

# TESLA - COLLABORATION

## **Aufbau eines Experimentes - und Messungen zum Multipacting -Effekt**

R. Onken, N. Steinhauser

FHO/DESY



März 1995, TESLA 95-08

# ***DIPLOMARBEIT***

## ***Aufbau eines Experimentes - und Messungen zum Multipacting-Effekt***

***Betreuer:***

***Prof. Dr. Dieter Einfeld (FHO)***

***Dr. Dieter Proch (DESY)***

***Rüdiger Onken, Norbert Steinhauser  
Hamburg, 9. März 1995***

## ABSTRACT

Multipacting currents can absorb RF energy and produce breakdown in high power components such as couplers, windows, higher order mode absorbers, etc.. This phenomenon starts if certain resonant conditions for electron trajectories are fulfilled and if the impacted surface has a secondary yield larger than 1. There are known recipes to reduce the secondary yield by coating techniques but the success rate is often unsatisfactory. Therefore we have started systematic measurements of the RF multipacting current. We measure the multipacting current between two electrodes of a specially designed coaxial resonator. Technical surfaces (Cu, plated Cu on stainless steel, Al, stainless steel) have been investigated before and after surface treatments such as chemical cleaning, baking, Ti coating and gas absorption at room temperatures.

In this report we

- describe the multipacting phenomenon,
- discuss the design of the test resonator,
- present the measured data,
- discuss the measured results.

---

## **Inhaltsverzeichnis**

### 1 Einleitung

### 2 Theoretische Betrachtungen zum Multipacting

#### 2.1 Sekundärelektronenemissionskoeffizient

#### 2.2 Elektronenresonanzvervielfachung (Multipacting)

##### 2.2.1 Multipacting im elektrischen Feld

###### 2.2.1.1 Multipacting bei ebenen Oberflächen

###### 2.2.1.1.1 Einseitiges Multipacting

###### 2.2.1.1.2 Zweiseitiges Multipacting

###### 2.2.1.2 Multipacting in zylindrischen Geometrien

###### 2.2.1.2.1 Einseitiges Multipacting

###### 2.2.1.2.2 Zweiseitiges Multipacting

##### 2.2.2 Multipacting mit Magnetfeld

### 3 Betrieb von Cavities

#### 3.1 Der Schwingkreis

#### 3.2 Der zweifach gekoppelte Resonator

#### 3.3 Beamloading

### 4 Sputtern

#### 4.1 Experimenteller Aufbau beim Sputtern

## 4.2 Ionenbombardierung einer Oberfläche

### 4.3 Glimmentladung

#### 4.3.1 Entladung in einer Edelgasatmosphäre

#### 4.3.2 Gleichförmigkeit der Entladung

### 4.4 Gesputterte Teilchen und ihr Transport zum Substrat

#### 4.4.1 Gesputterte Teilchen

#### 4.4.2 Effekte aufgrund des Restgases

### 4.5 Ankunft am Substrat

#### 4.5.1 Ablagerungsraten und Gleichförmigkeit bei Edelgasentladungen

#### 4.5.2 Keimbildung und -wachstum

## 5 Entwurf des Cavities für Multipacting-Untersuchungen

### 5.1 URMEL und URMEL-T

#### 5.1.1 Eingabeparameter

#### 5.1.2 Bestimmung der Rechengenauigkeit von URMEL und URMEL-T

### 5.2 Design des Resonators

#### 5.2.1 Änderung der Radien

#### 5.2.2 Variation der Gapbreite

#### 5.2.3 Verlauf des elektrischen Feldes im Gap

### 5.3 Vermessung der Resonatoren

#### 5.3.1 Messungen am Übungsresonator

#### 5.3.2 Resonator für Multipacting

#### 5.3.3 Messungen am Resonator

### 5.4 Weiterer Entwurf

## 6 Experimenteller Aufbau

### 6.1 Vorbehandlung der Elektroden

### 6.2 Amplitudenmodulierte Meßmethode

### 6.3 Gewobbelte Meßmethode

### 6.4 PLL- Betrieb

#### 6.4.1 Messergebnisse im PLL- Betrieb

### 6.5 Weitere apparative Verbesserungen

### 6.6 Messungen mit variabler Vorwärtsleistung

### 6.7 Bestimmung des elektrischen Feldes im Gap

### 6.8 Messungen und ihre Auswertung

#### 6.8.1 Messprozedur zur Aufnahme der Multipactingschwelle

#### 6.8.2 Messprozedur für 5 W Multipactingleistung

#### 6.8.3 Graphische Darstellung der Messwerte

##### 6.8.3.1 Multipactingspannung

##### 6.8.3.2 Vorwärtsleistung

##### 6.8.3.3 Reflektierte Leistung

##### 6.8.3.4 Ausgekoppelte Leistung

##### 6.8.3.5 Das elektrische Feld

## 7 Messungen und Auswertung

### 7.1 Messungen des Multipactingstromverlauf bei 5 Watt Multipactingleistung

#### 7.1.1 Multipactingstromverlauf bei Kupferelektroden

#### 7.1.2 Multipactingstromverlauf bei verkupferten Edelstahlelektroden

#### 7.1.3 Multipactingstromverlauf bei titanisierten Kupferelek-

troden

7.1.4 Multipactingstromverlauf bei Edelstahlelektroden

7.1.5 Multipactingstromverlauf bei Aluminiumelektroden

7.2 Vergleich der verschiedenen Materialien

7.2.1 Gegenüberstellung der Multipactingströme

7.2.2 Vergleich der elektrischen Felder

7.3 Detailbesprechung Titanbesputterung

7.4 Ergebnisse anderer Messmethoden

7.5 Zusammenfassung und Ausblick

8 Quellenverzeichnis

9 Liste der verwendeten Abkürzungen

10 Anhang

10.1 Betrieb von Hohlraumresonatoren

10.1.1 Charakteristische Kenngrößen von Resonatoren

10.1.1.1 Rechteckige Resonatoren

10.1.1.2 Zylindrische Resonatoren

10.1.1.2.2 TE-Moden

10.1.1.2.2 TM-Moden

10.1.1.3 Sphärische Resonatoren

10.1.1.4 Sphärische Resonatoren mit Reentrant Konen

10.1.1.5 Ellipsoid- Hyperboloidresonator

10.1.1.6 Koaxialresonatoren

10.1.1.7 Kapazitiv belasteter Koaxialresonator

10.1.2 Einfluß von Temperatur und Luftfeuchtigkeit auf die Resonanzfrequenz eines Resonators

10.1.3 Kopplung zwischen Resonatoren und Übertragungsleitungen

10.1.4 Hohlraumresonatoren als Filter

10.2 Meßwertaufnahmeprogramm

10.3 Technische Zeichnungen



## **Danksagung**

Allen, die uns bei der Durchführung dieser Arbeit mit Rat und Tat behilflich waren, möchten wir unseren Dank aussprechen.

Unser aufrichtiger Dank gilt Prof. Dr. D. Einfeld, der diese Arbeit ermöglicht hat. Durch sein stetes Interesse und seinen Sachverstand hat er diese Arbeit gefördert und ihr viele Impulse gegeben.

Dank gebührt auch Dr. D. Proch für die Zusammenarbeit und die Aufgabenstellung.

Weiterhin danken wir den Kollegen der Gruppe MHF-SL für die zahlreichen Anregungen, Diskussionen und die Hilfe unserer technischen Probleme. Insbesondere sind hier T. Büttner (für die HF-Technik), V. Michaelis (für die Mechanik), J. Bösch und F. Hoffmann (für die Vakuumtechnik) und M. Kunecki (für die Konstruktion) zu nennen.

Dank verdienen auch unsere Mütter. Frau Steinhauser für das Beibringen der hochdeutschen Sprache, die es N. Steinhauser ermöglichte sich am DESY mit den Menschen zu verständigen. Alle anderen Sprachschwierigkeiten (insbesondere die plattdeutschen Anteile) waren nur aufgrund der guten Ausbildung von R. Onken durch seine Mutter möglich.

## 1 Einleitung

Die Erforschung der Materie, ihrer Grundbausteine und der zwischen ihnen wirkenden Kräfte ist ein elementares Anliegen der Physik. Die dabei untersuchten Strukturen sind außerordentlich klein, ihre Dimensionen liegen teilweise weit unter  $10^{-15}$  m. Um in diesem Bereich experimentieren zu können sind daher "Sonden" mit entsprechend hoher Ortsauflösung erforderlich. Hier haben sich hochenergetische Photonen- oder Teilchenstrahlen als hervorragendes Werkzeug erwiesen. Ohne sie wären die Ergebnisse der Elementarteilchenphysik undenkbar. Die Erzeugung hochenergetischer Teilchenstrahlen ist daher eine Grundvoraussetzung der experimentellen Physik in diesem Forschungsbereich.

Seit den zwanziger Jahren dieses Jahrhunderts liefern Teilchenbeschleuniger die für die Experimente mit Atomkernen oder Elementarteilchen erforderlichen hochenergetischen Strahlen mit reproduzierbaren, wohldefinierten Eigenschaften. Im Laufe der Zeit sind die für diesen Zweck entwickelten Anlagen vor allem wegen der erforderlichen sehr hohen Teilchenenergien immer größer geworden

und haben inzwischen Dimensionen von über 10 km erreicht. Anlagen dieser Größe können nur noch im Rahmen von Großforschungsanlagen gebaut und betrieben werden. Ein Beispiel hierfür ist das Deutsche Elektronen Synchrotron (DESY) im Hamburg, dessen Anlagen sind in Bild 1.1 und Bild 1.2 dargestellt.

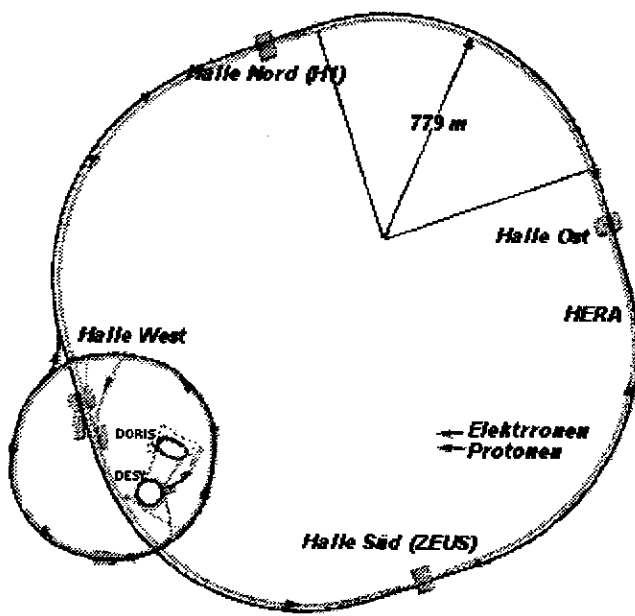


Bild 1.1 Beschleunigeranlagen am DESY

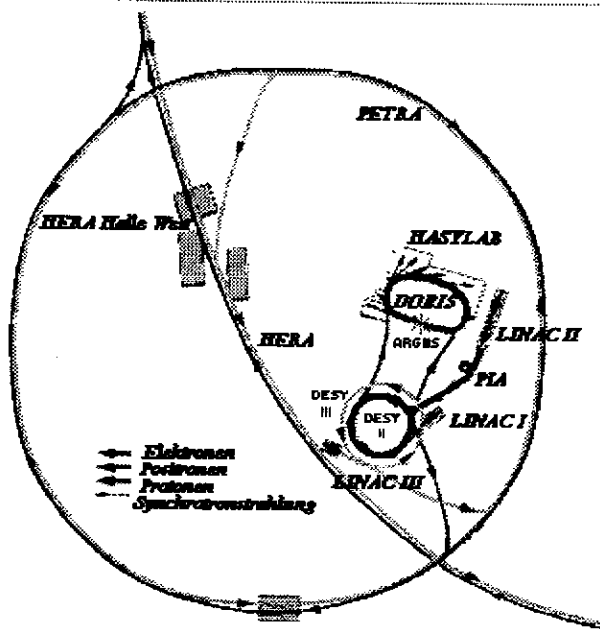


Bild 1.2 Beschleunigeranlagen am DESY im Detail

Als Hochenergieanlagen werden für die Elementarteilchenphysik Speicherringe und Linacs (Linac = Linear Accelerator) verwendet. Linacs, die für die Untersuchung des Aufbaus der Materie geeignet sind nennt man auch Lineare Collider, da dafür Teilchen mit ihren Antiteilchen kollidieren.

Der erste Lineare Collider wurde Ende der 80er Jahre in Stanford in Betrieb genommen. Der Stanford Linear Collider (SLC) besteht aus einem 3 km langen Linac, der auf eine Endenergie von 50 GeV gebracht wurde. In diesem Linac werden dicht hintereinander der Elektronen- und der Positronenstrahl beschleunigt und anschließend mit Hilfe eines Magneten getrennt. Danach durchlaufen sie je eine der beiden halbkreisförmigen Magnetstrukturen, durch die sie wie bei einer Zange wieder zusammengeführt und gegeneinander gelenkt werden. [Wil]

Um die Eigenschaften der Materie noch weiter untersuchen zu können, ist es notwendig, noch größere Anlagen mit höherer Endenergie der Teilchen zu bauen. Also Anlagen, die noch über die Dimensionen des SLC hinausgehen. Ein Vorhaben für eine solche Anlage ist das TESLA-Projekt (Tera-Elektronenvolt-Superconducting-Linear-Accelerator), bei dem über eine Länge von 20 km Teilchen auf eine Kollisionsenergie im TeV-Bereich gebracht werden sollen. Das geplante beschleunigende Feld in dem geplanten LINAC soll mehr als 25 MV/m betragen. [Tes]

Höhere beschleunigende Felder können nur mit sehr großem Aufwand erreicht werden. Es gibt physikalische Effekte, die die

Felder in den Resonatoren begrenzen. So kommt es z. B. bei einem kritischen Wert des magnetischen Feldes in den Resonatoren zum Zusammenbrechen der Supraleitung. Andererseits begrenzen auch Effekte, wie Feldemission oder thermischer Zusammenbruch der Supraleitung die erreichbaren Felder. Darüberhinaus kommt es in den Einkopplern, den Higher-Order-Mode (HOM) Kopplern und den Resonatoren zur resonanten Elektronenvervielfachung (Multipacting).

Das Multipacting stellt für die supraleitenden Cavities aufgrund der modifizierten Form keine Begrenzung der erreichbaren Feldstärke dar. Anders dagegen ist es bei den Eingangskopplern. In dieser Arbeit wird eine Apparatur zur allgemeinen Untersuchung des Multipactings aufgebaut, um Kenntnisse zur Unterdrückung dieses Effektes zu bekommen.

Im 2. Kapitel wird eine theoretische Betrachtung zum Multipacting durchgeführt. Das Cavity, daß für diese Untersuchungen unabdingbar ist, wird in Kapitel 3 theoretisch behandelt und in Kapitel 5 der Entwurf mit dem Programm URMEL durchgeführt. In Kapitel 6 wird der Messaufbau und in Kapitel 7 werden Messungen und Ergebnisse dargestellt.

## 2 Theoretische Betrachtungen zum Multipacting

Seit über zwanzig Jahren werden zur Beschleunigung von Teilchen supraleitende HF-Resonatoren verwendet [Len]. Der in supraleitenden Resonatoren maximal erreichbare Beschleunigungsgradient wird derzeit mit 50 MeV/m angegeben [Pad].

Die Ursache hierfür ist das Zusammenbrechen der Supraleitung durch Überschreiten des kritischen Magnetfeldes  $H_c$  [Pie]. Eine weitere Erhöhung dieser Felder hängt im wesentlichen von den Fortschritten der Metallurgie der Supraleitung, der Herstellung von Resonatoren (Cavities) und der Oberflächenbehandlung ab [Len].

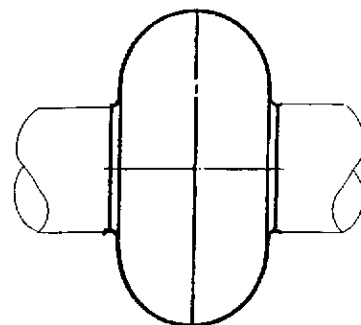


Bild 2.1 elliptischer Resonator

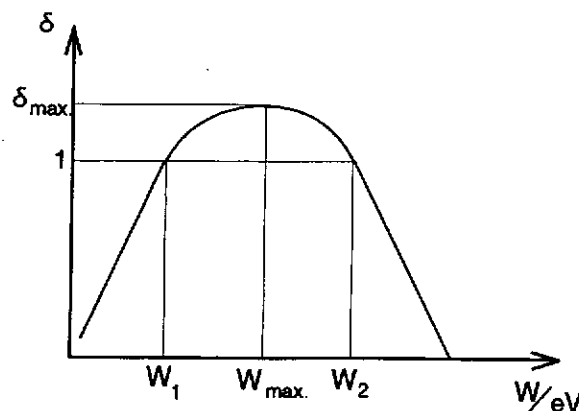
Ein Effekt, der noch immer indirekt die elektrischen Felder begrenzt, ist die resonante Elektronenvervielfachung (Multipacting, von: multiple impacts). In den heute verwendeten Resonatoren mit sphärischer oder elliptischer Form (s. Bild 2.1) tritt Multipacting aufgrund dieser Form kaum mehr auf [Pro]. Es tritt jedoch in den Kopplern, die die HF-Leistung in die Cavities einkoppeln, immer noch auf und ist ein begrenzender Faktor [Len].

### 2.1 Sekundärelektronenemissionskoeffizient

Im nachfolgenden Abschnitt werden im Wesentlichen die Teile aus dem Abschnitt im Handbuch der Physik (Hrsg. Flüge [Flü]) über den Sekundärelektronenemissionskoeffizienten wiedergegeben.

Treffen Elektronen mit einer gewissen Geschwindigkeit auf feste Körper auf, so können aus diesen wiederum Elektronen austreten. Dieser Effekt wird Sekundärelektronenemission genannt. Von allen Erscheinungen dieses Effektes wurde die Anzahl der Sekundärelektronen, die aus einer Oberfläche bei Elektronenbeschuss austreten, am häufigsten und unter erheblicher Variation aller Versuchsbedingungen untersucht [Flü]. Dabei hat sich ge-

zeigt, daß der Strom der von der Oberfläche emittierten Elektronen  $i_s$  bei sonst gleichen Bedingungen stets proportional zum Strom  $i_p$  der auftreffenden Elektronen ist. Aus den beiden Größen  $i_s$  und  $i_p$  wird der Begriff des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten  $\delta = i_s/i_p$  definiert.



Schon frühzeitig wurde erkannt [Flü], daß  $\delta$  in charakteristischer Weise von der Energie  $W_p$  der Primärelektronen abhängt (Bild 2.2): Diese Kurve steigt von kleinen  $W_p$  her bis zu einem Maximum an, das bei  $W_p$ -Werten von einigen 100 eV liegt und fällt dann nach größeren  $W_p$  wieder langsam ab. Diesen allgemeinen Verlauf der  $\delta$ -Kurve kann man sich in folgender Weise verständlich machen: mit wachsender Energie der Primärelektronen werden immer mehr Sekundärelektronen im Material erzeugt. Die Primärelektronen dringen aber auch immer tiefer ins Material ein, somit wächst auch die Tiefe, in welcher die Sekundärelektronen erzeugt werden. Ihr Weg zur Oberfläche wird immer länger. In Analogie zur Absorption langsamer Elektronen in Gasen wird man (mangels ausreichender Kenntnis) auch hier ein Exponentialgesetz für die Absorption annehmen. Die Ausbeute muß daher schließlich wieder abfallen, also bei irgendeinem Wert der Primärelektronenenergie ein Maximum überschreiten.

Die Maximalwerte  $\delta_{\max}$  liegen für reine Metalle zwischen 0,5 und 2, bei Nichtleitern wurden zum Teil Maximalwerte bis zu  $\delta_{\max} = 6$  gefunden und schließlich gibt es einige komplizierter aufgebaute Schichten, bei denen  $\delta_{\max}$ -Werte bis zu 12 erreicht wurden [Flü]. Kurven des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten wurden für viele Materialien gemessen und es wurde stets qualitativ der in Bild 2.2 wiedergegebene charakteristische Verlauf gefunden; Unterschiede zwischen den Kurven bestehen nur im Quantitativen, in vielen Fällen reicht es daher aus, einige besonders

Bild 2.2 Allgemeiner Verlauf des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten

markante Werte der Ausbeutekurve zu kennen. Zu diesen gehören vor allem der Maximalwert  $\delta_{\max}$  und die zugehörige Primärelektronenenergie  $W_{\max}$  (nach Bild 2.2); ferner - falls der maximale Sekundärelektronenemissionskoeffizient über 1 liegt - die Abszissenlage der beiden Punkte, in denen die Kurve des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten den Wert 1 annimmt ( $W_1, W_2$ ).

Verunreinigungen sowie Gasbeladung der in Bezug auf den Sekundärelektronenemissionskoeffizienten untersuchten Metallschichten haben einen erheblichen Einfluß auf die Größe der Ausbeute. Verlässliche und wirklich dem betreffenden Stoff zugehörige Werte für  $\delta$  können nur nach längerem Ausheizen der gesamten Apparatur und speziell durch längeres Glühen der Materialproben bei möglichst hohen Temperaturen erhalten werden. Zu den Verunreinigungen, die den Sekundärelektronenemissionskoeffizienten für Metalle stark erhöhen, gehören vor allem Fettdämpfe. Durch lange Erwärmung der untersuchten Metalle auf hohe Temperaturen lassen sich, wenigstens bei den hochschmelzenden Metallen, Verunreinigungen so weit entfernen, daß schließlich ein "Endzustand" der Ausbeutekurven erreicht wird, der sich auch bei weiterer Wärmebehandlung nicht mehr ändert und der daher dem reinen Metall zugeschrieben werden kann. Im allgemeinen liegt dabei die Kurve im "Endzustand" tiefer als bei nicht entgastem Material. Eine Abnahme der Ausbeute bei Einwirkung von Sauerstoff wurde beobachtet, während für Kupfer-, Silber- und Goldschichten keine meßbare Änderung des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten festgestellt werden konnte, wenn diese einer Wasserstoffatmosphäre ausgesetzt wurden.

Die eben beschriebenen Erscheinungen hängen offenbar eng mit der Frage zusammen, wie weit der Sekundärelektronenemissionskoeffizient durch Adsorption von neutralen Atomen und Molekülen oder von Ionen an der Oberfläche des Sekundärelektronenstrahlers beeinflußt wird, da diese offensichtlich einen großen Einfluß auf die Austrittsarbeit haben. Wegen der Größe der Energie der Sekundärelektronen wird man a priori nicht erwarten können, daß die Austrittsarbeit für die Sekundärelektronen eine so entscheidende Rolle spielt, wie z. B. für die Glühemission; tatsächlich lassen sich die Ausbeutekurven verschiedener Metalle

nicht eindeutig den zugehörigen Werten der Austrittsarbeiten zuordnen.

Abschließend sollen noch die oben beschriebenen charakteristischen Werte für einige für uns wichtige Stoffe tabellarisch dargestellt werden:

Element		Maximale Ausbeute	$W_{\max}$	$W_1$	$W_2$
Z	Chemisches Zeichen	$\delta_{\max}$	[eV]	[eV]	[eV]
13	Al	0,95	300	-	-
22	Ti	0,9	280	-	-
26	Fe	1,3	400	120	1400
29	Cu	1,3	600	200	1500
	$Al_2O_3$	1,5 bis 4,8	350 bis 1300	20	1200
	$Cu_2O$	1,2			

**Tab. 2.1** Tabelle mit den charakteristischen Werten des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten einiger für die spätere Untersuchung wichtiger Materialien

Z: Ordnungszahl     $\delta$ : Sekundärelektronenemissionskoeffizient  
 $W_{\max}$ : Energie, bei der  $\delta$  maximal wird                   $W_1$ : Energie, bei der  $\delta$  gerade 1 ist  
 $W_2$ : Energie, bei der  $\delta$  gerade noch 1 ist                  Zur Erläuterung von  $W_1$  und  $W_2$  siehe Bild 2.2

## 2.2 Elektronenresonanzvervielfachung (Multipacting)

Treffen Elektronen mit passender Energie zwischen  $W_1$  und  $W_2$  auf eine Oberfläche auf, so können sie nach oben beschriebener Schilderung Sekundärelektronen auslösen. Werden diese Sekundärelektronen nun in einem elektrischen oder magnetischen Feld derart beschleunigt, daß sie genügend Energie aufnehmen und gerade phasenrichtig, bezogen auf dieses Feld, auf die Oberfläche zurückkehren oder die gegenüberliegende Seite erreichen, so kommt es zu einer Vervielfachung, die aufgrund des häufigen Aufschlagens der Elektronen als "multiple impacts", Multipacting, bezeichnet wird. Multipacting ist ein resonanter lawinenartiger Effekt, der im Hochvakuum stattfindet und der große,



örtlich gut begrenzte Elektronenströme produziert. Diese Ströme begrenzen die vorhandenen Felder und erhitzen die Auftreffregion über die kritische Temperatur  $T_c$  und verursachen so den thermischen Zusammenbruch der Supraleitung [Len]. Da man mehrere Arten von Multipacting unterscheidet, sollen hier die für uns wichtigen beschrieben werden:

- Multipacting im elektrischen Feld
  - bei ebenen Oberflächen
  - bei zylindrischen Geometrien
- Multipacting mit Magnetfeld

## 2.2.1 Multipacting im elektrischen Feld

Multipacting im elektrischen Feld tritt im Wesentlichen in zwei häufig verwendeten Geometrien auf. Die erste ist die Anordnung mit planparallelen Platten, zwischen denen sich die Elektronen hin- und herbewegen. Zu dieser Form des Multipactings kommt es beispielsweise in dem nachfolgend für die Untersuchung von Multipacting verwendeten Cavity. Sehr oft tritt Multipacting in den Ein- oder Higher-Order-Mode- (HOM) Kopplern auf [Len]. Da hier eine zylindrische Anordnung vorliegt und dieser Fall in der Praxis am häufigsten vorkommt, soll auch dies hier näher dargestellt werden.

Die nachfolgenden Berechnungen wurden alle nichtrelativistisch durchgeführt, da die hier auftretenden Energien wesentlich kleiner 500 keV sind [Kle].

### 2.2.1.1 Multipacting bei ebenen Oberflächen

Die Elektronen folgen in der planparallelen Anordnung der Bewegungsgleichung:

$$m \cdot \ddot{x} = e \cdot E \sin (\omega \cdot t + \varphi)$$

(2.1)

- m: Masse eines Elektrons
- e: Ladung eines Elektrons
- E: Achsenfeld des  $TM_{0,10}$ -Resonators
- $\omega$ : HF-Kreisfrequenz
- $\ddot{x}$ : Beschleunigung
- $\varphi$ : Phase [Pro]

Löst man diese Differentialgleichung (Gleichung (2.1)) durch Integration, so erhält man allgemein für die Geschwindigkeit  $\dot{x}$  der Elektronen zwischen den Elektroden:

$$\dot{x}(t) = -\frac{e \cdot E}{m \cdot \omega} \cdot \cos(\omega \cdot t + \varphi) + C_2 \quad (2.2)$$

- $C_2$ : Integrationskonstante, muß über die Randbedingungen bestimmt werden

Der Ort  $x$  der Elektronen in Abhängigkeit von der Zeit folgt:

$$x(t) = -\frac{e \cdot E}{m \cdot \omega^2} \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi) + C_2 \cdot t + C_1 \quad (2.3)$$

- $C_1$ : Integrationskonstante, muß über die Randbedingungen bestimmt werden

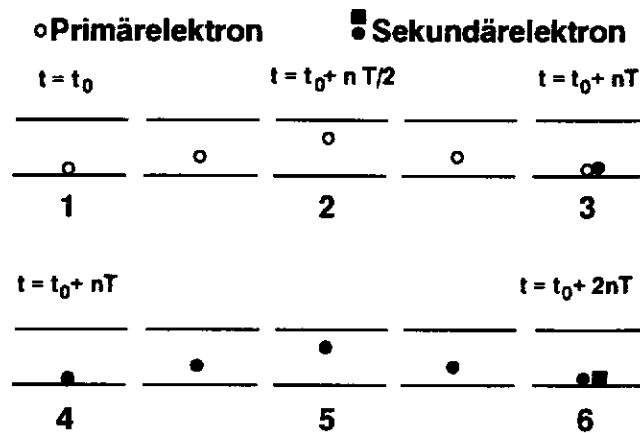
Je nachdem, ob es sich um einseitiges oder um zweiseitiges Multipacting handelt, ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Randbedingungen verschiedene Integrationskonstanten  $C_1$  und  $C_2$ .

### 2.2.1.1.1 Einseitiges Multipacting

Hier soll die analytische Lösung der oben dargestellten Differentialgleichung (Gl. (2.1)) für einseitiges Multipacting skizziert werden.

Bei einseitigem Multipacting (entsprechend Bild 2.3) müssen

die Elektronen zu der Oberfläche zurückkehren, von der sie ausgelöst wurden. Dies bedeutet, daß der Ort der Elektronen zum Zeitpunkt  $t = 0$  gleich Null sein muß. Ferner müssen die Elektronen nach  $n$  Perioden  $T$  (mit  $n = 1, 2, 3, \dots$ ) zum Anfangsort  $x = 0$  zurückkehren (Resonanzbedingung). Da die Elektronen zum Zeitpunkt  $t = 0$  aufgrund der Auslöseenergie bereits eine Geschwindigkeit ( $\dot{x}_0 = v_0$ ) haben können [Flü], muß auch diese berücksichtigt werden. Gesucht ist also die Phase  $\varphi$ , sowie die Integrationskonstanten  $C_1$  und  $C_2$ , damit die Resonanzbedingung erfüllt ist [Pro].



**Bild 2.3** Prinzipielle Darstellung des einseitigen Multipactings bei ebenen Oberflächen (Elektronen und deren Flugbahnen drastisch vergrößert dargestellt)

- 1: Auslösen des Primärelektrons;
- 2: Primärelektron hat maximalen Abstand von der Ursprungselektrode
- 3: Primärelektron trifft auf die Ursprungselektrode und löst Sekundärelektronen aus (nur 1 dargestellt)
- 4: Sekundärelektron sieht vorzeichenrichtiges Feld
- 5: Sekundärelektron hat maximalen Abstand von der Ursprungselektrode
- 6: Sekundärelektron trifft auf die Ursprungselektrode und kann erneut Elektronen auslösen

Mathematisch dargestellt lauten die Randbedingungen:

$$x(0) = 0 \ ; \ x(n \cdot T) = 0 \ ; \ \dot{x}(0) = v_0 \tag{2.4}$$

Löst man das sich so aus den obigen Gleichungen (2.2), (2.3) er-

gebende Gleichungssystem mit den Randbedingungen (2.4), so ergibt sich für die Integrationskonstante  $C_1$ :

$$C_1 = \frac{e \cdot E}{m \cdot \omega^2} \cdot \cos(\varphi)$$

Die Integrationskonstante  $C_2$  ist dann gegeben durch:

$$C_2 = 0$$

Die Phase  $\varphi$  ergibt sich zu:

$$\varphi = \arccos\left(-\frac{m \cdot \omega}{e \cdot E} \cdot v_0\right) \quad (2.7)$$

Für den Fall, daß die ausgelösten Elektronen keine Anfangsgeschwindigkeit besitzen ( $v_0 = 0$ ) ergibt sich für die Phase in Gleichung (2.7):

$$\varphi = \frac{\pi}{2} + a \cdot \pi$$

$a = 0, 1, 2, \dots$  (gibt an, um welche Nullstelle es sich handelt)

Für  $a = 0$  (1. Nullstelle) gilt:

$$\varphi = \frac{\pi}{2}$$

Damit ergibt sich für die Integrationskonstante  $C_1$ :

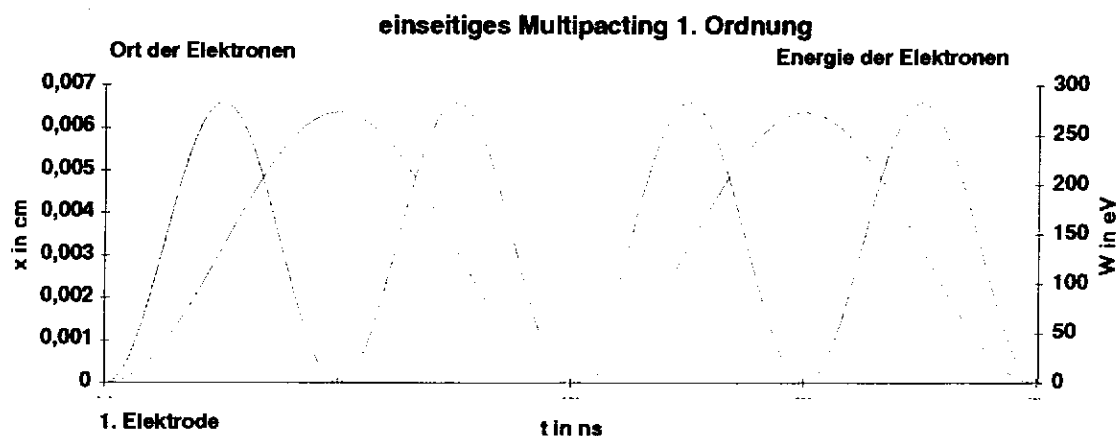
$$C_1 = \frac{e \cdot E}{m \cdot \omega^2}$$

Somit ergeben sich Ort und Geschwindigkeit der Elektronen in Abhängigkeit von der Zeit für einseitiges Multipacting zu:

$$x(t) = \frac{e \cdot E}{m \cdot \omega^2} \cdot (1 - \cos(\omega \cdot t)) \quad (2.11)$$

$$\dot{x}(t) = -\frac{e \cdot E}{m \cdot \omega} \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (2.12)$$

Berechnet man nun die Auftreffgeschwindigkeit der Elektronen, die diese zum Zeitpunkt  $t = n \cdot T$  haben, so ergibt sich diese zu 0. Somit besitzen die Elektronen keine Energie und können demnach keine Sekundärelektronen auslösen. Obwohl die Elektronen zu der Elektrode zurückkehren, von der sie ausgelöst wurden, tritt einseitiges Multipacting (vgl. Bild 2.4) bei der Anordnung mit planparallelen Platten nicht auf. Selbst wenn obige Rechnung unter Berücksichtigung der Anfangsgeschwindigkeit durchgeführt wird, so erhält man dennoch das gleiche Ergebnis: In einer ebenen Anordnung ist einseitiges Multipacting nicht möglich, da die Anfangsgeschwindigkeit, bzw. -energie, nicht ausreicht, um Sekundärelektronen auszulösen.



**Bild 2.4** Darstellung des Ortes und der Energie der Elektronen für einseitiges Multipacting 1. Ordnung in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  für  $f = 500$  MHz und  $E = 177,678$  kV/m (entsprechend dem beschleunigenden Feld für zweiseitiges Multipacting 1. Ordnung)

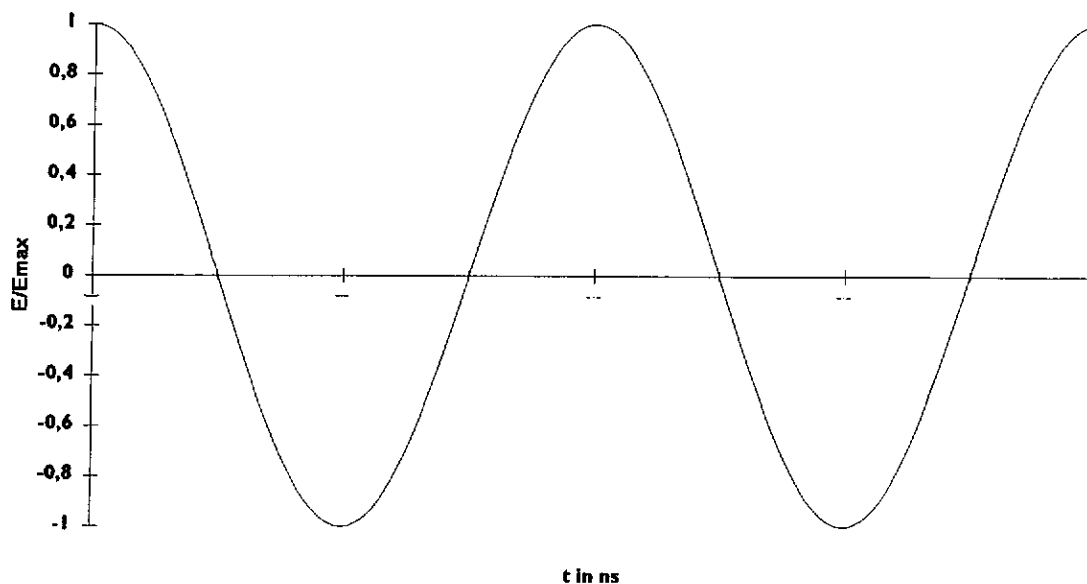
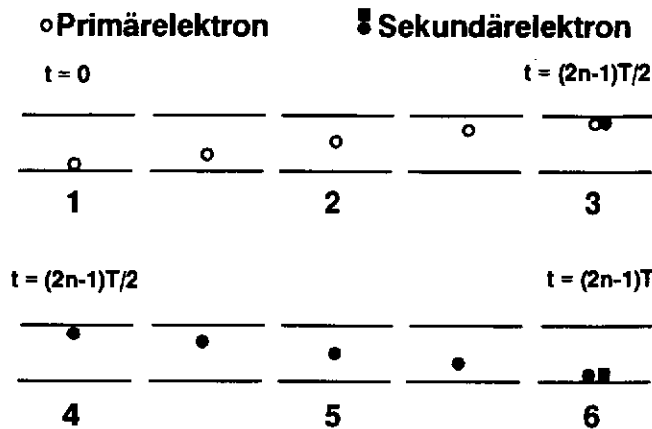


Bild 2.5 Verlauf des elektrischen Feldes in Abhängigkeit von der Zeit

### 2.2.1.1.2 Zweiseitiges Multipacting

Für zweiseitiges Multipacting (gemäß Bild 2.6) gelten ähnliche Randbedingungen wie beim einseitigen Multipacting (vgl. (2.4)) [Kle]. Ein wesentlicher Unterschied besteht in der Forderung, daß die Elektronen nach  $(2n - 1)$  halben Perioden (mit  $n = 1, 2, 3, \dots$ ) an der gegenüberliegenden Elektrode, die sich im Abstand  $l$  von der Ausgangselektrode befindet, Elektronen auslösen müssen, damit diese das vorzeichenrichtige Startfeld vorfinden [Pro].



**Bild 2.6** Prinzipielle Darstellung des zweiseitigen Multipactings in einer planparallelen Anordnung (Elektronen drastisch vergrößert dargestellt)

- 1: Primärelektron wird ausgelöst
- 2: Primärelektron auf dem Weg zur gegenüberliegenden Elektrode
- 3: Primärelektron trifft auf gegenüberliegende Elektrode und löst ein Sekundärelektron aus
- 4: Sekundärelektron sieht vorzeichenrichtiges Feld
- 5: Sekundärelektron auf dem Weg zur gegenüberliegenden Elektrode
- 6: Sekundärelektron trifft auf Ursprungselektrode des Primärelektrons auf und kann erneut Elektronen auslösen

Mathematisch lauten die Randbedingungen:

$$x(0) = 0 \quad ; \quad \dot{x}(0) = v_0 \quad ; \quad x\left((2 \cdot n - 1) \cdot \frac{T}{2}\right) = l \tag{2.13}$$

Somit ergibt sich für die Integrationskonstanten:

$$C_1 = \frac{e \cdot E}{m \cdot \omega^2} \cdot \sin(\varphi)$$

$$C_2 = v_0 + \frac{e \cdot E}{m \cdot \omega} \cdot \cos(\varphi)$$

Weiterhin muß für zweiseitiges Multipacting eine Bedingung eingeführt werden, damit die Elektronen die gegenüberliegende

Elektrode erreichen [Pro]. Die der Beschleunigung zugrunde liegende Größe ist die elektrische Feldstärke  $E$ . Hat diese eine bestimmte Amplitude, so erreichen die Elektronen die gegenüberliegende Elektrode:

$$E = \frac{4 \cdot m \cdot \pi \cdot f^2 \cdot l}{e \cdot (2n-1) \cdot \cos(\varphi)} - \frac{2 \cdot m \cdot \pi \cdot f \cdot v_0}{e \cdot \cos(\varphi)} \quad (2.16)$$

Das minimale Feld, das benötigt wird, um die Elektronen von  $x = 0$  zu  $x = l$  zu bewegen, ergibt sich, wenn  $\varphi = 0$  ist. Damit folgt für die Integrationskonstanten  $C_1$  und  $C_2$ :

$$C_1 = 0$$

$$C_2 = v_0 + \frac{e \cdot E}{m \cdot \omega}$$

Da die ausgelösten Elektronen Auslösegeschwindigkeiten von Null bis zu einem maximalen Wert haben können, wird das stärkste beschleunigende Feld benötigt, wenn die Elektronen ohne Anfangsenergie ausgelöst werden. Für Multipacting erster Ordnung ( $n = 1$ ) ergibt sich dieses Feld zu:

$$E_1 = \frac{4 \cdot m \cdot f^2 \cdot l}{e}$$

Für  $n > 1$  ergibt es sich zu:

$$E_{(n>1)} = \frac{E_1}{2n-1}$$

Damit ergibt sich die Auftreffgeschwindigkeit der Elektronen zu:

$$\dot{x} \left( \frac{T}{2} \right) = \frac{4 \cdot f \cdot l}{2n-1} \quad (2.21)$$



Die Auftreffenergie  $W_1$  der Elektronen der ersten Multipacting-Ordnung ergibt sich zu:

$$W_1 = 8 \cdot m \cdot f^2 \cdot l^2$$

Für alle anderen Ordnungen ( $n > 1$ ) ergibt sich die Auftreffenergie zu:

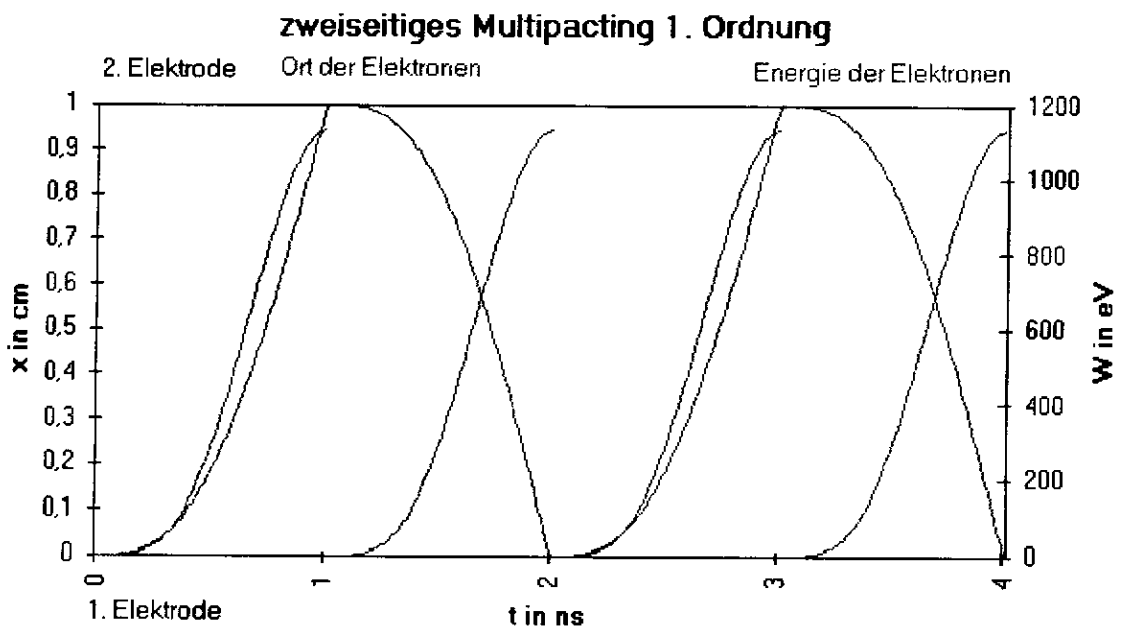
$$W_{n>1} = \frac{W_1}{(2n-1)^2} \quad (2.23)$$

Um die oben dargestellte Lösung der Differentialgleichung (Gleichung (2.1)), besonders unter Berücksichtigung der verschiedenen Ordnungen besser verstehen zu können, werden die für die spätere praktische Betrachtung notwendigen Größen anhand eines Beispiels dargestellt (s. Bild 2.7 bis Bild 2.9). Grundlage für diese Betrachtung ist eine planparallele Anordnung, die bei einer Frequenz von 500 MHz betrieben werden soll. Der Abstand der beiden Elektroden beträgt 1 cm. Diese Geometrie wurde gewählt, da diese Größen auch beim experimentellen Aufbau verwendet wurden.

