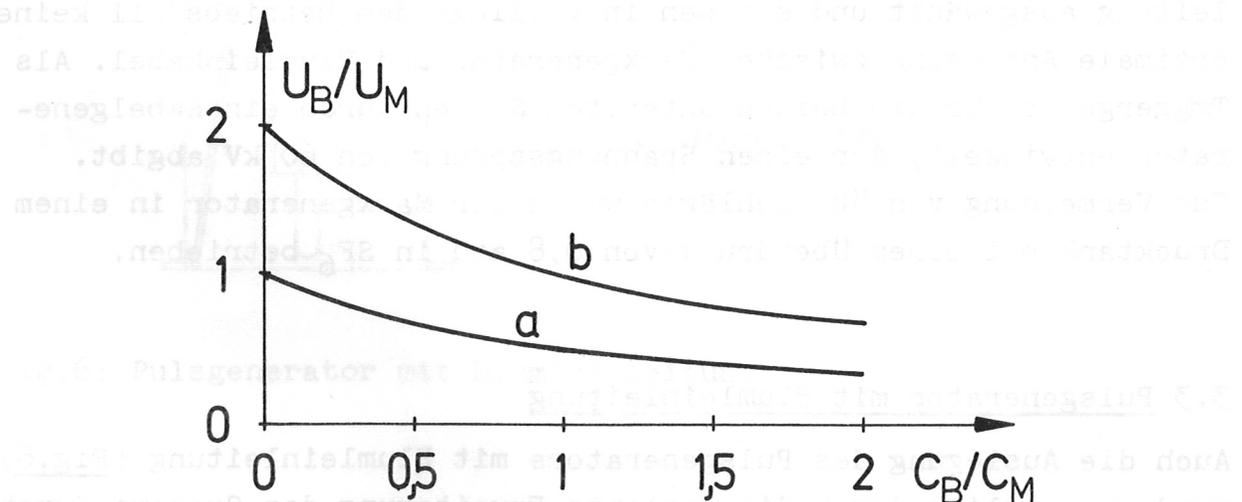


Fig.5: Spannungsübersetzung bei der Pulsladung der Blumleinleitung in Abhängigkeit vom Kapazitätsverhältnis; a) bei Widerstandsankopplung, b) bei induktiver Ankopplung

### 3. Aufbau der Anlage

#### 3.1 Übersicht

Die Anlage zur Erzeugung von gepulsten Elektronenstrahlen besteht aus den Hauptteilen Marxgenerator, Blumleinkabel und Elektronenröhre. Nach Zündung des Marxgenerators lädt dieser über einen als Ladeinduktivität wirkenden Rohrbogen den Mittelleiter des Blumleinkabels positiv auf. Wenn die Spannung am Mittelleiter nach 400 ns ihr Maximum erreicht hat, wird die Mehrfachfunkenstrecke zwischen Mittel- und Außenleiter gezündet. Am Ausgang des Blumleinkabels entsteht ein negativer Impuls zum Betrieb der Elektronenstrahlröhre.

#### 3.2 Marxgenerator

Zur Aufladung des Blumleinkabels wurde ein Marxgenerator (Typ Maxwell Nr. 69569) verwendet. Dieses Gerät besteht aus scheibenförmigen Modulen, die jeweils 2 Kondensatoren mit der zugehörigen Beschaltung enthalten. Aus 7 dieser Module wurde ein Marxgenerator mit einer Ausgangskapazität von 10 nF und einer Leerlaufspannung von 700 kV aufgebaut. Diese Daten des Marxgenerators wurden im Hinblick auf eine mögliche Weiterentwicklung der Blumleinleitung zu einem System mit nachgeschalteter Transformationsleitung ausgewählt und ergeben in vorliegendem Betriebsfall keine optimale Anpassung zwischen Marxgenerator und Blumleinkabel. Als Triggergerät für die beiden untersten Stufen wurde ein Kabelgenerator entwickelt, der einen Spannungssprung von 60 kV abgibt. Zur Vermeidung von Überschlägen wurde der Marxgenerator in einem Drucktank bei einem Überdruck von 0,8 atü in SF<sub>6</sub> betrieben.

#### 3.3 Pulsgenerator mit Blumleinleitung

Auch die Auslegung des Pulsgenerators mit Blumleinleitung (Fig.6) wurde wesentlich durch die geplante Erweiterung des Systems durch eine Transformationsleitung bestimmt. Diesem Zweck dient insbesondere die kegelstumpfförmige Ausbildung des Innenleiterträgers aus Plexiglas. Im Falle einer Füllung des oberen Leitungsteiles

mit Wasser und des unteren Teiles mit Öl wird durch diese Grenzschicht die gewünschte Transformationsleitung gebildet. Im hier beschriebenen Fall wurden beide Leitungsteile mit Wasser gefüllt, wodurch eine nahezu homogene Leitung entsteht.

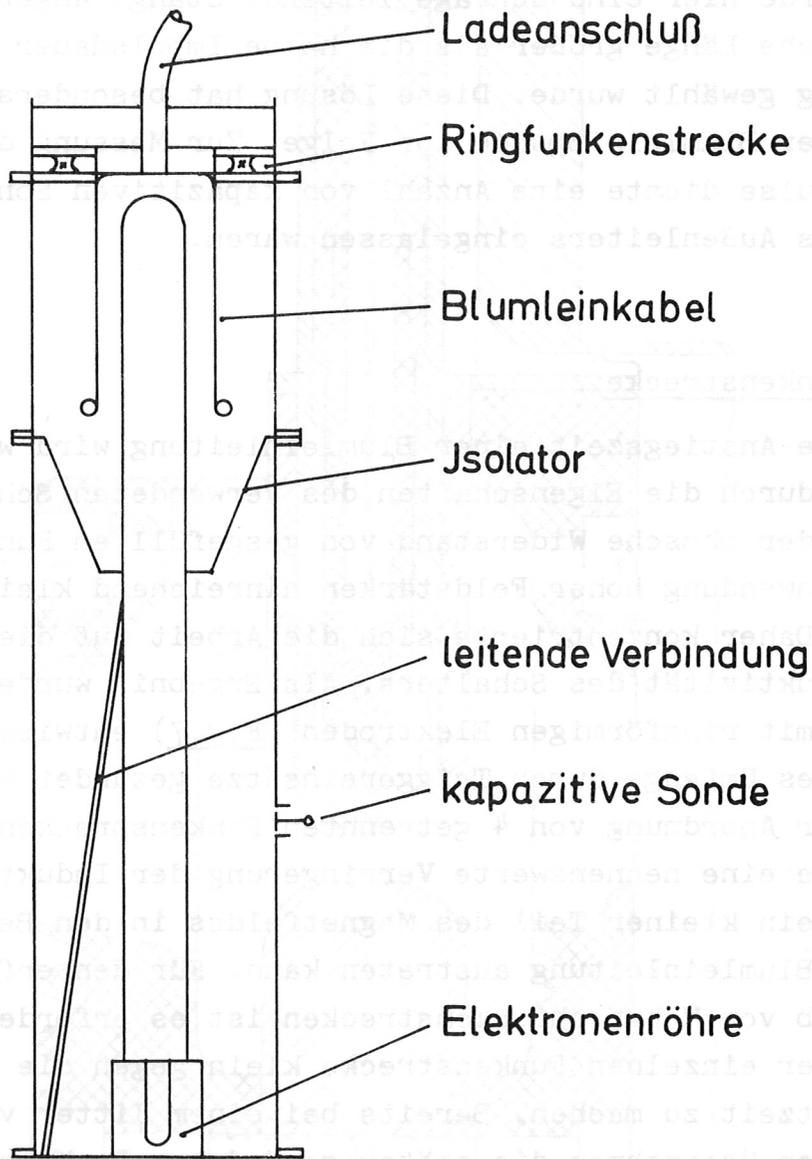


Fig.6: Pulsgenerator mit Blumleinleitung

Der Wellenwiderstand der Blumleinleitung wurde entsprechend 2.2 zu 2 mal  $4,5 \Omega$  gewählt. Bei einer Impulslänge von 60 ns beträgt die Kapazität des Blumlein-Mittelleiters 16 nF. Anstelle der üblicherweise verwendeten Induktivität zwischen Innen- und Außenleiter, die eine Aufladung des inneren Teiles der Blumleinleitung ermöglicht, wurde hier eine schräge leitende Stange angebracht, deren elektrische Länge größer als die halbe Impulsdauer der Blumleinleitung gewählt wurde. Diese Lösung hat besonders geringe Verformungen der Blumleinimpulse zur Folge. Zur Messung der Lade- und Entladeimpulse diente eine Anzahl von kapazitiven Sonden, die in die Wand des Außenleiters eingelassen waren.