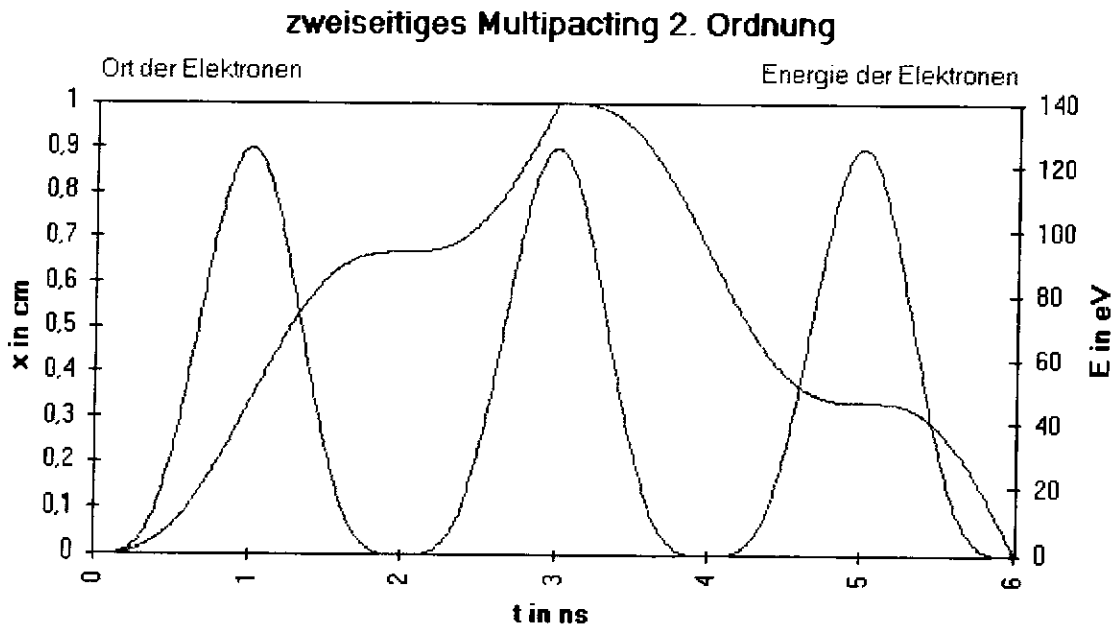
Bei einem anderen Verlauf der Kurve des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten, bzw. bei anderen elektrischen Feldern können auch andere Ordnungen auftreten. Diese Verhältnisse werden in den nachfolgenden Abbildungen verdeutlicht. Zweiseitiges Multipacting 1. Ordnung ist in Bild 2.7 dargestellt. In Bild 2.8 wird zweiseitiges Multipacting 2. Ordnung dargestellt. Anhand von Bild 2.9 soll die Bewegung der Elektronen für Multipacting 1. bis 4. Ordnung verdeutlicht werden.

Werden Elektronen durch das elektrische Feld der 1. Ordnung beschleunigt, so gelangen sie innerhalb einer halben HF-Periode auf die gegenüberliegende Elektrode und besitzen dabei maximale Energie. Die Elektronen, die durch das Feld der 2. Ordnung beschleunigt werden, benötigen für den Weg zur 2. Elektrode bereits  $3/2$  HF-Perioden. Diese Elektronen werden durch die erste positive Halbwelle beschleunigt und dann durch die folgende negative Halbwelle abgebremst, bis sie zum Stillstand kommen.

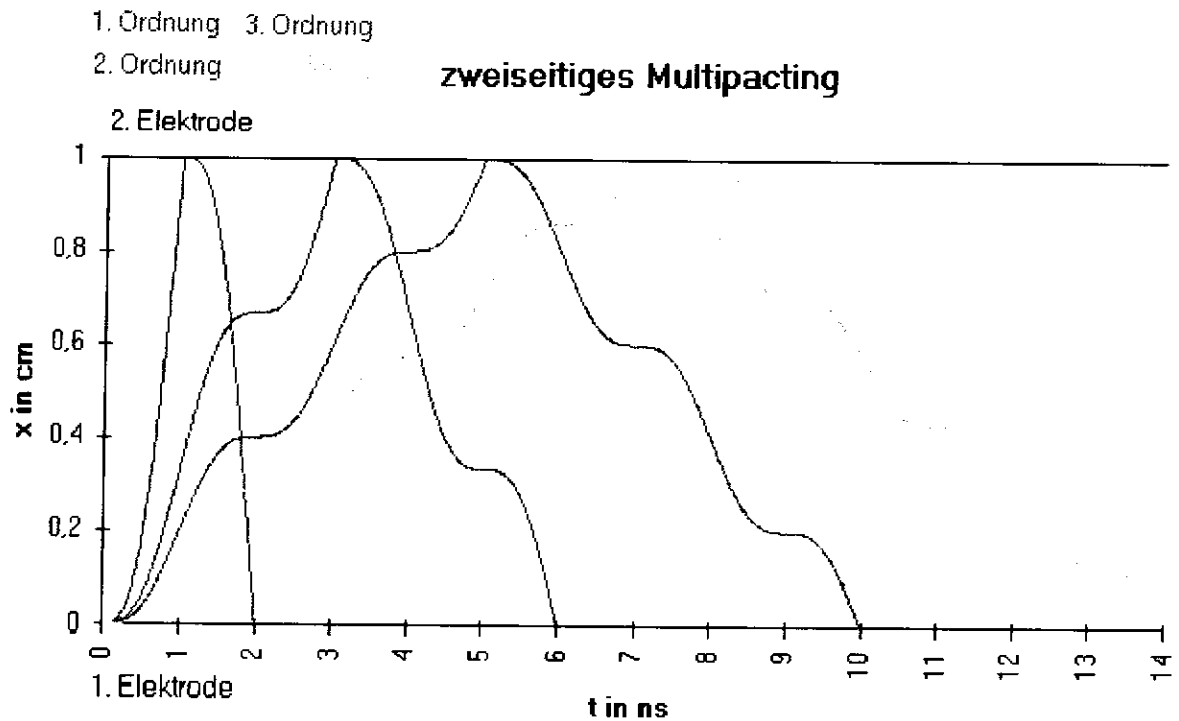
Die nächste positive Halbwelle beschleunigt sie, bis sie die 2. Elektrode erreichen. Hierbei ist die Auftreffenergie  $W$  wesentlich geringer, als die der Elektronen 1. Ordnung. Je höher die Ordnung des Multipactings ist, desto länger benötigen die Elektronen, um zur gegenüberliegenden Elektrode zu gelangen. Während dieses Zeitraumes werden die Elektronen immer wieder beschleunigt und dann wieder bis zum Stillstand abgebremst. Nur in der letzten Halbwelle können die Elektronen Energie aufnehmen, um dann in der 2. Elektrode Sekundärelektronen auszulösen.



**Bild 2.7** Darstellung des Ortes und der Energie der Elektronen für Multipacting 1. Ordnung in Abhängigkeit von der Zeit



**Bild 2.8** Darstellung der Energie und des Ortes der Elektronen in Abhängigkeit von der Zeit für Multipacting 2. Ordnung



**Bild 2.9** Darstellung des Ortes der Elektronen in Abhängigkeit von der Zeit für Multipacting 1., 2., 3. und 4. Ordnung

In der nachfolgenden Tabelle sind einige wichtige Daten für diese Geometrie angegeben.

n	E [kV/m]	$\dot{x}$ [ $10^6$ m/s]	W [eV]
1	177,678	20,0	1131,1
2	59,2262	6,67	125,68
3	35,5357	4,00	45,245
4	25,3827	2,86	23,084
5	19,7420	2,22	13,965
6	16,1526	1,82	9,3482

Tab. 2.2 Darstellung einiger Moden, die beim zweiseitigen Multipacting bei einer planparallelen Geometrie auftreten können. Es sind:

n: Multipactingordnung ( $n = 1, 2, 3, \dots$ )    E: elektrische Feldstärke  
 x: Auftreffgeschwindigkeit    W: Auftreffenergie

Das elektrische Feld nimmt mit zunehmender Ordnung ab. Weiterhin ist die Flugzeit der Elektronen größer, so daß sie nach  $(2n-1)$

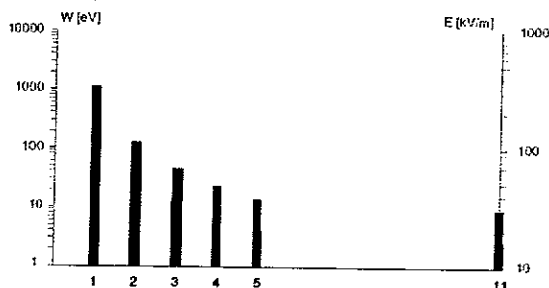


Bild 2.10 Darstellung der Größen in Tab. 2.2

$T/2$ -Perioden die gegenüberliegende Elektrode erreichen. Da sie weniger stark beschleunigt werden, treffen sie auch bei höheren Ordnungen mit niedriger Geschwindigkeit und damit mit geringerer Energie auf der Oberfläche auf. Aufgrund der Energieabhängigkeit (s. Bild 2.2 und Bild 2.11) des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten haben die verschiedenen Ordnungen einen

unterschiedlichen Anteil am Multipactingstrom.

Berücksichtigt man, daß die emittierten Sekundärelektronen bereits eine Auslösegeschwindigkeit  $v_0$ , bzw. eine Auslöseenergie  $W_0$  besitzen [Flü], denn müssen obige Werte der Tab. 2.2 noch korrigiert werden. Die maximale Auslöseenergie für Sekundärelektronen, die aus Kupfer emittiert wurden, beträgt 15 eV. Für Sekundärelektronen, die aus Aluminium emittiert werden, beträgt

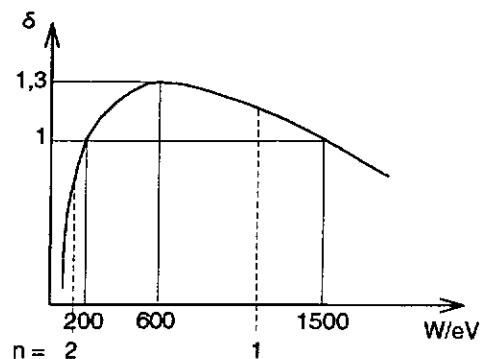
die Auslöseenergie 3 eV [Flü]. Aufgrund dieses Effektes ergibt sich für die Gleichung (2.16) mit:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot W_0}{m}}$$

$$E = \frac{4 \cdot m \cdot \pi}{e \cdot (2n-1)} \cdot f^2 \cdot l - \frac{2 \cdot \pi}{e} \cdot f \cdot \sqrt{(2 \cdot W_0 \cdot m)} \quad (2.25)$$

Aufgrund dieser Auslöseenergie benötigen die Elektronen ein geringeres elektrisches Feld, um von der einen Elektrode zur anderen zu gelangen. Für zweiseitiges Multipacting begrägt die maximale Verringerung des elektrischen Feldes 40,922 kV/m, wenn vorausgesetzt wird, daß die Sekundärelektronen mit maximaler Auslöseenergie aus Kupfer emittiert werden.

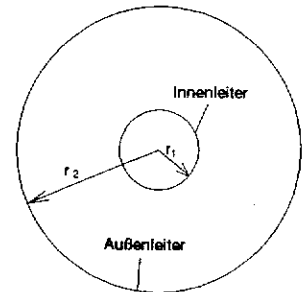
In Bild 2.11 erfüllen die eingezeichneten Ordnungen die Resonanzbedingungen für Multipacting. Für das Auftreten von Multipacting muß jedoch auch die Bedingung  $\delta > 1$  erfüllt sein. Nach Bild 2.11 trifft dies nur für den Fall  $n = 1$ , d. h. der 1. Ordnung, zu.



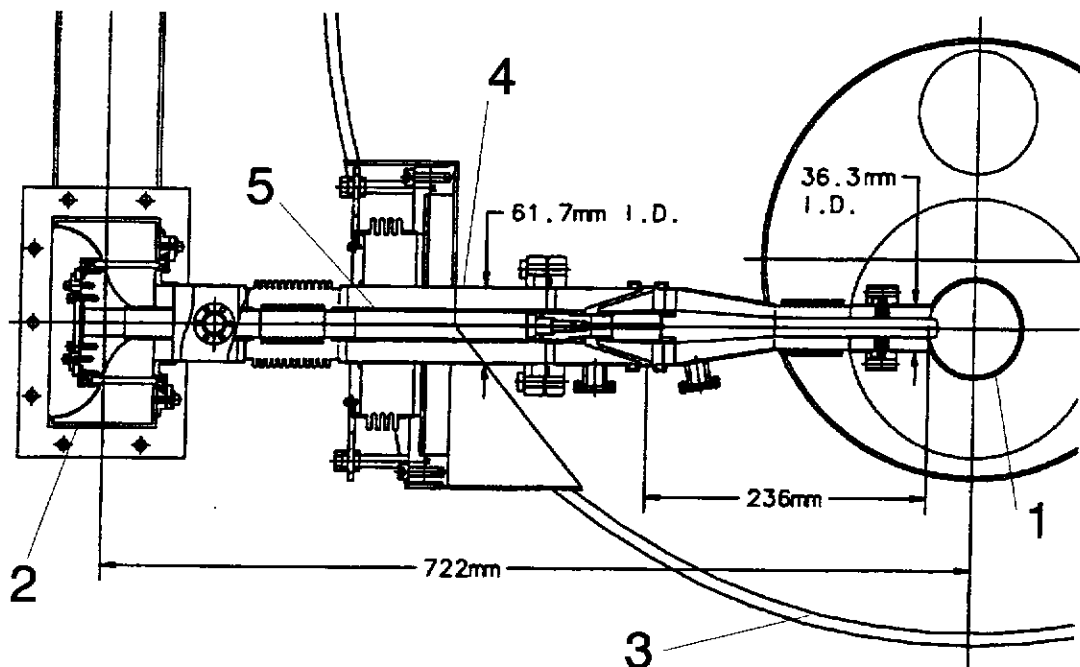
**Bild 2.11** Darstellung des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten für Kupfer mit den wichtigsten Ordnungen für die ebene Anordnung

### 2.2.1.2 Multipacting in zylindrischen Geometrien

Multipacting bei ebenen Oberflächen spielt aufgrund der Formgebung der Cavities praktisch keine Rolle mehr. Jedoch kommt es in den Ein- und Higher-Order-Mode- (HOM) Kopplern noch sehr häufig zu Multipacting [Len]. Die typische Geometrie für Koppler entspricht einem Koaxialhohlleiter, so daß für die theoretische Betrachtung des Multipacting eine zylindrische Anordnung gemäß Bild 2.12 maßgebend ist. In Bild 2.13 ist ein für das TESLA-Projekt vorgeschlagener Eingangskoppler wiedergegeben.



**Bild 2.12** Koaxialleitung mit den später verwendeten Bezeichnungen



**Bild 2.13** Fermilab-Einkoppler für das TESLA-Projekt [Chm]

- |    |                                   |    |                                 |    |           |
|----|-----------------------------------|----|---------------------------------|----|-----------|
| 1: | Cut-Off-Rohr des TESLA-Cavity;    | 2: | Hohlleiter;                     | 3: | Kryostat; |
| 4: | Außenleiter ( $r_2 = 6,1722$ cm); | 5: | Innenleiter ( $r_1 = 2,667$ cm) |    |           |

Die Bewegungsgleichung der Elektronen für die zylindrische Geometrie lautet:

$$m \cdot \ddot{x} = e \cdot E \quad (2.26)$$

E: elektrisches Feld in der zylindrischen Geometrie

Aufgrund der zylindrischen Geometrie nimmt in diesem Fall die elektrische Feldstärke mit zunehmendem Abstand vom Innenleiter ab. Dies wird beschrieben durch:

$$E = \frac{U}{r} \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi) \quad (2.27)$$

r: Radius

U: Spannung zwischen Innen- und Außenleiter

Löst man die Gleichung (2.26) unter Berücksichtigung von Gleichung (2.27), so erhält man für die Geschwindigkeit  $\dot{x}(t)$ :

$$\dot{x}(t) = \frac{e}{m} \cdot U \int \int_{r_1}^{r_2} \frac{\sin(\omega \cdot t + \varphi)}{r} dr dt \quad (2.28)$$

Löst man dieses Doppelintegral (Gleichung (2.28)), so erhält man für die Geschwindigkeit:

$$\dot{x}(t) = -\frac{e \cdot U}{m \cdot \omega} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \cdot \cos(\omega \cdot t + \varphi) + C_2 \quad (2.29)$$

Nach nochmaliger Integration der Gleichung (2.29) über die Zeit t ergibt sich für den Ort x(t) der Elektronen zwischen den Oberflächen:

$$x(t) = -\frac{e \cdot U}{m \cdot \omega^2} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi) + C_2 \cdot t + C_1 \quad (2.30)$$

### 2.2.1.2.1 Einseitiges Multipacting

Bei einseitigem Multipacting in einer zylindrischen Anordnung müssen sich die Elektronen zum Zeitpunkt  $t = 0$  auf dem Innenleiter (d. h. bei  $x = r_1$ ) befinden, zu dem sie nach der Zeit  $t = nT$  (mit  $n = 1, 2, 3, \dots$ : Multipactingordnung) zurückkehren müssen. Desweiteren sollen die Elektronen zum Zeitpunkt  $t = 0$  keine Geschwindigkeit besitzen (diese Bedingung ist nicht zwingend erforderlich, erleichtert aber die Rechnung). Mathematisch lassen sich diese Randbedingungen wie folgt beschreiben:

$$x(0) = r_1 ; x(n \cdot T) = r_1 ; \dot{x}(0) = 0 \quad (2.31)$$

Mit diesen Randbedingungen folgt für die Integrationskonstanten  $C_1$  und  $C_2$ :

$$C_1 = r_1 + \frac{e \cdot U}{m \cdot \omega^2} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \cdot \sin(\varphi)$$

$$C_2 = 0$$

Aufgrund dieses Ergebnisses für die Integrationskonstante ergibt sich für die Phase  $\varphi$ :

$$\varphi = \frac{\pi}{2} + a \cdot \pi$$

$a = 0, 1, 2, \dots$  (gibt an, um welche Nullstelle es sich handelt)

Für  $a = 0$  (1. Nullstelle) gilt:

$$\varphi = \frac{\pi}{2}$$



Damit ergibt sich die Integrationskonstante  $C_1$  zu:

$$C_1 = r_1 + \frac{e \cdot U}{m \cdot \omega^2} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)$$

Somit ergeben sich Ort und Geschwindigkeit der Elektronen in einer zylindrischen Geometrie bei einseitigem Multipacting zu:

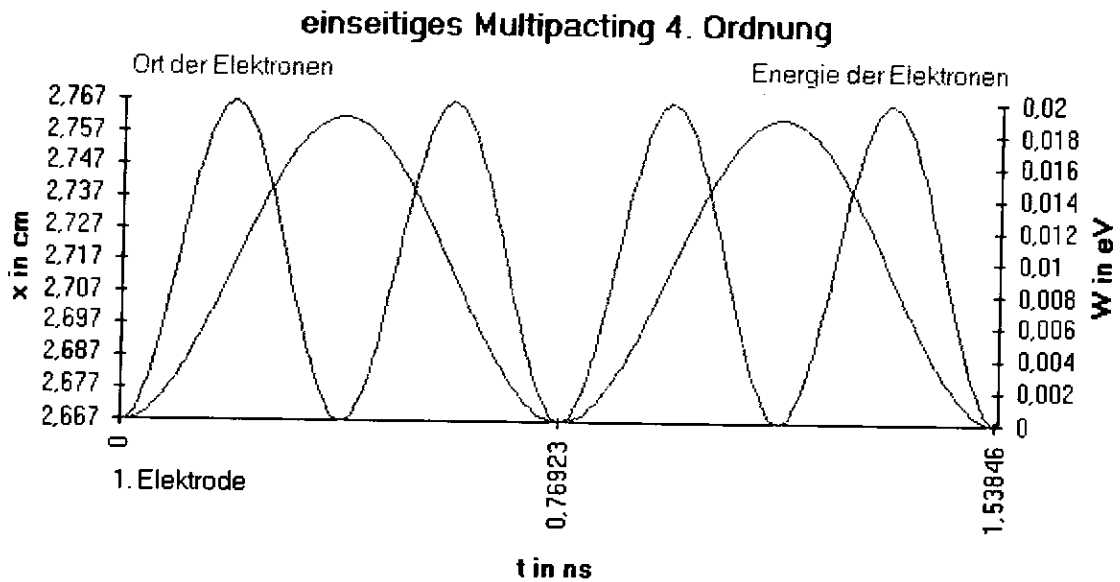
$$x(t) = r_1 + \frac{e \cdot U}{m \cdot \omega} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \cdot (1 - \cos(\omega \cdot t)) \quad (2.37)$$

$$\dot{x}(t) = -\frac{e \cdot U}{m \cdot \omega} \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (2.38)$$

Sehr wichtig für Multipacting ist die Auftreffgeschwindigkeit der Elektronen auf die Oberfläche (in diesem Fall auf die Innenleiteroberfläche). Diese Oberfläche erreichen die Elektronen nach  $n$  Perioden. Berechnet man also die Auftreffgeschwindigkeit der Elektronen zum Zeitpunkt  $t = n \cdot T$ , so ergibt sich diese zu:

$$\dot{x}(n \cdot T) = 0$$

Da die Elektronen keine Geschwindigkeit besitzen, besitzen sie auch keine kinetische Energie. Sie können also aufgrund der Energieabhängigkeit des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten (s. Kapitel über Sekundärelektronenemission) keine Sekundärelektronen auslösen. Einseitiges Multipacting kann also in einer zylindrischen Anordnung nicht auftreten. Dieser Effekt wird durch Bild 2.14 verdeutlicht. Daß es dennoch zu einseitigem Multipacting kommen kann, wird weiter hinten (vgl. Kapitel über Multipacting im Magnetfeld) beschrieben. Eine weitere Form des einseitigen Multipactings wird durch E. Vance [Van] beschrieben, der Multipacting in einer ebenen Anordnung mit Vorspannung untersucht hat.



**Bild 2.14** Darstellung der Energie und des Ortes der Elektronen in Abhängigkeit von der Zeit für einseitiges Multipacting 4. Ordnung in einer zylindrischen Geometrie

### 2.2.1.2.2 Zweiseitiges Multipacting

Ähnlich wie beim Multipacting zwischen zwei planparallelen Platten bewegen sich auch bei diesem Fall die Elektronen resonant zwischen Innen- und Außenleiter eines Koaxialhohlleiters oder eines Kopplers hin und her. Die Elektronen befinden sich dann zum Zeitpunkt  $t = 0$  auf dem Innenleiter, also bei  $r_1$ . Da sie zu diesem Zeitpunkt keine Energie besitzen, ist ihre Geschwindigkeit  $\dot{x} = 0$ . Nach einer ungeraden Anzahl an halben HF-Perioden (damit die ausgelösten Elektronen das vorzeichenrichtige Startfeld sehen) sollen die Elektronen den Außenleiter bei  $r_2$  erreicht haben. Die Randbedingungen lauten demnach:

$$x(0) = r_1 ; \quad \dot{x}(0) = 0 ; \quad x\left((2n-1)\frac{T}{2}\right) = r_2$$

Mit diesen Randbedingungen ergeben sich die Integrationskonstanten zu:

$$C_1 = r_1 + \frac{e \cdot U}{m \cdot \omega^2} \cdot \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) \cdot \sin(\varphi)$$

$$C_2 = \frac{e \cdot U}{m \cdot \omega} \cdot \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) \cdot \cos(\varphi)$$

Ähnlich wie beim zweiseitigen Multipacting in der ebenen Anordnung muß auch hier eine Forderung an die Stärke des elektrischen Feldes, bzw. an die Spannung zwischen Innen- und Außenleiter gestellt werden:

$$U = \frac{m \cdot \omega_0^2 \cdot (r_2 - r_1)}{e \cdot \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) \cdot (2n - 1) \cdot \pi \cdot \cos(\varphi)}$$

Soll der zylindrische Aufbau bei einer minimalen Feldstärke betrieben werden, dann muß  $\varphi = 0$  sein. Daraus erhält man dann die minimale Spannung  $U$ :

$$U = \frac{(r_2 - r_1) \cdot m \cdot \omega^2}{e \cdot (2n - 1) \cdot \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) \cdot \pi}$$

Damit ergibt sich für die Geschwindigkeit der Elektronen:

$$\dot{x}(t) = \frac{2 \cdot f \cdot (r_2 - r_1)}{2n - 1} \cdot (1 - \cos(\omega \cdot t))$$

Der Ort der Elektronen zwischen den beiden Leitern folgt:

$$x(t) = r_1 + \frac{2 \cdot f \cdot (r_2 - r_1)}{2n - 1} \cdot t - \frac{r_2 - r_1}{(2n - 1) \cdot \pi} \cdot \sin(\omega \cdot t)$$

Wenn die Elektronen zum Zeitpunkt  $t = (2n - 1) T/2$  auf dem Außen-

leiter auftreten, dann besitzen sie die Geschwindigkeit:

$$\dot{x} \left( (2n-1) \cdot \frac{T}{2} \right) = \frac{4 \cdot f \cdot (r_2 - r_1)}{(2n-1) \cdot \pi}$$

und damit eine Auftreffenergie für  $n = 1$  von:

$$W_1 = \frac{8 \cdot m \cdot f^2 \cdot (r_2 - r_1)^2}{\pi^2}$$

Für alle anderen Ordnungen ( $n > 1$ ) ergibt sich die Auftreffenergie zu:

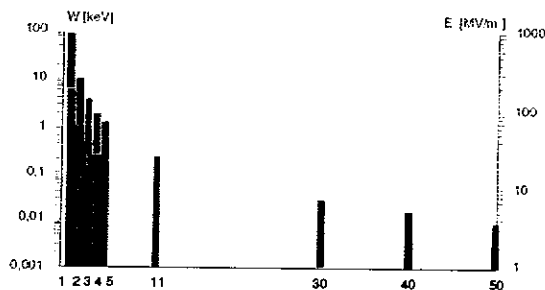
$$W_{n>1} = \frac{W_1}{(2n-1)^2}$$

Wie oben bereits erwähnt, kommt es in Ein- oder Higher-Order-Mode Kopplern zu Multipacting [Len]. Deshalb soll anhand des in Bild 2.13 dargestellten Einkopplers die möglichen Multipactingformen nachfolgend dargestellt werden.

Dieser Koppler, der am Fermi-National-Laboratory entwickelt wurde, soll bei einer Frequenz von 1,3 GHz arbeiten [Chm]. Der Innenradius beträgt 2,667 cm. Der Außenradius beträgt 6,1722 cm. In der nachfolgenden Tabelle sind die wichtigsten Größen bei den wesentlichen Multipactingordnungen aufgelistet.

n	E [MV/m]	$\dot{x}$ [ $10^6$ m/s]	W [eV]	U [kV]
1	188,13	182,27	93948	5017
2	62,710	60,757	10439	1672
3	37,626	36,454	3757,9	1003
4	26,876	26,039	1917,3	717
5	20,903	20,281	1159,9	557
11	8,959	8,6919	213,03	239
30	3,1886	3,0893	26,988	85,0
40	2,3814	2,3072	15,050	63,5
50	1,9003	1,8411	9,5856	50,7

**Tab. 2.3** Auflistung einiger Moden des Multipactings beim Fermilab-Koppler. Es sind:  
n: Multipactingordnung  $E_0$ : benötigte maximale Feldstärke bei  $r = r_1$   
 $\dot{x}$ : Auftreffgeschwindigkeit W: Auftreffenergie  
U: benötigte Spannung zwischen Innen- und Außenleiter



**Bild 2.15** Darstellung der Werte von Tab. 2.3

Auch bei dieser Form des Multipactings wird mit zunehmender Ordnung ein kleineres elektrisches Feld benötigt, da auch bei diesem Fall die Elektronen eine längere Flugzeit besitzen und demnach weniger stark beschleunigt werden müssen.

Da aber die Auftreffenergie der Elektronen der 1. bis 4. Ordnung deutlich über dem Bereich des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten liegt, sind diese Ordnungen nicht möglich. Erst ab der 5. Ordnung kommt es zur Auslösung von Sekundärelektronen. In diesem hier beschriebenen System tragen alle Ordnungen von der 5. bis zur 11. Ordnung zur Ausbildung von Sekundärelektronen bei.

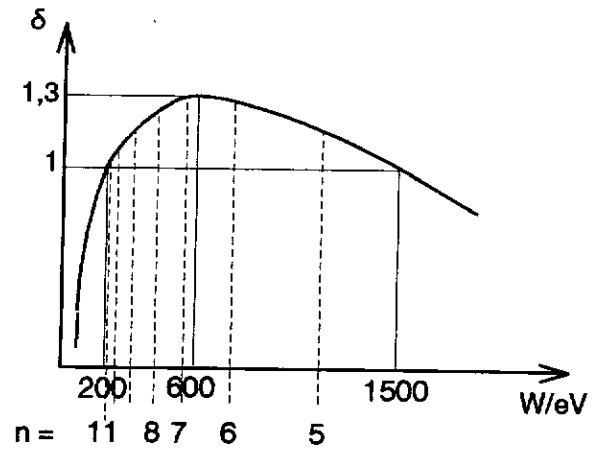


Bild 2.16 Sekundärelektronenemissionskoeffizient für Kupfer mit den für diesen wichtigen Multipacting-Ordnungen, die beim Fermilab-Koppler auftreten

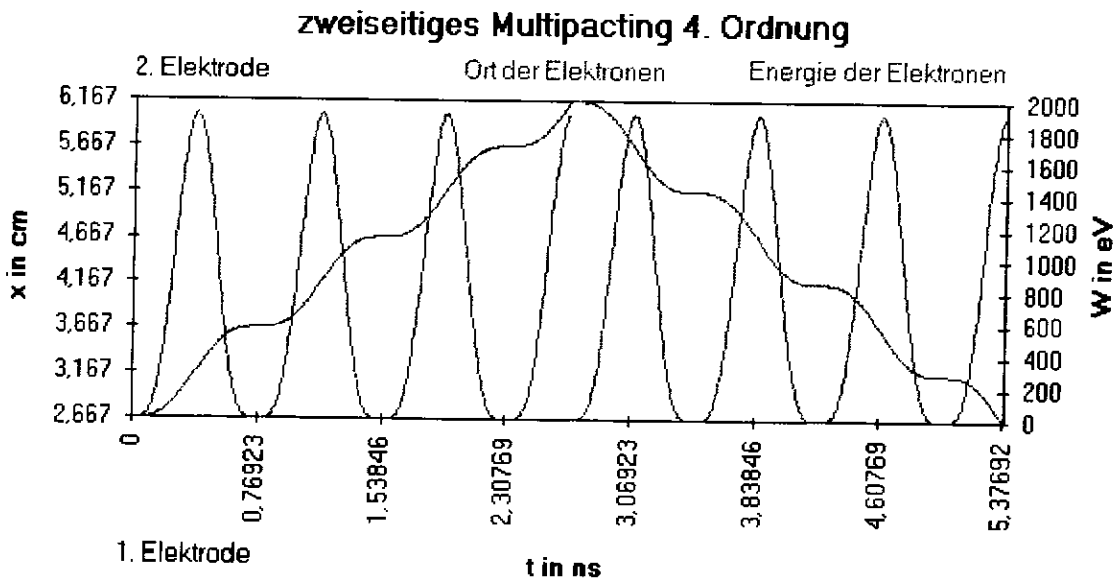
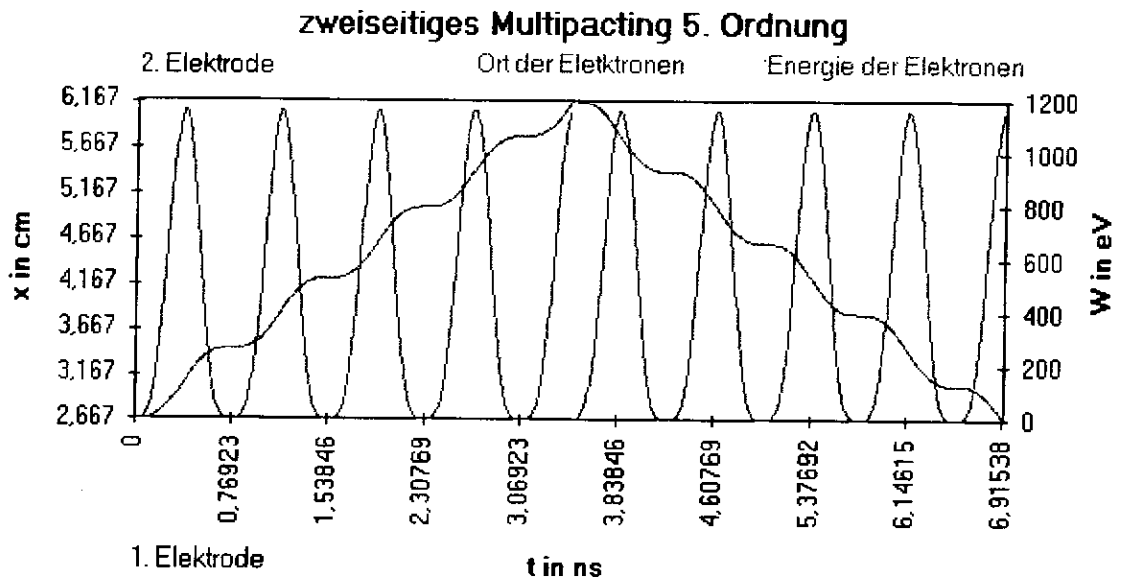
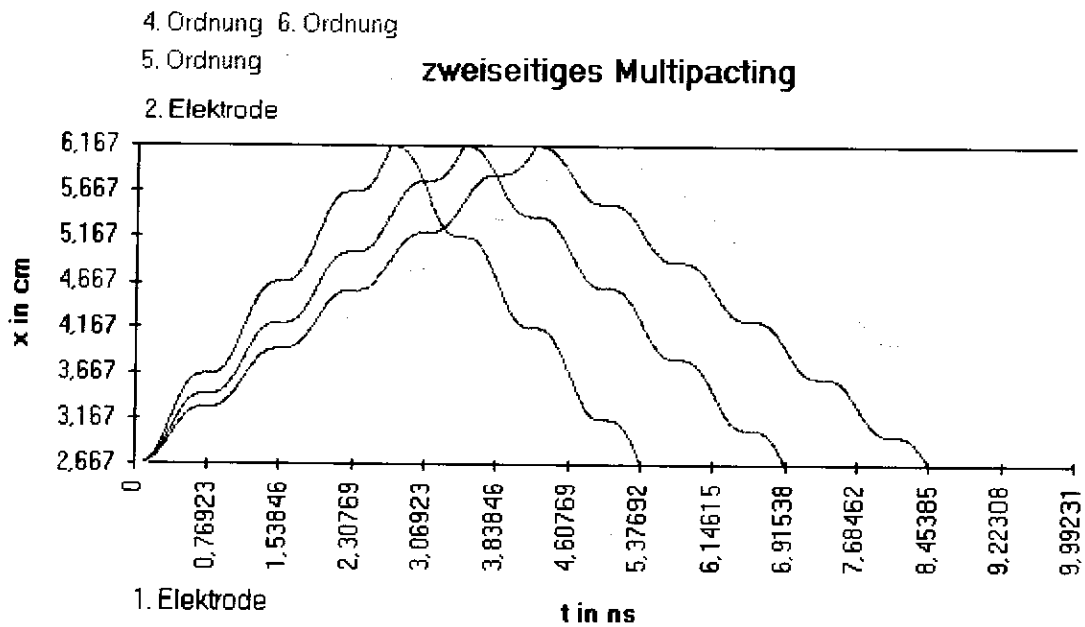


Bild 2.17 Darstellung des Ortes und der Energie der Elektronen beim Multipacting 4. Ordnung in Abhängigkeit von der Zeit in einer zylindrischen Geometrie



**Bild 2.18** Darstellung des Ortes und der Energie der Elektronen für Multipacting 5. Ordnung in Abhängigkeit von der Zeit in einer zylindrischen Geometrie



**Bild 2.19** Darstellung des Ortes der Elektronen für Multipacting 4. bis 7. Ordnung in Abhängigkeit von der Zeit in einer zylindrischen Geometrie

## 2.2.2 Multipacting mit Magnetfeld

Während des Betriebs eines supraleitenden Cavityes wird das Einsetzen von Multipacting normalerweise dadurch bemerkt, daß die Stärke des Feldes konstant bleibt. Es scheint, als ob eine Feld-Barriere vorhanden wäre, die nicht überwunden werden kann, selbst wenn mehr HF-Leistung zur Verfügung gestellt und auch umgesetzt wird (abnehmendes Q).

Die äußere Wand eines Cavityes ist ein Gebiet mit hohem magnetischen und niedrigem elektrischen Feld. Ist ein Oberflächenmagnetfeld  $B$  vorhanden, so folgt ein einzelnes Elektron, das von der Cavity-Oberfläche in das Vakuum ausgelöst wird, einer Zyclotron-Bahn mit der Zyclotron-Frequenz:

$$\omega_c = \frac{e \cdot B}{m} \quad (2.50)$$

Bei bestimmten Werten von  $B$  wird die Zyclotron-Frequenz ein ganzzahliges Vielfaches der HF-Frequenz ( $\omega_{HF}$ ), so daß die Elektronen in einer Periode näherungsweise zum Auslöseort auf der Oberfläche bei der nahezu gleichen Phase zurückkehren. Die Flugzeit der Elektronen ist ein ganzzahliges Vielfaches  $n$  der HF-Periode und wird als Multipacting-Ordnung bezeichnet.

Wird die Temperatur an der Außenseite des Cavityes mit Thermometern gemessen, dann zeigen Regionen über den äußeren Durchmesser Erwärmung, was das obige Modell des einseitigen Multipactings in einem Gebiet mit hohem HF-Magnetfeld bestätigt. Anzumerken ist, daß es eine unendliche Zahl von Multipacting-Schwellen bis zu einem maximalen Feld gibt. Die erste Ordnung ( $n = 1$ ) tritt auf bei:

$$B = \frac{m}{e} \omega_{HF} \quad (2.51)$$

Jedoch gibt es aufgrund der Energieabhängigkeit des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten  $\delta$  (s. KAPITEL 2.1) nur einige



wenige Ordnungen mit Bedeutung.

Berechnungen der Flugbahnen der Elektronen zeigen, daß die Elektronen Energie von der vertikalen Komponente des elektrischen Feldes erhalten. Für einen bestimmten Bereich der Feldstärke liegt die Auftreffenergie zwischen  $W_1$  und  $W_2$ . Nur die Schwellen innerhalb dieses Bereiches sind von Bedeutung. Werden Oberflächen für einige Zeit mit Elektronen bombardiert, so wird  $\delta$  verringert, so daß, nachdem einige Zeit Multipacting auftrat, die Schwelle verschwindet. Dies tritt meist dann auf, wenn die Auftreffenergie der Elektronen in der Nähe von  $W_1$  liegt. Für Auftreffenergien in der Nähe von  $W_2$  sind die Schwellen hart und verschwinden nicht mit dem "Prozessen".

Die oben genannte Zyclotron-Resonanzbedingung ist nur eine Annäherung, da die Bahnen der Elektronen nicht komplett geschlossen sind. Genauere numerische Berechnungen der Flugbahnen, die die mit SUPERFISH [Hal] und URMEL [Weil] berechneten Felder berücksichtigen, zeigen, daß die Resonanzbedingung besser durch:

$$\omega = 1,56 \frac{e}{m} B \quad (2.52)$$

beschrieben wird. Die Resonanzbedingung zeigt auch, daß die Feldstärken für eine gegebene Schwelle linear mit der HF-Frequenz zunimmt, so daß Cavities, die bei niedrigen Frequenzen betrieben werden, durch Multipacting mit niedrigen beschleunigenden Feldern begrenzt werden.

Nachdem man das Multipacting-Phänomen verstanden hatte, wurden mehrere Lösungen für dieses Problem gefunden. Die erfolgreichste Lösung war die Entwicklung des sphärischen Cavities. Bei dieser Form gibt es keine stabilen Elektronen-Flugbahnen, da die Elektronen schon nach einigen wenigen Perioden zum Äquator gelangen. Am Äquator ist die vertikale Feldkomponente 0, so daß die Sekundärelektronen keine Energie aufnehmen und die Lawine so beendet wird.

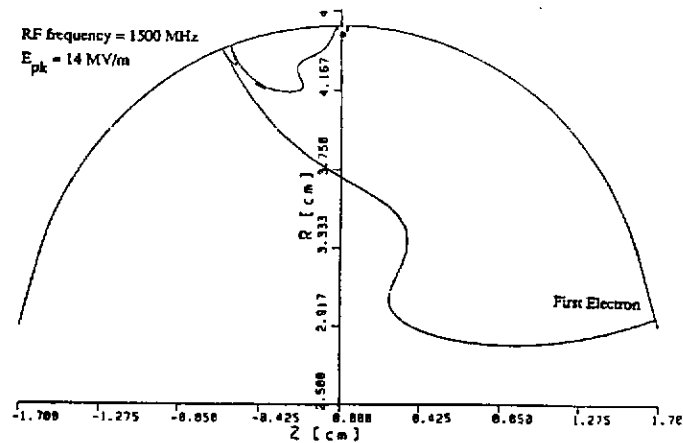


Bild 2.20 Mehrere Generationen von Elektronenflugbahnen in einem sphärischen Resonator

Die elliptische Form ist eine Variante mit größerer mechanischer Stabilität und schrägen Wänden, so daß nachdem die Cavities chemisch behandelt wurden, diese besser gespült werden können. Man verwendet heute generell sphärische und elliptische Resonatoren und Multipacting stellt für supraleitende Cavities kein Problem mehr dar. Dies gilt besonders für niederfrequente Cavities (350 bis 500 MHz), die im wesentlichen für  $e^-e^+$ -Speicherringe eingesetzt werden. Bei diesen wurde bereits experimentell nachgewiesen, daß sie frei von einseitigem Multipacting bei Feldstärken jenseits der ersten Ordnung sind.

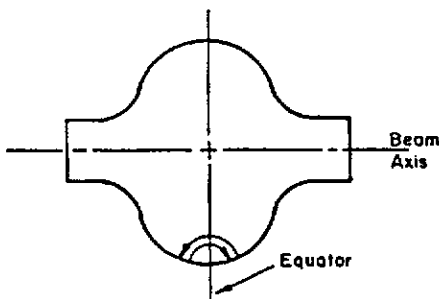


Bild 2.21 Weiche Form des Multipactings, die noch in sphärischen Resonatoren auftritt.

Vor kurzem wurde eine neue Art des "weichen" Multipactings bei niederfrequenten sphärischen Resonatoren (s. Bild 2.21) entdeckt.

Bei 350 MHz tritt die erste Ordnung bei einem Beschleunigungsfeld von 5 MV/m auf. Flugbahnrechnungen zeigen, daß die Auftreffenergie nur ca. 30 bis 50 eV bei Anfangsenergien von 2 bis 4 eV beträgt, so daß diese

Art des Multipactings durch "prozessen" verschwindet und durch strikte Sauberkeit ganz vermieden werden kann. Der typische Abstand zwischen den Auftreffpunkten beträgt 1 mm.

In Strukturen für Schwerionenbeschleuniger ist Multipacting noch immer ein Problem und wird häufig durch stundenlanges "prozessen" überwunden. [Pad]

### 3 Betrieb von Cavities

Multipacting soll im Rahmen dieser Diplomarbeit in einem Resonator (Cavity) experimentell untersucht werden. Zur Auswertung der experimentellen Daten müssen die Verhältnisse in einem solchen Resonator bekannt sein. Dies gilt insbesondere bei der Berechnung eines Cavities und bei der Auskopplung von Leistung. Der in Bild 3.1 dargestellte Resonator ist ein schwingendes Gebilde, das sich wie ein Schwingkreis verhält. Um die Größen, die einen Hohlraumresonator beschreiben, verstehen zu können, sollen diese anhand der Schwingkreise erläutert werden.

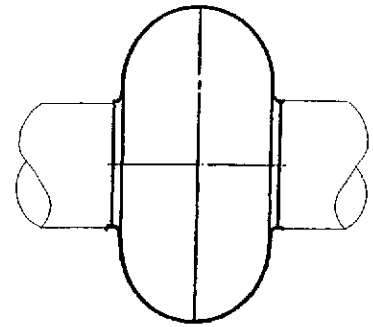


Bild 3.1 Hohlraumresonator

#### 3.1 Der Schwingkreis

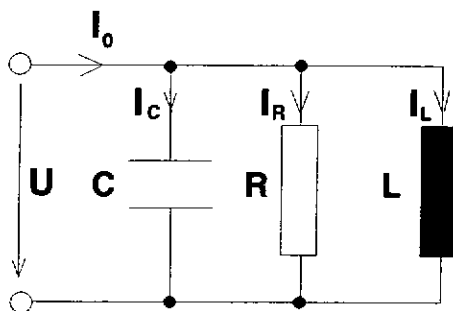


Bild 3.2 Parallelschwingkreis

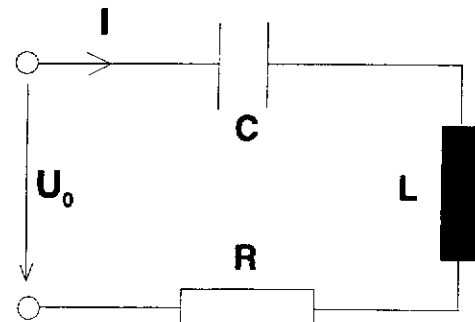


Bild 3.3 Serienschwingkreis

Die Schaltungen eines Parallelschwingkreises und eines Serienschwingkreises sind in Bild 3.2 und Bild 3.3 dargestellt.

Da die nachfolgenden Berechnungen anhand der beiden Formen der Schwingkreise sehr ähnlich sind, wird hier auf die Beschreibung des Serienschwingkreises verzichtet. Die Berechnungen erfolgen analog denen des Parallelschwingkreises und die Ergeb-

nisse und Folgerungen sind direkt übertragbar.