### 3.4 Mehrfachfunkenstrecke

Die erreichbare Anstiegszeit einer Blumleinleitung wird wesentlich bestimmt durch die Eigenschaften des verwendeten Schalters. Nach /1/ kann der ohmsche Widerstand von gasgefüllten Funkenstrecken bei Anwendung hoher Feldstärken hinreichend klein gemacht werden. Daher konzentrierte sich die Arbeit auf die Verringerung der Induktivität des Schalters. Als Ergebnis wurde eine Funkenstrecke mit ringförmigen Elektroden (Fig.7) entwickelt, die an 4 Stellen des Umfangs durch Triggereinsätze gezündet wird. Gegenüber einer Anordnung von 4 getrennten Funkenstrecken ergibt diese Geometrie eine nennenswerte Verringerung der Induktivität, weil nur noch ein kleiner Teil des Magnetfeldes in den Bereich außerhalb der Blumleinleitung austreten kann. Für den erfolgreichen Betrieb von Mehrfachfunkenstrecken ist es erforderlich, den Jitter jeder einzelnen Funkenstrecke klein gegen die gewünschte Schaltzeit zu machen. Bereits bei einem Jitter von wenigen Nanosekunden übernehmen die später gezündeten Funkenstrecken wegen der absinkenden Spannung nur noch Bruchteile des Gesamtstromes /2/.

Die Triggerung erfolgte durch zentrale Triggerstifte, die bei einem Druck von 9 atü in Luft zunächst einen Querdurchschlag herbeiführten. Durch Anwendung sehr steiler Triggerimpulse konnte ein Jitter von 3 ns erreicht werden. Die Anstiegszeit der Mehrfach-

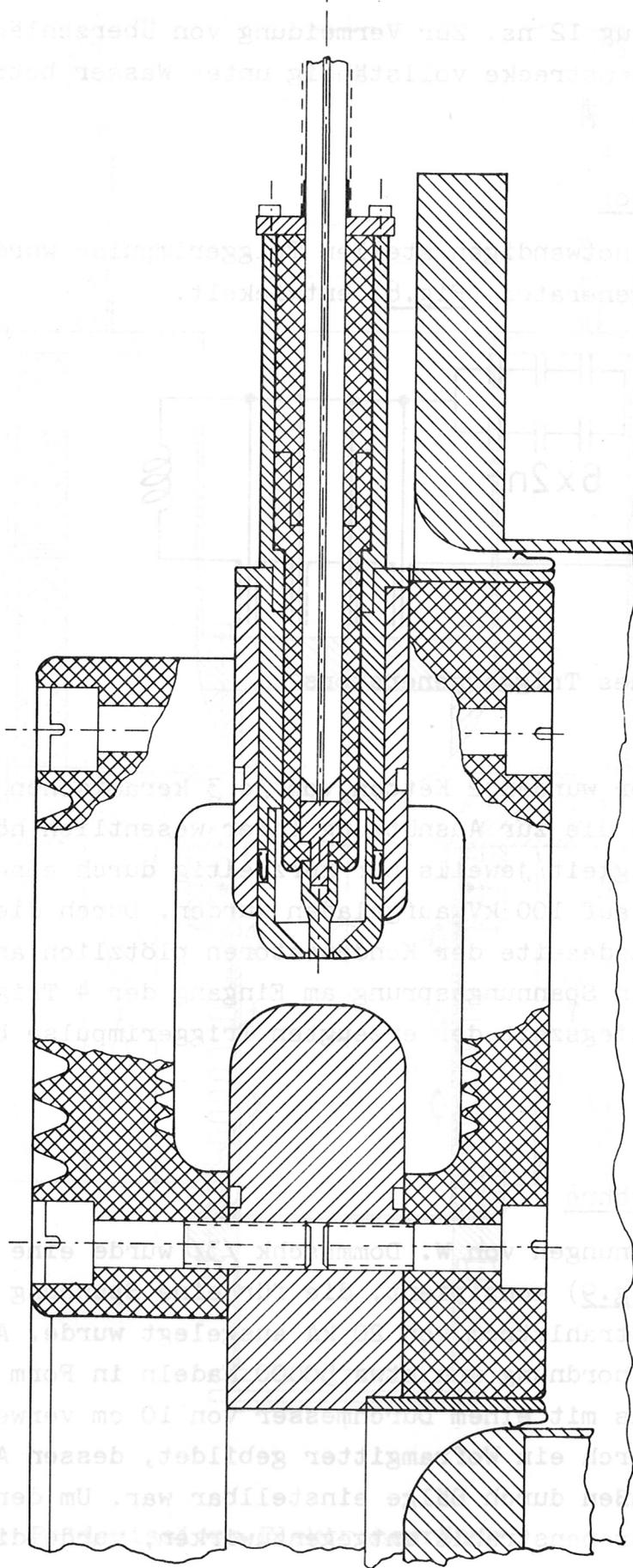


Fig.7: Mehrfachfunkenstrecke mit ringförmigen Elektroden

funkenstrecke betrug 12 ns. Zur Vermeidung von Überschlügen wurde die Ringfunkenstrecke vollständig unter Wasser betrieben.

### 3.5 Triggeregenerator

Zur Erzeugung der notwendigen steilen Triggerimpulse wurde ein einfacher Triggeregenerator (Fig.8) entwickelt.

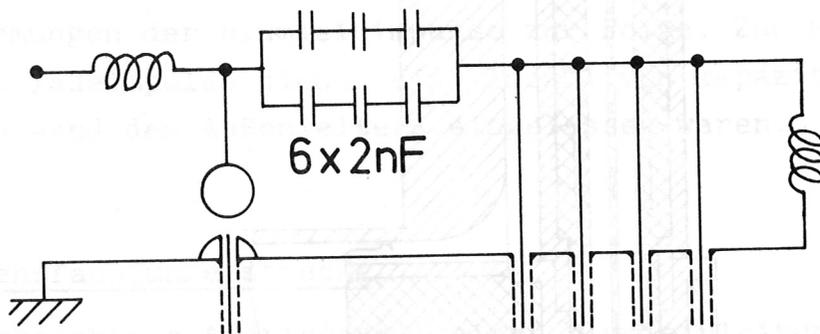


Fig.8: Schaltung des Triggeregenerators

Als Energiespeicher wurden 2 Ketten von je 3 keramischen Kondensatoren verwendet, die zur Ausnützung ihrer wesentlich höheren Pulsspannungsfestigkeit jeweils nur kurzzeitig durch einen kleinen Marxgenerator auf 100 kV aufgeladen wurden. Durch die Funkenstrecke wird die Ladeseite der Kondensatoren plötzlich an Masse gelegt, wodurch ein Spannungssprung am Eingang der 4 Triggerkabel entsteht. Die Anstiegszeit der erzeugten Triggerimpulse beträgt 10 ns.

### 3.6 Feldemissionsröhre

Ausgehend von Rechnungen von W. Dommaschk /3/ wurde eine Feldemissionsröhre (Fig.9) konzipiert, die für eine Spannung von 500 kV und einen Strahlstrom von 20 kA ausgelegt wurde. Als Kathode wurde eine Anordnung von etwa 50000 Nadeln in Form eines Rotationsellipsoids mit einem Durchmesser von 10 cm verwendet. Die Anode wurde durch ein Woframgitter gebildet, dessen Abstand zur Kathode von außen durch Bälge einstellbar war. Um der Kontraktion des Elektronenstrahls entgegenzuwirken, wurde die Anoden-