Die an einem Parallelschwingkreis anliegende Spannung  $U$  folgt allgemein:

$$U = I_0 \cdot Z_{ges}$$

$U$ : Spannung am Eingang

$I_0$ : Gesamtstrom

$Z_{ges}$ : Gesamtimpedanz

Die entscheidende Größe des Schwingkreises ist nach dieser Gleichung die Impedanz des Kreises, die sich wie folgt berechnen läßt:

$$Z_{ges} = \frac{R}{1 + j \cdot \omega_0 \cdot C \cdot R \cdot \left[ \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right]} \quad (3.2)$$

$R$ : Widerstand

$j$ : imaginäre Einheit

$C$ : Kapazität des Kondensators

$\omega$ : Kreisfrequenz

$\omega_0$ : Resonanzkreisfrequenz

Die Multiplikation von Zähler und Nenner der Impedanz mit dem konjugiert komplexen des Nenners ergibt:

$$Z_{ges} = \frac{R \cdot \left( 1 - j \cdot \omega_0 \cdot C \cdot R \cdot \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right)}{1 + \omega_0^2 \cdot C^2 \cdot R^2 \cdot \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2} \quad (3.3)$$

Für die weitere Vereinfachung wird der resonante Blindwiderstand  $X_0$  definiert. Dieser muß im Falle der Resonanz ( $\omega = \omega_0$ ) ergeben, daß der kapazitive Anteil gleich dem induktiven Anteil ist:

$$X_0 = \omega_0 \cdot L = \frac{1}{\omega_0 \cdot C} \quad (3.4)$$

$X_0$ : resonanter Blindwiderstand

$L$ : Induktivität der Spule

Damit läßt sich eine Größe  $Q$  definieren:

$$Q = \frac{R}{X_0} = \frac{R}{\omega_0 \cdot L} = R \cdot \omega_0 \cdot C \quad (3.5)$$

Mit der Definition der Verstimmung  $v$ :

$$v = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega \cdot \omega_0} \quad (3.6)$$

folgt für Gleichung (3.3):

$$Z_{ges} = \frac{R \cdot (1 - j \cdot Q \cdot v)}{1 + Q^2 \cdot v^2} \quad (3.7)$$

Der Betrag der Gleichung (3.7) ist gegeben durch:

$$|Z_{ges}| = \frac{R}{\sqrt{1 + Q^2 \cdot v^2}} \quad (3.8)$$

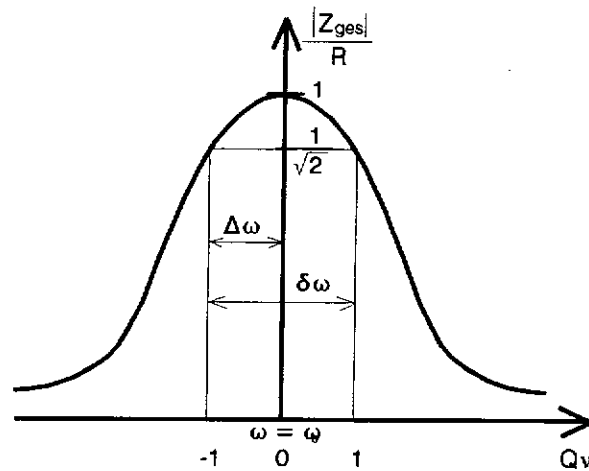
Diese Funktion ist in Bild 3.4 dargestellt. Soll die Phase  $\varphi$  der Impedanz  $\pm 45^\circ$  betragen, so muß

$$Q \cdot v = \pm 1; \quad \text{für } \Delta\varphi = \pm 45^\circ$$

betragen. Daraus ergibt sich für den Betrag der Impedanz (Gleichung (3.8)) bei einer Phasenverschiebung von  $45^\circ$ :

$$|Z_{ges}| = \frac{R}{\sqrt{2}}$$

Die Größe  $Q$  spielt für den Schwingkreis eine wichtige Rolle. Sie wird häufig für die Charakterisierung von Schwingkreisen herangezogen und als Güte bezeichnet.



**Bild 3.4** Resonanzkurve eines Parallelschwingkreises

Die Spannung  $U$  eines Schwingkreises folgt also:

$$U = I_0 \cdot Z_{ges} = I_0 \cdot \frac{R \cdot (1 - j \cdot Q \cdot v)}{1 + Q^2 \cdot v^2} \quad (3.11)$$

Im Falle der Resonanz ( $\omega = \omega_0$ ) gilt für die Spannung:

$$U_{(\omega = \omega_0)} = I \cdot R = U_0$$

Damit läßt sich Gleichung (3.11) wie folgt schreiben:

$$U = U_0 \cdot \frac{1 - j \cdot Q \cdot v}{1 + Q^2 \cdot v^2} \quad (3.13)$$

und der Betrag der Spannung ergibt sich zu:

$$|U| = U_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \cdot v^2}}$$

Die Verstimmung  $v$  (Gleichung (3.6)) läßt sich weiter vereinfachen zu:

$$v = \frac{(\omega_0 + \Delta\omega)^2 - \omega_0^2}{\omega_0 \cdot (\omega_0 + \Delta\omega)} = \frac{2 \cdot \omega_0 \cdot \Delta\omega + \Delta\omega^2}{\omega_0^2 + \Delta\omega \cdot \omega_0}$$

ist  $\Delta\omega \ll \omega_0$ , so folgt:

$$v = \frac{2 \cdot \omega_0 \cdot \Delta \omega}{\omega_0^2} = \frac{2 \cdot \Delta \omega}{\omega_0}$$

Mit

$$Q \cdot v = 1 = Q \cdot \frac{2 \cdot \Delta \omega}{\omega_0}$$

folgt für  $\Delta \omega$ :

$$\Delta \omega = \frac{\omega_0}{2 \cdot Q}$$

Multipliziert man dies mit dem Faktor 2, so erhält man die Bandbreite  $\delta \omega$ :

$$\delta \omega = 2 \cdot \Delta \omega = \frac{\omega_0}{Q}$$

Somit ergibt sich die Güte  $Q$  zu:

$$Q = \frac{\omega_0}{\delta \omega} \quad (3.20)$$

Der Strom  $I_L$  durch die Spule mit der Induktivität  $L$  ist gegeben mit:

$$I_L = -I_0 \cdot \frac{R}{\omega \cdot L} \cdot \frac{j + Q \cdot v}{1 + Q^2 \cdot v^2} = -I_0 \cdot Q \cdot \frac{j + Q \cdot v}{1 + Q^2 \cdot v^2}$$

Der Betrag dieses Stromes im Falle der Resonanz ( $\omega = \omega_0$ ) lautet:

$$|I_{L, \omega = \omega_0}| = -I_0 \cdot Q$$

Der Strom  $I_C$  durch den Kondensator mit der Kapazität  $C$  ist gegeben mit:



$$I_C = \omega \cdot C \cdot U_0 \cdot \frac{j + Q \cdot v}{1 + Q^2 \cdot v^2} = I_0 \cdot \omega \cdot C \cdot R \cdot \frac{j + Q \cdot v}{1 + Q^2 \cdot v^2}$$

Berechnet man den Betrag des Stromes bei Resonanz, so ergibt sich auch dieser zu:

$$|I_C, \omega = \omega_0| = \omega \cdot C \cdot R \cdot I_0 = Q \cdot I_0$$

Eine interessante Größe, die den Schwingkreis charakterisiert ist das dimensionslose Verhältnis von Kreisfrequenz multipliziert mit der gesamten gespeicherten Energie  $W_{ges}$  zur Verlustleistung  $P_{Verl}$ . Die gespeicherte Energie wird bestimmt durch die Induktivität und die Kapazität, wohingegen die Verlustleistung durch den Widerstand bestimmt wird.

Dieses Verhältnis ergibt sich zu:

$$\frac{\omega \cdot W_{ges}}{P_{Verl}} = \frac{\omega_0 \cdot W_L + \omega_0 \cdot W_C}{R \cdot I_0^2} \quad (3.25)$$

Für den Anteil  $W_L$  der Induktivität  $L$  gilt:

$$\frac{\omega_0 \cdot W_L}{P_{Verl}} = \frac{\omega_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot L \cdot I_0^2}{R \cdot I_0^2} = \frac{\omega_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot L \cdot Q^2 \cdot I_0^2}{R \cdot I_0^2} = \frac{1}{2} Q$$

Für den Anteil  $W_C$  der Kapazität  $C$  gilt:

$$\frac{\omega_0 \cdot W_C}{P_{Verl}} = \frac{\omega_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2}{U \cdot I} = \frac{\frac{1}{2} \cdot \omega_0 \cdot C \cdot U^2 \cdot R}{U^2} = \frac{1}{2} Q$$

Damit folgt für Gleichung (3.25):

$$\frac{\omega \cdot W_{ges}}{P_{Verl}} = Q \quad (3.28)$$

Somit ist die Güte (oder auch Kreisgüte) über die drei Gleichungen (3.5), (3.20) und (3.28) definiert.

Eine weitere Größe, die Hohlraumresonatoren und Schwingkreise beschreibt ist die Shuntimpedanz. Sie wird definiert gemäß:

$$R_{Shunt} = \frac{U_0^2}{2 \cdot P_{Verl}} \quad (3.29)$$

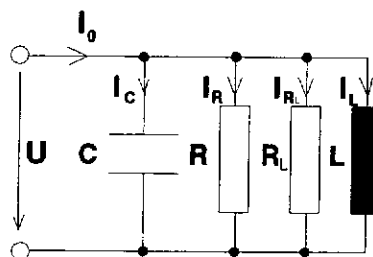
Für einen Parallelschwingkreis ergibt sie sich mit

$$P_{Verl} = U \cdot I = \frac{U^2}{R}$$

zu:

$$R_{Shunt} = \frac{1}{2} R \quad (3.31)$$

Wird der in Bild 3.2 dargestellte Parallelschwingkreis mit einem weiteren Widerstand belastet (z. B. dem Innenwiderstand einer Quelle, vgl. Bild 3.5), können die Widerstände zusammengefaßt werden.



**Bild 3.5** belasteter Parallelschwingkreis

Der Gesamtwiderstand des Kreises ist dann gegeben durch:

$$R_{ges} = \frac{R \cdot R_L}{R + R_L} \quad (3.32)$$

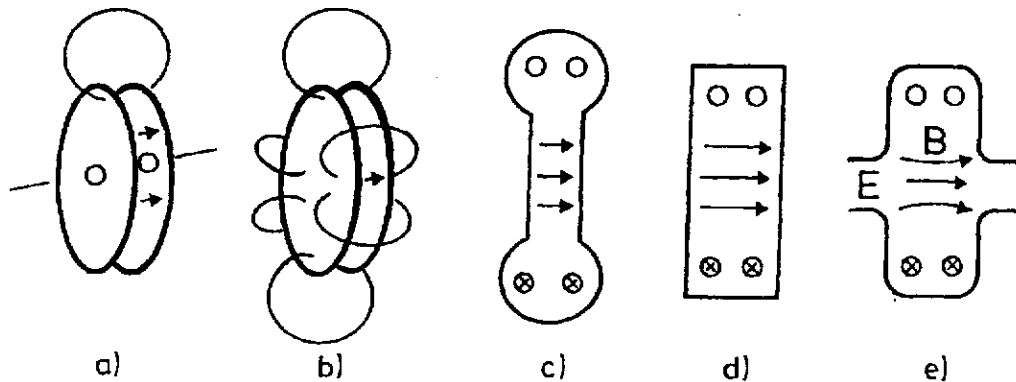
Da durch diesen zusätzlichen Widerstand der Kreis zusätzlich belastet wird ändert sich die Güte. Die Gesamtgüte ergibt sich

gemäß:

$$\frac{1}{Q_{ges}} = X_p \cdot \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_L} \right) = \frac{X_p}{R} + \frac{X_p}{R_L} = \frac{1}{Q} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (3.33)$$

bzw.:

$$Q_{ges} = \frac{Q \cdot Q_{ext}}{Q + Q_{ext}} \quad (3.34)$$



**Bild 3.6** Metamorphose eines Schwingkreises in einen Beschleunigungsresonator (nach R. P. Feynman [Fey]). Bild 3.6d zeigt einen zylindrischen "pillbox" Resonator und Bild 3.6e ein geringfügig veränderten "pillbox" Resonator mit Strahlöffnungen.

Da diskret aufgebaute Schwingkreise nur geringe Güten besitzen, werden häufig anstelle von diesen Schwingkreisen Hohlraumresonatoren verwendet. In ihnen können höhere Felder erreicht werden und es kann mehr Leistung bei geringeren Verlusten umgesetzt werden. Deshalb verwenden wir einen Resonator, um die für Multipacting benötigten hohen elektrischen Wechselfelder zu erzeugen. In diesen liegt das elektrische Wechselfeld auch zwischen den Kondensatorplatten an. In der nachfolgenden Tabelle sind die wichtigen Kenngrößen eines Resonators aufgelistet [Wein].

Charakteristische	Resonatorgrößen
Beschleunigungsspannung	$U$
Resonanzfrequenz	$\omega_0$
Gespeicherte Energie	$W$
Verlustleistung	$P_c$
abgestrahlte Leistung	$P_{rad}$
Shunt Impedanz	$R = U^2 / (2P_c)$
unbelasteter Q- Wert	$Q_0 = \omega_0 W / P_c$
externer Q- Wert	$Q_{ext} = \omega_0 W / P_{rad}$
(R/Q)- Wert	$R/Q = U^2 / (2\omega_0 W)$

Tab. 3.1 Charakteristische Kenngrößen eines Resonators

Nachfolgend sind die Kenngrößen von diskret aufgebauten Schwingkreisen im Vergleich zu Hohlraumresonatoren aufgeführt.

Resonator	Diskreter Schwingkreis
Beschleunigungsspannung $U$	Spitzenspannung $U$
Resonanzfrequenz $\omega_0$	$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$
gespeicherte Energie $W$	$W = \frac{1}{2} C U^2; W = \frac{1}{2} L I^2$
Verlustleistung $P_c$	$P_c = \frac{1}{2} U^2/R$
abgestrahlte Leistung $P_{rad}$	$P_{rad} = \frac{1}{2} U^2/R_i$
Shuntimpedanz $R = U^2 / (2P_c)$	$\frac{1}{2} R$
unbelasteter Q- Wert $Q_0 = \omega_0 W / P_c$	$Q_0 = \omega_0 RC = R/\omega_0 L$
Externer Q- Wert $Q_{ext} = \omega_0 W / P_{rad}$	$Q_0 = \omega_0 R_i C = R_i / (R/Q)$
(R/Q)- Wert $(R/Q) = U^2 / (2\omega_0 W)$	$(R/Q) = \sqrt{LC} = 1/(\omega_0 C)$
Koppelfaktor $\beta = Q_0 / Q_{ext}$	$\beta = R/R_i$
belasteter Q- Wert $Q_L = Q_0 / (1+\beta)$	$Q_L = \omega_0 / (1+\beta)$
Windungsverhältnis $n = \sqrt{[(R/Q)Q_{ext}/Z_0]}$	$n = \sqrt{[R_i/Z_0]}$
Wellenwiderstand $Z_0 = 50 \Omega$	

Tab. 3.2 Vergleich der Kenngrößen eines Resonators mit den Kenngrößen eines Schwingkreises

Entsprechend einem Schwingkreis, der eingangs- und ausgangsseitig belastet ist, definiert man für einen Hohlraumresonator sechs Werte für die Güte [Mor]:

$Q_0$ :	Unbelastete Güte
$Q_{E1}$ :	Externe Güte des Eingangskreises
$Q_{E2}$ :	Externe Güte des Ausgangskreises
$Q_{L1}$ :	Belastete Güte des Eingangskreises
$Q_{L2}$ :	Belastete Güte des Ausgangskreises
$Q_{L12}$ :	Gesamte belastete Güte

$$Q_0 = \frac{\omega \cdot W}{P_C} \quad (3.35)$$

$$Q_{E1} = \frac{\omega \cdot W}{P_{\text{Eingang}}} \quad (3.36)$$

$$Q_{E2} = \frac{\omega \cdot W}{P_{\text{Ausgang}}} \quad (3.37)$$

$$\frac{1}{Q_{L12}} = \frac{1}{Q_{E1}} + \frac{1}{Q_{E2}} + \frac{1}{Q_0} \quad (3.38)$$

$$Q_{L1} = \frac{\omega \cdot W}{P_{\text{Eingang}} + P_C} = \frac{Q_0 \cdot Q_{E1}}{Q_0 + Q_{E1}} \quad (3.39)$$

$$Q_{L2} = \frac{\omega \cdot W}{P_{\text{Ausgang}} + P_C} = \frac{Q_0 \cdot Q_{E2}}{Q_0 + Q_{E2}} \quad (3.40)$$

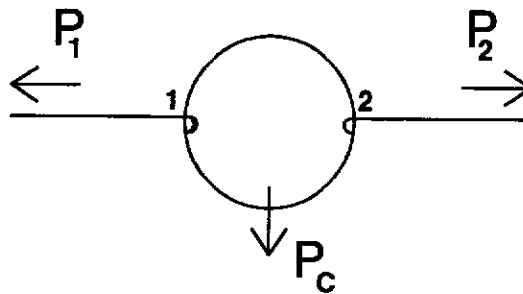
Außerdem gelten noch:

$$Q_0 = (1 + \beta_1 + \beta_2) \cdot Q_{L12} \quad (3.41)$$

$$Q_{L12} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (3.42)$$

### 3.2 Der zweifach gekoppelte Resonator

Bei einem zweifach gekoppelten Resonator (entsprechend Bild 3.7),



**Bild 3.7** Schema eines Resonators mit zwei Kopplungen, Koppelverlusten  $P_1$ ,  $P_2$  und Wandverlusten  $P_c$

wird jede einzelne Kopplung  $j$  durch einen Koppelfaktor  $\beta_j$  beschrieben, der definiert ist als Verhältnis von Koppelverlusten  $P_j$  und Wandverlusten  $P_c$  [Kle]. Die Koppelgüte  $Q_j$  (externe Güte; vgl. Kapitel 10) hängt nur von der Geometrie der Koppelanordnung ab und wird wie folgt definiert:

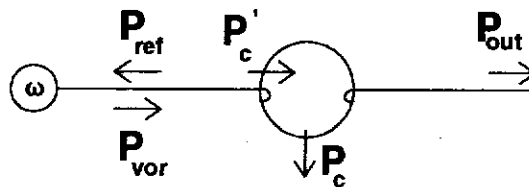
$$\beta_j = \frac{P_j}{P_c}; \quad Q_j = \frac{Q_0}{\beta_j} \quad (3.43)$$

Bei den meisten in dieser Arbeit beschriebenen Messungen existieren zwei Kopplungen am Resonator und neben den Wand- und Koppel-

verlusten sind in der Regel keine weiteren Verlustmechanismen vorhanden, sofern kein Multipacting auftritt (vgl. Kapitel 2, 6, 7, 10 und Gleichung (3.41)). Somit ergibt sich für die unbelastete Güte:

$$Q_0 = Q_L \cdot (1 + \beta_1 + \beta_2)$$

Eine der beiden Kopplungen verwendet man zur Einspeisung von Hochfrequenzleistung in den Resonator, während an der zweiten das transmittierte Signal  $P_{\text{out}}$  beobachtet werden kann. Im allgemeinen Fall wird nicht die gesamte vom Generator gelieferte Leistung  $P_{\text{vor}}$  vom Resonator absorbiert, sondern ein Bruchteil  $P_{\text{ref}}$  ins Leitungssystem reflektiert (vgl. Bild 3.8).



**Bild 3.8** Schema eines Resonators mit zwei Kopplungen und Hochfrequenzgenerator (Kreisfrequenz  $\omega$ )

Die vom Resonator über die Einkopplung akzeptierte Leistung  $P'_c = P_{\text{vor}} - P_{\text{ref}}$  teilt sich in die Verlustleistungen  $P_c$  und  $P_{\text{out}}$  und führt zu der Bilanz:

$$P'_c = P_{\text{vor}} - P_{\text{ref}} = P_c + P_{\text{out}} \quad (3.45)$$

Die Koppelverluste  $P_1$  sind bei eingeschaltetem Generator nicht getrennt meßbar, sondern als vektorielle Komponente in der "reflektierten" Welle mit der Leistung  $P_{\text{ref}}$  enthalten.

Von der Generatorseite (Einkopplenseite) gesehen, lassen sich die Verluste  $P_c$  und  $P_{\text{out}}$  nicht unterscheiden. Der tatsächlich beobachtete, effektive Koppelfaktor  $\beta_1'$  an der Einkopplung ist deshalb der auf  $P'_c$  bezogene Koppelfaktor. Mit Gleichung (3.43) folgt die Definition von  $\beta_1'$  und aus der Leistungsbilanz (Gleichung (3.45)) der Zusammenhang mit den Einzel-Koppelfaktoren  $\beta_1$

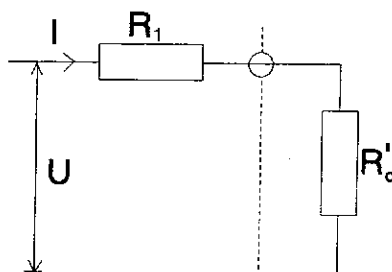
und  $\beta_2$ :

$$\beta_1' = \frac{P_1}{P_c'} = \frac{\beta_1}{1 + \beta_2} \quad (3.46)$$

Der dem Resonator über die Einkopplung zugeführten Leistung  $P_c'$  entspricht die Güte  $Q_0' = \omega W/P_c'$ , die die Wandverluste  $P_c$  und die Koppelverluste  $P_{out}$  einschließt und sich aus  $Q_L$  wie folgt berechnet:

$$Q_0' = (1 + \beta_1') \cdot Q_L \quad (3.47)$$

Die Messung des effektiven Koppelfaktors geschieht über Leistungsmessung. Den Zusammenhang erhält man aus dem einfachen Ersatzschaltbild für die Verlustwiderstände im Resonanzfall (Bild 3.9). Im Widerstand  $R_1$  entstehen die Koppelverluste  $P_1$  und in  $R_c'$  die Verluste  $P_c' = P_c + P_{out}$ .



**Bild 3.9** Ersatzschaltbild für den zweifach gekoppelten Resonator mit Koppelverlusten  $P_1$  in  $R_1$ , Wandverlusten  $P_c$  und Koppelverlusten  $P_{out}$  in  $R_c'$

Es gilt nun per Definition (Gleichung (3.43)):

$$\beta_1' = \frac{P_1}{P_c'} = \frac{R_1}{R_c'}$$

$$P_c' = \frac{1}{2} \cdot R_c' \cdot I^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{U}{R_1 + R_c'} \right)^2 \cdot R_c' = \frac{1}{2} \cdot \frac{U^2}{R_1} \cdot \frac{\beta_1'}{(1 + \beta_1')^2} \quad (3.49)$$

Leitung und Resonator heißen angepaßt, wenn die gesamte vor-



laufende Leistung  $P_{\text{vor}}$  in den Resonator eingekoppelt wird. Leistungsanpassung (d. h. maximaler Leistungstransfer) liegt vor für  $R_1 = R_c'$ , d. h.  $\beta_1' = 1$ :

$$P_{\text{vor}} = P_c' |_{\beta_1'=1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{U^2}{4 \cdot R_1} \quad (3.50)$$

Aus den Gleichungen (3.49) und (3.50) ist die grundlegende Beziehung zwischen angebotener Leistung  $P_{\text{vor}}$  und eingekoppelter Leistung  $P_c'$  zu entnehmen:

$$P_c' = P_{\text{vor}} \cdot \frac{4 \cdot \beta_1'}{(1 + \beta_1')^2} \quad (3.51)$$

Damit lassen sich alle anderen Beziehungen zwischen den direkt meßbaren Leistungen  $P_{\text{vor}}$ ,  $P_{\text{ref}}$ ,  $P_1$ ,  $P_{\text{out}}$  und den Koppelfaktoren  $\beta_1'$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  ableiten. Aus der Grundgleichung (3.51) ergeben sich insbesondere die folgenden, bei den gebräuchlichen Meßmethoden oft verwendeten Relationen:

$$\beta_1' = \frac{1}{\left( 2 \cdot \sqrt{\frac{P_{\text{vor}}}{P_1}} - 1 \right)} \quad (3.52)$$

$$P_{\text{ref}} = P_{\text{vor}} \cdot \left( \frac{1 - \beta_1 + \beta_2}{1 + \beta_1 + \beta_2} \right)^2 \quad (3.53)$$

$$P_{\text{out}} = P_{\text{vor}} \cdot \frac{4 \cdot \beta_1 \cdot \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \quad (3.54)$$

$$\beta_1' = \frac{1 \mp \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{vor}}}}{1 \pm \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{vor}}}} \beta_1 \stackrel{\leq}{\geq} 1 \quad (3.55)$$

Aus den Gleichungen (3.53) und (3.54) ergeben sich die Kopp-  
lungsfaktoren  $\beta_1$  und  $\beta_2$  zu:

$$\beta_1 = \frac{\beta_2 \cdot \left( 1 - \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{vor}}} \right) + 1 - \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{vor}}}}{1 + \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{vor}}}} \quad (3.56)$$

$$\beta_2 = \frac{P_{out}}{P_{vor} - P_{ref} - P_{out}} \quad (3.57)$$

### 3.3 Beamloading

Wenn in einem Resonator Multipacting untersucht werden soll, so sind in diesem Resonator freie Elektronen vorhanden. Da diese Elektronen beschleunigt werden, nehmen sie Leistung auf. Die Leistungsbilanz des mit Beamloading, bzw. Multipactings, belasteten Resonators ergibt sich zu:

$$P_{vor} = P_{ref} + P_{Beam} + P_c + P_{out}$$

Ein Resonator kann nach Kapitel 3.1 als Schwingkreis interpretiert werden. Ist der Resonator eingangs- und ausgangsseitig angekoppelt, bzw. belastet, so ergibt sich für ihn folgendes Ersatzschaltbild:

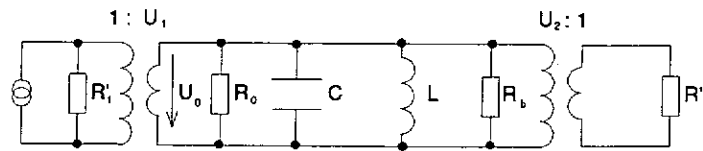


Bild 3.10 Ersatzschaltbild für belasteten Resonator

Im Falle der Resonanz läßt sich dieses Ersatzschaltbild weiter vereinfachen:

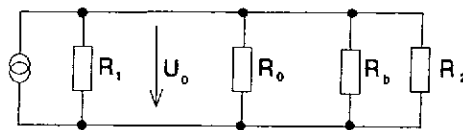


Bild 3.11 Ersatzschaltbild eines belasteten Resonators für den Resonanzfall

Für die Einkopplung wird der Koppelfaktor  $\beta_1$ , für die Auskopplung der Koppelfaktor  $\beta_2$  und für die Kopplung der Leistung der Elektronen der Koppelfaktor  $\beta_{\text{Beam}}$  definiert.

$$\beta_1 = \frac{P_1}{P_c} = \frac{R_1}{R_c} ; \quad \beta_2 = \frac{P_2}{P_c} = \frac{R_2}{R_c} ; \quad \beta_{\text{Beam}} = \frac{P_{\text{Beam}}}{P_c} = \frac{R_{\text{Beam}}}{R_c}$$

Werden diese Definitionen in Gleichung (3.58) eingesetzt, so ergibt sich:

$$P_{\text{vor}} = P_c \frac{(1 + \beta_1 + \beta_2 + \beta_b)^2}{4\beta_1}$$

Mit Ersetzen von  $\beta_{\text{Beam}}$  und mit

$$Q_0 = (1 + \beta_1) \cdot Q_L \Rightarrow \frac{1}{1 + \beta_1} = \frac{Q_L}{Q_0}$$

ergibt sich die zugeführte Leistung  $P_{\text{vor}}$  zu:

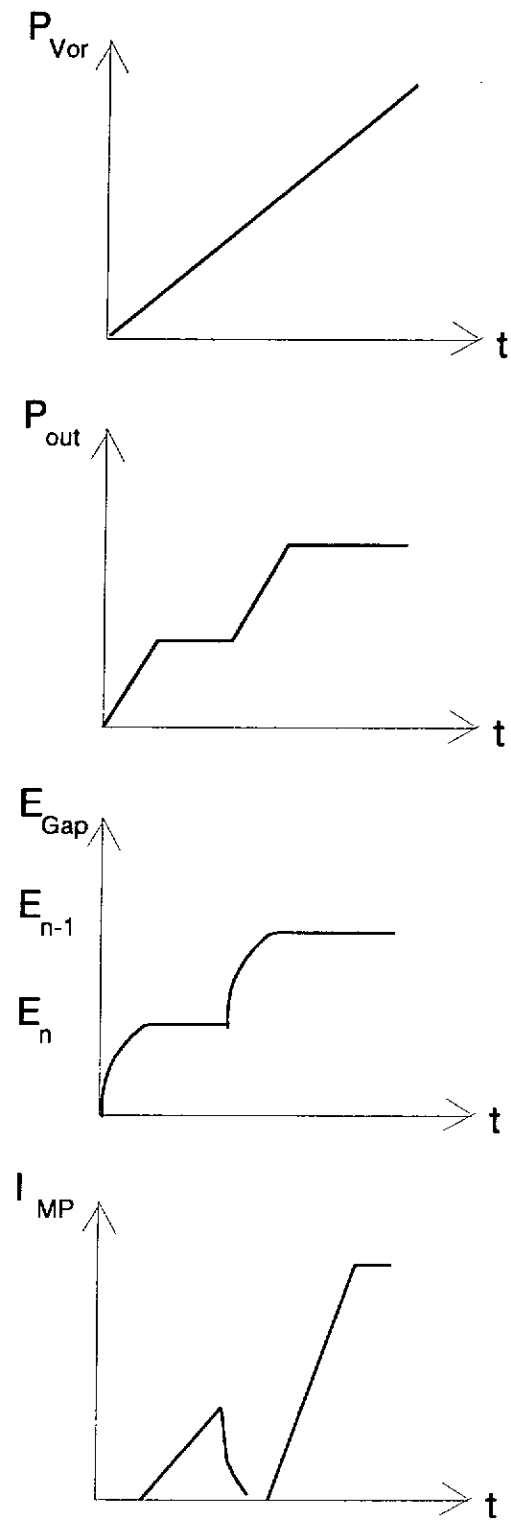
$$P_{vor} = \frac{1}{\frac{R}{Q} \cdot Q_L} \cdot \frac{1 + \beta_1}{4 \cdot \beta_1} \cdot \left( U_0 + \frac{R}{Q} \cdot Q_L \cdot I + \frac{\beta_2}{1 + \beta_1} \cdot U_0 \right)^2 \quad (3.62)$$

In obiger Beziehung wird das Beamloading durch den Term

$$\frac{R}{Q} \cdot Q_L \cdot I$$

beschrieben.

Tritt in einem Resonator Beamloading, bzw. Multipacting auf, so wird wie gerade beschrieben von den Elektronen Leistung aufgenommen. Da sich deshalb die ausgekoppelte Leistung ändern muß, werden die erwarteten Leistungen in Bild 3.12 dargestellt.



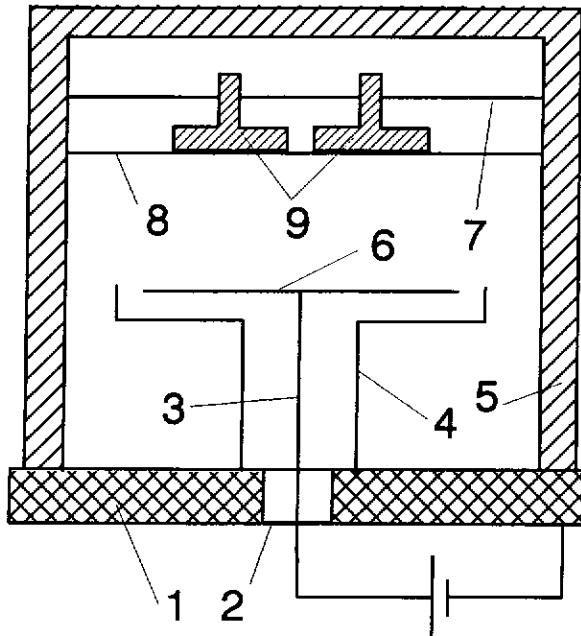
**Bild 3.12** Vorwärtsleistung  $P_{\text{vor}}$ , ausgekoppelte Leistung  $P_{\text{out}}$ , elektrisches Feld  $E_{\text{Gap}}$  im Gap und Multipactingstrom  $I_{\text{MP}}$ , bei Beamloading bzw. Multipacting in Abhängigkeit von der Zeit

## 4 Sputtern

Multipacting hängt im wesentlichen von der Beschaffenheit der Oberflächen ab, zwischen denen dieser Effekt auftritt. Die beschreibende Größe dafür ist der Sekundärelektronenemissionskoeffizient  $\delta$  (vgl. Kapitel 2.1). Er erreicht für viele Materialien, die für den Bau von Hohlraumresonatoren verwendet werden (z. B. Cu), Werte größer als 1 [Flü]. Soll Multipacting unterdrückt werden, so muß der Sekundärelektronenemissionskoeffizient auf Werte kleiner 1 gebracht werden. Eine Möglichkeit dafür ist, die von Multipacting betroffenen Oberflächen mit Materialien zu beschichten, deren Emissionsvermögen von Sekundärelektronen generell gering ist, für die  $\delta$  also immer kleiner 1 ist. Als verwendbares Material kommt hierfür z. B. Titannitrid, die Verbindung von Titan mit Stickstoff in Frage. Um die im Rahmen unserer Diplomarbeit zu untersuchenden Oberflächen mit dem Titan, bzw. Titannitrid zu beschichten, kommen mehrere Verfahren in Frage. Wir entschieden uns für das Sputtern, da wir so die am DESY zur Verfügung stehende Anlage einsetzen konnten.

Wenn ein Festkörper oder eine Flüssigkeit genügend stark erwärmt wird, so können einzelne Atome ausreichend Energie über thermische Wechselwirkungen aufnehmen, um aus der Oberfläche auszutreten. Dieser Vorgang wird als Verdampfung bezeichnet. Wird ein Festkörper oder eine Flüssigkeit bei einer beliebigen Temperatur der Bombardierung von atomaren, hochenergetischen Teilchen (meist Ionen) ausgesetzt, so ist es einzelnen Atomen möglich, über Stoßprozesse genügend Energie aufzunehmen, um aus der Oberfläche zu entweichen. Dieser Vorgang wird als Sputtern bezeichnet [Stu]. Werden diese Atome zur Beschichtung von Oberflächen benutzt, so spricht man vom Sputtern. Jedes energetische, atomare Teilchen, das auf eine Oberfläche auftrifft, kann Sputtern verursachen. Es ist jedoch üblich, Ionen auf höhere, für das Sputtern günstige Energien zu beschleunigen. Deshalb wird von Sputtern durch Ionen-Bombardement gesprochen.

### 4.1 Experimenteller Aufbau beim Sputtern



**Bild 4.1** Vereinfachte Darstellung des verwendeten Aufbaus

- 1: Grundplatte (CF200 Flansch);
- 2: UHV-Durchführung;
- 3: Leitung von HV-Spannungsquelle
- 4: Kathodenabschirmung
- 5: Vakuumentank
- 6: Kathode
- 7: Halterungsplatte für die zu sputternden Elektroden
- 8: Anode
- 9: Elektroden

Der in Bild 4.1 vereinfacht dargestellte Aufbau dient zum Beschichten der Elektroden (9), die dann für die Untersuchung des Multipactings verwendet werden sollen (vgl. Kapitel 2, 5, 6, 7). Da am DESY bereits eine Sputteranlage mit komplettem Aufbau vorhanden war, modifizierten wir diesen Aufbau, um die Elektroden beschichten zu können. Der Aufbau besteht im wesentlichen aus einem Vakuumentank (5), in dem auf einem UHV-Flansch (1) der Sputteraufbau eingebracht werden kann. Das Pumpensystem und der Gaseinlaß sind in Bild 4.1 nicht mit dargestellt. Sputtern tritt in einer Edelgasentladung auf (vgl. 4.2.1). Wir verwendeten hochreines Argon bei einem Druck von  $10^{-1}$  mbar. Die Gas-

entladung findet zwischen der Kathode (6), einer Scheibe aus hochreinem Titan, und der Anode (8), einer Kupferscheibe in die die Elektroden (9) eingeschraubt werden, statt. Der Vakuumentank, die Grundplatte (1), die Abschirmung (4) sowie Anode und Elektroden befinden sich auf Erdpotential. Die Kathode wird durch die Zuleitung (3) gehalten, die wiederum auf der Durchführung (2) befestigt ist. Die Abschirmung (4) muß angebracht werden, damit sichergestellt ist, daß die Entladung im Wesentlichen zwischen Anode und Kathode stattfindet. Die Platte (7) dient nur

zur Halterung der Elektroden.

Für die ersten Sputterversuche wurde die Anode mit einer dünnen Kupferfolie überzogen, um so alle Parameter für das Sputtern und die Gleichförmigkeit der Ablagerung bestimmen zu können. Wie sich nach mehreren Versuchen herausstellte, ist der ideale Kathoden-Anodenabstand 4 cm. Bei einem Argondruck von  $10^{-1}$  mbar war bei einem festen Strom von 10 mA eine Spannung von ca. - 1,8 kV an der Kathode nötig, um eine gleichförmige Entladung aufrechterhalten zu können. Da für unsere Untersuchungen die Dicke der Schicht auf den Elektroden nicht wichtig ist, sputterten wir immer 30 Minuten, wodurch sich eine deutlich erkennbare Schicht auf der Oberfläche der Elektroden ablagerte. Da es bei diesem Aufbau nicht möglich ist, zusätzlich zum Edelgas ein weiteres Gas einzulassen, mit dem das Titan reagieren könnte, belüfteten wir den Vakuumtank sofort nach dem Sputtern mit Stickstoff. So konnte die neue Schicht nicht mit der Umgebungsluft reagieren. Die Elektroden blieben ca. 24 Stunden in dieser Stickstoffatmosphäre, so daß sich auf der Elektrodenoberfläche Titanitrid bilden konnte.

## 4.2 Ionenbombardierung einer Oberfläche

Der exakte Mechanismus, durch den die Atome aufgrund von Ionenbombardierung aus der Oberfläche ausgelöst werden, ist nicht bekannt, aber es können Annahmen über die stattfindenden Interaktionen gemacht werden. So wird im allgemeinen davon ausgegangen, daß die Atome aufgrund Stoßprozessen die Oberflächen verlassen.

Ein Ion ist näherungsweise von der gleichen Größe wie ein

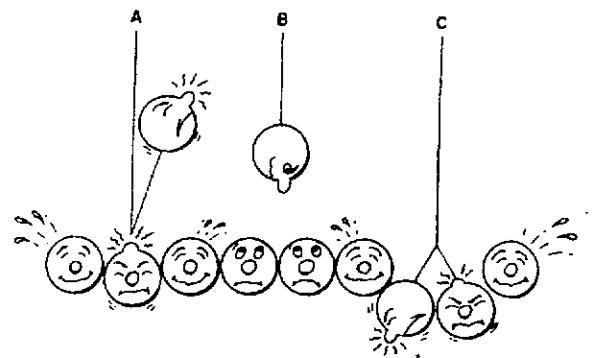


Bild 4.2 Ionen bei normalen Einfall



Atom. Es wird in erster Linie mit einem Oberflächenatom stoßen. Bei Energien, bei denen üblicherweise Sputtern auftritt, ist der Energieaustausch zwischen einfallendem Ion und Oberflächenatom größer als die Bindungs- und Schwingungsenergien der Gitteratome. Die Folge ist, daß Nachbaratome nicht durch die primäre Kollision beeinflusst werden. Es ist also ein Stoßprozeß mit zwei Stoßpartnern. Das einfallende Teilchen gibt einen wesentlichen Teil seiner Energie an das getroffene Atom ab und behält den restlichen Teil seiner Energie.

Üblicherweise fallen die Ionen parallel zur Oberflächennormalen ein. In diesem Fall, wenn die Masse des einfallenden Ions kleiner ist als die Masse des Oberflächenatoms mit dem es zusammenstößt und wenn es sich um einen zentralen Stoß handelt, prallt das Atom von der Oberfläche ab (s. Bild 4.2 A). Das beteiligte Oberflächenatom wird in die Oberfläche hineingetrieben. Alle anderen Fälle sind, ähnlich wie in Bild 4.2 C dargestellt, wo einfallendes und Oberflächenatom in Richtung in den Körper bewegt werden. Hat das einfallende Ion eine größere Masse als das Oberflächenatom, so werden sich beide, Oberflächenatom und Ion, in den Festkörper hinein bewegen, egal ob der Stoß zentral war oder nur streifend. Dadurch haben wir mindestens ein, gewöhnlich aber zwei Teilchen, die von der Oberfläche in den Körper wandern. Beide Teilchen besitzen Energien, die kleiner sind als die ursprüngliche Energie des einfallenden Teilchens, aber immer noch viel größer als die Bindungsenergien.

Das Oberflächenatom kann also niemals eine Geschwindigkeitskomponente aus der Oberfläche heraus als direkte Folge eines primären Stoßes erhalten. Die direkte Folge des Primärstoßes ist mindestens ein, normalerweise aber zwei sekundäre Stöße zwischen zwei Teilchen, die aber immer noch in Oberflächennähe stattfinden. Es ist für ein Atom möglich, als direkte Folge des sekundären Zweierstoßes die Oberfläche zu verlassen. Es ist sowohl für einfallendes als auch für Oberflächenatom möglich, sich vom Stoßort unter einem Winkel von  $45^\circ$  oder größer fortzubewegen (bezogen auf die Einfallsrichtung). Das selbe könnte bei einem zweiten Stoß in der gleichen Bewegungsebene geschehen. So addieren sich die beiden Winkel, zu einem Winkel,

der größer ist als  $90^\circ$ . Somit ist es einem Atom möglich, eine nach außen gerichtete Bewegungsrichtung zu erhalten, so daß es bei genügender Energie aus dem Körper tritt. Aus vorigen Betrachtungen könnte man schließen, daß Atome vorzugsweise nicht parallel zur Oberflächennormalen aus dem Festkörper austreten. Die Atome können nicht in eine Richtung entgegen der des einfallenden Teilchens beschleunigt werden. Dies würde zwei  $90^\circ$  Ablenkungen erfordern, mindestens eine davon würde eine  $90^\circ$  Ablenkung des Gitteratoms bedeuten. Das wiederum hätte eine Geschwindigkeitskomponente mit dem Betrag Null zur Folge. Ein Atom mit der Geschwindigkeit Null kann weder ein Austreten verursachen, noch selber austreten. Die Schlußfolgerung, daß Atome vorzugsweise in Richtungen weit ab von der Flächennormalen aus dem Gitterverband geschleudert werden, wird in der Praxis aber nicht bestätigt. Man fand heraus, daß bei senkrechtem Einfall und bei den uns interessierenden Energien, die gesputterten Atome näherungsweise in einer Kosinusverteilung austreten, genau wie beim Verdampfen. Interessant ist, daß die wahrscheinlichste Austrittsrichtung genau die entgegengesetzte Richtung des einfallenden Ions ist. Offensichtlich ist die durch das einfallende Atom eingebrachte Energie durch vielfache Stöße vor dem eigentlichen Zweierstoß so zufällig verteilt, daß der Impuls des einfallenden Teilchens total verloren geht und keine Rolle spielt. Zu beachten ist, daß dieses Ergebnis nur bei Ionen-Bombardement unter senkrechtem Einfall gilt.

Viele Phänomene können als Folge der Ionenbombardierung auf eine Oberfläche in Abhängigkeit von der Oberfläche, den Ionen, der Energie, und vielen anderen Faktoren auftreten. Aus diesem Grunde betrachten wir die praktischen Aspekte des Sputterns.

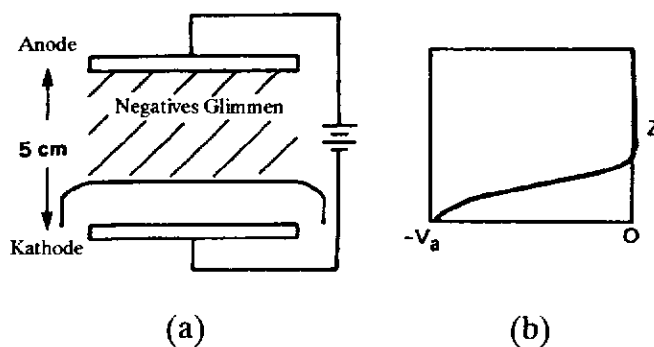
### **4.3 Glimmentladung**

Das Sputtern wurde 1852 von W.R. Grove entdeckt, der metallische Ablagerungen auf Glaswänden während der Untersuchungen der elektrischen Leitfähigkeit von Gasen beobachtete. Hier sollen

die Aspekte der elektrischen Leitfähigkeit von Gasen in Bezug auf das Sputtern dargestellt werden.

### 4.3.1 Entladung in einer Edelgasatmosphäre

Die für das Sputtern benötigte Gleichspannungsentladung wird gewöhnlich durch Anlegen einer Spannung ( $V_a$  im Bereich zwischen 1 und 6 kV) zwischen zwei planen Elektroden, ca. 5 cm voneinander entfernt, in einem Vakuumsystem (Druck 2 ... 20 Pa) erzeugt [Wes]. Unter diesen Bedingungen wird eine abnormale Glimmentladung (z.B. eine Entladung, in der die Stromdichte mit  $V_a$  steigt) erzeugt. Ihr Aussehen ist in Bild 4.3 a skizziert [Eng], [Cob]. Für das Sputtern sind normalerweise nur der Kathodendunkelraum und das negative Glimmen von Interesse. Der Dunkelraum ist der Bereich positiver Ladung vor der Kathode, wohingegen das negative Glimmen ein Plasma aus gleichviel Elektronen und Ionen beinhaltet. Folglich ist ein kleines elektrisches Feld über dem negativen Glimmen und die anliegende Spannung erscheint über den Dunkelraum (Bild 4.3 b).