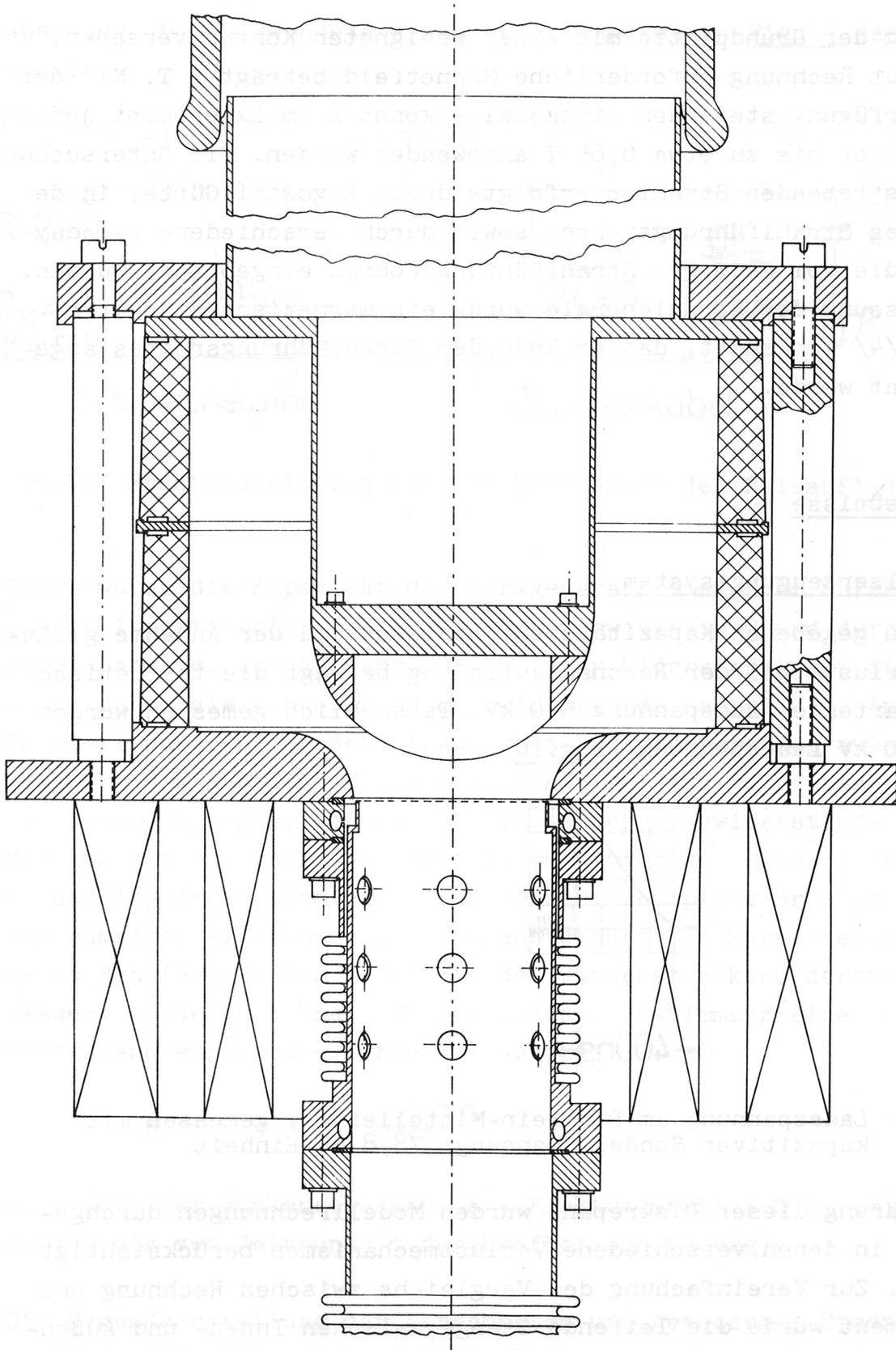


Fig.9: Feldemissions-Elektronenröhre

öffnung der Grundplatte mit einer geeigneten Kontur versehen. Das laut Rechnung erforderliche Magnetfeld beträgt 1 T. Mit der zur Verfügung stehenden Stromquelle konnten im Experiment jedoch nur Felder bis zu etwa 0,65 T angewendet werden. Die Untersuchung des austretenden Strahles erfolgte durch Rogowski-Gürtel in der Wand des Strahlführungsrohres sowie durch verschiedene Faraday-cups, die vom Ende des Strahlführungsrohres eingebracht wurden. Zur Messung der Strahlenergie wurde ein magnetisches Spektrometer /4/ verwendet, das am Ende des Strahlführungsrohres angeflanscht wurde.

#### 4. Ergebnisse

##### 4.1 Pulserzeugungssystem

Bei den gegebenen Kapazitätsverhältnissen und der Annahme geringer Verluste bei der Resonanzaufladung beträgt die theoretisch zu erwartende Ladespannung 540 kV. Tatsächlich gemessen wurden nur 330 kV Ladespannung (Fig.10).

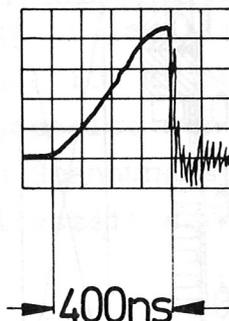


Fig.10: Ladespannung am Blumlein-Mittelleiter, gemessen mit kapazitiver Sonde; Spannung: 78,8 kV/Einheit

Zur Klärung dieser Diskrepanz wurden Modellrechnungen durchgeführt, in denen verschiedene Verlustmechanismen berücksichtigt wurden. Zur Vereinfachung des Vergleichs zwischen Rechnung und Experiment wurde die leitende Stange zwischen Innen- und Außenleiter entfernt und die Röhre durch einen  $25\Omega$ -Wasserwiderstand ersetzt. Die Untersuchungen erfolgten bei verminderter Lade-

spannung. Die verwendete Ersatzschaltung ist in Fig.11 dargestellt.

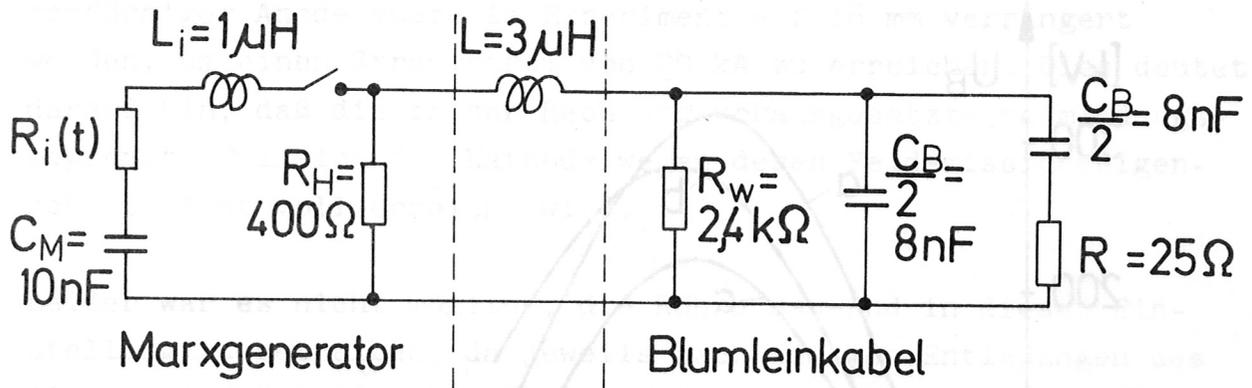


Fig.11: Ersatzschaltbild für die Berechnung der Pulsaufladung

Darin wurde die Kapazität des Marxgenerators ergänzt durch die innere Induktivität, den Funkenstreckenwiderstand und durch einen parallel zum Ausgang geschalteten Widerstand, der die Verluste durch die eingebauten Ladewiderstände nachbildet. Im Blumleinteil wurde neben der Wirkung des Lastwiderstandes auch der Leitwert des als Dielektrikum verwendeten Wassers einbezogen. Die Rechnung ergab, daß die Einflüsse der Ladewiderstände des Marxgenerators sowie die Verluste im Wasser der Blumleinleitung vernachlässigbar sind. Eine nennenswerte Dämpfung erfolgt durch den ohmschen Widerstand der Funkenstrecken des Marxgenerators. Da es Schwierigkeiten bereitet, den Funkenstreckenwiderstand zu messen, wurde zu seiner näherungsweise Bestimmung eine in /5/ angegebene empirische Formel verwendet:

$$R(t) = n \cdot a \cdot \frac{4 \cdot 10^4}{Q(t)} \Omega.$$

(n = Zahl der Funkenstrecken, a = Elektrodenabstand in cm,  
Q(t) = bis zum Zeitpunkt t durchgeflossene Ladung)

Die Gegenüberstellung der berechneten und gemessenen Spannungsverläufe (Fig.12) zeigt, daß die Rechnung noch zu günstige Werte ergibt. Da sonstige wirksame Verlustmechanismen nicht erkennbar sind, muß angenommen werden, daß der wirkliche Funkenstrecken-

widerstand noch über den in der Rechnung verwendeten Werten liegt.

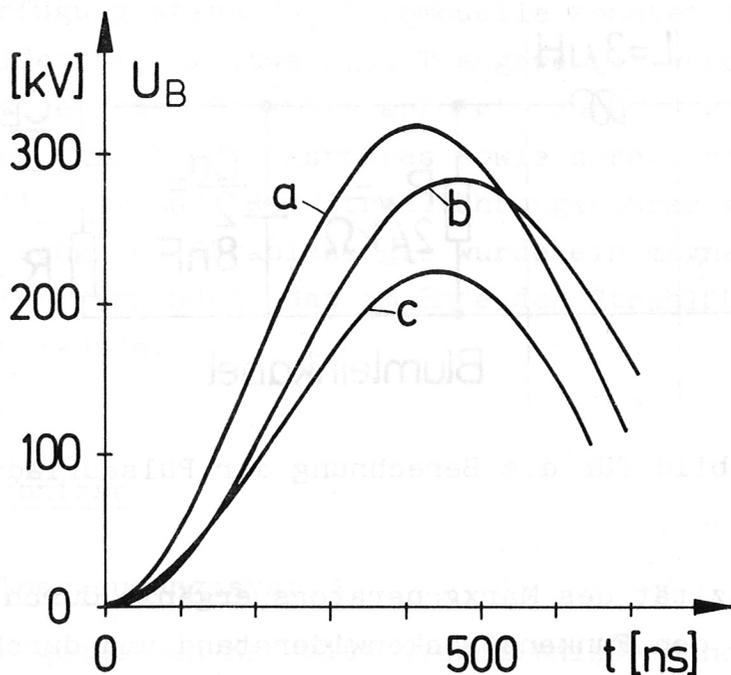


Fig.12: Spannung am Blumlein-Mittelleiter;  
a) berechnet ohne Funkenstreckenverluste  
b) berechnet mit Funkenstreckenverlusten  
c) gemessen