**Bild 4.3** (a) Schematische Darstellung der abnormalen Glimmentladung zwischen zwei parallelen Elektroden (b) Potentialverlauf in der Entladung

Bereich des negativen Glimmens, wo sie Gasatome anregen. Diese

Sekundärelektronen, die während des Sputtervorganges erzeugt werden, werden durch die Potentialdifferenz beschleunigt, die in vielen Fällen  $V_a$  entspricht, und machen einige ionisierende Stöße mit Gasatomen. So werden neue Elektronen-Ionenpaare erzeugt. Es gelangen also viele niederenergetische Elektronen in den

gehen unter Emission von Photonen wieder in den Grundzustand zurück, die das charakteristische Glimmen hervorrufen.

Die Bewegung der Ionen von der Grenze des Dunkelraumes und die der hochenergetischen Elektronen, die sich nahe der Kathode befinden, sind beide für das Sputtern von Bedeutung. Letztere weil sie die Anode erreichen können und das hier befindliche Substrat aufheizen. Die mittlere freie Weglänge (m.f.W. in cm) für Atome, Elektronen und Ionen kann mittels der kinetischen Gastheorie überschlagen werden und ist

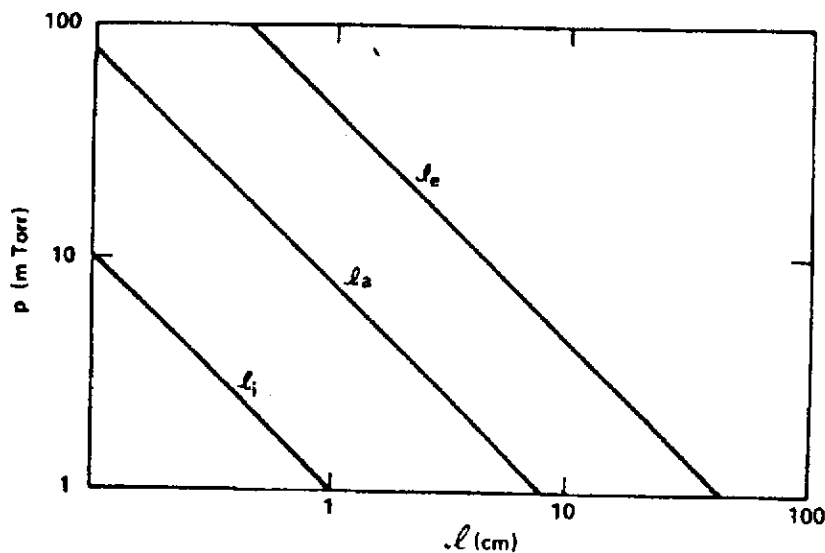
$$l_a = [2,00 \cdot 10^{16} \sigma p]^{-1}$$

$$l_e = [3,53 \cdot 10^{16} \sigma p]^{-1}$$

$$l_i = [2,00 \cdot 10^{16} \sigma_i p]^{-1}$$

mit  $p$  : Druck in Torr

$\sigma$  und  $\sigma_i$  sind Wirkungsquerschnitte in  $\text{cm}^2$   
für Ionen- und Atomstöße



**Bild 4.4** Mittlere freie Weglänge für Atome  $l_a$ , Elektronen  $l_e$  und Ionen  $l_i$  als Funktion des Druckes, in einer Argonladung, berechnet aus der kinetischen Gastheorie

In Bild 4.4 sind für Argon ( $\sigma = 6,46 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ ) die verschiedenen Werte von  $l_a$  und  $l_e$  als Funktion des Gasdruckes aufgezeichnet. Die hochenergetischen Elektronen können mittlere freie Weglängen

haben, die größer sind als die Dimensionen des Sputtersystemes.

In der Theorie, wird davon ausgegangen, daß Ionen nahe dem Rand des Dunkelraumes erzeugt werden und daß es einen Mechanismus gibt, der den Anschein vermittelt, daß Atome bei einem Stoß mit einem Gasatom Ladung übertragen. Z.B. ein Stoß zwischen einem energetischen Ion und einem neutralem Gasteilchen erzeugt ein energetisches Gasteilchen und ein Ion mit thermischer Geschwindigkeit. Das bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt der Ladungsübertragung wichtig ist. Ein Ion "stottert" durch den Dunkelraum. Es wird zwischen den Stößen durch das elektrische Feld beschleunigt und verliert die gewonnene Energie beim Stoß fast vollständig. Die Folge ist, daß nur wenige Ionen mit Energien nahe  $V_a$  die Kathode erreichen. Dies führt zu der Verteilungsfunktion der Ionenenergien [Dav]

$$\frac{V_a}{N_0} \cdot \frac{dN}{dV} = \frac{L}{2l} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V}{V_a}}} \cdot e^{-\frac{L}{l} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{V}{V_a}}\right)}$$

und demnach erreichen  $N_0 \exp(-L/l)$  Ionen mit der Energie  $V_a$  die Kathode.  $l$  ist die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen, bei denen ein Quasiladungstransfer stattfindet. Die Querschnitte von Ladungstransferstößen sind in der Größenordnung von  $10^{-15}$  bis  $10^{-16}$   $\text{cm}^2$ . Die gute Übereinstimmung mit unabhängigen Messungen zeigt, daß die Theorie die Bewegung der Ionen recht gut beschreibt.

Argon wird häufig für das Sputtern verwendet und der große Wirkungsquerschnitt für Ladungstransferstöße zwischen Ar und  $\text{Ar}^+$  bedeutet, daß  $l_i \ll L$  (vgl. Bild 4.4) und somit der Großteil von Ionen mit Energien von viel weniger als  $V_a$  die Kathode erreichen. Man kann berechnen, daß in einer Gasentladung bei 3 Pa nur 0,5% der  $\text{Ar}^+$ -Ionen, die die Kathode erreichen, Energien nahe  $V_a$  besitzen. Fast 50% haben Energien von  $0,1 V_a$ . Weil die Sputterausbeute außerdem mit steigender Energie zunimmt, läßt sich weiterhin errechnen, daß die Sputterrate somit nur 50% der ideal berechneten Sputterrate beträgt. Bei der Idealrechnung wurde

davon ausgegangen wurde, daß alle Ionen  $V_a$  besitzen. Man kann die Sputterrate nicht durch Senkung des Druckes erhöhen, denn  $L$  und  $l_i$  sind zum Druck umgekehrt proportional. Obwohl dies andere Vorteile bringen kann, z.B. die Erhöhung der Ablagerungsrate.

Um die Sputterrate zu erhöhen kann man entweder  $V_a$  oder die Ionenstromdichte erhöhen. In der Diodenentladung, die bisher betrachtet wurde, sind  $V_a$  und  $J$  voneinander abhängig.

### 4.3.2 Gleichförmigkeit der Entladung

Die den bisherigen Ausführungen zugrundeliegende Annahme war, daß der Entladestrom gleichförmig über die Kathode verteilt ist. Obwohl dies eine berechtigte Annahme zu sein scheint, da die Kathode typischerweise breiter ist (typische Kathodendurchmesser  $> 10$  cm) als der Elektrodenabstand, ergeben sich aber immer Ungleichmäßigkeiten an den Rändern der Kathode. Hier verlaufen die elektrischen Feldlinien nicht mehr normal zur Kathodenoberfläche, wie in Bild 4.3 für den Kathodendunkelraum gezeigt. Wie oben beschrieben steigt die Sputterrate mit dem Einfallswinkel der auftreffenden Ionen. Beides, die höhere Stromdichte und der nicht normale Einfall der Ionen verursachen eine höhere Sputterrate an den Kanten der Kathode [Alt], [Sch], [Gna].

Eine ernsthaftere Ungleichmäßigkeit ergibt sich, wenn der Druck soweit gesenkt wird, daß  $L$  größer wird als der Abstand  $d$  zwischen den Elektroden. Da die Anode normalerweise einen größeren Durchmesser besitzt als die Kathode, bildet sich die Entladung zwischen dem Rand der Kathode und den äußersten Enden der Anode aus. Somit ist die Sputterrate in der Mitte der Kathode kleiner. Zudem liegt das Substrat häufig im Dunkelraum, wo es großes negatives Potential erreichen kann, was wiederum ein Rücksputtern verursachen kann. Diesem Problem wird mittels einer Vorspannung begegnet.

Während wir uns mit dem Gleichstromdiodensputtern mit ebenen Elektroden beschäftigt haben, bleibt zu erwähnen, daß noch andere Aufbauten verwendet werden. Gleichstromdiodensput-

tern mit zylindrischen Elektroden findet häufig Anwendung um den Kanteneffekt zu reduzieren und eignet sich für die Verwendung von magnetischen Feldern. In diesen Aufbauten und bei einigen anderen Geometrien, wird das magnetische Feld senkrecht zum elektrischen angelegt, was die Elektronen dazu zwingt, einen längeren Weg zwischen den Elektroden zu beschreiben. Das wiederum erhöht die Anzahl der ionisierenden Stöße, somit kann man bei niedrigeren Drücken arbeiten. Ähnliches wird erreicht, wenn magnetische um elektrische Feldlinien parallel verlaufen, hier fliegen die Elektronen spiralförmig um die Feldlinien. Dieser Aufbau wird häufig in Verbindung mit thermisch oder Hochfrequenz unterstützter Entladung verwendet. Hierbei hat man einen zusätzlichen Freiheitsgrad, denn man kann  $V_a$ ,  $J$  und  $p$  unabhängig voneinander verändern.

## **4.4 Gesputterte Teilchen und ihr Transport zum Substrat**

### **4.4.1 Gesputterte Teilchen**

Um Filme zu erzeugen ist es wichtig zu wissen, was für Teilchen zum Substrat gelangen. Hierzu ist es notwendig die Art der herausgeschleuderten Teilchen, sowie die nachfolgende Bewegung der Teilchen zur Kathode zu kennen. Elektronen, positive und negative Ionen und neutrale Teilchen, im Grundzustand oder angeregt, werden durch Sputtern aus der Kathode freigesetzt [Wes]. Neben den gesputterten Teilchen können auch Ionen auf die Kathode einfallen, dort neutralisiert werden und dann, mit ihrer fast ursprünglichen Energie, zurück in die Entladung geschleudert werden. Außer bei sehr niedrigen Drücken werden diese hochenergetischen Teilchen durch Stöße sehr schnell thermisch, bedingt durch ihre kleine mittlere freie Weglänge (vgl. Bild 4.4).

Der Anteil an positiven gesputterten Ionen, die von einem Ionenstrahl für Sekundärionenmassenspektroskopie erzeugt werden, beträgt nur ca. 1% des Sputterstromes und ist demnach nicht von

Bedeutung für die Glimmentladung, zudem das elektrische Feld ihre Rückkehr zur Kathode gewährleistet. Negative Ionen, die ebenso emittiert werden, werden immer von der Kathode weg beschleunigt. Wieviele von ihnen die Kathode erreichen, hängt von den Stoßprozessen in der Entladung ab. Der Strom, den diese Ionen verursachen, ist vernachlässigbar klein, verglichen mit dem der hochenergetischen Elektronen und ihr Einfluß auf die Filmbildung ist unbedeutend.

Atome, die die Kathode im angeregtem Zustand verlassen, können spektroskopisch beobachtet werden, wenn sie unter Photonenemission in den Grundzustand übergehen. Der Anteil an angeregten Atomen, die gesputtert werden, hängt von der Oberfläche ab, von der sie gesputtert werden. Isolierende Oberflächen liefern die höchsten Ausbeuten, diese können, genau wie die Sputterausbeuten von Ionen, um einige Zehnerpotenzen schwanken, denn der selbe Mechanismus ist für die Anregung und auch für die Ionisierung verantwortlich. Allerdings sind angeregte Atome nur zu 1 % im Ionenstrom vorhanden. Die starke Strahlung, die mit der Glimmentladung verbunden ist, wird durch die Anregung in der Entladung verursacht. Auch angeregte Moleküle wurden schon beobachtet.

Weil die meisten gesputterten Teilchen unangeregt und neutral sind, weiß man relativ wenig über sie, aufgrund der experimentellen Schwierigkeiten beim Nachweis. Nur in speziellen Fällen ist es möglich neutrale Teilchen direkt zu analysieren; Methoden, die auf Ionisierung der neutralen Teilchen beruhen, wie Massenspektroskopie, bei denen beträchtliche Fehler auftreten können, da die Ionisationskoeffizienten nicht bekannt sind, können nicht angewendet werden. Atome im Grundzustand können durch Atomabsorptionsanalysen nachgewiesen werden.

#### **4.4.2 Effekte aufgrund des Restgases**

Nachfolgend werden andere Teilchen, die möglicherweise im negativen Glimmen aufgrund des Vorhandenseins von Verunreinigun-



gen verursacht werden, betrachtet. Beobachtet wurden z. B. Ionen ( $\text{H}_2\text{O}^+$ ,  $\text{H}_3\text{O}^+$ ,  $\text{ArH}^+$ ), die durch den vorhandenen Wasserdampf entstanden [Cob]. Dieser Ionenstrom war größer als der Ionenstrom aufgrund des Argons oder des gesputterten Kupfers, außer wenn der Restgaswasserdampf durch Sublimationspumpen verringert wurde. Die relative Stärke dieser Ionensignale spiegeln sicherlich nicht das relative Vorhandensein von neutralen Teilchen wieder, da Argon der Hauptbestandteil in dem System ist. Jedoch werden diese Ionen in der Nähe der Anode erzeugt und können sehr wichtig für das Filmwachstum sein. Bei der Gleichspannungsentladung ist die Anode üblicherweise nur wenige Volt negativer als das Plasma. Wenn als Substrat ein Leiter an der Anode befestigt wurde, so wird dieser von Ionen mit Energien, die dem Plasmapotential entsprechen, bombardiert. Trotzdem können Ionen, die im negativen Glimmen vorhanden sind, den wachsenden Film mit Energien von mindestens einigen Volt erreichen.

Um Untersuchungen des Filmwachstumes vornehmen zu können, ist es offensichtlich, daß der Einfluß des Restgases soweit wie möglich reduziert werden muß. Eine Möglichkeit ist, daß ein hoher Durchsatz an Sputtergas verwendet wird [Shi]. Hierdurch können die Teilchen, die ausgasen, weggespült werden. Unter Umständen kann aber auch ein statischer Aufbau (kein Gasdurchsatz) vorteilhaft sein, wenn dieses Metall z. B. sehr reaktiv mit Wasserdampf ist [Bel]. Im Falle solcher reaktiven Materialien wären extrem hohe Pumpgeschwindigkeiten notwendig, um das reaktive Gas aus dem System zu bekommen, bevor es gegettert wird. Diese Reaktivität wird sehr effektiv beim Gettersputtern angewandt. Bei hohen Gasdurchsätzen ist es wichtig, daß das Gas sehr rein ist. Selbst "ultrareines" Gas sollte noch durch Getterfilter gereinigt werden.

Auch die Sputterkathode kann Quelle für Verunreinigungen in der Entladung sein. Sogar hochreine Kathodenmaterialien können Quelle von gasförmigen Verunreinigungen sein, denn in der Praxis werden in ihrer Analyse häufig Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff ignoriert. Auch die Herstellung der Kathode ist also ein wichtiger Gesichtspunkt. Werden diese durch Verdichtung oder das Heißpressen von Pulver hergestellt, so wird Gas eingeschlos-

sen, das kontinuierlich während des Sputtervorganges freigesetzt wird. Atome des Sputtergases, die sich durch Ionenbeschuß während des Sputterns in die Kathode einlagern, werden ebenso kontinuierlich freigesetzt.

## **4.5 Ankunft am Substrat**

Da das Hauptinteresse am Sputtern darin besteht, dünne Filme abzulagern, ist die Ankunft von Material und dessen Einfluß auf das Wachstum des Filmes der wichtigste Teil des Sputterprozesses. Im vorigen Abschnitt wurde geschildert, daß viele verschiedene Teilchenarten in der Nähe der Anode vorhanden sind, wo sich normalerweise das Substrat befindet. Die Eigenschaften, des auf dem Substrat abgelagerten Filmes, hängen demnach von der relativen Zahl und Energie der unterschiedlichen Teilchen, sowie ihrem nachfolgendem Verhalten ab. Dies wird durch verschiedene Faktoren beeinflusst, z.B. Substrattemperatur und -potential. Vossen [Vos] führte vierzehn Effekte auf, die möglicherweise durch die Änderungen der Ablagerungsrate, Substrattemperatur und Bombardement des Filmes durch Teilchen in der Entladung herrühren.

Der Einfluß, den die verschiedenen Parameter auf das Filmwachstum haben kann auch von Material zu Material stark unterschiedlich sein, z.B. die Auswirkungen des Restgases sind für reaktive und nicht-reaktive Metalle unterschiedlich. Da es offensichtlich unmöglich ist, die Auswirkungen von allen Parametern auf alle Arten von Filmen zu betrachten, werden nur wenige Beispiele dargestellt, um die generellen Auswirkungen darzustellen.

### **4.5.1 Ablagerungsraten und Gleichförmigkeit bei Edelgasentladungen**

Um die Filmdicke kontrollieren zu können, ist es notwendig die Größe der Ablagerungsrate zu wissen. Auch die Gleichförmigkeit

der abgelagerten Schicht muß betrachtet werden, wenn Filme für elektrische oder optische Anwendungen hergestellt werden [Wes]. Generell können Ablagerungsrate und auch Gleichförmigkeit durch Kenntnis der Sputterrate und der Lösung der Diffusionsgleichung bestimmt werden, die aber nur für ionisiertes gesputtertes Material anwendbar ist. Jedoch ist dieses ein sehr kompliziertes Verfahren. Es ist einfacher, die Ablagerungsrate zu bestimmen.

Die Filmdicke ist häufig ein wichtiger Parameter in der Anwendung von gesputterten Schichten (z.B. für elektrische Widerstände und optische Beschichtungen) und es ist dann sinnvoll die Ablagerungsrate  $R_h$  aus der Dicke der Schicht zu bestimmen. Jedoch ist die Rate  $R_m$ , die aus der Masse des Filmes berechnet wird, eine brauchbarere Parameter, wenn versucht werden soll, Sputter- und Ablagerungsmechanismen zu bestimmen. Unglücklicherweise wird in der Literatur diese Unterscheidung häufig nicht gemacht.

Da das gesputterte Material durch einen Diffusionsprozeß zum Substrat gelangt, können Ablagerungsrate und Gleichförmigkeit drastisch durch die geometrische Anordnung von Anode und Substrat beeinflußt werden. Es wird angenommen, daß  $R_m$  konstant über Anode und Substrat ist, wenn die beiden planparallel zueinander sind. Wenn die Anode nun in Richtung Kathode bewegt wird, ohne daß das Substrat bewegt wird, so wird gesputtertes Material, das vorher das Substrat durch Diffusion erreichte, von der Anode eingefangen. Die Ablagerungsrate an jedem Punkt des Substrates ist ungefähr durch den Raumwinkel zur gegenüberliegenden Anodenblende gegeben.

## 4.5.2 Keimbildung und -wachstum

Es ist nicht überraschend, daß wenig über die Keimbildungs- und Wachstumsprozesse von Filmen, die in einer Glimmentladung gesputtert wurden, bekannt ist, da das Verständnis von weniger komplexen Ablagerungstechniken (z.B. Verdampfung) noch sehr unvollständig ist. Die Filmbildung findet in vier Phasen statt

[Cho]:

- (1) Der anfängliche Keim, der möglicherweise nur einige wenige Atome beinhaltet, wächst zu einer beobachtbaren Größe ( $> 1$  nm) und erscheint als dreidimensionale Insel mit einer Oberflächendichte von  $10^{10} - 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .
- (2) Ankommende Atome wandern über die Oberfläche um weiteres Wachstum dieser Inseln zu verursachen, bis einige Inseln nahe genug aneinander kommen, um sich zu verbinden, was die Inseldichte verringert.
- (3) Nun gibt es eine große Anzahl an Verbindungen der Inseln, was die Bildung einer verbundenen Netzwerkstruktur verursacht.
- (4) Die leeren Kanäle in diesem Netzwerk werden aufgefüllt.

Die Einzelheiten jeder dieser Phasen sind wichtig, um die letztendliche Art des gebildeten Filmes bestimmen zu können. Z.B. bedeutet die Bildung von großen Inseln vor der Wanderung, daß die Filme nicht nur punktuell wachsen, bis die mittlere Dicke groß ist, sondern auch, daß sie eine größere Korngröße und weniger strukturelle Fehler haben. Die Wanderung hängt offensichtlich von der Mobilität der Atome auf der Oberfläche ab und kann durch die Sättigungsinseldichte beschrieben werden. Ein niedriger Wert bedeutet, daß es eine beträchtliche Wanderung als Folge hoher Oberflächenbeweglichkeit gibt. Im thermodynamischen Gleichgewicht wird die Sättigungsinseldichte durch die einzelne Kombination der ankommenden Atome mit dem Substrat bestimmt. Eine Gleichgewichtsbedingung existiert jedoch nicht, wenn die Ankunftsrate der Atome die Oberflächendiffusionsrate überschreitet, wenn elektrostatische Ladungen vorhanden sind, wenn die Oberfläche Defekte beinhaltet oder wenn adsorbierte Verunreinigungen vorhanden sind. In diesen Fällen ändert sich die wachsende Oberfläche während der ersten Stufen der Ablagerung ständig.

## 5 Entwurf des Cavities für Multipacting-Untersuchungen

Nachfolgend wird beschrieben, wie über die Geometrie des Versuchsresonators Einfluß auf die elektrischen und magnetischen Felder und deren Verteilung im Resonator genommen wird.

Es gibt mehrere Programme, mit denen man die erforderlichen Feld-Berechnungen durchführen kann. Es wurden die Programme URMEL bzw. URMEL-T [Weil] verwendet, da sie einfach anwendbar sind und sie alle Parameter berechnen, die für die Entwicklung des Versuchsresonators wichtig sind.

### 5.1 URMEL und URMEL-T

Die Programme URMEL und URMEL-T sind Programme für die zweidimensionale Berechnung von elektrischen und magnetischen Feldern in rotationssymmetrischen Beschleunigungsresonatoren und Hohlleitern. Entwickelt wurden sie am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg [Weil]. Der Unterschied zwischen den beiden Programmen besteht darin, daß URMEL ein rechteckiges Gitter bei maximal 25000 Gitterpunkten zur Berechnung der Strukturen verwendet, wohingegen URMEL-T ein dreieckiges Gitter mit maximal 8000 (bei URMEL-T mit doppelter Rechengenauigkeit maximal 10000) Gitterpunkten benutzt.

### 5.1.1 Eingabeparameter

```

$file test=0, plo=t, $end
urmel-rechnungen zum multipacting resonator
$bound z=1 $end
$mesh npx=2500
$end
#cavityshape
0,00
0,021 0,000 (1)
0,050 0,000 (2)
0,050 0,137 (3)
0,021 0,137 (4)
0,021 0,021 (5)
-1, 0,001
0,020 0,020 (6)
0,000 0,020 (7)
0,000 0,000 (8)
0,0025 0,000 (9)
0,0025 0,009 (10)
-1, 0,001
0,0035 0,010 (11)
0,020 0,010 (12)
-1, 0,001
0,021 0,009 (13)
0,021 0,000 (14)
9090 9090
$mode mrot=0, nmode=10 $end
$plot $end
$print i=t, k=z=1, k=1=j, k=1=i,
k=1=f, k=2=i, k=3=f, k=4=f $end

```

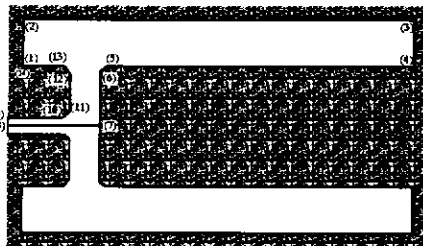


Bild 5.1 Eingabefile, wie es für die Berechnung des Resonators verwendet wurde

URMEL und URMEL-T verwenden eine vorgegebene Syntax (vgl. Bild 5.1), die hier kurz erklärt wird, für die genauere Erklärung sei auf das Handbuch "URMEL AND URMEL-T USERS GUIDE" verwiesen. Da diese Programme für die Berechnung von rotations-symmetrischen Problemstellungen entwickelt wurden und häufig neben der Rotationssymmetrie auch eine Spiegelsymmetrie senkrecht zur Rotationsachse vorliegt, liegt der Berechnung häufig nur ein Viertel der Beschleunigungsstruktur (s. Bild 5.2) zugrunde.

Nachfolgend werden die für uns relevanten Eingabeparameter kurz erläutert.

Die Eingabedatei besteht aus mehreren Bereichen, in denen z.B. Geometrie-, Ausgabe- und Berechnungsparameter definiert werden.

Am Anfang wird im Bereich \$file mit den Steuerparametern itest und lplo die Ausgabe bestimmt.

- Wird itest = 1 gesetzt, testet das Programm, ob die Struktur

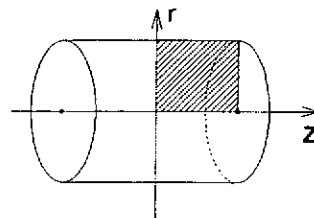


Bild 5.2 Darstellung der für die Berechnung notwendigen Fläche

berechenbar ist und gibt graphisch die Struktur mit dem verwendeten Gitter aus.

- Bei `itest = 0` wird die Struktur berechnet.
- Durch die Eingabe von `lplo = .t.` wird die graphische Ausgabe eingeschaltet.

Die auf `$file` folgende Zeile beinhaltet die in der Ausgabe verwendete Überschrift.

Im Bereich `$boun` werden die Randbedingungen definiert. Die Ränder werden hierbei durch `izl` : linker Rand, `izr` : rechter Rand, `irl` : unterer Rand, sowie `iru` : oberer Rand bestimmt. Wird der entsprechende Parameter auf 1 gesetzt, so ist das tangential elektrische Feld am entsprechendem Rand gleich null, die Auswahl 2 bedeutet, daß das tangential magnetische Feld gleich null ist.

`$mesh` bestimmt das der Berechnung zugrunde liegende Gitter. Es werden folgende Schalter benutzt:

- `lauto`: schaltet die automatische Generierung des Gitters an, bzw. aus,
- `npmax` bestimmt die maximale Zahl der für die Berechnung verwendeten Gitterpunkte.
- Über die Parameter `istepx` und `istepz` können die Zahl der Gitternetzlinien in den durch die automatische Gittergenerierung festgelegten Bereichen variiert werden.

`#cavityshape` bestimmt die Form der zu berechnenden Struktur. Hierfür wird zuerst die Leitfähigkeit der von dem nachfolgendem Polygonzug umschlossenen Fläche festgelegt. Danach wird die Form der Struktur durch Koordinatenpunkte in der Form  $(r,z)$  eingegeben. Diese Koordinatenpunkte können entweder durch gerade, kreisförmige oder elliptische Linien verbunden werden.

Im Bereich `$mode` können die Berechnungsparameter gesetzt werden.

- Über `mrot` wird festgelegt, ob Monopolmoden oder höhere Moden berechnet werden sollen.
- `nmode` bestimmt die maximale Zahl der berechneten Moden,
- `dvlm` gibt an, ab welcher Genauigkeit die berechneten Moden

ausgegeben werden.

\$plot ermöglicht die Ausgabe der berechneten Felder auf einem Drucker oder Plotter. Erfolgen bei diesem Punkt keine Eingaben, werden die berechneten Feldverteilungen als Grafik-Postscript-Dateien abgespeichert.

\$prin bestimmt welche Felder berechnet werden:

- ler = .t. berechnet das radiale elektrische Feld,
- lez = .t. berechnet das longitudinale elektrische Feld.

### **5.1.2 Bestimmung der Rechengenauigkeit von URMEL und URMEL-T**

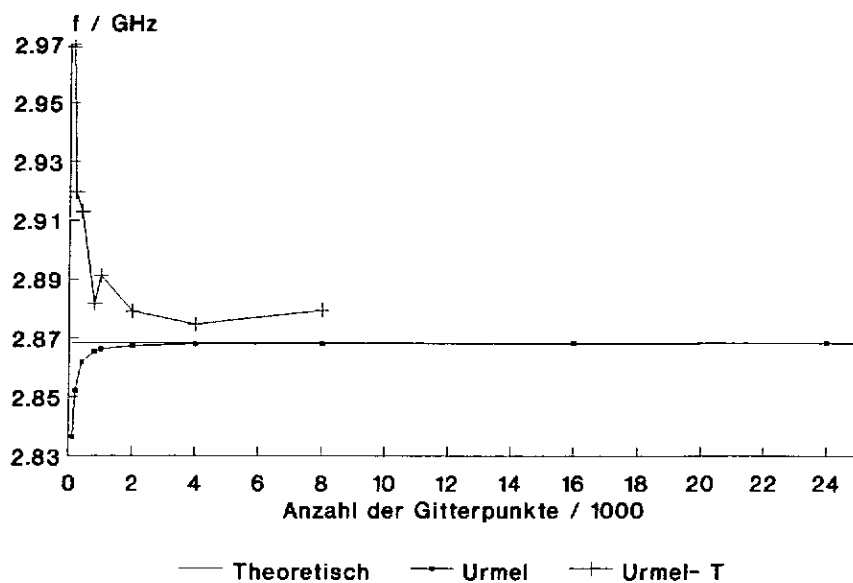
Um die Rechengenauigkeit von URMEL und URMEL-T zu überprüfen wurden analytisch berechenbare Strukturen mit den beiden Programmen berechnet. Die so erzielten Ergebnisse wurden dann mit den theoretischen Werten verglichen.

Zuerst wurde ein zylindrischer Hohlraumresonator zur Überprüfung benutzt. Der theoretische Wert für die überprüfte Resonanzfrequenz beträgt  $f = 2,868603$  GHz (dies entspricht einem Resonator mit dem Radius von 0,04 m und einer Höhe von 0,2 m).



Anzahl der Berechnungspunkte	URMEL f / GHz	URMEL-T f / GHz	Theoretischer Wert f / GHz
100	2,836692	2,969105	2,868603
200	2,852163	2,919573	2,868603
400	2,861883	2,912960	2,868603
800	2,865406	2,881697	2,868603
1000	2,866324	2,891191	2,868603
2000	2,867452	2,879050	2,868603
4000	2,868024	2,874779	2,868603
8000	2,868281	2,879613	2,868603
16000	2,868273		2,868603
24000	2,868384		2,868603
25000	2,868525		2,868603

**Tab. 5.1** Vergleich der von URMEL und URMEL-T berechneten Resonanzfrequenz mit theoretischen Werten für einen zylindrischen Hohlraumresonator

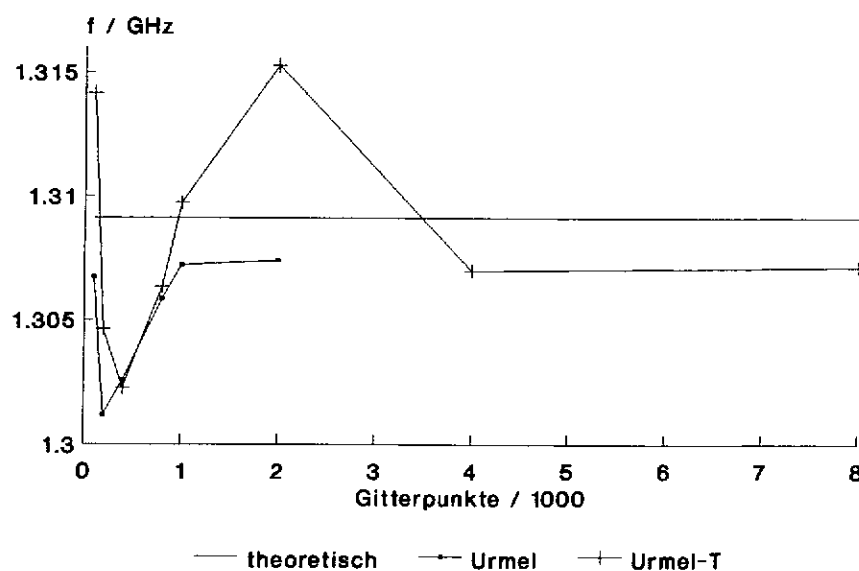


**Bild 5.3** Überprüfung der Rechengenauigkeit von URMEL und URMEL-T anhand eines zylindrischen Resonators

Eine weitere Kontrolle der Rechengenauigkeit wurde außerdem noch mit einem sphärischen Resonator durchgeführt. Bei einem Radius von  $r = 0,1$  m ergibt sich die unterste Resonanzfrequenz zu 1,309117 GHz.

Anzahl der Berechnungspunkte	URMEL f / GHz	URMEL-T f / GHz	Theoretischer Wert f / GHz
100	1,306734	1,314136	1,309117
200	1,301184	1,304640	1,309117
400	1,302572	1,302263	1,309117
800	1,305849	1,306342	1,309117
1000	1,307200	1,309726	1,309117
2000	1,307402	1,315267	1,309117
4000	1,306986	1,309117	
8000		1,307141	1,309117

**Tab. 5.2** Vergleich der von URMEL und URMEL-T berechneten Resonanzfrequenzen mit analytischen Werten für einen sphärischen Resonator



**Bild 5.4** Überprüfung der Rechengenauigkeit von URMEL und URMEL-T anhand eines sphärischen Resonators

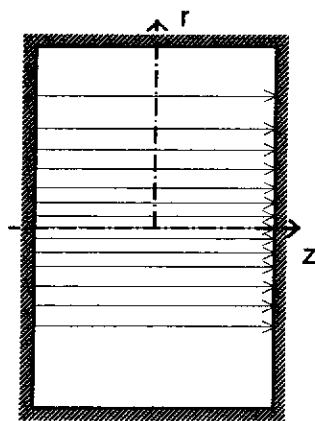
<sup>1</sup> Ab diesem Wert errechnete URMEL keine verwertbare Lösung

Aus obigen Tabellen wird ersichtlich, daß für gerade, ebene insbesondere rechtwinklige Formen URMEL besser geeignet ist als URMEL-T, da URMEL rechtwinklige Gitter und URMEL-T dreieckige Gitter zur Berechnung verwendet. Wie sich zeigte, steigt die Rechengenauigkeit beider Programme nicht notwendigerweise mit der Zahl der verwendeten Gitterpunkte. Vielmehr summieren sich die Fehler bei der Berechnung mit steigender Anzahl von Gitterpunkten auf.

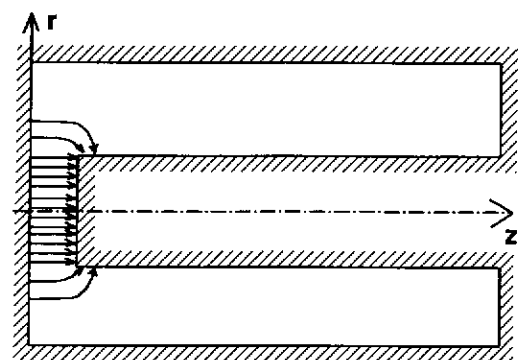
Aufgrund obiger Betrachtung wurde entschieden, daß URMEL für die Berechnungen unseres Resonators verwendet werden sollte, da es sich bei diesem um eine rechtwinklige Struktur handelt.

## 5.2 Design des Resonators

Die Untersuchung des Multipacting-Effektes erfordert ein hohes elektrisches Feld (vgl. Kapitel 2), das über einen großen Bereich möglichst homogen sein sollte. Um die eingekoppelte Leistung klein zu halten, wurde nicht ein einfacher zylindrischer Resonator (vgl. Bild 5.5) sondern ein einem Koaxialhohlleiter ähnlichem Reentrant-Resonator (entsprechend Bild 5.6) gewählt (vgl. Kap. 10.1.1.7).



**Bild 5.5** zylindrischer Resonator mit eingezeichneten elektrischen Feldlinien



**Bild 5.6** Einem "Koaxialresonator" ähnlicher Reentrant-Resonator mit elektrischen Feldlinien

Zwischen den parallelen Innenleiterflächen (Gap) liegt das elektrische Feld mit der gewünschten hohen Stärke und einer homogenen Verteilung an. Desweiteren besitzt der Reentrant-Resonator den Vorteil, daß die magnetische Feldstärke im Gap gegenüber der elektrischen Feldstärke vernachlässigbar klein ist. Die geometrischen Größen des Resonators werden nachfolgend bestimmt, bzw. verbessert. Es muß darauf Rücksicht genommen werden, daß später für die Messung nur Generatoren bzw. Verstärker mit einer Frequenz von  $(500 \pm 10)$  MHz zur Verfügung stehen. Desweiteren ist darauf zu achten, daß vorhandene genormte Halbzeuge verwendet werden können.

In Bild 5.7 ist die Geometrie mit den weiterhin verwendeten Bezeichnern dargestellt. Wie oben beschrieben, ist für die Berechnung nur ein Viertel des zu berechnenden Resonators nötig, da dieser eine Spiegelsymmetrie an der r-Achse besitzt und rotationssymmetrisch um die z-Achse ist.

### 5.2.1 Änderung der Radien

Die folgenden Berechnungen sollen zeigen, welchen Einfluß eine Variation des Innen- ( $R_1$ ), bzw. Außenradius ( $R_2$ ) auf das elektrische Feld im Gap hat (siehe auch Bild 5.7). Es wurde dabei darauf geachtet, daß die Resonanzfrequenz immer  $(501 \pm 1)$  MHz beträgt. Der nötige Frequenzabgleich erfolgt durch Variation der Gesamtlänge  $l$ .

Das Programm URMEL berechnet für den Resonator verschiedene Parameter, aus denen wir die für uns wichtigen Werte in den Tabellen angeben. Aus der Theorie (s. Kapitel 2) ist bekannt, daß Multipacting erster Ordnung bei einer Gap-Breite von 1 cm bei ca. 180 kV/m auftritt, deshalb wurde die Verlustleistung auf diesen Wert normiert.

$f^*$ [MHz]	d/2 [mm]	l/2 [mm]	Ri [mm]	Ra [mm]	Güte	Verlustleistung* $P_v$ ohne linke Platte [W]	$E^*$ bei r=1 ; z=1 [ $10^5$ V/m]	Verlustleistung $P_v$ bei E=180 kV/m [W]
501,2486	5	116,0	10	50	9113	0,721	2,402	0,405
501,8924	5	98,0	13	50	8962	0,783	2,236	0,507
501,2910	5	106,5	15	50	8720	0,883	2,191	0,596
501,5429	5	103,5	17	50	8481	0,899	2,044	0,697
501,4989	5	100,2	20	50	7398	0,955	1,867	0,888
501,6180	5	98,5	22	50	7649	0,975	1,737	1,047
501,0545	5	97,5	25	50	7035	1,036	1,576	1,352
501,1404	5	97,3	27	50	6601	1,037	1,442	1,617
501,8924	5	98,0	30	50	5897	1,084	1,280	2,145
501,3934	5	131,9	20	30	3196	1,297	1,007	4,143
501,7714	5	126,0	20	33	4063	1,168	1,184	2,699
501,5678	5	119,0	20	37	5118	1,167	1,446	1,808
501,8394	5	114,0	20	40	5866	1,092	1,567	1,442
501,6725	5	111,0	20	42	6327	1,086	1,662	1,274
501,1871	5	106,8	20	45	6993	1,015	1,737	1,090
501,5589	5	104,0	20	47	7406	1,025	1,825	0,997
501,2714	5	97,9	20	52	8371	0,958	1,933	0,830
501,4118	5	94,5	20	55	8910	0,912	1,972	0,760
501,5538	5	92,3	20	57	9273	0,851	1,957	0,720
501,2093	5	89,5	20	60	9721	0,864	2,037	0,675
501,5231	5	87,5	20	62	9162	0,888	2,014	0,709
501,2802	5	85,0	20	65	10455	0,837	2,102	0,614
501,6542	5	83,2	20	67	9621	0,879	2,074	0,662
501,3008	5	81,0	20	70	11118	0,807	2,147	0,567

**Tab. 5.3** Auswirkungen der Variation von Innen- und Außendurchmesser auf die Verlustleistung bei konstantem E-Feld im Gap (Frequenztoning wurde über die Resonatorlänge l/2 durchgeführt)  
\*: Von URMEL berechnete Werte

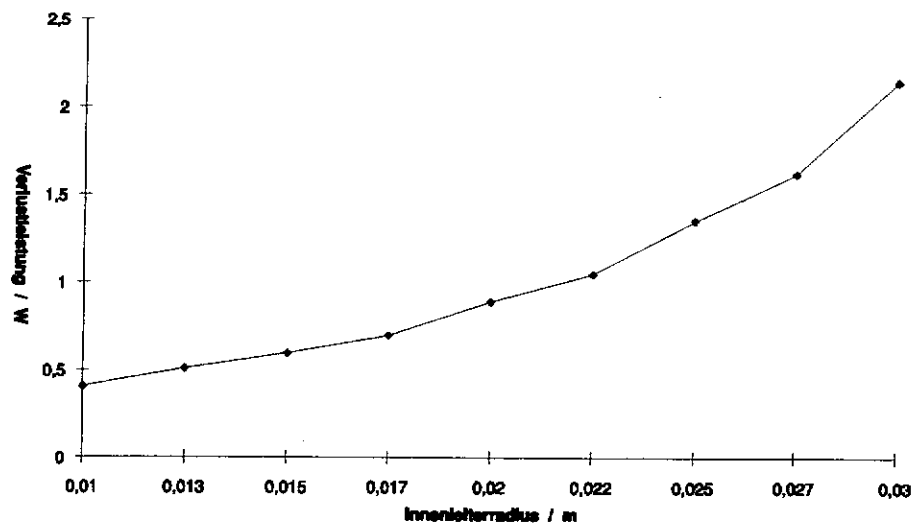


Bild 5.7 Einfluß des Innenradius auf die benötigte Verlustleistung

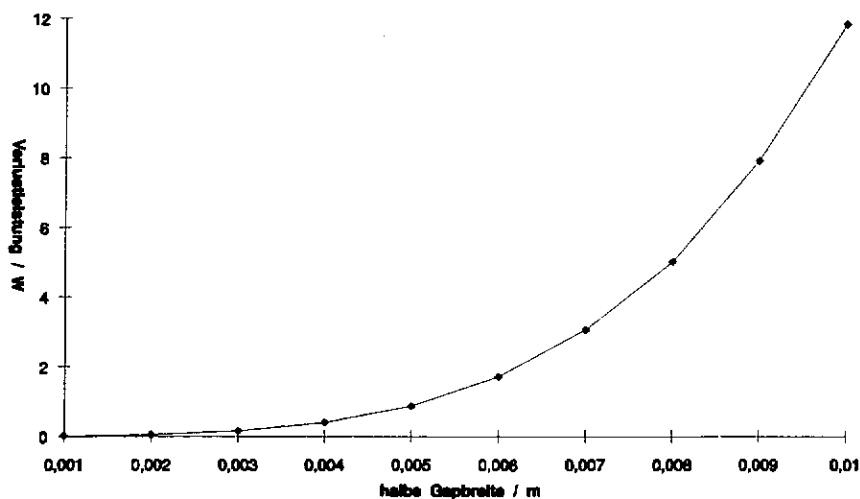
Obige Tabellen und Bilder zeigen, daß der Innenradius möglichst klein und der Außenradius möglichst groß zu wählen sind. Der Innenradius darf jedoch nicht zu klein gewählt werden, da sonst Homogenität des E-Feldes im Gap nicht mehr gegeben ist.

### 5.2.2 Variation der Gapbreite

Es soll untersucht werden, welchen Einfluß eine Änderung der Gap-Breite  $d$  auf die Verlustleistung hat. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß die minimale Feldstärke für Multipacting von der Gap-Breite abhängt (vgl. Kapitel über Multipacting). Deshalb ist die Verlustleistung auf die minimale Feldstärke, bei der Multipacting auftritt, normiert. Auch hier wurde das Frequenz-Tuning über die Resonatorlänge durchgeführt. Es wurde wieder eine Bandbreite von +1 MHz zugelassen.

d/2	f	l/2	Ez bei r=1; z=1 [10 <sup>5</sup> V/m]	Güte	Verlustleistung ohne linke Platte [W]	minimale Feldstärke [10 <sup>5</sup> V/m]	Verlustleistung bei min. Feld- stärke [W]
[m]	[MHz]	[m]					
0,001	500,6894	0,0394	9,653	6603	3,285	0,359	0,005
0,002	500,2324	0,0627	4,214	7474	1,299	0,716	0,037
0,003	500,7878	0,0791	3,016	7780	1,147	1,076	0,146
0,004	500,6591	0,0908	2,350	7915	1,070	1,434	0,398
0,005	500,4029	0,1005	1,865	8000	0,953	1,790	0,878
0,006	500,1862	0,1075	1,605	8023	0,958	2,147	1,714
0,007	500,4157	0,1130	1,397	8034	0,950	2,507	3,058
0,008	500,0446	0,1180	1,175	8079	0,846	2,860	5,017
0,009	500,6284	0,1218	1,056	8085	0,848	3,226	7,911
0,010	500,5234	0,1252	9,174	8128	0,775	3,582	11,822

**Tab. 5.4** Einfluß der Gapbreite auf die Verlustleistung. Werte sind auf die minimale Feldstärke normiert, bei der Multipacting auftritt. Frequenztuning erfolgt über Variation der Gesamtlänge.