Die Impulserzeugung durch die Blumleinleitung erfolgte ohne feststellbare Verluste. Die Impulse haben eine Höhe von 330 kV, eine Dauer von 60 ns und, bei einer Anstiegszeit von 12 ns, nahezu Rechteckform (Fig.13). Durch die absichtlich durchgeführte Fehlanpassung der Röhre mit höherem Widerstand wird die Spannung an der Röhre auf 550 kV erhöht.

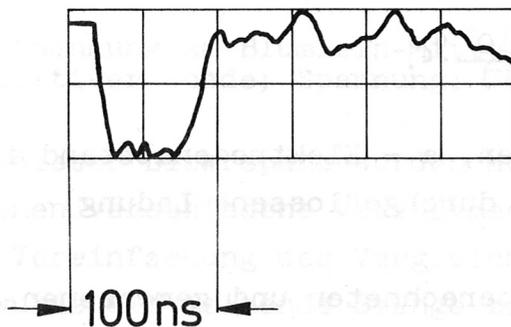


Fig.13: Ausgangsimpuls der Blumleinleitung;  
Spannung: 185 kV/Einheit

#### 4.2 Feldemissionsröhre

Der laut Rechnung 25 mm große Abstand zwischen Kathode und gitterförmiger Anode mußte im Experiment auf 18 mm verringert werden, um einen Strahlstrom von 20 kA zu erreichen. Dies deutet darauf hin, daß die in der Rechnung vorausgesetzte raumladungsbegrenzte Emission der Kathode wegen deren Feldemissionseigenschaft nicht voll erreicht wird.

Leider war es nicht möglich, die Röhre dauernd in dieser Einstellung zu betreiben, da jeweils nach wenigen Entladungen das Gitter zerstört war. Zur Untersuchung dieser Erscheinung wurde das Gitter durch eine massive Auffängerplatte von 60 mm Durchmesser ersetzt. Aus dem damit gemessenen Stromverlauf (Fig.14) ersieht man, daß 400 ns nach Beginn des Impulses ein Durchschlag innerhalb der Röhre erfolgt.

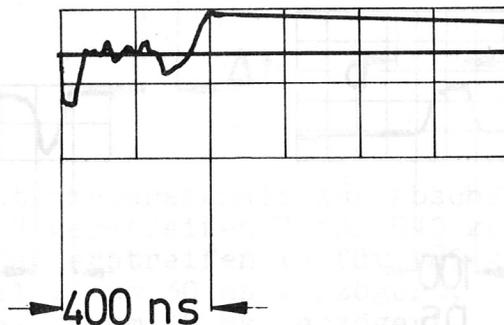


Fig.14: Strom auf die Auffängerplatte bei Durchschlag der Röhre; Strom: 20 kA/Einheit

Außerdem wurde auf der Oberfläche der Auffängerplatte aus V2A eine Vielzahl von Kratern und Aufwerfungen festgestellt. Da es auch durch bessere Anpassung der Röhre nicht gelang, den Durchschlag zu vermeiden, wurde für alle folgenden Messungen ein Abstand von 20 mm zwischen Kathode und Anode eingestellt. Dies war der kleinste Abstand, bei dem noch keine Zerstörung des Gitters

auftrat. Bei dieser Einstellung betrug der Strahlstrom unmittelbar hinter dem Anodengitter 14 kA (Fig.15a) und 4 kA in 20 cm Abstand davon (Fig.15b). Am Ende des Strahlführungsrohres im Abstand von 40 cm konnte ein Strom mit einem Maximalwert von 80 A nur während der ersten 15 Nanosekunden des Spannungsimpulses beobachtet werden (Fig.15c). Diese starke Intensitätsabnahme und die Verzerrung des Stromimpulses ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß in der Anordnung kein eigenes magnetisches Führungsfeld vorhanden war. Das Magnetfeld, das dazu diente, ein Pinchen des Elektronenstrahls im Bereich der Röhrenelektroden zu verhindern, reichte in Stärke und Homogenität nicht für eine wirkungsvolle Strahlführung aus. Die spektrometrische Bestimmung der Elektronenenergien ergab Werte im Bereich von 480 keV bis 550 keV.

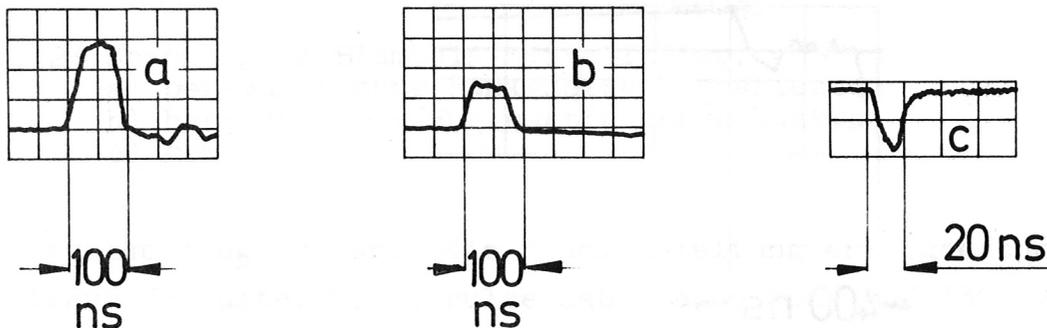


Fig.15: Strahlstrom

- a) gemessen unmittelbar hinter dem Anodengitter mit Rogowski-Gürtel; Strom: 5 kA/Einheit
- b) gemessen in 20 cm Abstand vom Anodengitter mit Rogowski-Gürtel; Strom: 3 kA/Einheit
- c) gemessen in 40 cm Abstand vom Anodengitter mit Auffängerplatte; Strom: 50 A/Einheit

Ein Anhaltspunkt für den energy-spread wurde durch folgendes Verfahren gewonnen: Die Signale zweier Auffänger des Energieanalysators, deren zugehörige Energie sich um 10% unterscheidet, wurden addiert, wobei abwechselnd eines der beiden Signale durch ein kurzes Leitungsstück verzögert wurde. Auf diese Weise sind auch kleine Zeitunterschiede zwischen den beiden Energie-

maxima feststellbar. Die Messung ergab, daß beide Energien nahezu gleichzeitig auftreten (Fig.16). Es erscheint daher gerechtfertigt, einen energy-spread von mindestens 10% anzunehmen.

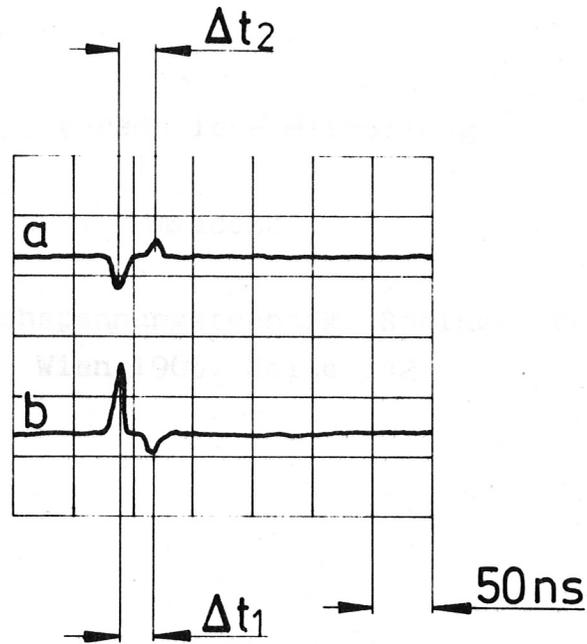


Fig.16: Spektrometersignale zur Abschätzung des energy-spreads  
Auffängerstreifen 7 für 540 keV: negatives Signal;  
Auffängerstreifen 14 für 485 keV: positives Signal  
Kanal 14 um 30 ns verzögert,  
Kanal 7 um 30 ns verzögert.

Die Autoren danken Herrn Dr. Andelfinger für zahlreiche Diskussionen und Ratschläge, Herrn Dr. Dommaschk für die Berechnung der Röhre sowie Herrn Springmann für die Erstellung der Rechenprogramme.



The following text is extremely faint and illegible, appearing to be a continuation of the document's content, possibly a description of the graph or further technical details. It contains several lines of text that are difficult to decipher due to the low contrast and fading of the original document.

## 5. Quellennachweis

- 1) J.C. Martin, Multichannel gaps, SSWA/YCM/703/27  
Seite 6 ff
- 2) desgl. Seite 2
- 3) W. Dommaschk, persönliche Mitteilung
- 4) Berechnet von W. Dommaschk
- 5) A. Roth, Hochspannungstechnik, Springer-Verlag,  
Wien 1965, Seite 242