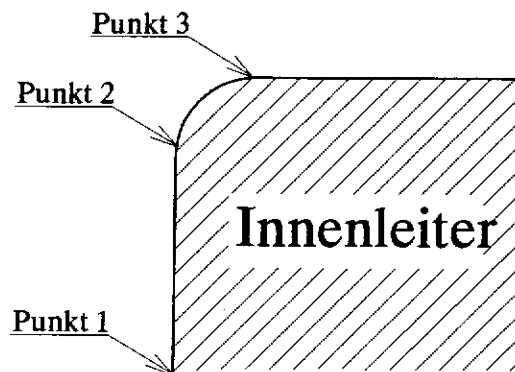


**Bild 5.8** Einfluß der Gap-Breite auf die Verlustleistung

Um bei möglichst geringer Verlustleistung den Multipacting-Effekt untersuchen zu können, sollte die Gap-Breite möglichst klein gehalten werden. Jedoch fordert ein vernünftiges Handling eine ausreichende Gap-Breite.

### 5.2.3 Verlauf des elektrischen Feldes im Gap

Um ein möglichst homogenes elektrisches Feld im Bereich des Gaps zu erhalten, wurde die Geometrie der Abschlußflächen des Innenleiters verändert.



**Bild 5.9** Darstellung des Innenleiters mit Kennzeichnung wichtiger Punkte

Um einen Vergleich der Geometrieänderungen durchführen zu können, wird nachfolgend die absolute Feldstärke an der Oberfläche des Innenleiters in Abhängigkeit von der Länge aufgetragen. Markante Punkte sind dabei (wie aus Bild 5.10 zu ersehen) gekennzeichnet.



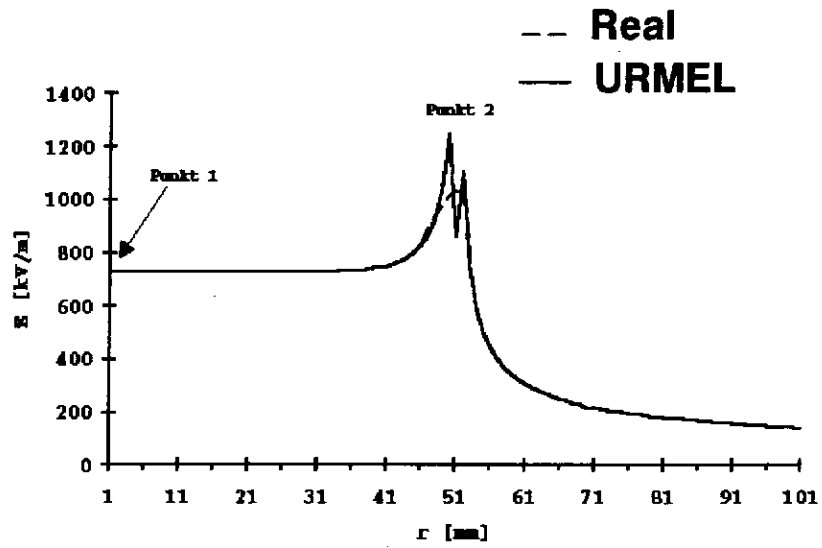


Bild 5.10 Feldstärkenverlauf längs des Innenleiters (kein Radius)

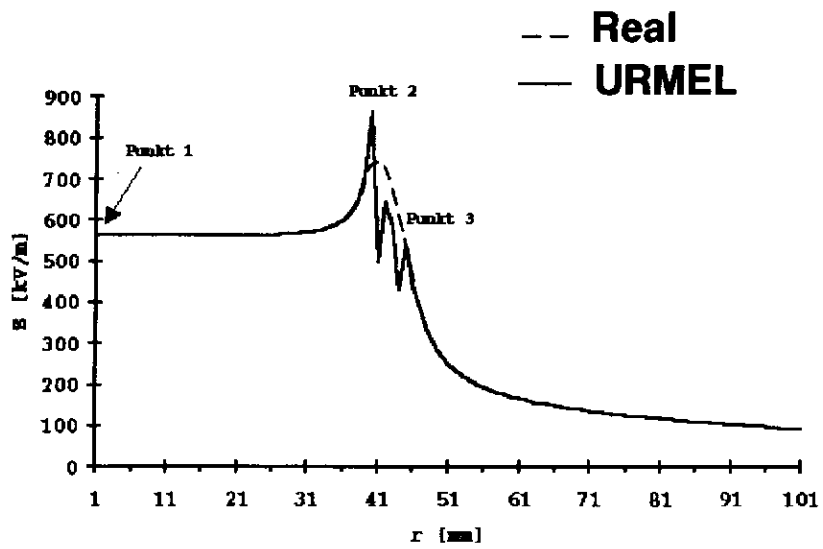


Bild 5.11 Feldstärkenverlauf längs des Innenleiters (3 mm Radius)

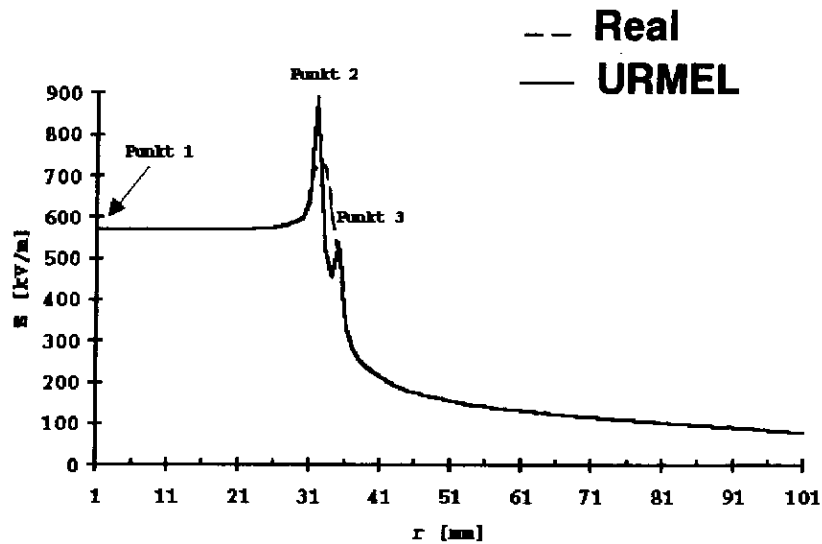


Bild 5.12 Feldstärkenverlauf längs des Innenleiters (6 mm Radius)

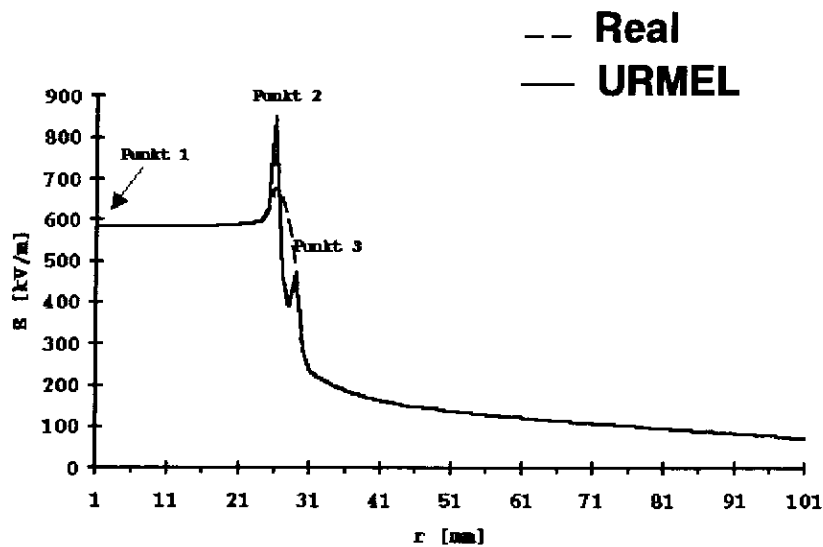


Bild 5.13 Feldstärkenverlauf längs des Innenleiters (9 mm Radius)

Die Rechnungen zeigen, daß in einem Bereich um die Symmetrieachse das elektrische Feld nahezu homogen ist. Die Größe dieses homogenen Bereiches nimmt mit steigendem Kantenradius ab. Jedoch wird die Feldüberhöhung am Außenradius des Innenleiters, in Be-

zug auf das homogene Feld, mit steigendem Kantenradius geringer.

Die direkt auf den höchsten Wert (s. Bild 5.11 bis Bild 5.14) folgenden Nebenmaxima dürften nicht vorhanden sein, diese Werte sind auf Rechenfehler des Programms URMEL zurückzuführen.

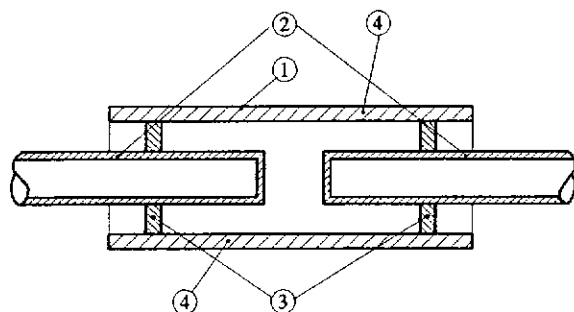
Weiterhin ist aus den Rechnungen ersichtlich, daß das radiale elektrische Feld im Gap wesentlich (ca. 80 mal) kleiner ist, als das axiale elektrische Feld. Dies bedeutet, daß die Ablenkung durch das radiale elektrische Feld vernachlässigt werden kann. Neben der Ablenkung durch das elektrische Feld, erfahren die Elektronen auch eine Ablenkung durch das magnetische Feld. Unsere Berechnungen zeigten, daß auch dieser Effekt vernachlässigt werden kann, da die Kraft auf ein Elektron aufgrund des magnetischen Feldes um ca. den Faktor 65 kleiner ist, als die Kraft aufgrund des axialen elektrischen Feldes. Dabei wurde der ungünstigste Fall (maximales magnetisches und elektrisches Feld) angenommen.

## 5.3 Vermessung der Resonatoren

### 5.3.1 Messungen am Übungsresonator

Um die Berechnungen von URMEL und URMEL-T zu überprüfen, wurde ein Versuchsresonator (s. Bild 5.15) gebaut. An diesem Resonator soll gemessen werden, welche Frequenzen sich in Abhängigkeit von Geometrieänderungen einstellen und in wie weit sie mit den Berechnungen übereinstimmen.

Der in Bild 5.15 dargestellte Resonator ist aus einem Kupferrohr (1) (Innendurchmesser 100 mm) gefertigt,



**Bild 5.14** Versuchsresonator, bestehend aus:

- 1) Außenleiterrohr
- 2) Innenleiterrohren
- 3) Kurzschlußschiebern

in dem beweglich zwei Kurzschlußschieber (3) eingebaut wurden. Wiederum beweglich in den Kurzschlußschiebern laufen 2 Kupferrohre, (2) (Außendurchmesser 42 mm), die die Innenleiter darstellen. Sie sind an den Enden mit ebenen Kupferplatten verlötet. Die Flächen zwischen diesen Innenleitern stellen das Gap dar. Die technische Zeichnung für diesen Proberesonator befindet sich im Anhang.

Ein- bzw. Auskopplung in den Resonator erfolgen jeweils über E-Feldantennen, die an Punkten maximaler radialer elektrischer Feldstärke (4) positioniert waren.

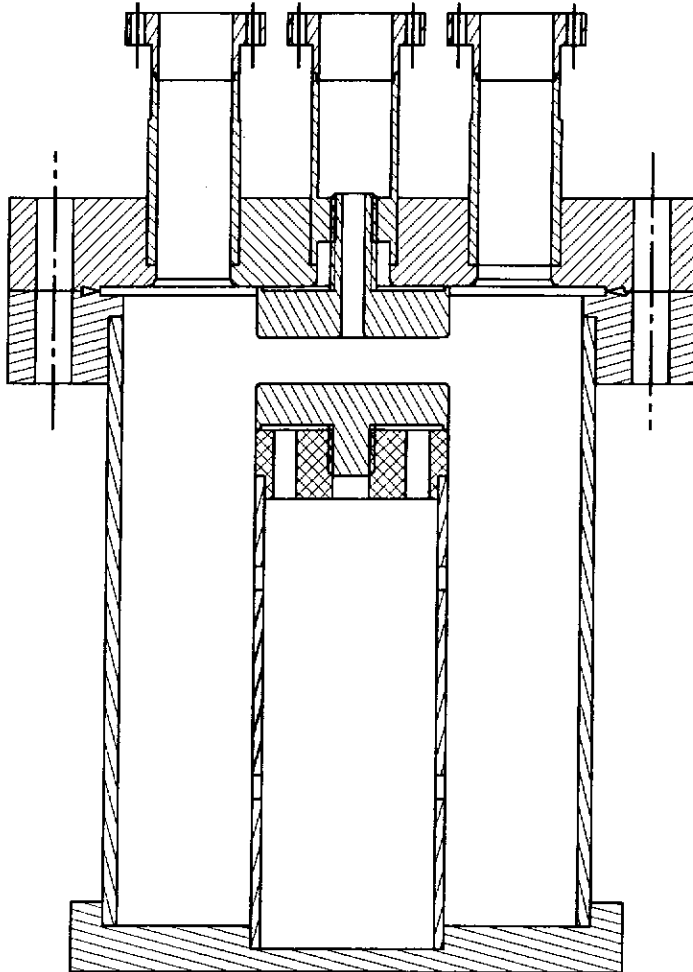
Bei den Kontrollmessungen wurden die Kurzschlußschieber und die Innenleiter so genau wie möglich an die berechneten Positionen geschoben. Nun wurde die Resonanzfrequenz sowie die Güte gemessen:

Resonatorlänge [mm]	Gapbreite [mm]	$f_{\text{res}}$ [MHz]	Güte
202,85	10,45	499,3	110
200,35	9,95	500,2	500
202,35	10,95	500,0	900
201,35	10,95	500,1	1200
201,85	10,95	500,0	830
199,85	9,95	500,0	1180
198,35	9,45	500,0	1420
198,85	9,45	500,0	1730
198,35	10,45	499,8	1300
199,85	10,95	500,0	1640

**Tab. 5.5** Messungen von Resonanzfrequenz und Güte des Proberesonators bei verschiedenen Längen und Gapbreiten

Die Messungen bestätigten die Rechnungen von URMEL mit einer Genauigkeit von ca. 3%. Das bedeutet, daß die Rechnungen von URMEL mit dem Experiment vergleichbar sind und die so gewonnenen Abmessungen für den endgültigen Resonator übernommen werden können.

### 5.3.2 Resonator für Multipacting



**Bild 5.15** Längsschnitt durch den Resonator zur Messung des Multipactingeffektes

einfacher in den Resonator einzubauen, denn die freie Länge des Pick-Up im Resonator ist wesentlich kürzer. Alle bisherigen Rechnungen und Designbetrachtungen treffen auf diesen genauso zu, wie auf die zuvor untersuchte Resonatorgeometrie.

Technische Zeichnungen der einzelnen Komponenten befinden sich im Anhang. Durch die Bohrungen im langen Innenleiter wird dieser evakuiert. Die beiden äußeren der drei oben aufgesetzten Flansche werden einerseits zum Abpumpen des Resonators benutzt,

Eine Verbesserung der Eigenschaften des Resonators wurde dadurch erzielt, ihn wie in Bild 5.16 dargestellt zu bauen. Diese Ausführung des Resonators hat den Vorteil, daß sowohl sein Volumen, als auch seine Oberfläche kleiner sind, als die des bisher betrachteten. Die Volumen- und Oberflächenverringerung erhöht die Güte des Resonators und somit die gespeicherte Energie (bei gleicher eingekoppelter Leistung). Weiterhin ist ein kleineres Volumen besser zu evakuieren. Desweiteren ist der Pick-Up für die Multipacting-Elektronen nun

andererseits wird durch sie die benötigte Hochfrequenzleistung über je eine E-Feld-Antenne ein-, bzw. ausgekoppelt. Der mittlere Flansch ist vorgesehen, um hier einen Aufnehmer (Pick-Up) durchzuführen. Mit diesem soll die direkte Messung des beim Multipacting entstehenden Stromes ermöglicht werden (s. Kapitel über Multipacting).

Durch Abdrehen der beiden Planflächen der Einschraubelektroden, ist es möglich den Resonator in den geforderten Frequenzbereich von  $(500 \pm 5)$  MHz zu tunen. Beide Elektroden wurden mit Übermaß gefertigt, um ein Tuning durch Abdrehen sicherzustellen.

### **5.3.3 Messungen am Resonator**

Nach Fertigstellung des Resonators wurde ein Funktionstest durchgeführt. Desweiteren wurden Elektrodenpaare aus verschiedenen Materialien (Kupfer, Aluminium, Edelstahl und Messing) so bearbeitet, daß mit ihnen im Resonator die Resonanzfrequenz im erlaubten Bereich von  $(500 \pm 5)$  MHz vorhanden sind. Dieser Abgleich erfolgt, indem die Elektroden in den Resonator eingebaut werden, dieser evakuiert wird und dann mit einem Networkanalyser die Resonanzfrequenz bestimmt wird. Die Elektroden werden nun wieder ausgebaut, abgedreht, erneut eingebaut und vermessen.

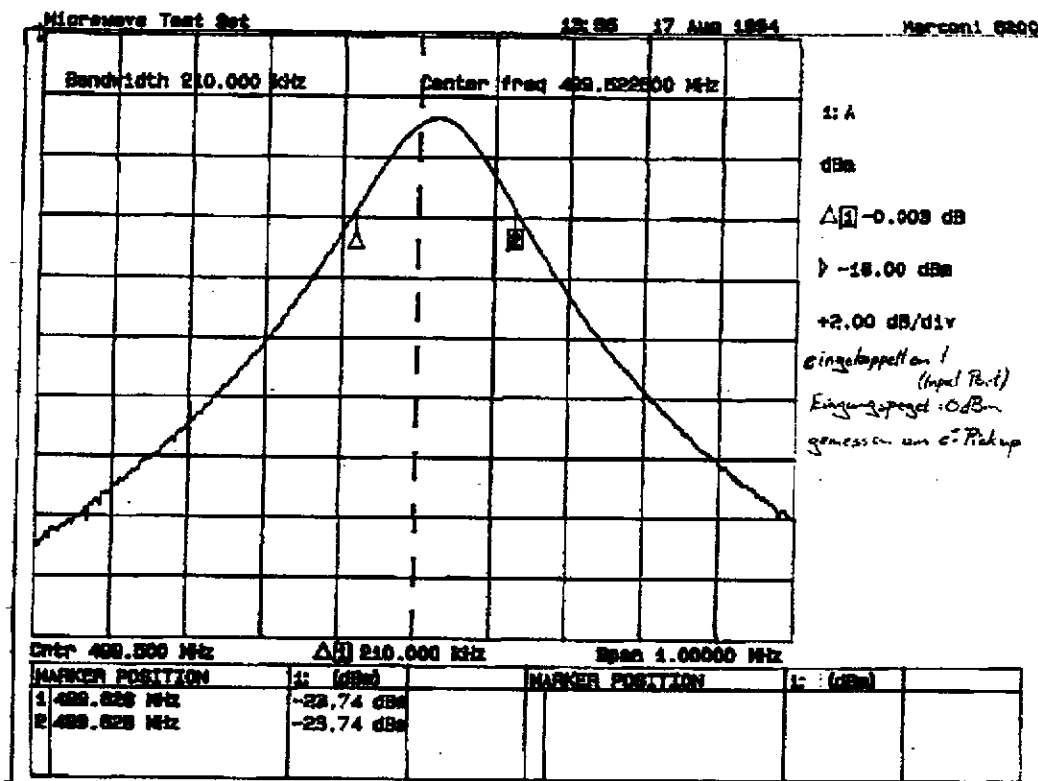
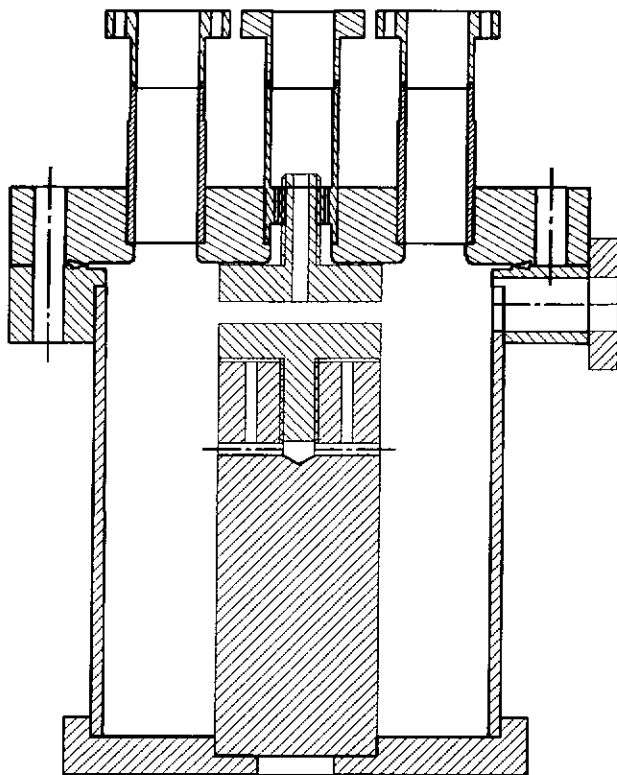


Bild 5.16 Resonanzkurve mit abgelichenen Kupferelektroden

Die sich mit Kupferelektroden ergebende Resonanzkurve des Resonators ist in Bild 5.17 dargestellt. Die gemessene Bandbreite ist hierbei 210 kHz. Somit ergibt sich die Güte zu 2381. Bei anderen Kupferelektroden ist die Güte noch schlechter, ca. 1500. Dieser Wert ist wesentlich schlechter als der theoretisch berechnete Wert von 7600. Dies ist jedoch darauf zurückzuführen, daß nur die belastete Güte gemessen werden kann. Rechnet man die belastete Güte in die unbelastete um, so erhält man für diese Werte von ca. 5000. Die erhöhten Verluste könnten durch die Position des Flansches sowie durch die Einschraubelektroden bedingt sein. Der Flansch befindet sich an einem Ort maximalen Stromes. Dies bedeutet, daß schlechter Kontakt zwischen den Dichtflächen zu erheblichen Verlusten führen kann. Weiterhin sind die Elektroden schraubbar ausgeführt. Ihre untere Kante ist als Schneidkante ausgeführt, damit ist jedoch auch nicht notwendigerweise guter Kontakt hergestellt.

Da der untere Flansch aus Edelstahl gefertigt wurde und der untere Teil des Resonators aus Kupfer ergab sich fertigungsbedingt beim Übergang der Materialien ein Spalt, der die Verluste im Resonator deutlich erhöhen dürfte. Somit ergibt sich eine niedrigere Güte.

#### 5.4 Weiterer Entwurf



**Bild 5.17 2.** Resonator, gefertigt, für die Untersuchung von Multipacting mit geringerer Auftreffenergie und die Auswirkung von Restgas auf Multipacting

Da bei dem oben beschriebenen Resonator die Auftreffenergie der Elektronen nahe an der oberen Grenzenergie des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten ist (s. Kapitel über Multipacting), wurde ein zweiter Resonator gebaut. Da bei diesem die Auftreffenergie deutlich verringert werden sollte, wurde der Abstand der Elektroden (Gap) von 10 mm auf 5 mm reduziert. Die damit verbundene Verschiebung der Resonanzfrequenz des Resonators wurde durch eine Verkürzung des Außenleiters kompensiert. Um ein besseres Vakuum erreichen zu können, wurde bei diesem Resonator

der Innenleiter aus Vollmaterial gefertigt.

Da mit diesem neuen Resonator auch die Auswirkungen von Gaseinlaß und die daraus resultierende Oberflächenbelegung auf Multipacting untersucht werden sollte, wurde in den Deckel des Resonators eine weitere Öffnung eingebaut, durch die dann das Testgas eingelassen werden soll. Dieser Resonator sollte mit den Elektroden des vorherigen Resonators betrieben werden. Deshalb



wurde der Innenleiter länger gefertigt, als eigentlich notwendig, damit über diese Länge die Frequenz eingestellt werden kann. Desweiteren sollte bei diesem Resonator auch die Möglichkeit vorhanden sein, Multipacting visuell und mit Photomultipliern zu beobachten. Dafür wurde in den Flansch des Unterteils des Resonators eine Öffnung gebohrt, durch die dann das Innere des Resonators beobachtet werden kann.

## 6 Experimenteller Aufbau

Im folgenden Kapitel soll gezeigt werden, wie das Meßsystem zur Erfassung des Multipacting-Effektes entwickelt wurde. Weiterhin wird geschildert, wie die Elektroden für die Messungen vorbereitet wurden, die verwendeten Größen werden erklärt und anhand von Beispielen werden die Graphen erläutert.

Für die Messungen wurden Elektroden aus verschiedenen Materialien verwendet. Diese Materialien unterscheiden sich zum Teil sehr stark im Sekundärelektronenemissionskoeffizienten (vgl. Kapitel 2). Aluminium besitzt einen sehr hohen Sekundärelektronenemissionskoeffizienten, so daß mit diesem Material unter anderem die Apparatur auf Funktion getestet und geeicht werden kann. Edelstahl (Va) wurde vermessen, da es in der Technik ein weitverbreiteter Werkstoff ist. Aus Kupfer werden fast alle normalleitenden Koppler und Resonatoren gefertigt, so daß eine Vermessung dieses Werkstoffes obligatorisch ist. Um höhere mechanische Stabilität zu erreichen werden einige Resonatoren aus elektrolytisch mit Kupfer beschichtetem Edelstahl hergestellt. Deshalb wurde auch dieses Material zur Untersuchung herangezogen. Eine bisher häufig angewendete Methode, das Multipacting zu unterdrücken, ist die Beschichtung der betroffenen Oberflächen mit Titan. Wir besputterten deshalb Kupferelektroden mit Titan (vgl. Kapitel 4) und untersuchten auch diese.

### 6.1 Vorbehandlung der Elektroden

Um möglichst reproduzierbare Messungen zu erhalten, werden die Elektroden vor Beginn jeder Messung einer bestimmten Reinigungsprozedur unterzogen.

Nachdem die Elektroden gefertigt wurden, mußten durch Abdrehen der Stirnfläche der Elektroden der Resonator getunt werden (vgl. Kapitel 5). Da die Elektroden dabei wieder verschmutzt werden, müssen sie vor der Messung gereinigt werden. Nach einer Messung sind die Elektroden der Umgebungsluft ausge-

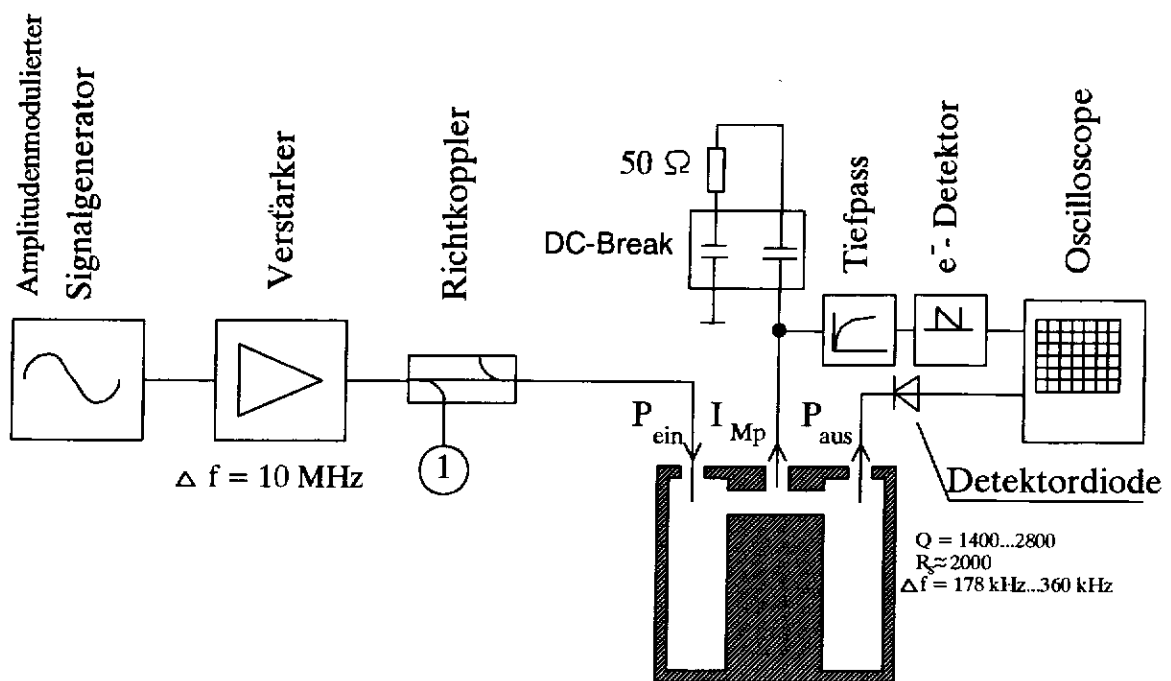
setzt. Da die Materialien dabei möglicherweise oxidieren oder verschmutzen, werden sie vor jeder Messung gereinigt.

Die übliche Reinigungsprozedur der Elektroden besteht aus 5 Minuten Ultraschallbad bei ca. 70° C, um Fette von den Oberflächen zu entfernen. Anschließend werden die Elektroden chemisch behandelt, um etwaige Oxidschichten abzuätzen. Für die Kupferelektroden wurde ein Chemikaliengemisch aus einem Teil Ammoniakperoxidsulfat, einem Teil verdünnter Schwefelsäure (10 %) und 3 Teilen Wasser verwendet. Das Chemikaliengemisch für die Reinigung der Aluminium- und Edelstahlelektroden besteht aus einem Teil Flußsäure, zwei Teilen Phosphorsäure und einem Teil Salpetersäure. Da diese Säuren sehr aggressiv sind, wurden die Elektroden gleich nach der chemischen Behandlung mit Wasser gespült. Direkt im Anschluß an diese Spülung wurden sie in Ethanol getaucht, damit das Wasser von der Oberfläche entfernt wird. Nachdem der Alkohol getrocknet war, wurden die Elektroden umgehend in den Resonator eingebaut.

Die soeben beschriebene Vorgehensweise wurde für fast alle Messungen, die nachfolgend geschildert werden durchgeführt. Wurden andere Verfahren angewandt, so ist dies jeweils angegeben.

## **6.2 Amplitudenmodulierte Meßmethode**

Die ersten Versuche zur Messung des prinzipiellen Signalverhaltens von Multipactingströmen wurden mit amplitudenmodulierten HF-Signalen durchgeführt. Ein Prinzipschaubild des ersten Aufbaus ist in Bild 6.1 dargestellt.

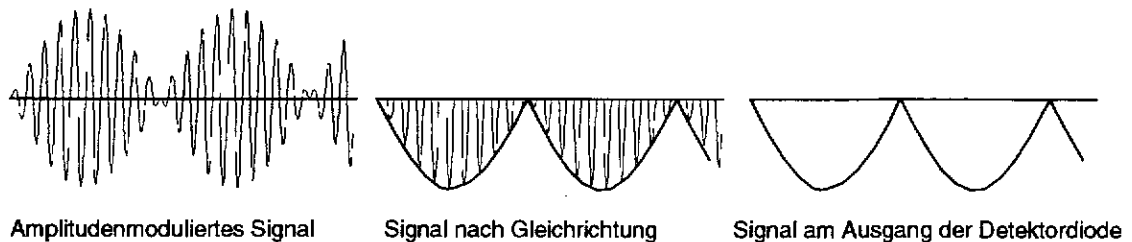


**Bild 6.1** 1. Versuchsaufbau zur Messung des Multipacting- Effektes

In Bild 6.1 erfolgt die Ansteuerung des Resonators durch einem Signalgenerator (Rhode & Schwarz SMG). Dieser Generator kann intern amplitudenmoduliert werden. Sein Ausgangssignal wird über einen Verstärker (Kalmus 560F) und einen Richtkoppler auf die einkoppelnde E-Feldantenne gegeben wird. Der Abstimmbereich der Apparatur wird durch den Verstärker auf  $500 \text{ MHz} \pm 10 \text{ MHz}$  begrenzt und die Ausgangsleistung ist maximal  $40 \text{ W}$ . Mit diesem Aufbau lassen sich Feldstärken von einigen  $10^5 \text{ V/m}$  erzielen. Über den Richtkoppler (Narda Directional Coupler 0,5- 20 GHz Model 4242-20) ist die entkoppelte und um  $20 \text{ dB}$  abgeschwächte Vorwärtsleistung (1) zu messen. Die Ein- und Auskopplung erfolgt mit E-Feldantennen. Die Multipactingstromaufnahme wird durch einen Pick-Up, der durch eine Bohrung in der Mitte der oberen Elektrode in den Resonator eingeschoben wird, realisiert (vgl. Kap. 2, 5, 10). Der Pick-Up wird durch den e-Detektor auf eine positive Spannung von  $30 \text{ Volt}$  gehoben. HF-Anpassung des Pick-Up's wird durch den  $50 \Omega$  Widerstand erreicht, der gleichstrom-

mäßig durch die "DC-Break" entkoppelt wird. Ein Tiefpaß vor dem  $e^-$ -Detektor unterdrückt überlagerte Hochfrequenzsignale.

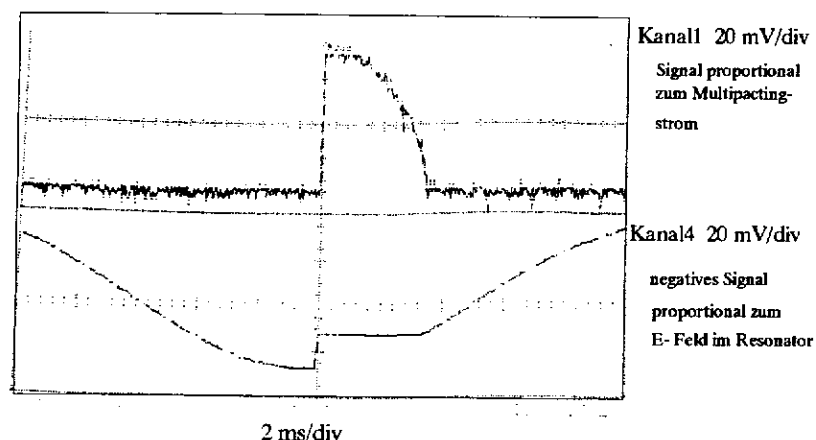
Das durch eine zweite E-Feldantenne ausgekoppelte und gleichgerichtete Signal ist ein Maß für das im Resonator vorhandene elektrische Feld (vgl. Kap. 3, 10). Zur Messung wird die Resonanzfrequenz des Aufbaus eingestellt. Dies ist der Fall, wenn das ausgekoppelte und über die negative Detektordiode (Hewlett Packard Crystal Detector 8572B) gleichgerichtete Signal maximal wird. Nun werden die 500 MHz durch den internen Modulationsgenerator des SMG amplitudenmoduliert.



**Bild 6.2** Eingekoppeltes, über Tiefpass gefiltertes und über Detektordiode gleichgerichtetes Signal

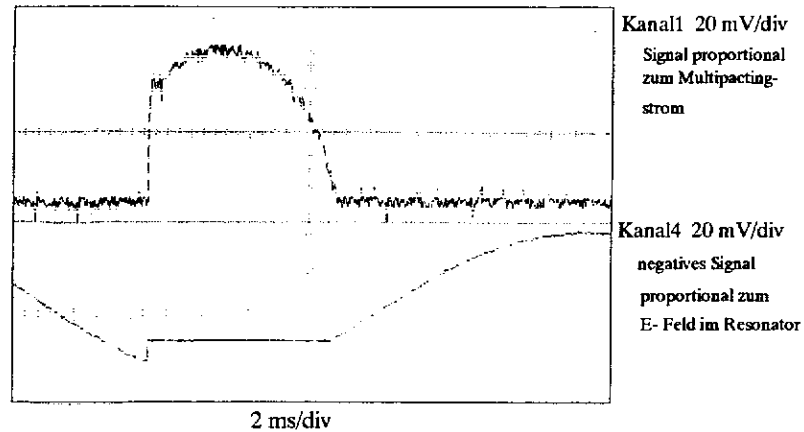
Bild 6.2 zeigt die Signalverläufe im Messaufbau ohne daß Multipacting stattfindet. Im linken Teil ist die Vorwärtsleistung dargestellt, die in den Resonator eingekoppelt wird. In der Mitte ist das gleichgerichtete Signal zu erkennen. Es ist messtechnisch nicht zu erfassen, da in der Detektordiode der Ausgang kapazitiv belastet ist. Die Detektordiode ist also eine Gleichrichtung mit nachfolgender Tiefpaßfilterung. Der rechte Teil des Bildes zeigt das Signal am Ausgang der Detektordiode.

In Bild 6.3 und Bild 6.4 sind Multipactingspannung (Kanal 1/obere Bildhälfte) sowie gefilterte und gleichgerichtete Ausgangsspannung des Resonators (Kanal 4/untere Bildhälfte) dargestellt. Kanal 4 ist ein dem elektrischen Feld im Resonator proportionales Signal. Es ist zu beachten, daß Kanal 4 über eine negative Diode gleichgerichtet ist. Begrenzung des Feldes durch den Multipactingstrom (vgl. Kapitel 3.3) setzt also mit negativen Signalen ein.



**Bild 6.3** Feldberenzung durch Multipacting

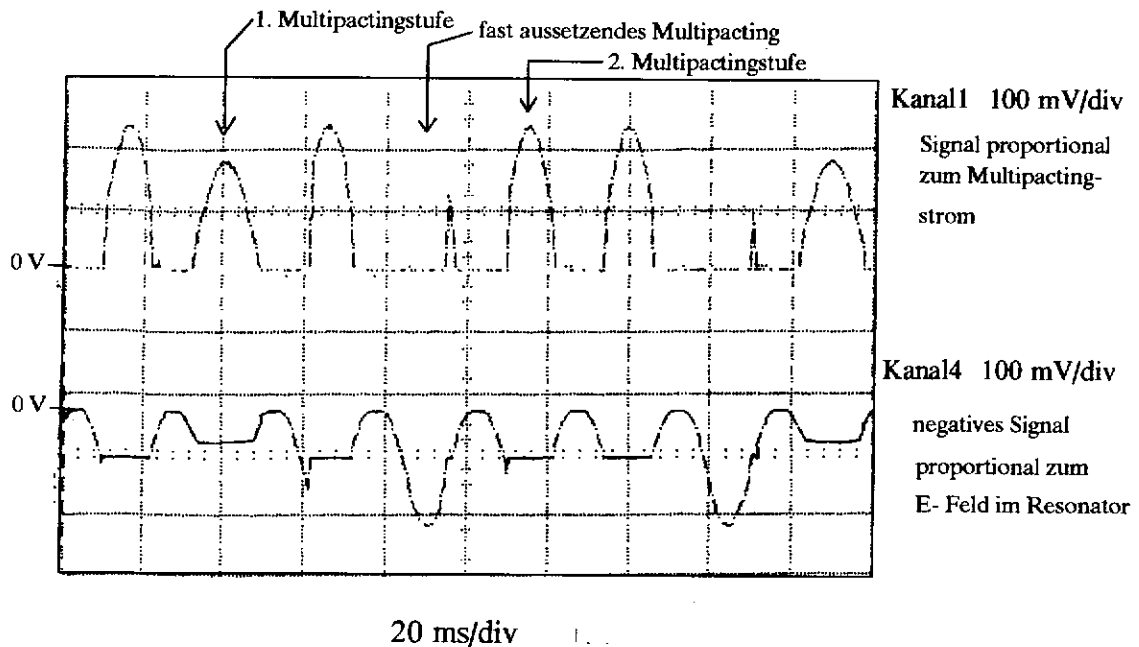
In Bild 6.3 steigt die Ausgangsspannung (das elektrische Feld) bis zum Erreichen einer bestimmten Schwelle an (Bildmitte), bei der Multipacting einsetzt. Das Feld bricht auf einen niedrigeren Wert zusammen. Die überschüssige Leistung wird zur Erzeugung des Multipactingstromes verwendet. Ist die Vorwärtsleistung (nicht in Bild 6.3 dargestellt) soweit abgesunken, daß keine Überschussleistung mehr zur Beschleunigung der Elektronen vorhanden ist, so stoppt das Multipacting und das Feld im Resonator ist wieder proportional zur Vorwärtsleistung.



**Bild 6.4** Feldbegrenzung bei höherer Vorwärtsleistung

In Bild 6.4 wird der Resonator mit einer höheren Vorwärtsleistung betrieben. Auch hier setzt bei einer bestimmten Feldstärke Multipacting ein. Diese Feldstärke ist nahezu die gleiche wie in Bild 6.3, nur wird sie bedingt durch die höhere Vorwärtsleistung eher erreicht. Auch hier wird die Überschussleistung durch die Multipactingelektronen verbraucht.

Weitere Messungen zeigten, daß die Eingangsleistung, bei der Multipacting auftritt, unterschiedlich ist, aber bei der Messgenauigkeit dieser Meßmethode ist dieses nicht eindeutig genug feststellbar. Das Feld bricht aber immer auf einen konstanten Wert zusammen, der nahezu unabhängig vom Material ist und nur von der Multipactingordnung sowie dem Sekundärelektronenemissionskoeffizienten abhängt. Weiterhin ist die Höhe des Multipactingstromes mit diesem Aufbau nicht deutlich genug unterscheidbar, da diese Unterschiede im Multipactingstrom von Material zu Material zu gering sind.



**Bild 6.5** Verschiedene Multipactingschwellen

Wurde über mehrere Stunden gemessen, so zeigte sich, daß bei verschiedenen elektrischen Feldstärken Multipacting auftrat, bzw. ganz ausblieb (vgl. Bild 6.5). Dieses Verhalten deckt sich nicht mit der Theorie, wonach die Feldstärke, bei der Multipacting einsetzt, unabhängig vom Material ist und für eine Multipactingordnung immer dieselbe ist (vgl. Kapitel 2). Diese Erscheinung kann aber darauf zurückgeführt werden, daß sich der Resonator durch die eingekoppelte Leistung erwärmt und verstimmt wird. Weiterhin haben auch Generator und Verstärker eine thermische Drift. Beides bewirkt, daß der Resonator nicht mehr in Resonanz betrieben wird, somit ändern sich in ihm die Felder.

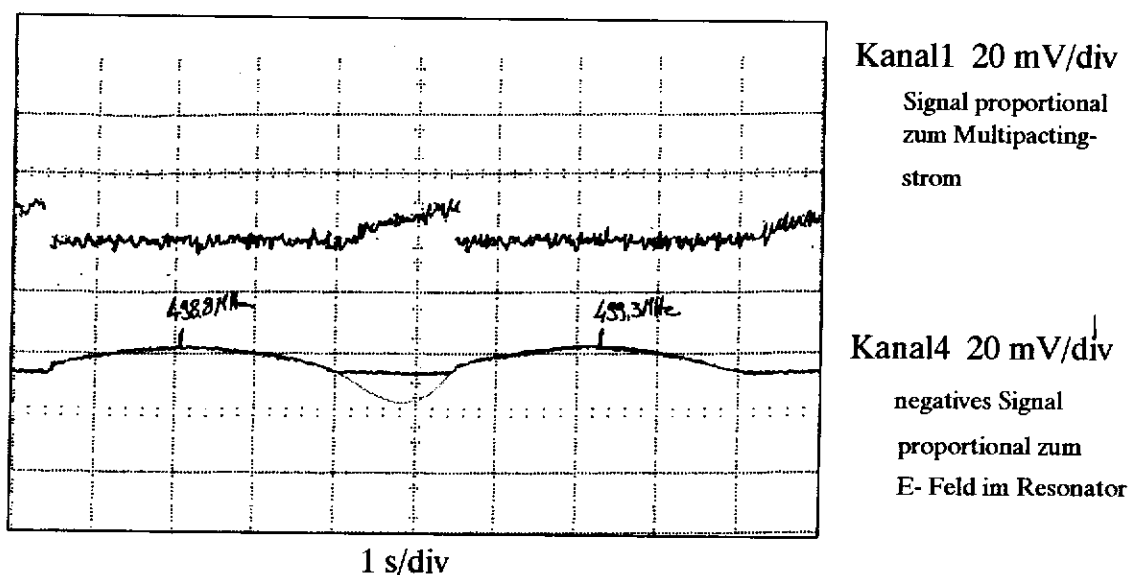
### 6.3 Gewobbelte Meßmethode

Die folgenden Messungen wurden ebenso mit dem Aufbau, der in Bild 6.1 skizziert, durchgeführt, jedoch wurde der Generator nun



intern gesweept. Bei dieser Art der Messung wird die gesamte Resonanzkurve des Resonators mit konstanter Vorwärtsleistung abgefahren. Das elektrische Feld im Resonator ändert sich jedoch aufgrund des "Abfahrens" der Resonanzkurve (vgl. Kap. 3). Thermische Driften und die Verstimmung des Resonators spielen keine Rolle mehr.

Bild 6.6 zeigt die Resonanzkurve des Resonators ohne Multipacting (Kanal 4, gestrichelt) und mit Multipacting (Kanal 4, Volllinie) und den zu gemessenen Multipactingstrom (Kanal 1). Die Eckfrequenzen des "Sweep's" sind handschriftlich eingetragen. Die Resonanzfrequenz beträgt 499,05 MHz und es werden Frequenzen  $\pm 250$  kHz um diese Resonanzfrequenz abgefahren.



**Bild 6.6** Darstellung des Multipactingstromes und der zugehörigen Resonanzkurve  
Die Resonanzkurve ohne Multipacting ist rot eingezeichnet

Auch bei dieser Art der Messung sind keine wesentlichen Unterschiede zwischen den einzelnen Materialien feststellbar. Die Messungen zeigen, daß die Leistung, bei der Multipacting eintritt, unterschiedlich ist, sie ist aber nicht reproduzierbar.

Wird der Resonator von tiefen zu hohen Frequenzen hin gesweept, so nimmt der Multipactingstrom langsam zu, um dann bei Erreichen einer bestimmten Frequenz abrupt abzubrechen. Eine Ansteuerung von höheren Frequenzen zu tieferen Frequenzen zeigt jedoch dieses Verhalten des Multipactingstromes nicht. Somit läßt sich schließen, daß sich die Resonanzfrequenz des Resonators bei einsetzendem Multipacting zu höheren Frequenzen hin verschiebt (Beamloading). Zur Stabilisierung der Resonanzfrequenz mußte eine Verbesserung des Aufbaus durchgeführt werden.

#### **6.4 PLL- Betrieb**

Zur Stabilisierung der Resonanzfrequenz wurde eine Regelung in den Aufbau eingebaut. Diese Regelung besteht aus einem Phasenschieber, einem Mischer und einem invertierenden Verstärker.

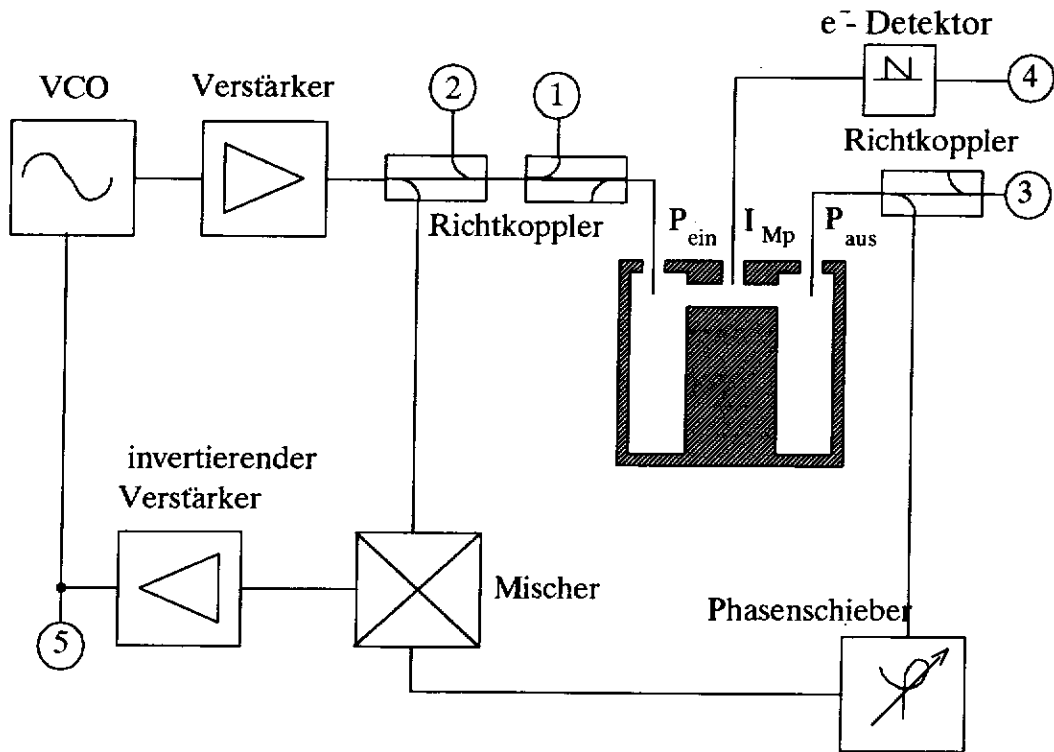


Bild 6.7 Phasengeregelter Aufbau

- |   |  |
|---|--|
| 1. Vorwärtsleistung $P_{\text{vor}}$          | 2. reflektierte Leistung $P_{\text{refl}}$ |
| 3. Resonatorausgangsleistung $P_{\text{out}}$ | 4. Multipactingspannung $U_{\text{MP}}$    |
| 5. Regelspannung $U_{\text{reg}}$             |  |

mit: VCO:

"Voltage-Controlled-Oscillator": Rhode &amp; Schwarz SMG

Mischer:

Mini-Circuits, 15542, ZFM-2000, 9344 04

Phasenschieber:

SAGE Laboratories Inc, Modell 6502, Ser.-Nr. 550

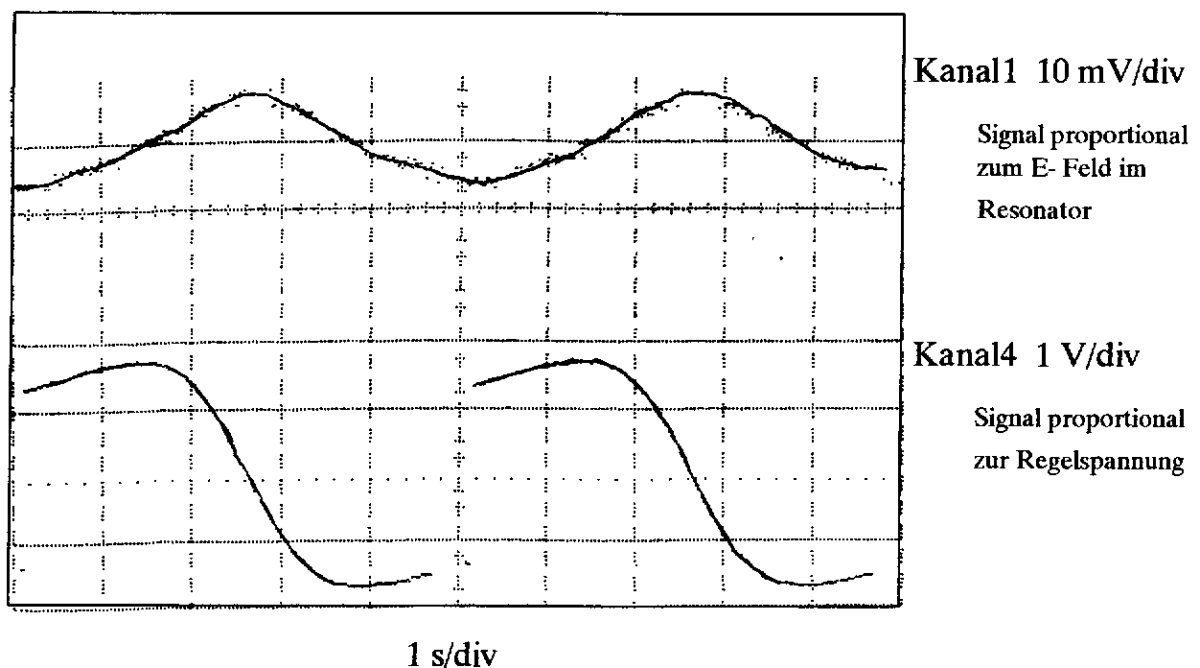
Verstärker:

OP-77

Der Aufbau gemäß Bild 6.7 gewährleistet, daß der Resonator immer in Resonanz betrieben wird, auch wenn er durch auftretendes Multipacting verstimmt wird. Hierzu wird der Phasenschieber bei geringer Leistung (damit kein Multipacting auftritt) so abgeglichen, daß bei der Resonanzfrequenz kein Eingangssignal am spannungsgesteuerten Generator (VCO) anliegt. Jede Verstimmung des Resonators hat ein Ausgangssignal des Mixers zur Folge, das den VCO phasenrichtig nachsteuert, bis die Regelab-

weichung Null wird. Diese Regelung gewährleistet, daß der Resonator in einem Bereich von  $\pm 250$  kHz um die Resonanzfrequenz auf Resonanz betrieben wird, auch wenn er sich durch auftreten des Multipacting verstimmt.

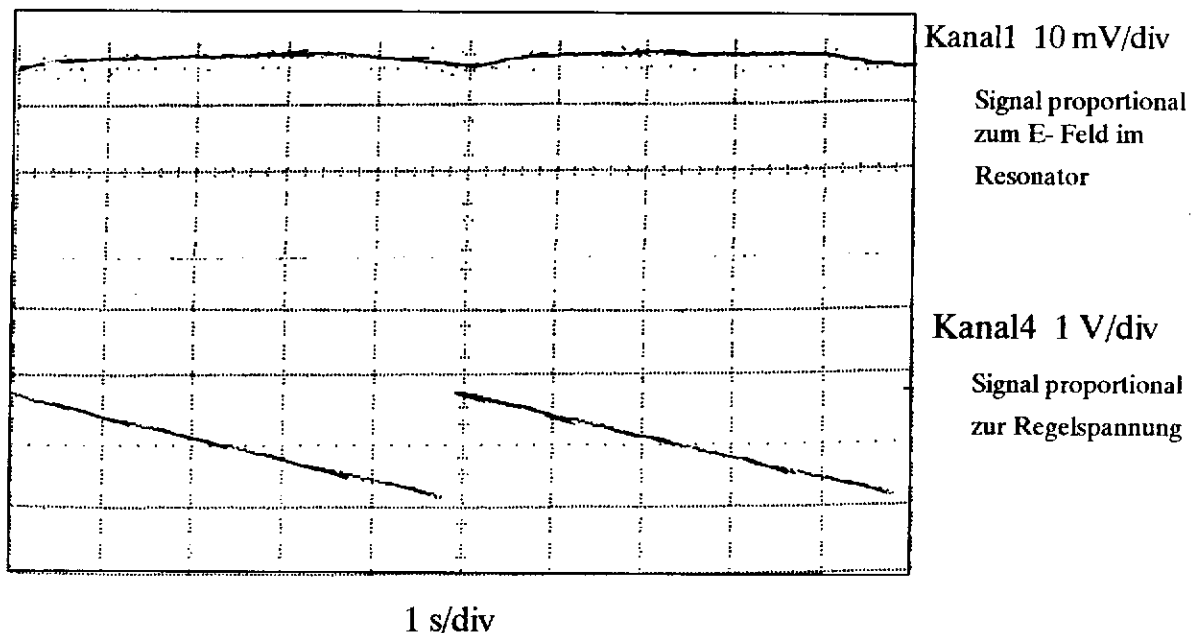
Alle für uns wichtigen Parameter wurden in diesem Aufbau mit einem XY-Schreiber protokolliert. So wird hierbei sowohl die Vorwärtsleistung  $P_{\text{vor}}$  (1), die reflektierte Leistung  $P_{\text{refl}}$  (2), die Ausgangsleistung  $P_{\text{out}}$  (3), die Regelspannung  $U_{\text{reg}}$  (5) als auch der Multipactingstrom  $I_{\text{MP}}$  (4) des Resonators aufgezeichnet. Der Multipactingstrom wird indirekt über dem Innenwiderstand der aufnehmenden Elektronik gemessen. Die Ausgangsleistung ist dabei ein Maß für das elektrische Feld zwischen den planparallelen Elektroden im Resonator (vgl. Kapitel 3).



**Bild 6.8** Resonanzkurve des Resonators (Kanal 1) und Regelspannung (Kanal 4) mit offenem PLL-Regelkreis bei Resonanzfrequenz  $\pm 250$  kHz

In Bild 6.8 ist auf Kanal 1 (obere Bildhälfte) die Ausgangsleistung des Resonators dargestellt, wenn dieser über einen Bereich von  $\pm 250$  kHz um die Resonanzfrequenz betrieben wird und

der PLL- Regelkreis geöffnet ist. Dieses Signal entspricht der Resonanzkurve des Resonators (vgl. Kap. 3). Kanal 4 (untere Bildhälfte) zeigt die entsprechende Regelspannung am Ausgang des Mischers (vgl. Bild 6.7).



**Bild 6.9** Darstellung von Resonanzkurve (Kanal 1) sowie Regelspannung (Kanal 4) mit geschlossenem PLL-Regelkreis bei Resonanzfrequenz  $\pm 250$  kHz

Bild 6.9 zeigt das Ausgangssignal des Resonators (Kanal 1 / obere Bildhälfte), sowie die entsprechende Regelspannung (Kanal 4 / untere Bildhälfte), wenn der Regelkreis geschlossen ist. Hier ist die Ausgangsleistung immer auf Maximum, da der Generator auf die Resonanzfrequenz des Resonators geregelt wird. Bild 6.9 veranschaulicht, daß die Regelung einwandfrei in einem Bereich von  $\pm 250$  kHz um die Resonanzfrequenz des Versuchsresonators arbeitet.

### 6.4.1 Messergebnisse im PLL-Betrieb

Messungen mit dem phasengeregelten Aufbau zeigen, daß der Multipactingstrom in Abhängigkeit von Zeit und Leistung abfällt. Deshalb werden lange Messungen bei höheren Leistungen (7..10 Watt) durchgeführt. Qualitativ ergeben sich immer die Verläufe gemäß Bild 6.10.

Der Multipactingstrom fällt zu Beginn der Messung schnell ab. Bei einigen Messungen zeigt sich eine Schwelle, bei der der Strom schlagartig auf einen kleineren Wert oder auch völlig zusammenbricht. In den meisten Fällen sinkt der Strom nach längerer Zeit ganz auf Null.

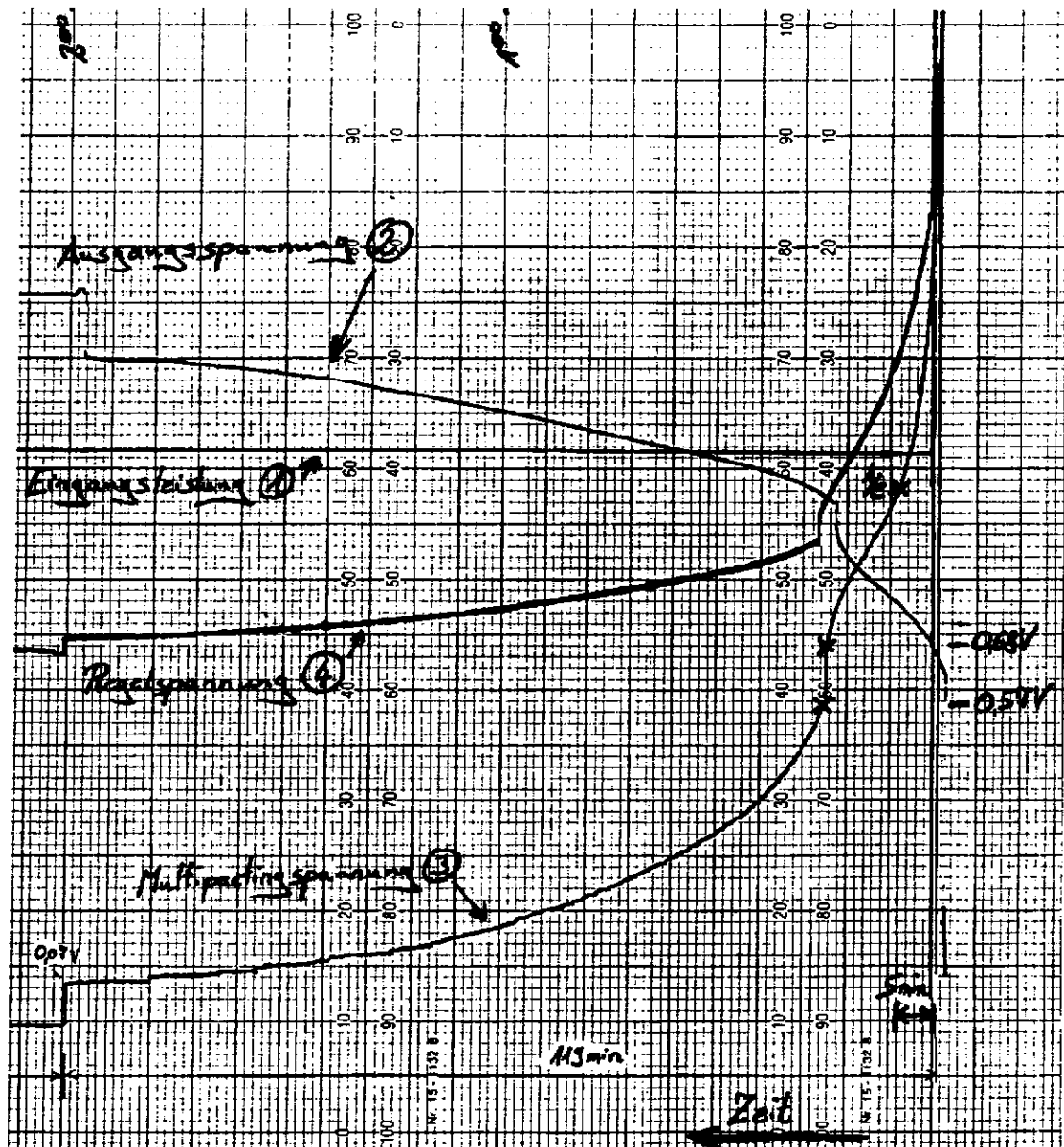
Bei einigen Messungen setzt das Multipacting nach einiger Zeit, bei sonst konstanten Bedingungen, wieder ein. Die Dauer dieser Ströme reicht von einigen Sekunden bis zu mehreren Stunden. Dieses Verhalten wird weiterhin als *Pulsen* bezeichnet.

Das Abfallen des Multipactingstromes kann durch einen Selbstreinigungseffekt während des Multipactings erklärt werden. Dabei wird durch den Beschuß mit Elektronen die Oberfläche gereinigt, so daß schließlich weniger Sekundärelektronen erzeugt werden, oder sich durch den Beschuß mit Elektronen die Anfangsenergie der Sekundärelektronen ändert (vgl. Kapitel 2).

Die Schwellen können dadurch bedingt sein, daß die Feldstärke im Resonator so weit angestiegen ist, daß die Resonanzbedingung für eine Multipactingordnung nicht mehr gegeben ist. Der Multipactingstrom wird kleiner, die Verlustleistung im Resonator wird größer. Deshalb steigt die Feldstärke im Resonator. Damit kann sich eine Resonanzbedingung für eine niedrigere Multipactingordnung einstellen (vgl. Kap. 2, 3, 10).

Das Pulsen könnte durch Niederschlag von Restgas oder Verunreinigungen auf den Elektroden bedingt sein. Dieser Niederschlag erhöht die Wahrscheinlichkeit des Auslösens von Primärelektronen und erhöht auch den Sekundärelektronenemissionskoeffizienten (vgl. Kap. 2). Werden erste Sekundärelektronen ausgelöst, so sinkt das E-Feld und es kann sich die resonante Bedingung für Multipacting einstellen und teilweise selbst erhalten.

Nun beginnt der Selbstreinigungseffekt von vorn.



**Bild 6.10** zeitlicher Verlauf von Spannungen und Leistungen bei Multipactingmessung mit Kupferelektroden

In Bild 6.10 ist der zeitliche Verlauf für Spannungen und Leistungen einer typischen Kupferelektrode dargestellt. Charakteristische Größen sind mit einem Kreuz gekennzeichnet. Zu beachten ist, daß die Zeit von rechts nach links zunimmt.

Die Eingangsleistung beträgt hierbei ca. 6,5 Watt, die

Abfallzeit ( $1/e$ ) ca. 7 min und der ganze Puls dauert ungefähr 119 min.

Eine Vielzahl von Messungen mit unterschiedlichen Materialien (Aluminium, Kupfer, Edelstahl, verkupfertes Edelstahl sowie TiN auf Kupfer) und bei verschiedenen Leistungen wies zwar Unterschiede zwischen den einzelnen Materialien auf, diese sind jedoch nicht reproduzierbar.

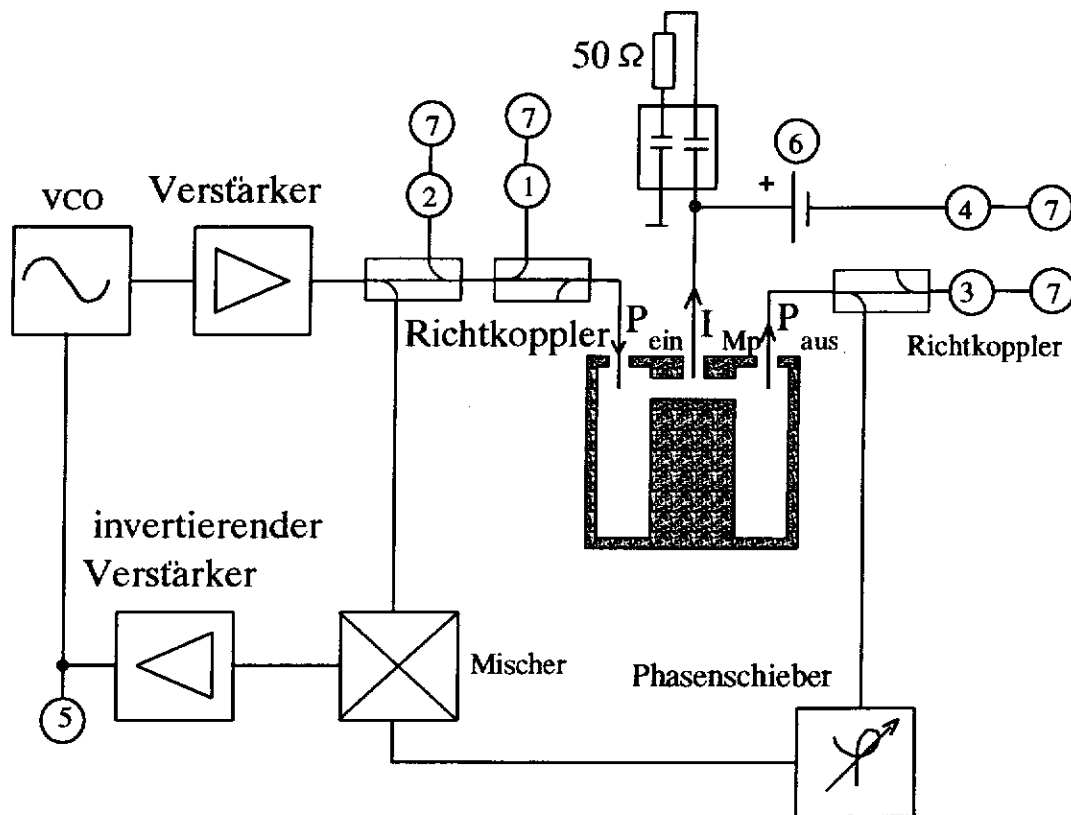
## 6.5 Weitere apparative Verbesserungen

Bei der Messung mit Aluminiumelektroden wurden am Ausgang des  $e^-$ -Detektors positive Multipactingströme gemessen. Dieses ist nach der Theorie unmöglich. Messungen am  $e^-$ -Detektor schienen zu bestätigen, daß der Multipactingstrom zu hoch für den nachfolgenden Verstärker war, so daß die Elektronik des  $e^-$ -Detektors übersteuert wurde. Aus diesem Grund wurde auf den  $e^-$ -Detektor vollkommen verzichtet. Die Ergebnisse der so erzielten Messungen wiesen ähnliche Verläufe auf, wie die mit  $e^-$ -Detektor gemessenen. Nach vielen weiteren Messungen trat jedoch wieder ein positiver Multipactingstrom auf, obwohl sich kein Verstärker im Pick-Up Kreis befand. Dieses Verhalten kann möglicherweise damit erklärt werden, daß der Sekundärelektronenemissionskoeffizient des Pick-Up's aufgrund einer Belegung mit Restgas oder Verunreinigungen steigt. Treffen Elektronen auf den Pick-Up, so werden auch hier Elektronen freigeschlagen, die vom Pick-Up dann wieder zwischen die Elektroden gelangen können. Diese abfließenden Elektronen erzeugen einen positiven Strom. Die Anzahl der abfließenden Elektronen ist größer als die der auf dem Pick-Up verbleibenden (da der Sekundärelektronenemissionskoeffizient größer 1 ist). Das Anlegen einer variablen positiven Vorspannung ließ den positiven Strom sofort verschwinden. Die Höhe der angelegten Vorspannung 10..15 Volt und die Literaturwerte der Austrittsenergie (maximal 15 eV, vgl. Kap. 2, [Flü]) bestätigten oben dargestellte Theorie. Im weiteren Aufbau wurde der Kupfer Pick-Up durch einen Titan Pick-Up ersetzt, da Titan einen niedrigeren



Sekundärelektronenemissionskoeffizienten besitzt.

Weiterhin wurde zur besseren Datenerfassung und Dokumentation der Meßwerte ein digitaler Meßwertaufnehmer (8-Kanal AD-Wandlerbausatz, Conrad-Elektronik, Best. Nr 979767) parallel zum XY-Schreiber angeschlossen. Außerdem werden nun Vorwärtsleistung, reflektierte Leistung, ausgekoppelte Leistung sowie Multipactingstrom mittels PC erfasst und protokolliert.



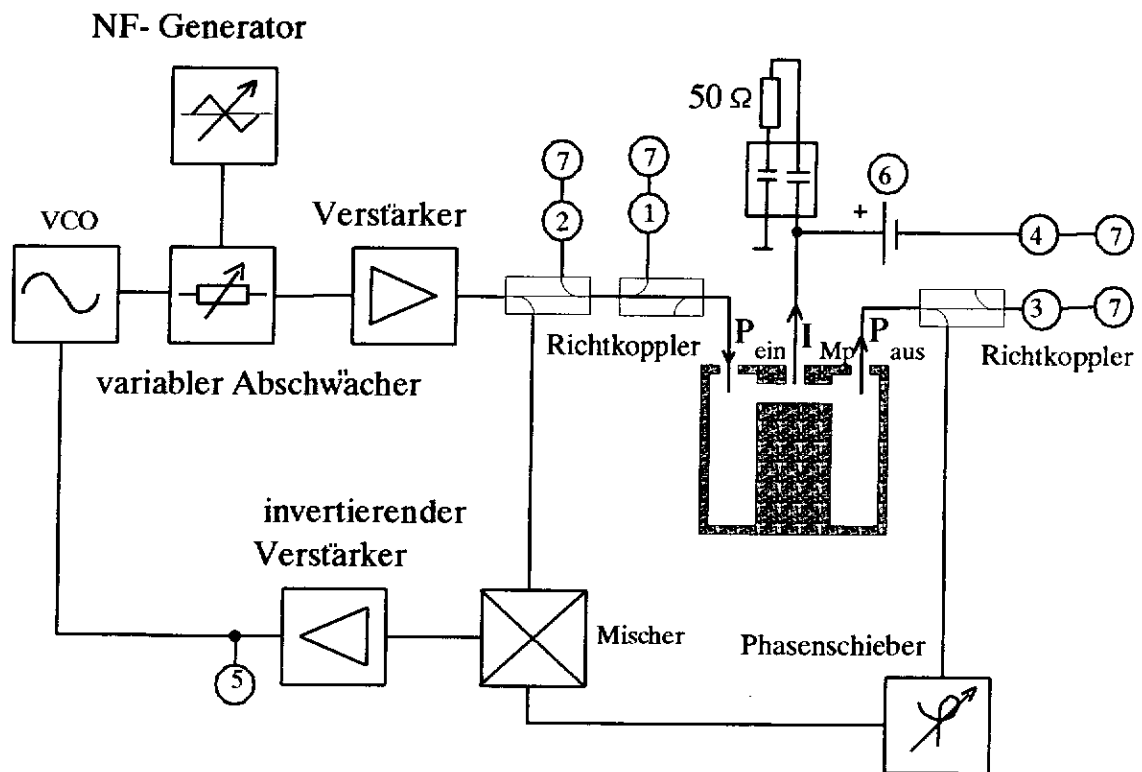
**Bild 6.11** Versuchsaufbau mit konstanter Vorwärtsleistung und Vorspannungsquelle am e<sup>-</sup>Pick-Up

- |                                      |  |
|--------------------------------------|--|
| 1. Vorwärtsleistung $P_{\text{vor}}$ | 2. reflektierte Leistung $P_{\text{refl}}$ |
| 3. Ausgangsleistung $P_{\text{out}}$ | 4. Multipactingspannung $U_{\text{MP}}$    |
| 5. Regelspannung                     | 6. Vorspannungsquelle                      |
| 7. Aufnahmeelektronik                |  |

Aus den gemessenen Werten soll im weiteren Verlauf der Untersuchungen das Feld zwischen den planparallelen Elektroden bestimmt werden, um somit Aussagen über die Ordnung des Multipactings treffen zu können (vgl. Kap. 2, 3, 10).

## 6.6 Messungen mit variabler Vorwärtsleistung

Für Messungen mit konstanter Leistung über der Multipactingschwelle ist es notwendig zu wissen wo sich diese befindet. Hierzu muß die Leistung bis zum Einsetzen des Multipactings erhöht werden, um die Leistungen kurz vor Einsetzen des Multipactings zu ermitteln. Diese Art der Messung wird mit einem Aufbau gemäß Bild 6.12 erzielt.



**Bild 6.12** Phasengeregelter Messaufbau mit Vorspannungsquelle für den e-Pick-Up sowie variablem Abschwächer

- |                                      |  |
|--------------------------------------|--|
| 1. Vorwärtsleistung $P_{\text{vor}}$ | 2. reflektierte Leistung $P_{\text{refl}}$ |
| 3. Ausgangsleistung $P_{\text{out}}$ | 4. Multipactingspannung $U_{\text{MP}}$    |
| 5. Regelspannung                     | 6. Vorspannungsquelle                      |
| 7. Aufnahmeelektronik                |  |

Der in Bild 6.12 gezeichnete Aufbau unterscheidet sich von dem

in Bild 6.11 durch den variablen Abschwächer zwischen VCO und Verstärker. Mit Hilfe dieses Abschwächers kann die Vorwärtsleistung mehr oder weniger schnell variiert werden.

## 6.7 Bestimmung des elektrischen Feldes im Gap

Die Feldstärke im Gap ist eine wichtige Größe für die Auswertung der experimentellen Daten. Um sie zu bestimmen, sind einige Daten und Parameter notwendig.

Die Feldstärke wird allgemein beschrieben durch die Beziehung:

$$E = \frac{U}{d} \quad (6.1)$$

- E: Feldstärke
- U: Spannung im Gap
- d: Breite des Gaps

Da die Breite des Gaps aufgrund der Geometrie des Resonators (vgl Kapitel 5) immer 1 cm beträgt, muß nur noch die Spannung im Gap berechnet werden [Proch]:

$$U = \sqrt{g \cdot Q_0 \cdot P_0} \quad (6.2)$$

- g: Proportionalitätsfaktor (Geometriefaktor)
- Q<sub>0</sub>: unbelastete Güte
- P<sub>0</sub>: Verlustleistung

Der Geometriefaktor läßt sich durch Werte bestimmen, die von URMEL [Weil] berechnet wurden (vgl. Kapitel 5). URMEL lieferte für die unbelastete Güte einen Wert von Q<sub>0</sub> = 7561. Die Verlustleistung beträgt P<sub>0</sub> = 5,6147 W. Bei einem mittleren berechneten Feld und einem Gapabstand von 10 mm ergibt sich die Spannung im

Gap zu  $U = 2,2227$  kV. Damit läßt sich durch umstellen der Gleichung (6.2) der Geometriefaktor ermitteln:

$$g = \frac{U^2}{Q_0 \cdot P_0} = 116,377 \Omega \quad (6.3)$$

Für die Bestimmung des Feldes bei jeder einzelnen Messung müssen demnach noch die unbelastete Güte und die Verlustleistung ermittelt werden. Da die unbelastete Güte nicht direkt gemessen werden kann, wird sie über die direkt meßbare belastete Güte  $Q_L$  [Klein] (vgl. Kapitel 3) ermittelt:

$$Q_0 = Q_L \cdot (1 + \beta_1 + \beta_2) \quad (6.4)$$

$Q_L$ : belastete Güte  
 $\beta_1$ : Eingangskopplungsfaktor  
 $\beta_2$ : Ausgangskopplungsfaktor

Die beiden Kopplungsfaktoren werden ermittelt durch Messung der Vorwärtsleistung  $P_v$ , der reflektierten Leistung  $P_{ref}$  und der ausgekoppelten Leistung  $P_{out}$ . Bei dieser Messung darf im Resonator kein Multipacting auftreten, da sonst die ausgekoppelte Leistung durch die Leistung, die die Elektronen aufnehmen, begrenzt ist. Die Kopplungsfaktoren werden dann bestimmt durch:

$$\beta_1 = \frac{\beta_2 \cdot \left( 1 - \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{vor}}} \right) + 1 - \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{vor}}}}{1 + \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{vor}}}} \quad (6.5)$$

$$\beta_2 = \frac{P_{out}}{P_{vor} - P_{ref} - P_{out}} \quad (6.6)$$

Schließlich muß nur noch die Verlustleistung im Resonator bestimmt werden, um das im Gap vorherrschende elektrische Feld berechnen zu können. Für die Ermittlung der Verlustleistung darf

kein Multipacting auftreten, da ansonsten die Verlustleistung nicht bestimmt werden kann. Die Verlustleistung ergibt sich gemäß:

$$P_o = P_{vor} - P_{ref} - P_{out} \quad (6.7)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (6.2) bis (6.7) läßt sich also das im Gap anstehende Feld berechnen. Dies ist aber nur möglich, wenn im Resonator kein Multipacting auftritt. Da aber die Information über die herrschende Feldstärke auch während des Multipactings wichtige Rückschlüsse auf das Multipacting ermöglicht, muß die Feldstärke auch während des Multipactings ermittelt werden. Dies wird durch folgende Beziehung erreicht [Proch]:

$$E_{MP} = E_o \cdot \frac{P_{out, MP}}{P_{out, 0}} \quad (6.8)$$

$E_{MP}$ :	Feldstärke während des Multipactings
$E_o$ :	Feldstärke bevor Multipacting auftritt
$P_{out, MP}$ :	ausgekoppelte Leistung während des Multipactings
$P_{out, 0}$ :	ausgekoppelte Leistung bevor Multipacting auftritt

Da die ausgekoppelte Leistung direkt proportional zum im Gap anstehenden elektrischen Feld ist, wird die Feldstärke sinnvollerweise auf diese Leistung bezogen.

## 6.8 Messungen und ihre Auswertung

Nachdem die gereinigten Elektroden (vgl. Kapitel 6.1) in den Resonator eingeschraubt worden sind und dieser bis zum gewünschten Druck (üblicherweise  $2 \cdot 10^{-5}$  mbar) evakuiert wurde, wird der

Resonator auf die Resonanzfrequenz abgestimmt. Bei Resonanz hat die reflektierte Leistung ein Minimum. Durch Verstellung der Phase zwischen Vorwärtsleistung und ausgekoppelter Leistung mittels eines Phasenschiebers wird das Ausgangssignal des Mischers (vgl. Bild 6.11) auf Null abgeglichen. Nun kann die Frequenzmodulation eingeschaltet werden (vgl. Kapitel 6.4). Bei Messungen gemäß Kap. 6.8.2, wird die Leistung im Resonator um 5 Watt über die minimale Leistung bei der Multipacting auftritt, überhöht. Diese 5 Watt zusätzlich angebotener Leistung wird dann von den Elektronen umgesetzt. Um die für diese Messungen benötigten Leistungen ermitteln zu können, wurde der Resonator mit der Messprozedur gemäß Kap 6.8.1 betrieben.

### **6.8.1 Messprozedur zur Aufnahme der Multipactingschwelle**

Zur Feststellung der Leistungen unmittelbar vor Einsetzen von Multipacting wird der Resonator mit einem 500 MHz Signal gespeist, das mit einem dreieck-förmigen Steuersignal amplitudenmoduliert ist. Das bedeutet, daß die Vorwärtsleistung von 0 W bis 30 W ansteigt und dann wieder auf 0 W sinkt. Die Modulationsfrequenz dabei beträgt 100 MHz. Die Vorwärts-, die reflektierte, die Ausgangsleistung und die Multipactingspannung werden dabei über einen AD-Wandler aufgenommen und von einem PC protokolliert. Somit kann die Vorwärtsleistung ermittelt werden, die notwendig ist 5 W Multipactingleistung bereitzustellen.

### **6.8.2 Messprozedur für 5 W Multipactingleistung**

Bei der Messprozedur für 5 W Multipactingleistung herrscht im Resonator eine Leistung, die um 5 W höher ist als die Resonatorverlustleistung unmittelbar vor Einsetzen von Multipacting. Diese zusätzliche Leistung wird zur Beschleunigung der Multipactingelektroden benötigt. Die Leistungen vor Einsetzen von Multipacting werden gemäß Kap. 6.8.1 ermittelt. Die für 5 W

benötigte Vorwärtsleistung ergibt sich durch:

$$P_{\text{vor} + 5 W_{MP}} = P_{\text{vor}_0} \cdot \frac{P_{\text{vor}_0} - P_{\text{ref}_0} - P_{\text{out}_0} + 5 W}{P_{\text{vor}_0} - P_{\text{ref}_0} - P_{\text{out}_0}} \quad (6.9)$$

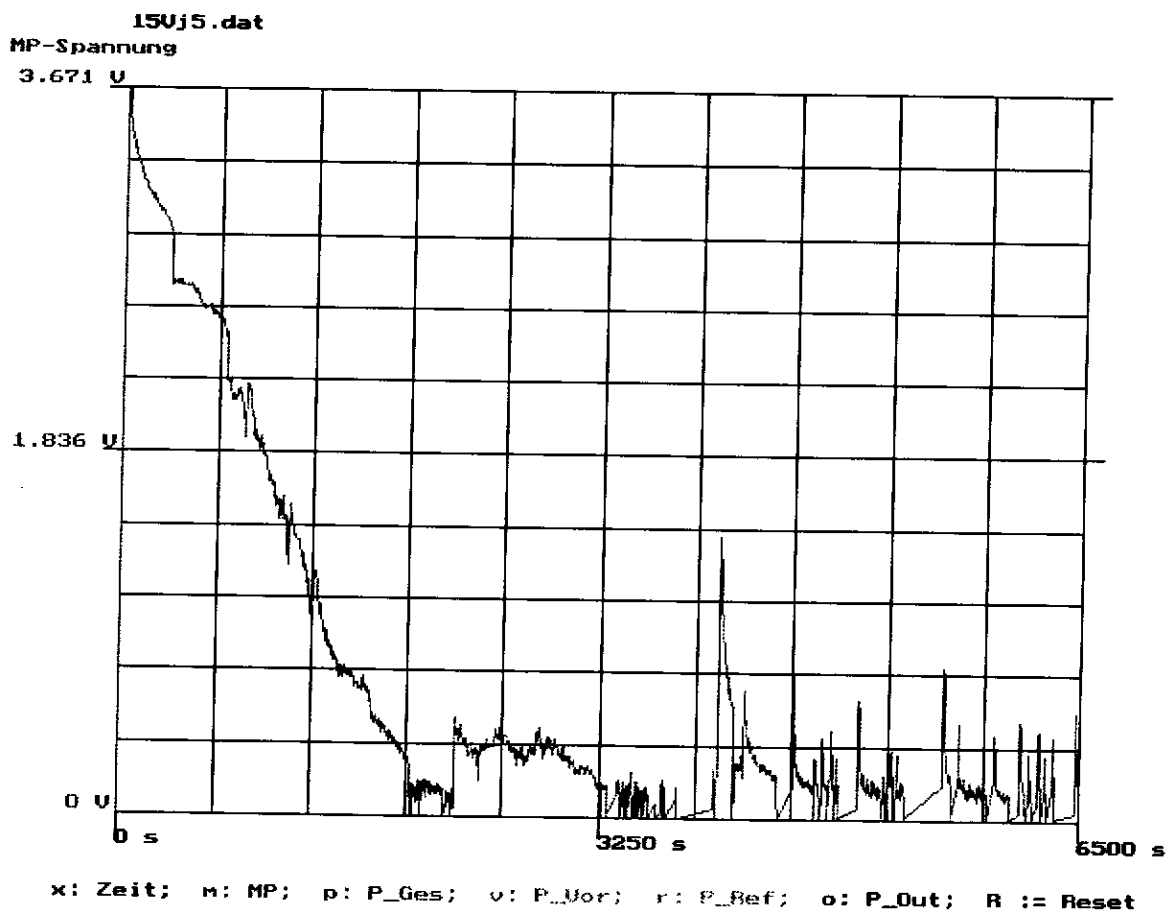
- mit  $P_{\text{vor} + 5 W_{MP}}$ : Vorwärtsleistung für 5 W Mutipactingleistung  
 $P_{\text{vor}_0}$ : Vorwärtsleistung vor Einsetzen von Mutipacting  
 $P_{\text{ref}_0}$ : Reflektierte Leistung vor Einsetzen von Mutipacting  
 $P_{\text{out}_0}$ : Ausgekoppelte Leistung vor Einsetzen von Mutipacting

### 6.8.3 Graphische Darstellung der Messwerte

In Bild 6.13 bis Bild 6.16 sind die bei jeder Messung aufgenommenen Daten graphisch dargestellt. Diese Daten wurden über einen A/D-Wandler umgesetzt und dann von einem PC protokolliert. Die dazu notwendige Software ist im Anhang (Kapitel 10). Die Daten werden im ASCII-Format abgespeichert, so daß es auch möglich ist, etwaige Umrechnungen o. ä. damit durchzuführen.

### 6.8.3.1 Multipactingspannung

In Bild 6.13 ist die Multipactingspannung in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Diese Spannung ist direkt proportional zum Strom der Multipactingelektronen, da sie über den Innenwiderstand des Meßaufbaus aufgenommen wurde. Aus der Darstellung in Bild 6.13 läßt sich das zeitliche Verhalten des Stromes ablesen und auch Schlüsse über die Eigenschaften des Materials bezüglich Multipactings (Stärke, Ordnung) ziehen.



**Bild 6.13** Darstellung der Multipactingspannung in Abhängigkeit von der Zeit für Edelstahl



### 6.8.3.2 Vorwärtsleistung

In Bild 6.14 ist die Multipactingspannung und die Vorwärtsleistung, d. h. die Leistung, die dem Resonator zur Verfügung gestellt wird, in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Da sie bei den meisten Messungen nahezu konstant gehalten wird, wird auf ihre Darstellung bei den in Kapitel 7 beschriebenen Messungen verzichtet. Es gibt jedoch einige Sonderfälle, bei denen die Vorwärtsleistung variiert wurde, so daß bei diesen Fällen diese Leistung mit dargestellt wird.

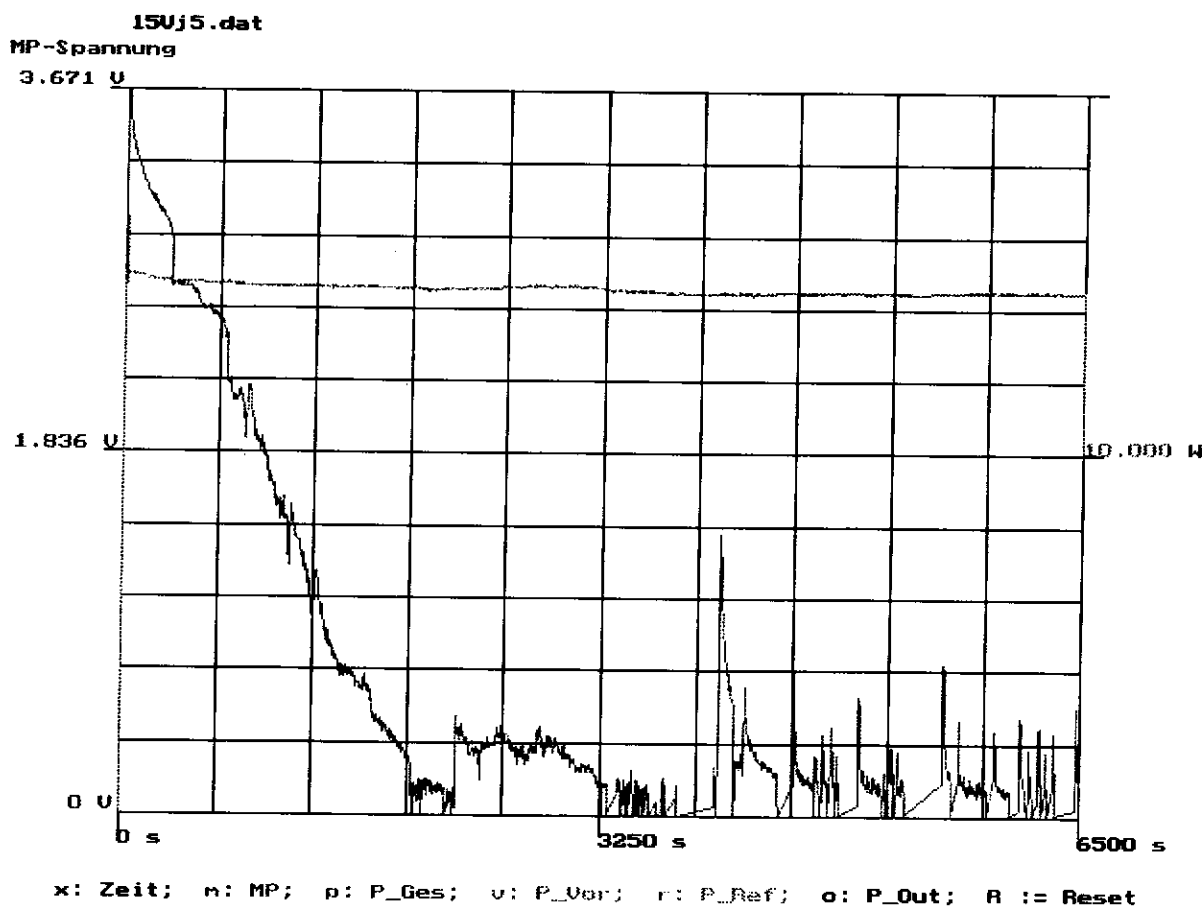


Bild 6.14 Multipactingspannung und Vorwärtsleistung in Abhängigkeit von der Zeit

### 6.8.3.3 Reflektierte Leistung

In Bild 6.15 ist die Multipactingspannung und die reflektierte Leistung in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Sie wird nicht in den Resonator eingekoppelt sondern wird aufgrund von Fehlanpassung zur Quelle reflektiert. Da in der reflektierten Leistung keine für uns relevante Information enthalten ist, wird bei den nachfolgenden Messungen, bzw. Auswertungen, im allgemeinen auf ihre Darstellung verzichtet. Dennoch ist ihr Betrag notwendig, z. B. für die Berechnung des Feldes im Gap.

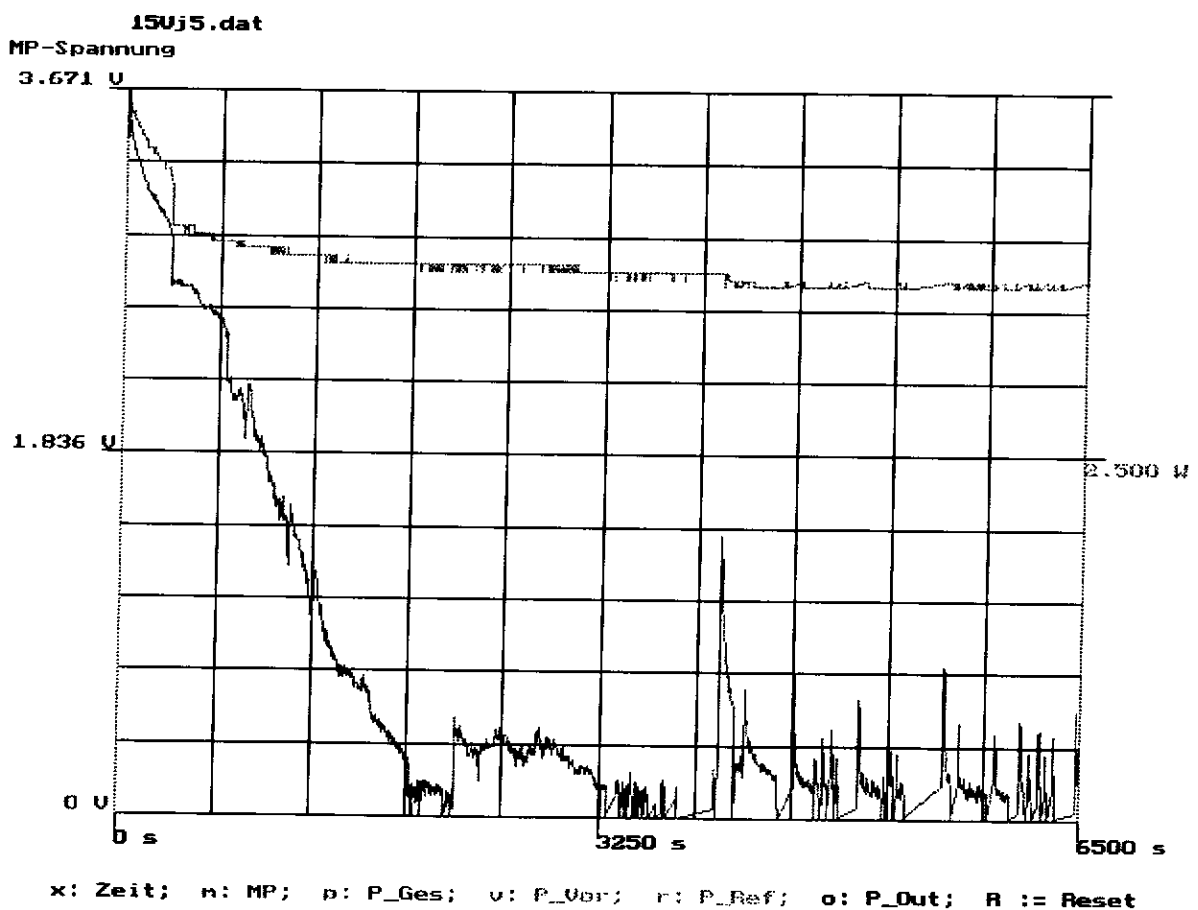
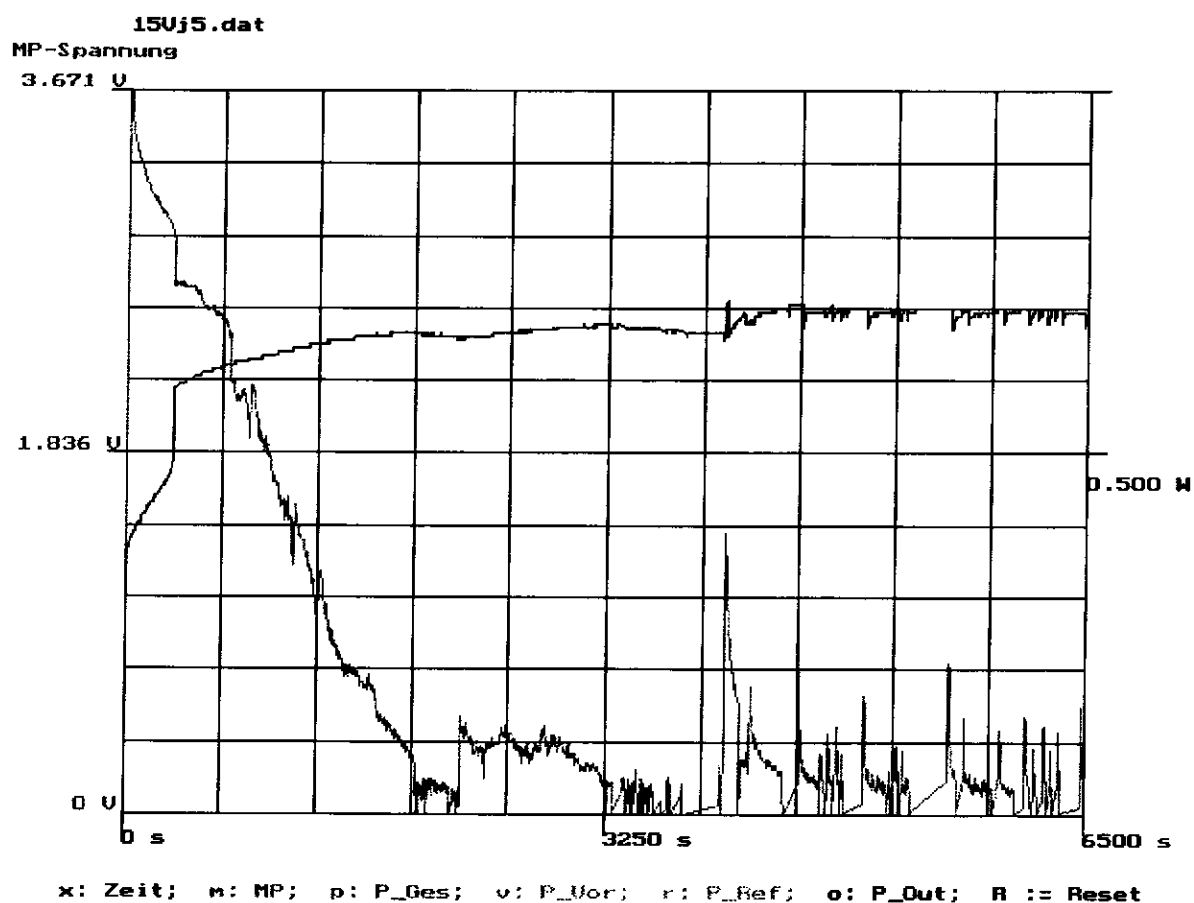


Bild 6.15 Multipacting-Spannung und reflektierte Leistung in Abhängigkeit von der Zeit

### 6.8.3.4 Ausgekoppelte Leistung

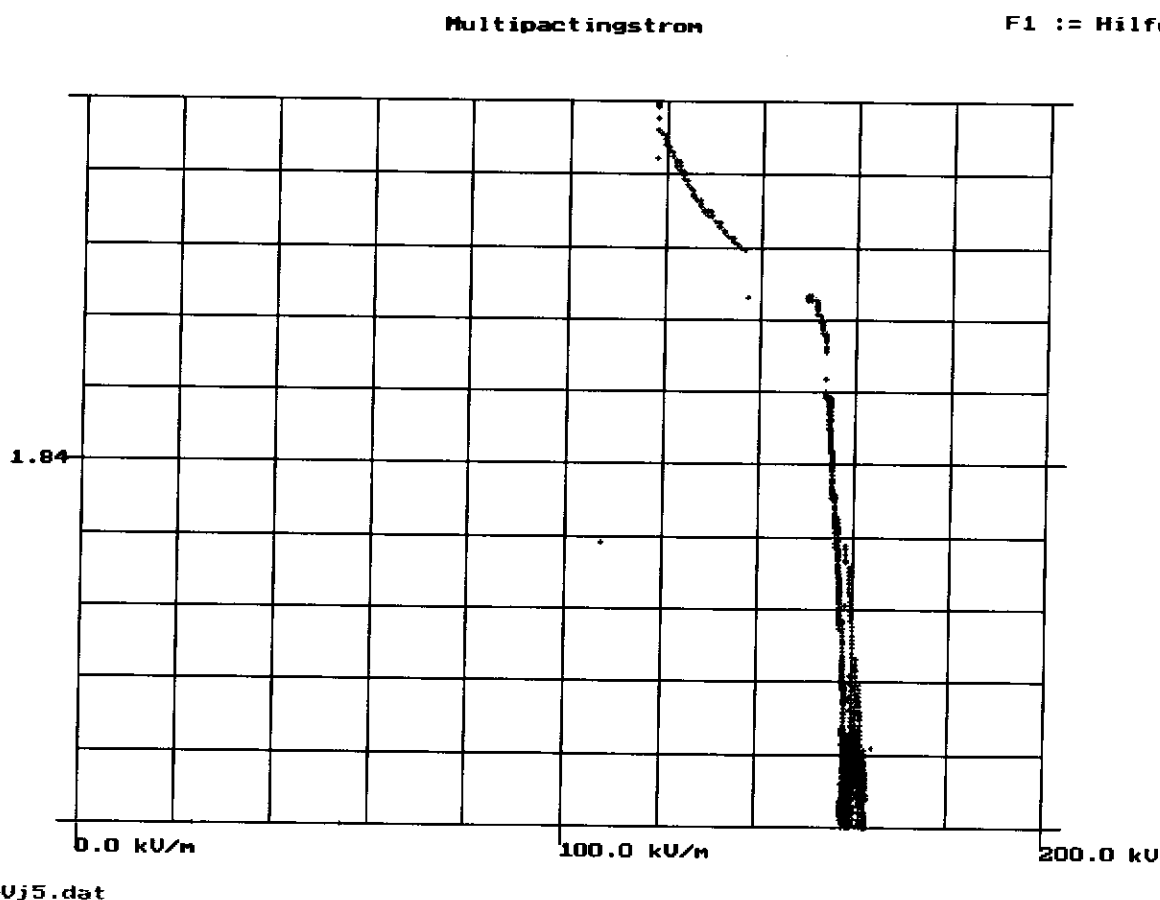
In Bild 6.16 ist die Multipacting-Spannung und die ausgekoppelte Leistung dargestellt. Diese Leistung wird über die zweite E-Feldantenne aus dem Resonator ausgekoppelt (vgl. Kapitel 3, 5, 10). Da sie proportional zum elektrischen Feld im Resonator ist, ist diese Leistung sehr wichtig für die Auswertung des Multipactings. Deshalb wird sie bei allen nachfolgend dargestellten Messungen mit angegeben.



**Bild 6.16** Multipacting-Spannung und ausgekoppelte Leistung in Abhängigkeit von der Zeit

### 6.8.3.5 Das elektrische Feld

In Bild 6.17 wird der Multipactingstrom in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke im Gap dargestellt. Da die Feldstärke in unserem Aufbau meßtechnisch nicht direkt zugänglich ist, wird sie nach der in Kap. 6.7.2 beschriebener Methode durch ein Auswertungsprogramm ermittelt. Diese Form der Darstellung wurde gewählt, um zu überprüfen, ob die auftretenden Feldstärken mit den theoretisch erwarteten (vgl. Kapitel 2) übereinstimmen. In dieser Darstellung lassen sich die Multipactingordnungen ermitteln. Diese aus den Meßdaten berechneten Feldstärken stimmen gut mit den theoretisch erwarteten überein.



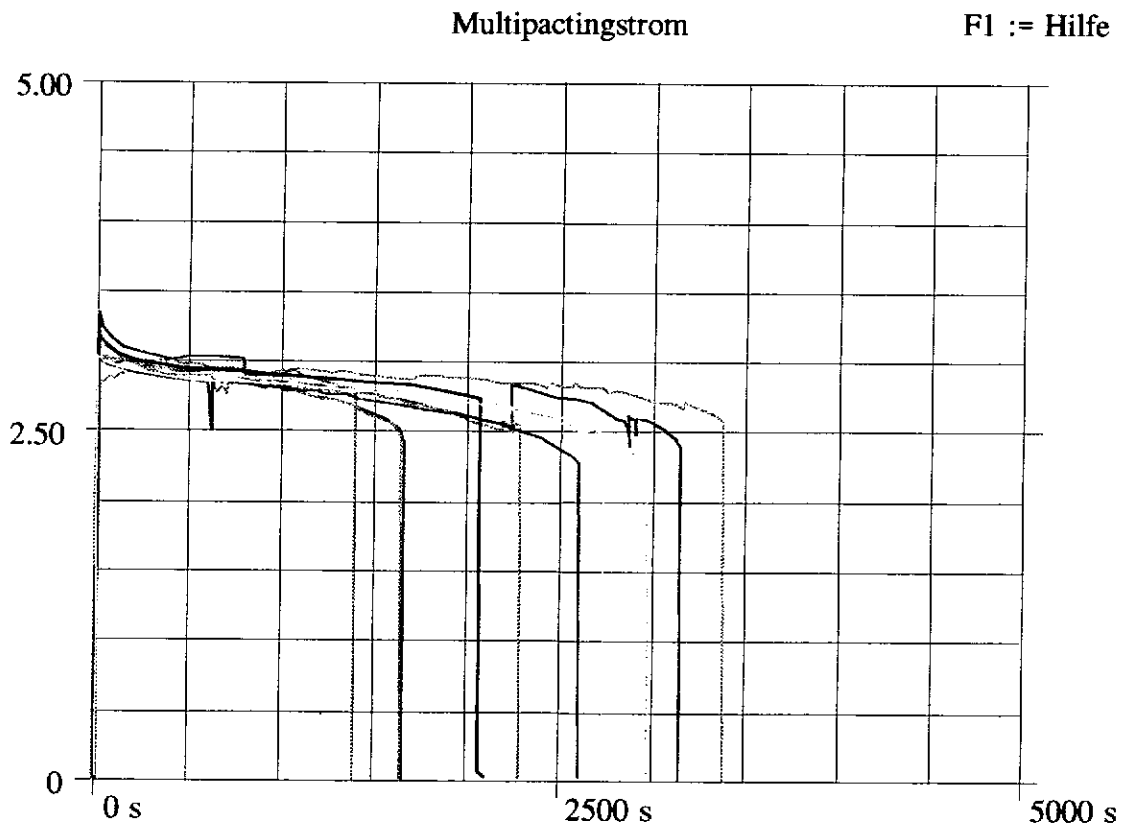
**Bild 6.17** Darstellung des Multipactingstromes in Abhängigkeit vom elektrischen Feld

## 7 Messungen und Auswertung

### 7.1 Messungen des Multipactingstromverlauf bei 5 Watt Multipactingleistung

Die im Kapitel 7.1 dargestellten Messungen wurden mit 5 W Multipactingleistung durchgeführt. Die entsprechenden Leistungen wurden gemäß der Messprozedur, die in Kapitel 6.8.2 beschrieben wurde, ermittelt.

#### 7.1.1 Multipactingstromverlauf bei Kupferelektroden



**Bild 7.1** Multipactingstromverlauf bei Kupferelektroden und 5 W Multipactingleistung

Bild 7.1 zeigt Multipactingstromverläufe verschiedener Messungen von Kupferelektroden. Die Elektroden wurden vor jeder Messung

chemisch gebeizt (vgl. Kap. 6.1), das bedeutet, alle Messungen zeigen Neukurven des Materials.

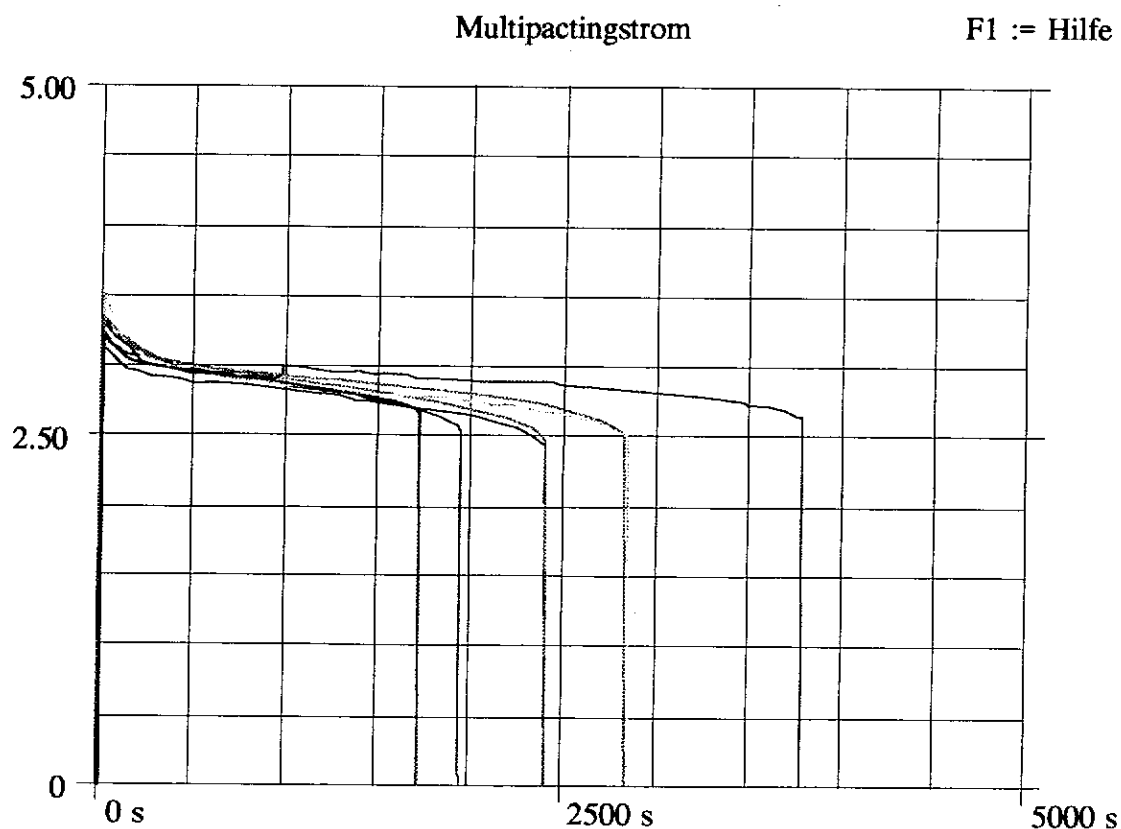
Datei	Startfeld / kV/m	Stoppfeld / kV/m	Feldbreite /kV/m	Dauer
4Cud5	138,4	180,4	42,2	1658 s
5Cua5	118,1	166,4	48,3	3139 s
4Cuc5	128,2	170,8	42,6	3378 s
5Cuc5	127,3	170,8	43,5	1395 s
4Cue5	131,3	182,9	51,6	1897 s
12Cua5	135,8	188,2	52,4	2286 s
4Cuf5	142,6	198,1	55,5	2976 s
5Cud5	130,9	185,0	54,1	2612 s
4Cug5	125,9	174,1	48,2	2725 s
4Cuh5	130,5	171,4	40,9	2033 s
Mittelwert	130,9	178,8	47,9	2409 s

**Tab. 7.1** Tabellarische Zusammenfassung der Messergebnisse für Kupfer bei 5 W Multipactingleistung

In Tabelle 7.1 sind die in Bild 7.1 dargestellten Messungen tabellarisch zusammengefasst. Hierbei wurden nur das elektrische Feld, bei dem Multipacting einsetzt und aussetzt, sowie die Differenz dieser beiden Felder eingetragen. Weiterhin ist die Zeitdauer des Multipactingstromes notiert.

Der Multipactingstrom hält im Durchschnitt 40 Minuten (2400 s) an. Er streut aber ca. 50% um diesen Mittelwert.

### 7.1.2 Multipactingstromverlauf bei verkupferten Edelstahlelektroden



**Bild 7.2** Multipactingstromverlauf bei verkupferten Edelstahlelektroden und 5 W Multipactingleistung

Bild 7.2 zeigt Multipactingstromverläufe verschiedener Messungen von verkupferten Edelstahlelektroden. Die Elektroden wurden vor jeder Messung chemisch gebeizt (vgl. Kap. 6.1), das bedeutet, alle Messungen zeigen Neukurven des Materials.

Datei	Startfeld / kV/m	Stoppfeld / kV/m	Feldbreite /kV/m	Dauer
8Vcc	125,4	176,2	50,8	2404 s
9Vcd5	144,3	197,4	53,1	1946 s
9Vcc5	130,0	188,5	58,5	3789 s
8Vcd5	130,4	180,8	50,4	2425 s
9Vcf5	132,5	177,8	45,3	2845 s
8Vce5	130,0	182,4	52,2	2318 s
9Vce5	136,3	183,7	47,4	1737 s
Mittelwert	132,7	183,8	51,1	2571 s

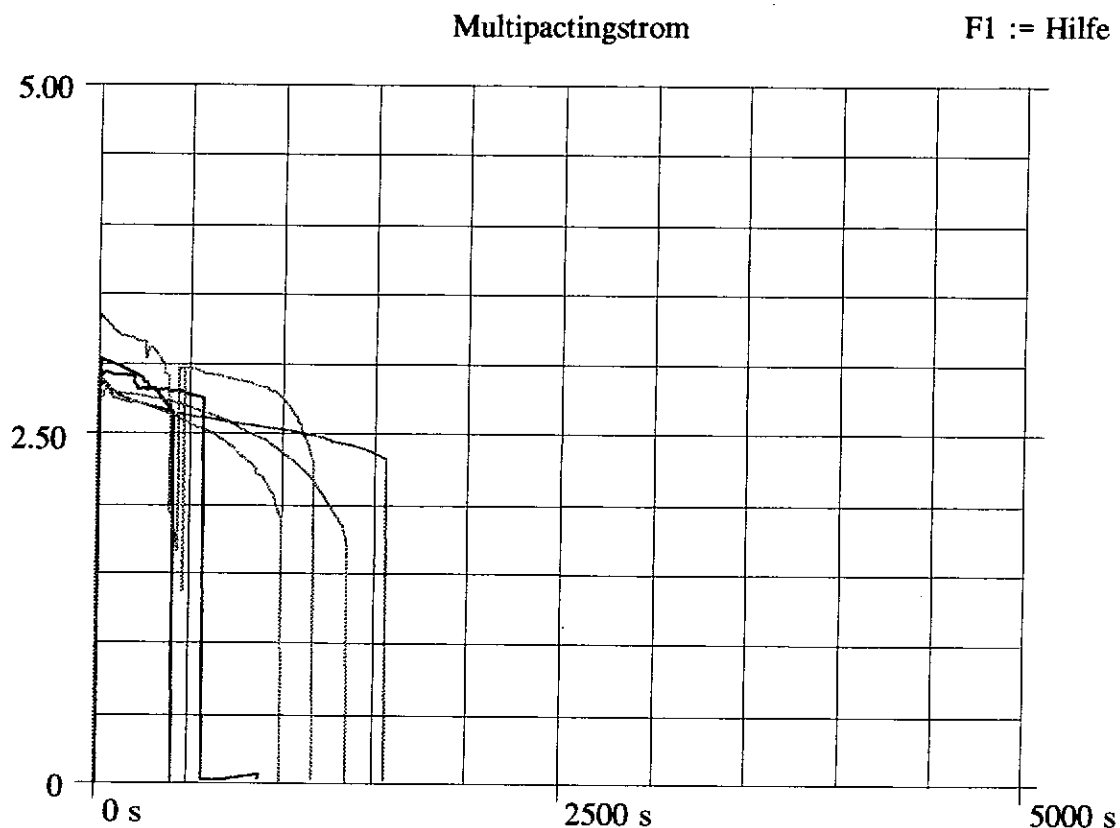
**Tab. 7.2** Tabellarische Zusammenfassung der Messergebnisse für verkupferten Edelstahl bei 5 W Multipactingleistung

In Tabelle 7.2 sind die in Bild 7.2 dargestellten Messungen tabellarisch zusammengefasst. Hierbei wurden nur das elektrische Feld bei dem Multipacting einsetzt und aussetzt sowie die Differenz dieser beiden Felder eingetragen. Weiterhin ist die Zeitdauer des Multipactingstromes notiert.

Der Multipactingstrom hält im Durchschnitt 43 Minuten (2571 s) an. Verlauf und Dauer des Multipactingstromes sind sehr ähnlich zu denen von reinem Kupfer.



### 7.1.3 Multipactingstromverlauf bei titanisierten Kupferelektroden



**Bild 7.3** Multipactingstromverlauf bei titanisierten Kupferelektroden und 5 W Multipactingleistung

Bild 7.3 zeigt Multipactingstromverläufe verschiedener Messungen von mit Titan besputterten Kupferelektroden (vgl. Kap. 4). Die Elektroden wurden vor jeder Messung chemisch gebeizt (vgl. Kap. 6.1) und dann neu mit Titan besputtert. Alle Messungen zeigen also Neukurven des Materials.

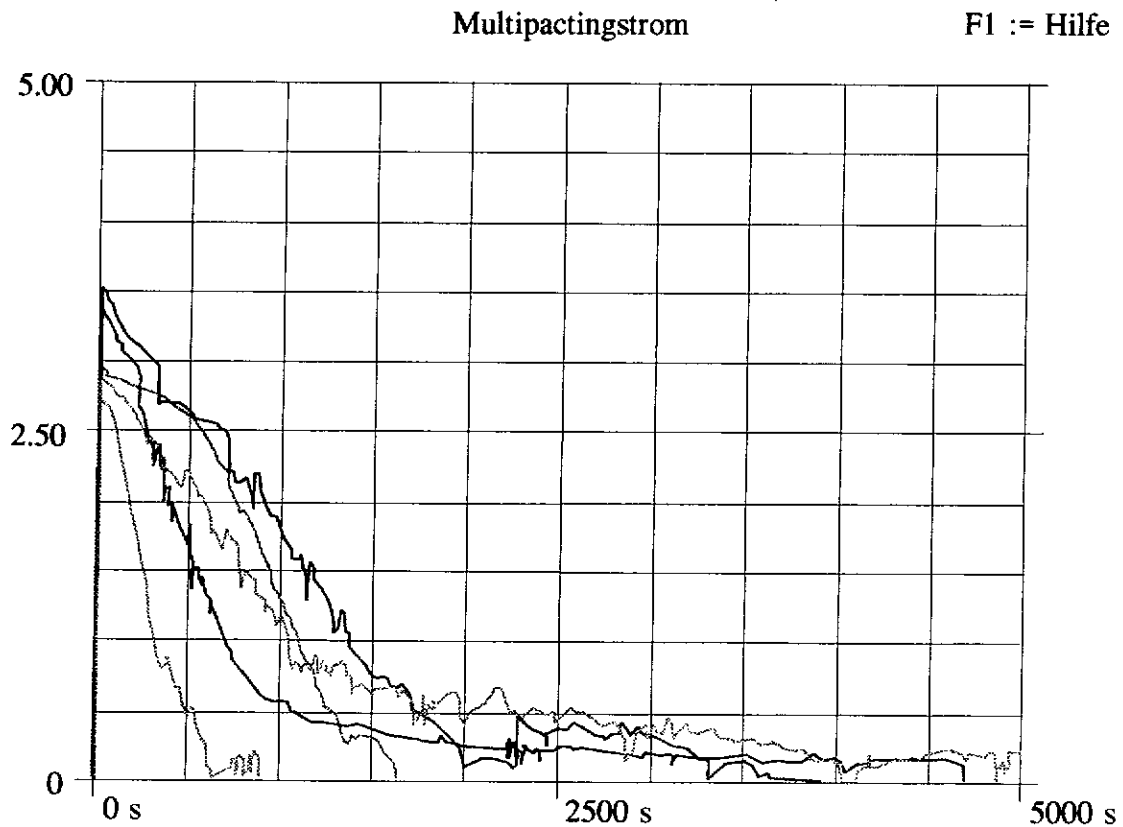
Datei	Startfeld / kV/m	Stoppfeld / kV/m	Feldbreite /kV/m	Dauer
OTia5	155,9	180,5	24,6	411 s
OTid5	145,2	184,0	38,8	1556 s
1Tib5	126,8	178,1	51,3	1168 s
FerTia5	129,3	170,7	41,4	528 s
11Tia5	137,7	192,9	55,2	1350 s
3Tia5	133,7	187,0	53,3	992 s
Mittelwert	138,1	182,2	44,1	1000 s

**Tab. 7.3** Tabellarische Zusammenfassung der Messergebnisse für titanisiertes Kupfer bei 5 W Multipactingleistung

In Tabelle 7.3 sind die in Bild 7.3 dargestellten Messungen tabellarisch zusammengefasst. Hierbei wurden nur das elektrische Feld bei dem Multipacting einsetzt und aussetzt sowie die Differenz dieser beiden Felder eingetragen. Weiterhin ist die Zeitdauer des Multipactingstromes notiert.

Der Multipactingstrom hält im Durchschnitt 16 Minuten (1000 s) an. Der Verlauf des Multipactingstromes ist ähnlich dem von reinem Kupfer, seine Dauer ist aber deutlich kürzer.

### 7.1.4 Multipactingstromverlauf bei Edelmetallelektroden

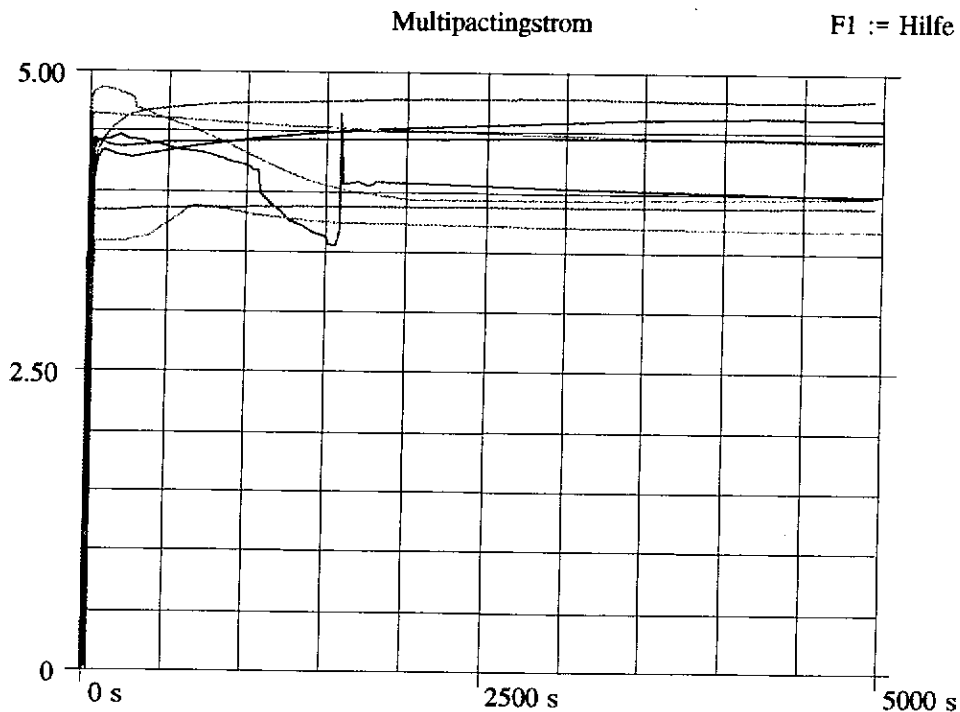


**Bild 7.4** Multipactingstromverlauf bei Edelmetallelektroden und 5 W Multipactingleistung

Bild 7.4 zeigt Multipactingstromverläufe verschiedener Messungen von Edelmetallelektroden. Die Elektroden wurden vor jeder Messung chemisch gebeizt (vgl. Kap. 6.1), das bedeutet alle Messungen zeigen Neukurven des Materials.

Der Multipactingstrom bei Edelmetall unterscheidet sich qualitativ deutlich von den zuvor untersuchten Materialien. Er fällt sehr schnell ab, hört aber bei vielen Messungen auch nach langer Zeit der Leistungseinwirkung nicht völlig auf. Auf eine tabellarische Zusammenfassung wurde aus diesem Grunde verzichtet.

### 7.1.5 Multipactingstromverlauf bei Aluminiumelektroden



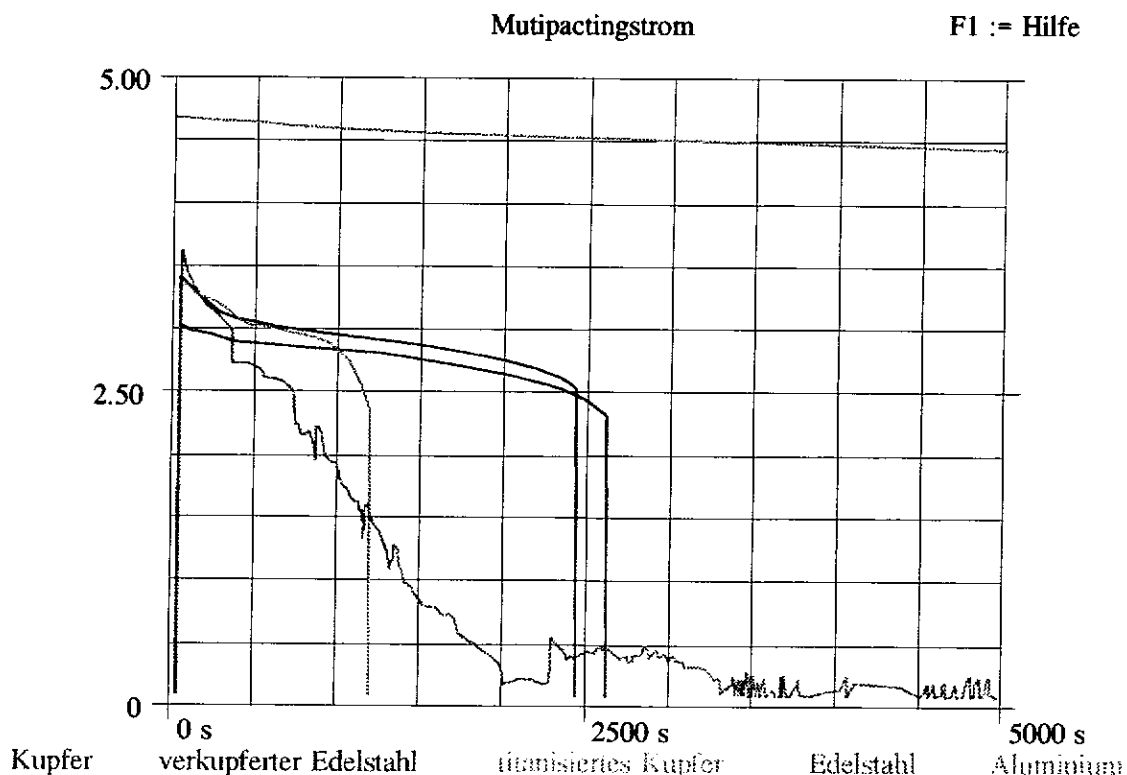
**Bild 7.5** Multipactingstromverlauf bei Aluminiumelektroden und 5 W Multipactingleistung

Bild 7.5 zeigt Multipactingstromverläufe verschiedener Messungen von Aluminiumelektroden. Die Elektroden wurden vor jeder Messung chemisch gebeizt (vgl. Kap. 6.1), das bedeutet, alle Messungen zeigen Neukurven des Materials.

Im Gegensatz zu anderen Materialien nimmt bei Aluminium der Multipactingstrom noch zu. Daß der Multipactingstrom bei Aluminium höher ist als bei den anderen Materialien, ist damit zu begründen, daß hier Multipacting 2. Ordnung auftritt. Die Feldstärke für Multipacting 2. Ordnung ist wesentlich geringer. Somit sind die gemessenen Leistungen kleiner. Messfehler machen sich also deutlicher bemerkbar. Folge dieser Messfehler ist, daß häufig eine zu hohe Multipactingleistung eingestellt wird.

## 7.2 Vergleich der verschiedenen Materialien

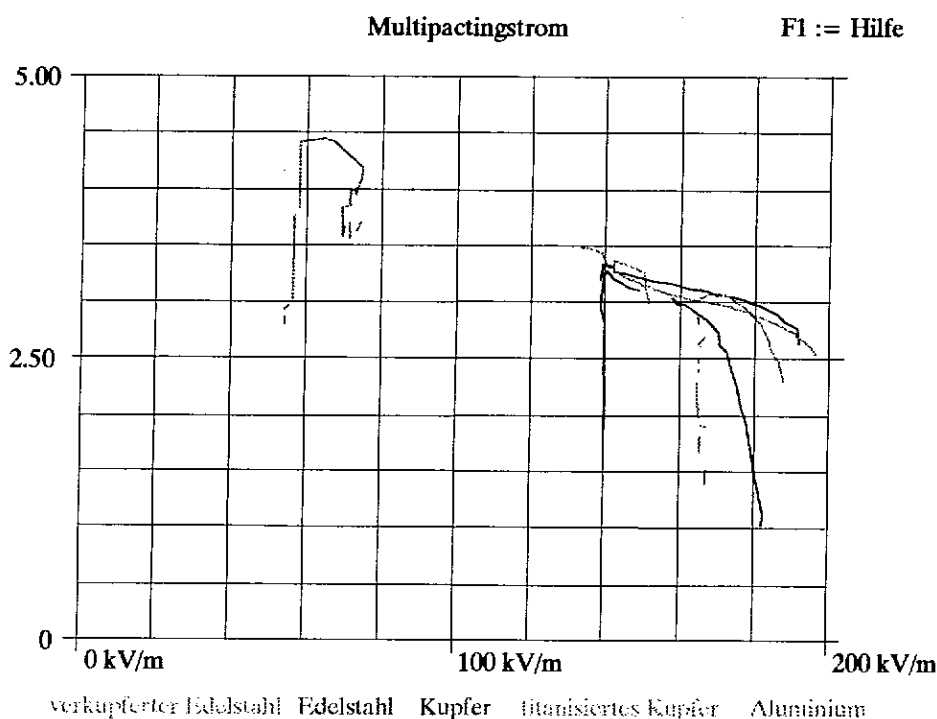
### 7.2.1 Gegenüberstellung der Multipactingströme



**Bild 7.6** Vergleich der Messungen verschiedener Materialien bei konstanter Multipactingleistung (5 W)

Bild 7.6 zeigt eine Gegenüberstellung von je einer Messung, die den Mittelwert des jeweiligen Materials am besten repräsentiert. Deutlich zu erkennen ist, daß sich verkupfelter Edelstahl genauso verhält wie Kupfer. Desweiteren dauert der Multipactingstrom bei titanisiertem Kupfer nicht so lange an. Aluminium und Edelstahl multipacten in einer Vielzahl von Messungen wesentlich länger, bzw. zeigen immer Multipactingerscheinungen.

## 7.2.2 Vergleich der elektrischen Felder



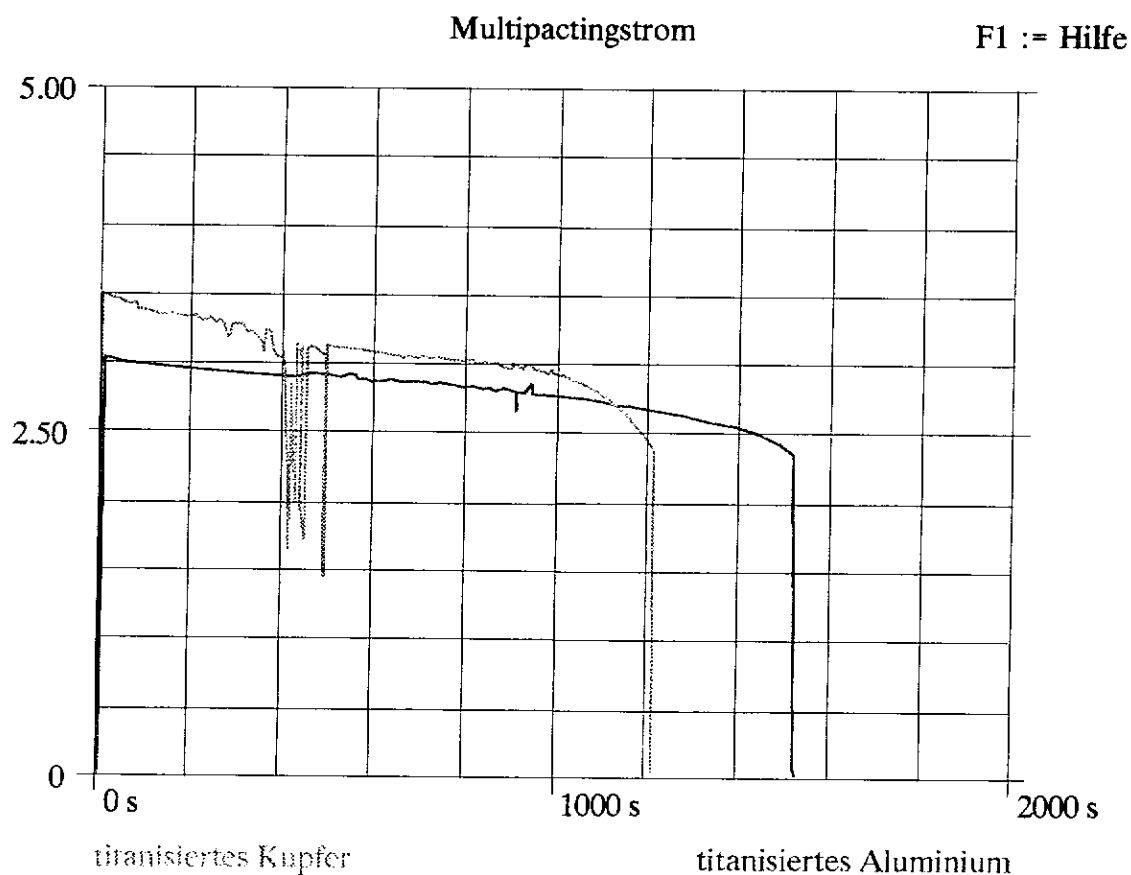
**Bild 7.7** Vergleich der elektrischen Feldstärken beim Auftreten von Multipacting an verschiedener Materialien

Bild 7.7 zeigt bei welchen elektrischen Feldern Multipacting auftritt. Hierzu wurde von jedem Material eine Messung dargestellt.

Deutlich ist zu erkennen, daß Aluminium in der 2. Ordnung multipactet. Alle anderen Materialien weisen Multipacting der 1. Ordnung auf. Die Messungen stimmen mit der Theorie überein (vergl. Tab. 2.1 und Tab 2.2).

### 7.3. Detailbetrachtung Titanbesputterung

Die Untersuchungen von mit Titan beschichteten Kupferoberflächen zeigte zwar, daß die Dauer des Multipactingstromes kürzer war, der Verlauf des Stromes war aber dem des Kupfers sehr ähnlich. Um sicherzugehen, daß wir die Titanschicht und nicht ein Gemisch von Kupfer und Titan untersuchten führten wir auch Messungen an mit Titan besputterten Aluminiumelektroden durch.



**Bild 7.8** Multipactingstromverlauf von mit Titan besputtertem Aluminium (blau) und mit Titan besputtertem Kupfer (rot) bei 5 W Multipactingleistung

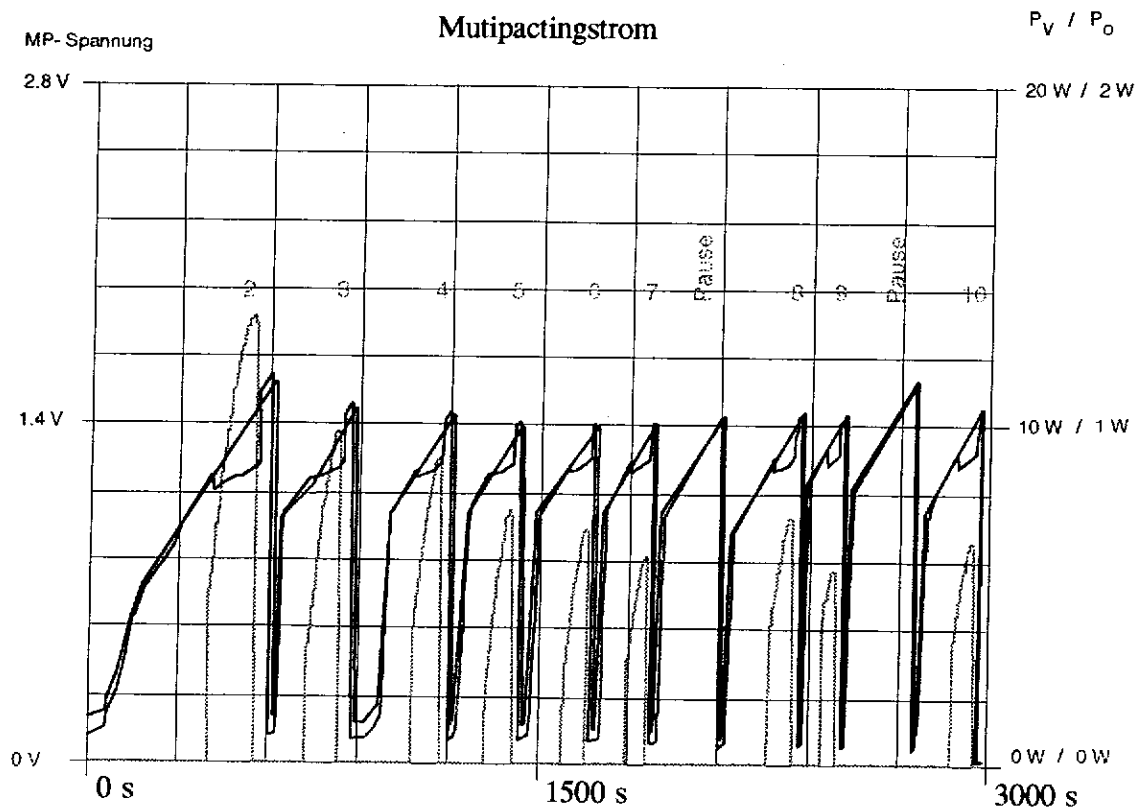
Da Bild 7.8 ein nahezu identisches Verhalten trotz unterschiedlichem Trägermaterial zeigt ist davon auszugehen, daß wirklich das Titan am Multipacting beteiligt war und das darunter liegende Material keinen Einfluß hatte.

## 7.4 Ergebnisse anderer Messmethoden

Bei der Untersuchung von Kupfer, verkupferten Edelstahl sowie titanisiertem Kupfer bricht der Multipactingstrom plötzlich zusammen. Es stellt sich aber die Frage, ob das Material nun nach dem Aussetzen des Stromes noch Multipactingscheinungen zeigt. Aus diesem Grund modulierten wir die Vorwärtsleistung mit einem Sägezahn, nachdem der Multipactingstrom bei 5 W Multipactingleistung (wie in Kap. 6.8.2 beschrieben) aussetzte. Bild 7.9 zeigt einen solchen Messzyklus nachdem das Multipacting zum erstenmal aussetzte. Hier wurde die Vorwärtsleistung (blau) langsam soweit erhöht, bis der Multipactingstrom (rot) einsetzte und wieder aufhörte. Dieser Vorgang wurde solange wiederholt bis kein Strom mehr einsetzte (siehe Pause in Bild 7.9). Nach der Pause im Multipacting wurde die Prozedur wiederholt.

Bild 7.9 zeigt wie der Multipactingstrom von Leistungseinwirkung zu Leistungseinwirkung kleiner wird.

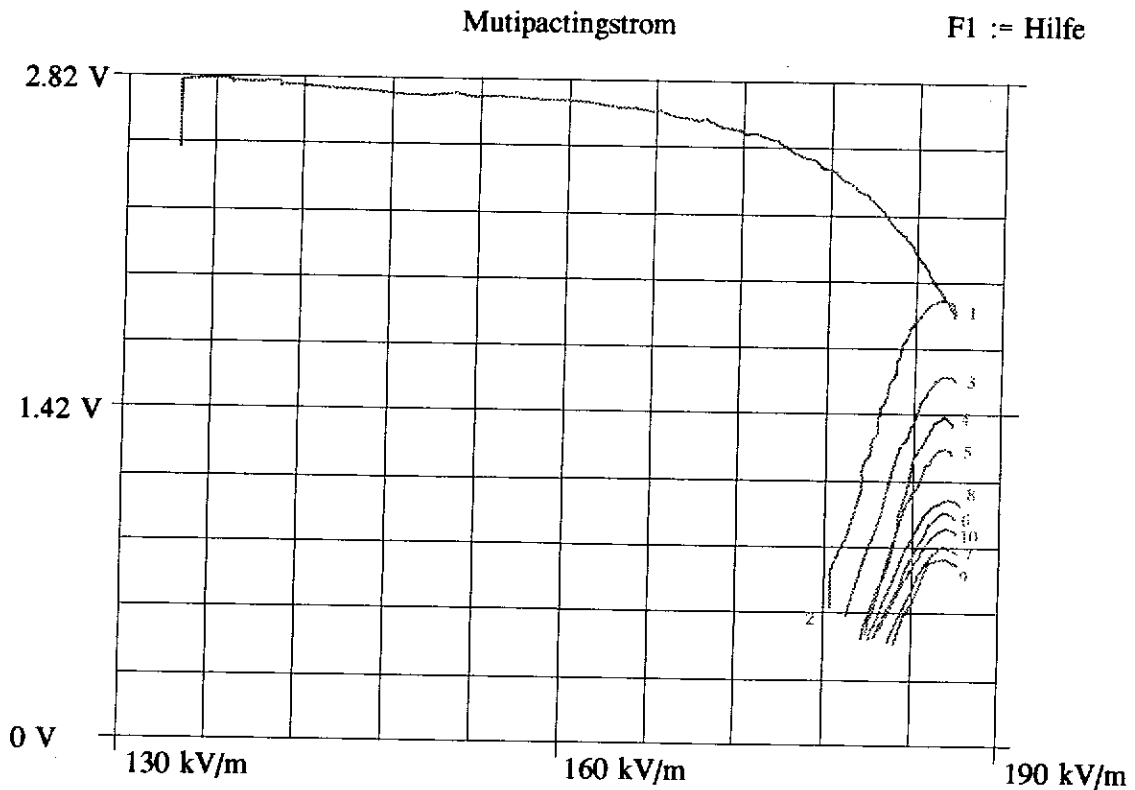




**Bild 7.9** Auftreten von Multipacting (rot) bei sich ändernder Vorwärtsleistung (blau) und Darstellung der entsprechenden Ausgangsleistung (grün)

Das jeweilige Auftreten von Multipacting ist im Bild 7.9 mit 2 bis 10 gekennzeichnet.

Um den Mechanismus des Multipacting besser verstehen zu können sind die entsprechenden Kurven in Bild 7.10 ebenso gekennzeichnet.



**Bild 7.10** Verlauf des elektrischen Feldes der titanbesputterten Kupferelektroden aus Bild 7.9

Kurvenzug 1 zeigt den Feldanstieg im Resonator während der 5 W Multipactingleistung. Kurve 2 bis 7 lassen den Feldverlauf bei jedem Auftreten von Multipacting erkennen. Die Anfangsfeldstärke wird stets höher, jedoch bleibt die Feldstärke, bei der Multipacting aussetzt immer annähernd konstant. Feldverlauf 8, nach der ersten Pause, liegt höher als die Feldverläufe der Pulse zuvor. Hier ist die Anfangsfeldstärke wieder gesunken, dasselbe gilt auch für Feldverlauf 10.

Die auf diese Weise gewonnen Ergebnisse lassen darauf schließen, daß auf der Oberfläche Mechanismen stattfinden, die das Multipacting wieder begünstigen.

## 7.5 Zusammenfassung und Ausblick

Die von uns untersuchten Materialien unterscheiden sich zum Teil sehr stark im Multipactingverhalten. Im Verlauf der Messungen stellten wir immer wieder fest, daß es sehr schwierig ist, reproduzierbare Ergebnisse für ein Material zu erhalten. Umwelteinflüsse, wie z.B. Verschmutzungen oder sich nach dem Beizen bildende Oxidschichten, verfälschen immer wieder die Messergebnisse. Nur eine Vielzahl von Messungen lässt eine Tendenz des Verhaltens erkennen. Multipacting tritt bei einer festen Frequenz nicht bei einer bestimmten Feldstärke auf, sondern es sind Feldstärkebereiche vorhanden. Lange Leistungseinwirkung bewirkt, daß dieses "Multipactingband" schmaler wird. Dabei verschiebt sich die untere Feldstärke (kleinste Feldstärke, bei der Multipacting auftritt) zu höheren Werten hin. Die Folge ist, daß es leichter ist, die Feldstärke schnell genug über diese kritischen Feldstärken zu erhöhen. Es scheint aber immer einen, wenn auch schmalen Bereich zu geben, bei dem Multipacting immer auftritt. Wird eine Struktur nur lange genug bei genau dieser Frequenz und passender Leistung betrieben, so kommt es früher oder später zu Multipactingerscheinungen. Die Bänder werden nach längerer Zeit ohne Leistungseinwirkung wieder breiter, was eventuell auf einen Niederschlag von Atomen des Restgases oder eine Veränderung der Oberfläche zurückzuführen ist.

Das Material, daß Multipacting am effektivsten unterdrückt, scheint eine Titanbeschichtung der von Multipacting betroffenen Oberflächen zu sein. Bei der Beschichtung ist größte Sorgfalt auf die chemische Zusammensetzung dieser Schicht zu achten. Uns war es im Rahmen unserer Diplomarbeit nicht möglich die Struktur und Zusammensetzung der Sputterschicht zu untersuchen, jedoch erhielten wir die verschiedensten Multipactingbänder bei den besputterten Oberflächen. In einigen wenigen Fällen war es uns sogar unmöglich Multipacting in unserem Resonator zu erzeugen. In jedem Fall ist Sauberkeit das erste Gebot um Multipacting zu unterdrücken, bzw. zu verringern.

---

## 8 Quellenverzeichnis

### Kapitel 1:

- [Wil]: K. Wille; Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen; Teubner Studienbücher; Stuttgart; 1992; III
- [Tes]: TESLA COLLABORATION; A Proposal to Construct and Test Prototype Superconducting RF Structures for Linear Colliders; DESY Print; 3 1992; TESLA 93-01

### Kapitel 2:

- [Len]: H. Lengeler; Modern Technologies in RF Superconductivity; CERN; Geneva
- [Pad]: H. Padamsee; Superconducting RF; AIP Conference Proceeding 249; American Institute of Physics; 1992
- [Pie]: H. Piel; SUPERCONDUCTING CAVITIES; Parts 1 and 2; CERN 89-04; 1989
- [Pro]: U. Klein und D. Proch; Proc. Conf. on Future Possibilities for Electron Accelerators; Charlottesville; Va.; U.S.A.; 1979
- [Flü]: S. Flügge; Handbuch der Physik; Bd. XXI; Elektronen-Emission; Gasentladungen I; Springer-Verlag; Berlin; 1956
- [Kle]: U. Klein; Untersuchungen zu Feldbegrenzungsphänomenen und Oberflächenwiderständen von supraleitenden Resonatoren; WUB-DI 81-2; Fachbereich Physik der Gesamthochschule Wuppertal; 1981
- [Van]: E. D. Vance; One-Sided Multipactor Discharge Modes; J. of Applied Physics; 34; 11; 1963
- [Chm]: M. Champion, et. al.; TESLA Input Coupler Development; präsentiert auf der 1993 PAC und Teil des TESLA Report #93-33
- [Hal]: K. Halbach, R. F. Holsinger; Partc. Acc. 7; 213; 1976

[Weil]: T. Weiland; DESY 82-015 und DESY M-82-24

### Kapitel 3:

[Fey]: The Feynman Lectures on Physics Vol. II; Addison Wesley Publ. Comp.; 1965

[Wein]: W. Weingarten; Cern Accelerator School; CERN 92-03; 1992; Vol. II

[Mor]: T. Moreno; Microwave Transmission Design Data; Artech House; Norwood MA; 1989

[Kle]: U. Klein; Untersuchungen zu Feldbegrenzungsphänomenen und Oberflächenwiderständen von supraleitenden Resonatoren; WUB-DI 81-2; Fachbereich Physik der Gesamthochschule Wuppertal; 1981

### Kapitel 4:

[Flü]: S. Flügge; Handbuch der Physik; Bd. XXI; Elektronen-Emission; Gasentladungen I; Springer-Verlag; Berlin; 1956

[Stu]: R. V. Stuart; Vacuum Technology, Thin Films and Sputtering: An Introduction; Academic Press; N.Y.; 1983

[Wes]: W. D. Westwood; Glow Discharge Sputtering; Progress in Surface Science; Vol 7; PP 71-111; Pergamon Press; GB; 1977

[Eng]: A. von Engel, Ionized Gases; Clarendon Press; Oxford; 1965

[Cob]: J. D. Cobine; Gaseous Conductors; Dover; New York; 1968

[Dav]: W. D. Davis and T. A. Vanderslice; Phys. Rev. 131; 219; 1963

[Alt]: C. Altmann; Trans. 9th Natl. Vac. Symp; p. 174; 1962

[Sch]: G. C. Schwartz, R. E. Jones und L. I. Maissel; J. vac. Sci. Technol. 6; 351; 1969

[Cob]: J. W. Coburn and E. Kay; Solid St. Tech. 14; 12; 49;

1971

- [Shi]: G. A. Shirn and W. L. Patterson; J. vac. Sci. Technol. 7; 453; 1970
- [Bel]: V. P. Belevskii, V. P. Zabrodskaya and Y. G. Kononenko, Prib. Tekh. Eksp. 15; 170; 1972
- [Vos]: J. L. Vossen; J. vac. Sci. Technol. 8; 512; 1971
- [Cho]: K. L. Chopra; Thin Film Phenomena; McGraw-Hill; New York; 1969

## Kapitel 5:

- [Weil]: T. Weiland; DESY 82-015 und DESY M-82-24

## Kapitel 6:

- [Flü]: S. Flügge; Handbuch der Physik; Bd. XXI; Elektronen-Emission; Gasentladungen I; Springer-Verlag; Berlin; 1956
- [Proch]: Persönliches Gespräch mit Dr. D. Proch
- [Weil]: T. Weiland; DESY 82-015 und DESY M-82-24
- [Klein]: U. Klein; Untersuchungen zu Feldebrenzungsphänomenen und Oberflächenwiderständen von supraleitenden Resonatoren; WUB-DI 81-2; Fachbereich Physik der Gesamthochschule Wuppertal; 1981

## Kapitel 10:

- [Mor]: T. Moreno; Microwave Transmission Design Data; Artech House; Norwood MA; 1989
- [Wil]: I.G. Wilson, C. W. Schramm and J. P. Kinzer; High Q Resonant Cavities for Microwave Testing; Bell Systems Tech. J.; Vol. 25; No. 3; 1946
- [Han]: W. W. Hansen and R. D. Richtmyer; On Resonators Suitable for Klystron Oscillators; J. Appl. Phys.; 10;

1939

- [Bar]: W. L. Barrow and W. W. Mieher; Natural Oscillations of Electrical Cavity Resonators; Proc. Inst. Radio Engrs.; 28; 1940
- [Hans]: W. W. Hansen; On the Resonant Frequency of Closed Concentric Lines; J. Appl. Phys.; 10; 1939
- [Hahn]: W. C. Hahn; A New Method for the Calculation of Cavity Resonators; J. Appl. Phys.; 12; 1941

---

## 9 Liste der verwendeten Abkürzungen

### Kapitel 1:

Linac:	Linear Accelerator
SLC:	Stanford Linear Collider
TESLA:	Tera-Elektronenvolt-Superconducting-Linear-Accelerator
HOM:	Higher-Order-Mode

### Kapitel 2:

$i_s$ :	Strom der emittierten Elektronen; Sekundärelektronenstrom
$i_p$ :	Strom der auftreffenden Elektronen; Primärelektronenstrom
$\delta$ :	Sekundärelektronenemissionskoeffizient
$W_p$ :	Auftreffenergie der Primärelektronen
$\delta_{\max}$ :	Maximaler Wert des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten
$W_{\max}$ :	Zu $\delta_m$ gehörende Auftreffenergie der Primärelektronen
$W_1$ :	Abszissenlage des Punktes, bei dem $\delta$ zum ersten Mal den Wert 1 annimmt.
$W_2$ :	Abszissenlage des Punktes, bei dem $\delta$ zum zweiten Mal den Wert 1 annimmt.
$Z$ :	Ordnungszahl
$T_c$ :	Kritische Temperatur, bei der die Supraleitung zusammenbricht.
HOM:	Higher-Order-Mode
$m$ :	Masse eines Elektrons
$e$ :	Ladung eines Elektrons
$E$ :	Achsenfeld eines $TM_{010}$ -Resonators
$\ddot{x}$ :	Beschleunigung der Elektronen
$\dot{x}$ :	Geschwindigkeit der Elektronen
$x$ :	Ort der Elektronen
$\omega$ :	HF-Kreisfrequenz



$\varphi$ :	Phase
a:	Ganze, natürliche Zahl
n:	Multipactingordnung
$C_1$ :	Integrationskonstante
$C_2$ :	Integrationskonstante
$v_0$ :	Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen
T:	HF-Periode
f:	HF-Resonanzfrequenz
$E_1$ :	benötigtes beschleunigendes Feld für $n = 1$
$E_{n > 1}$ :	benötigtes beschleunigendes Feld für $n > 1$
$W_1$ :	Auftreffenergie für $n = 1$
$W_{n > 1}$ :	Auftreffenergie für $n > 1$
W:	Auftreffenergie der Elektronen
$W_0$ :	Energie, die die Elektronen gleich nach dem Auslösen haben
l:	Abstand zwischen den planparallelen Elektroden
TESLA:	Tera-Elektronenvolt-Superconducting-Linear-Accelerator
r:	Radius
$r_1$ :	Radius des Innenleiters
$r_2$ :	Radius des Außenleiters
U:	Spannung zwischen Innen- und Außenleiter
Q:	Güte eines Resonators
B:	Magnetische Flußdichte
$\omega_c$ :	Zyklotron-Frequenz
$\omega_{HF}$ :	HF-Kreisfrequenz

## Kapitel 3:

U:	Spannung am Eingang des Schwingkreises
$I_0$ :	Gesamtstrom
$Z_{ges}$ :	Gesamtimpedanz
R:	Widerstand
j:	imaginäre Einheit
C:	Kapazität des Kondensators
$\omega$ :	Kreisfrequenz
$\omega_0$ :	Resonanzkreisfrequenz

$X_0$ :	resonanter Blindwiderstand
$L$ :	Induktivität
$Q$ :	Güte
$\nu$ :	Verstimmung
$\varphi$ :	Phase
$\Delta\omega$ :	Abweichung von der Resonanzkreisfrequenz
$\delta\omega$ :	Bandbreite
$I_L$ :	Strom durch die Spule
$I_C$ :	Strom durch den Kondensator
$W_{ges}$ :	gesamte gespeicherte Energie
$P_{verl}$ :	Verlustleistung
$W_L$ :	in der Induktivität gespeicherte Energie
$W_C$ :	in der Kapazität gespeicherte Energie
$R_{shunt}$ :	Shuntimpedanz
$R_{ges}$ :	Gesamtwiderstand
$R_L$ :	Last- oder Innenwiderstand
$Q_{ges}$ :	Gesamtgüte
$Q_{ext}$ :	externe Güte
$Q_0$ :	unbelastete Güte
$Q_{E1}$ :	externe Güte des Eingangskreises
$Q_{E2}$ :	externe Güte des Ausgangskreises
$Q_{L1}$ :	belastete Güte des Eingangskreises
$Q_{L2}$ :	belastete Güte des Ausgangskreises
$Q_{L12}$ :	gesamte belastete Güte
$P_{Eingang}$ :	Verlustleistung des Eingangskreises
$P_{Ausgang}$ :	Verlustleistung des Ausgangskreises
$\beta_1$ :	Eingangskopplungsfaktor
$\beta_2$ :	Ausgangskopplungsfaktor
$P_{vor}$ :	Vorwärtsleistung (dem Resonator angebotene Leistung)
$P_{ref}$ :	reflektierte Leistung
$P_{out}$ :	aus dem Resonator angekoppelte Leistung
$P_C$ :	Verlustleistung im Resonator
$P_1$ :	Verlustleistung der Einkopplung
$R_1$ :	Einkopplungswiderstand (Einkoppelverluste)
$R_C$ :	von der Eingangsseite gesehene Verluste im Resonator
$P_{Beam}$ :	vom Strahl aufgenommene Leistung
$\beta_{Beam}$ :	Kopplungsfaktor für die Aufnahme von Leistung durch

	den Elektronenstrahl
$E_{\text{Gap}}$ :	elektrisches Feld im Gap
$I_{\text{MP}}$ :	Multipactingstrom

## Kapitel 4:

$\delta$ :	Sekundärelektronenemissionskoeffizient
$V_a$ :	Zwischen Anode und Kathode anliegende Spannung
m. f. W.:	mittlere freie Weglänge in cm
$l_a$ :	mittlere freie Weglänge für Atome in cm
$l_e$ :	mittlere freie Weglänge für Elektronen in cm
$l_i$ :	mittlere freie Weglänge für Ionen in cm
$\sigma$ :	Wirkungsquerschnitt in $\text{cm}^2$ für Atomstöße
$\sigma_i$ :	Wirkungsquerschnitt in $\text{cm}^2$ für Ionenstöße
$p$ :	Druck
$L$ :	Breite des Dunkelraumes
$J$ :	Ionenstromdichte
$d$ :	Abstand zwischen Anode und Kathode
$R_h$ :	Ablagerungsrate, bestimmt aus der Filmdicke
$R_m$ :	Ablagerungsrate, bestimmt aus der Masse des Films

## Kapitel 5:

$f$ :	Frequenz
$r$ :	Radius
$l$ :	Gesamtlänge des Resonators
$R_a$ :	Radius des Außenleiters
$R_i$ :	Radius des Innenleiters
$d$ :	Gapbreite
$E$ :	Elektrisches Feld
$E_z$ :	Elektrisches Feld in Richtung der z-Achse
$P_v$ :	Verlustleistung im Resonator
$f_{\text{res}}$ :	Resonanzfrequenz

## Kapitel 6:

VCO:	"Voltage Controlled Oscillator"
$P_{\text{vor}}$ :	Vorwärtsleistung
$P_{\text{refl}}$ :	reflektierte Leistung
$P_{\text{out}}$ :	ausgekoppelte Leistung
$U_{\text{reg}}$ :	Regelspannung
$I_{\text{MP}}$ :	Multipactingstrom
$U_{\text{MP}}$ :	Multipactingspannung
E:	Feldstärke im Gap
U:	Spannung im Gap
d:	Breite des Gaps (Gapabstand)
g:	Proportionalitätsfaktor (Geometriefaktor)
$Q_0$ :	unbelastete Güte
$Q_L$ :	belastete Güte
$P_0$ :	Verlustleistung
$E_{\text{MP}}$ :	Feldstärke während des Multipactings
$E_0$ :	Feldstärke bevor Multipacting auftritt
$P_{\text{out, MP}}$ :	ausgekoppelte Leistung während des Multipactings
$P_{\text{out0}}$ :	Ausgekoppelte Leistung vor Einsetzen von Mutipacting
$P_{\text{vor} + 5 \text{ WMP}}$ :	Vorwärtsleistung für 5 W Mutipactingleistung
$P_{\text{vor0}}$ :	Vorwärtsleistung vor Einsetzen von Mutipacting
$P_{\text{refl0}}$ :	Reflektierte Leistung vor Einsetzen von Mutipacting

## Kapitel 10:

$\lambda_0$ :	Resonanzwellenlänge
a, b, $z_0$ :	Geometrische Abmessungen des Hohlraumresonators
l:	Anzahl der Halbwellen längs der X- Achse
m:	Anzahl der Halbwellen längs der Y- Achse
n:	Anzahl der Halbwellen längs der Z- Achse
l, m, n:	0, 1, 2, 3, aber nur maximal einer gleich Null
dN:	Anzahl von Moden
d $\lambda$ :	Wellenlängenbereich
V:	Volumen des Resonators
$\lambda_1$ :	Mittenwellenlänge des Bandes d $\lambda$

TE:	Transversal-Elektrisch
TM:	Transversal-Magnetisch
N:	Anzahl von Resonanzzuständen
$\lambda_2$ :	Minimumwellenlänge
f:	HF-Frequenz
Q:	Güte
$\delta$ :	Eindringtiefe
R:	Shuntimpedanz
l:	Anzahl von halben Wellenlängen entlang der Achse des Resonators
$J'_m$ :	1. Ableitung der Besselfunktion
$J_m$ :	Besselfunktion
$\Theta_0$ :	Halbwinkel der Konusspitze in einem sphärischen Resonator
$x_0$ :	Äquatorradius eines Ellipsoid- Hyperboloidresonators
$\sigma_0$ :	Formfaktor
d:	Gapabstand eines zylindrischen Reentrantresonators
$\rho_1$ :	Radius des Innenleiters
$\rho_2$ :	Radius des Außenleiters
k:	Wellenvektor
Y:	Eingangsadmittanz
G:	Shuntleitwert
$\beta$ :	Kopplungsfaktor
$Y_0$ :	Charakteristische Admittanz der Einkoppelleitung
$Q_0$ :	Unbelastete Güte
$Q_E$ :	Externe Güte
$Q_L$ :	Belastete Güte
$f_0$ :	Resonanzfrequenz
$\Delta f$ :	Bandbreite
$\sigma$ :	Stehwellenverhältnis
$Q_{E1}$ :	Externe Güte des Eingangskreises
$Q_{E2}$ :	Externe Güte des Ausgangskreises
$Q_{L1}$ :	Belastete Güte des Eingangskreises
$Q_{L2}$ :	Belastete Güte des Ausgangskreises
$Q_{L12}$ :	Gesamte belastete Güte
$\beta_1$ :	Kopplungsfaktor auf der Eingangsseite
$\beta_2$ :	Kopplungsfaktor auf der Ausgangsseite

---

$P_0$ :	Eingangsleistung in der Einkoppelleitung
$P_1$ :	$P_0$ - Reflexionsverluste
$P_2$ :	$P_1$ - Absorptionsverluste im Resonator
$\eta$ :	Wirkungsgrad

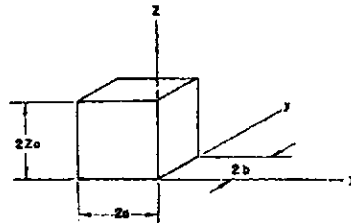
## 10 Anhang

### 10.1 Betrieb von Hohlraumresonatoren

#### 10.1.1 Charakteristische Kenngrößen von Resonatoren

##### 10.1.1.1 Rechteckige Resonatoren

Die Kenngrößen rechteckiger, prismatischer Resonatoren, wie in Bild 10.1 dargestellt, sind analytisch berechenbar.



**Bild 10.1** Ein rechteckiger Hohlraumresonator mit den weiterhin verwendeten Bezeichnern

Die Resonanzwellenlänge  $\lambda_0$  ist gegeben durch:

$$\lambda_0 = \frac{4}{\sqrt{\left(\frac{l}{a}\right)^2 + \left(\frac{m}{b}\right)^2 + \left(\frac{n}{z_0}\right)^2}} \quad (10.1)$$

mit :

- l: Anzahl der Halbwellen längs der X-Achse
- m: Anzahl der Halbwellen längs der Y-Achse
- n: Anzahl der Halbwellen längs der Z-Achse

l, m, n: 0, 1, 2, 3,  
aber nur maximal einer gleich Null.

Für große Resonatoren dieses Typs ist die Anzahl von Moden  $dN$  in einem Wellenlängenbereich  $d\lambda$  gegeben durch:

$$dN = 8 \cdot \pi \frac{V}{\lambda_1^4} d\lambda \quad (10.2)$$

mit :                    V:    Volumen des Resonators  
                            $\lambda_1$ : Mittenwellenlänge des Bandes  $d\lambda$

Sind die drei Dimensionen des Prismas gleich und ist der Resonator ein perfekter Würfel, so herrscht eine zwölfwache Symmetriedegenerierung. So haben z.B. die folgenden Moden die gleiche Resonanzfrequenz:

TE <sub>3,4,5</sub>	TM <sub>3,4,5</sub>
TE <sub>5,5,4</sub>	TM <sub>3,5,4</sub>
TE <sub>4,3,5</sub>	TM <sub>4,3,5</sub>
TE <sub>4,5,3</sub>	TM <sub>4,5,3</sub>
TE <sub>5,3,4</sub>	TM <sub>5,3,4</sub>
TE <sub>5,4,3</sub>	TM <sub>5,4,3</sub>

Sind nur zwei Seiten des Prismas gleich, so ergibt sich eine vierfache Degenerierung. Sind alle Seiten ungleich so findet man eine zweifache Degenerierung, denn die TE- und TM- Moden mit gleichen Idizies besitzen die selbe Resonanzfrequenz. In der Praxis wird diese jedoch durch Fertigungstoleranzen zerstört. Die Anzahl von Resonanzzuständen  $N$  in einem großen rechtwinkligen, prismatischen Resonator, der eine Resonanzwellenlänge besitzt, die größer ist als einige Minimumwellenlängen  $\lambda_2$  wird näherungsweise beschrieben durch:

$$N = \frac{8 \pi}{3} \frac{V}{\lambda_2^3} \quad (10.3)$$

Diese Näherungsformel (Gl. (10.3)) ist auch für kleine  $N$  genau.

Betrachtet man einen Resonator bei dem  $a = b$  und  $l = m = 1$ , sowie  $n = 0$  ist, so stellt sich der Zustand wie in Bild 10.2



gezeigt.

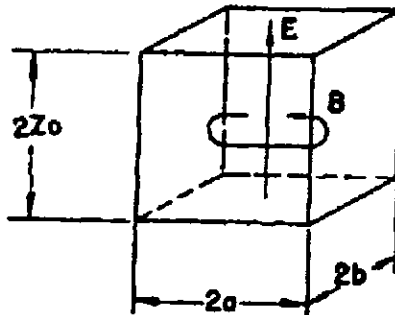


Bild 10.2 Darstellung des einfachsten Mode in einem rechteckigen Hohlraumresonator

Die Resonanzwellenlänge eines solchen Resonators ist:

$$\lambda_0 = 2 \sqrt{2} a$$

Die Güte Q ist gegeben durch:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = 0,353 \frac{1}{1 + \frac{a}{2z_0}}$$

und die Shuntimpedanz R ermittelt man durch:

$$R \frac{\delta}{\lambda_0} = 120 \frac{z_0}{a} \frac{1}{1 + \frac{a}{2z_0}}$$

mit :  $\delta$ : Eindringtiefe

Für große kubische Resonatoren, in denen  $a = b = z_0$  ist, die in hohen Moden betrieben werden, ergibt sich die Güte näherungsweise zu:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{a}{2\lambda_0}$$

### 10.1.1.2 Zylindrische Resonatoren

Untersucht man zylindrische Resonatoren, so stellt man fest, daß sich sehr viele verschiedene Moden einstellen. Diese lassen sich in zwei Klassen einteilen :

- (1) Moden, bei denen das elektrische Feld überall transversal zur Zylinderachse ist (TE-Wellen),
- (2) Moden, bei denen das magnetische Feld überall transversal zur Zylinderachse ist (TM-Wellen).

Die Notation, die bei zylindrischen Resonatoren verwendet wird, ist in Bild10.3 dargestellt.

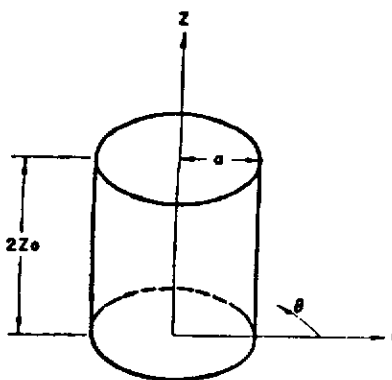


Bild 10.3 Ein zylindrischer Resonator mit den verwendeten Bezeichnern

#### 10.1.1.2.2 TE-Moden

Zuerst werden die Moden, bei denen das elektrische Feld keine Komponente parallel zur Achse des Resonators besitzt betrachtet. Die Resonanzwellenlänge wird bestimmt durch:

$$\lambda_0 = \frac{4}{\sqrt{\left(\frac{l}{z_0}\right)^2 + \left(2\frac{u'_{m,n}}{\pi a}\right)^2}}$$

Jede dieser Moden tritt auf, wenn der Resonator ein Teil eines runden Wellenleiters ist, wobei dessen Länge ein ganzes Vielfaches der halben Wellenlänge der TE-Moden in Transmission des Wellenleiters ist. Der Term  $l$  beinhaltet die Anzahl von halben Wellenlängen entlang der Achse im Resonator. Aus diesem Grund muß  $l$  eine ganze Zahl sein. Ist  $l = 0$ , so existiert kein Mode. Wird der Mode  $TE_{m,n}$  eines Wellenleiters in einem Resonator  $u'_{m,n}$  angeregt, so ist die  $n$ 'te Wurzel der Gleichung:

$$J_m'(u') = 0$$

Einige der Ergebnisse für kleinere Wurzeln sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Die Güte eines Resonators, der eine halbe Wellenlänge lang ist berechnet sich nach:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_0} \frac{z_0 \left[ (u'_{m,n})^2 + \left(\frac{\pi a}{2z_0}\right)^2 \right] \left[ 1 - \left(\frac{n}{u'_{m,n}}\right)^2 \right]}{\left[ \frac{z_0}{a} (u'_{m,n})^2 + \frac{a^2 \pi^2}{4z_0^2} + \frac{a(z_0 - a) \pi^2 n^2}{4z_0^2 (u'_{m,n})^2} \right]}$$

Die Güte nimmt mit zunehmender Ordnung der Anregung ab. Für den speziell interessanten Fall, der auftritt, wenn  $n = 0$ , sowie  $l = m = 1$  ergibt sich die Güte annähernd zu:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = 0,610 \sqrt{1 + \left(0,410 \frac{a}{z_0}\right)^2} \frac{1 + 0,168 \left(\frac{a}{z_0}\right)^2}{1 + 0,168 \left(\frac{a}{z_0}\right)^3}$$

Resonatoren, die in diesem Mode arbeiten, den man mit dem  $TE_{0,1}$ -

Mode bei Wellenleitern vergleichen kann, besitzen eine besonders hohe Güte. Sie eignen sich insbesondere für Wavemeter.

### 10.1.1.2.2 TM-Moden

Für die zweite Klasse von Resonanzmoden, bei denen das magnetische Feld keine Komponente parallel zur Achse besitzt, berechnet sich die Resonanzfrequenz gemäß:

$$\lambda_0 = \frac{4}{\sqrt{\left(\frac{l}{z_0}\right)^2 + \left(\frac{2u_{m,n}}{\pi a}\right)^2}}$$

Genau wie zuvor bei den TE-Moden beschrieben, tritt jede dieser Moden auf, wenn der Resonator ein Teil eines zylindrischen Wellenleiters ist, dessen Länge ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt, nur mit dem Unterschied, daß sich der TM-Mode fortpflanzt. Auch hier ist  $l$  die Anzahl der Halbwellen entlang der Achse des Resonators. Es sind in diesem Fall auch Moden möglich, wenn  $l = 0$  ist. Diese Moden haben ein elektrisches Feld, das überall parallel zur Achse ist. Dieser Fall ist in Wellenleitern nicht möglich.

Wenn der  $TM_{m,n}$ -Mode eines Wellenleiters dem in einem Resonator angeregten Mode  $u_{m,n}$  entspricht, so ist die  $n$ 'te Wurzel der Gleichung:

$$J_m(u) = 0$$

Ist  $l = 0$ , so ist das axiale elektrische Feld durch die  $m$ 'te Ordnung der Besselfunktion beschrieben und die  $n$ 'te Wurzel befindet sich beim Radius  $a$ .  $u_{m,n}$  ist die  $m$ 'te Wurzel der Besselfunktion  $m$ 'ter Ordnung. Sie beschreibt das axiale Feld. Eine Zusammenstellung der niedrigen Wurzeln dieser Gleichung findet man in Tabelle 10.1.

Die Güte der TM-Moden für einen Resonator halber Wellenlän-

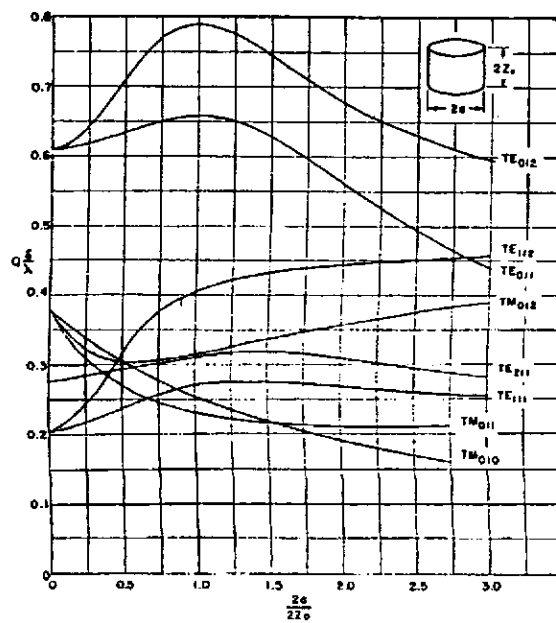
ge, für  $m \neq 0$  errechnet sich nach:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{a}{\lambda_0} \frac{1}{1 + \frac{a}{z_0}}$$

Ist  $m = 0$ , so berechnet sich die Güte gemäß:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{a}{\lambda_0} \frac{a}{1 + \frac{a}{2z_0}}$$

Die Güte ist bis auf die Frequenzabhängigkeit der Eindringtiefe  $\delta$  unabhängig von der Ordnung der Anregung. Dieses stellt einen Gegensatz zur anderen Klasse von Moden dar.



**Bild 10.4** Der Formfaktor einiger niedriger Moden in einem zylindrischen Hohlraumresonator

Die Shuntimpedanz  $R$  in Ohm eines Modes, bei dem  $l = n = 0$  und  $m = 1$  für z.B. den niedrigsten Mode, bei dem das elektrische Feld überall axial ist, ist gegeben durch:

$$R \frac{\delta}{\lambda_0} = 144 \frac{z_0}{a} \frac{1}{1 + \frac{a}{2z_0}}$$

und die Wellenlänge ergibt sich zu:

$$\lambda_0 = 2,61 a$$

Der Formfaktor eines zylindrischen Resonators,  $Q(\delta/\lambda)$ , als Funktion von  $z_0/a$  ist für niedrige Moden in Bild 10.4 gezeichnet [WIL].

Diese Moden werden durch Indizes in der Form  $TE_{n,n,1}$  gekennzeichnet. Z.B. korrespondiert der  $TE_{0,1,2}$  Mode mit einem Zustand in einem Teil eines Wellenleiters, der  $TE_{0,1}$  Mode genannt wird und zwei Halbwellen lang ist.

Nr.	Wert	Mode	Nr.	Wert	Mode
1	1,841	$TE_{11}$	13	6,706	$TE_{22}$
2	2,405	$TM_{01}$	14	7,016	$TM_{12}$
3	3,054	$TE_{21}$	15	7,016	$TE_{02}$
4	3,832	$TM_{11}$	16	7,501	$TE_{61}$
5	3,832	$TE_{01}$	17	7,588	$TM_{41}$
6	4,201	$TE_{31}$	18	8,016	$TE_{32}$
7	5,136	$TM_{21}$	19	8,417	$TM_{22}$
8	5,318	$TE_{41}$	20	8,536	$TE_{13}$
9	5,332	$TE_{12}$	21	8,578	$TE_{71}$
10	5,520	$TM_{02}$	22	8,654	$TM_{03}$
11	6,380	$TM_{31}$	23	8,771	$TM_{51}$
12	6,416	$TE_{51}$	24	9,283	$TE_{81}$

Tab. 10.1 Die ersten 24 Nullstellen von  $J_m(x)$  und  $J'_m(x)$

Die Gleichungen (10.2) und (10.3) gelten näherungsweise für große zylindrische Resonatoren. Ist der Querschnitt rund, besteht für die meisten Moden eine zweifache Degenerierung, da sie zwei Polarisationsrichtungen besitzen können. Diese Degenerierung gibt es nicht, wenn der Querschnitt elliptisch ist.

### 10.1.1.3 Sphärische Resonatoren

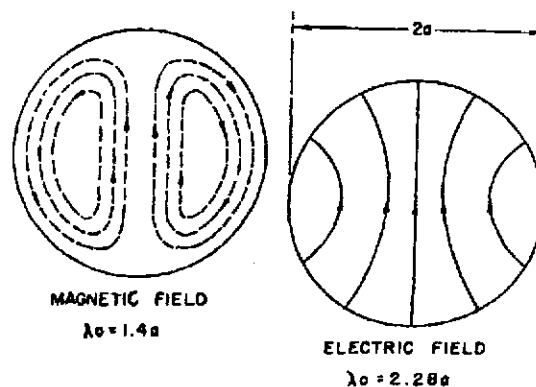
Die erste Resonanz bei sphärischen Resonatoren tritt auf, wenn:

$$\lambda_0 = 2,28 a$$

und die zweite, wenn:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = 0,318$$

Die Feldverteilung der ersten beiden Moden ist in Bild 10.5 dargestellt.



**Bild 10.5** Sphärischer Hohlraumresonator mit den beiden niedrigsten Moden

Die Güte eines sphärischen Resonators im dominierenden Mode ist bestimmt durch:

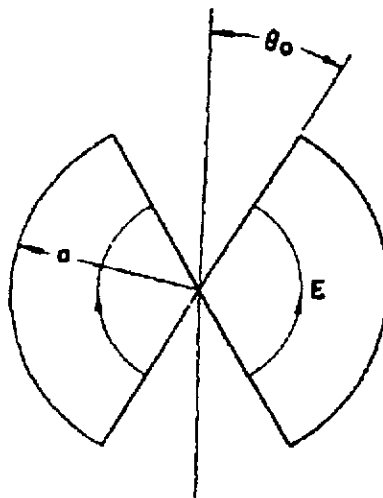
$$\lambda_0 = 1,4 a$$

und die Shuntimpedanz durch:

$$R \frac{\delta}{\lambda_0} = 104,4$$

#### 10.1.1.4 Sphärische Resonatoren mit Reentrant Konen

Ein Resonator, der Teil einer Kugel mit dem Radius  $a$  ist, dessen Konusspitzen im Zentrum der Kugel liegen und dessen Halbwinkel  $\theta_0$  ist, läßt sich analytisch berechnen [Han]. Ein solcher Resonator, sowie der Feldverlauf des Grundmodes in ihm, ist in Bild 10.6 skizziert.



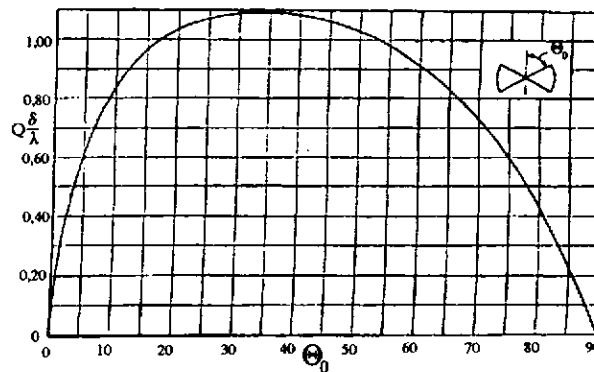
**Bild 10.6** Sphärischer Resonator mit reentrant Konen

Die Resonanzwellenlänge dieses Resonators ist:

$$\lambda_0 = 4a$$



Sie ist keine Funktion des Winkels  $\theta_0$ . Die Güte des Resonators ist eine Funktion des Winkels  $\theta_0$ . In Bild 10.7 ist  $Q \delta/\lambda_0$  als Funktion des Winkels  $\theta_0$  dargestellt.



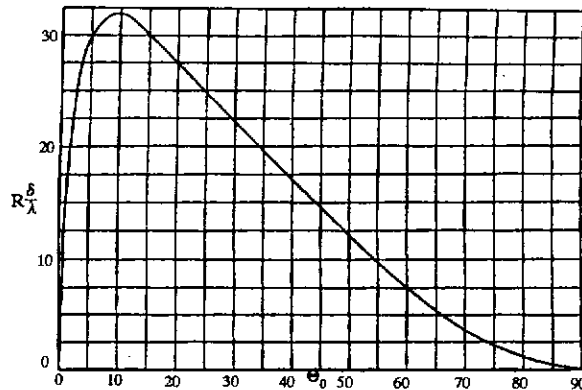
**Bild 10.7** Formfaktor eines sphärischen Resonators mit Reentrant-Konen

Die Güte hat ihr Maximum bei einem Winkel von  $34^\circ$  und ist gegeben durch:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = 0,1095$$

Die Shuntimpedanz ist ebenso eine Funktion des Winkels  $\theta_0$ . Bild 10.8 zeigt die Änderung von  $R \delta/\lambda_0$  als Funktion von  $\theta_0$ . Die maximale Impedanz wird bei  $9^\circ$  erreicht. Bei diesem Winkel ergibt sich die Impedanz zu:

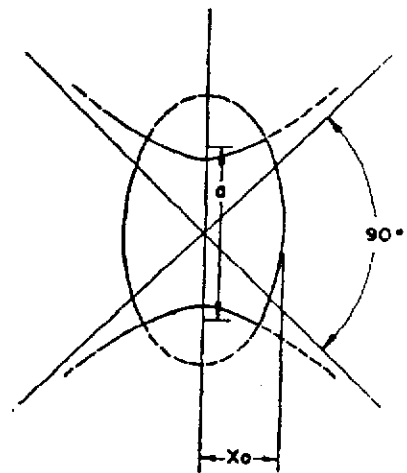
$$R \frac{\delta}{\lambda_0} = 32,04$$



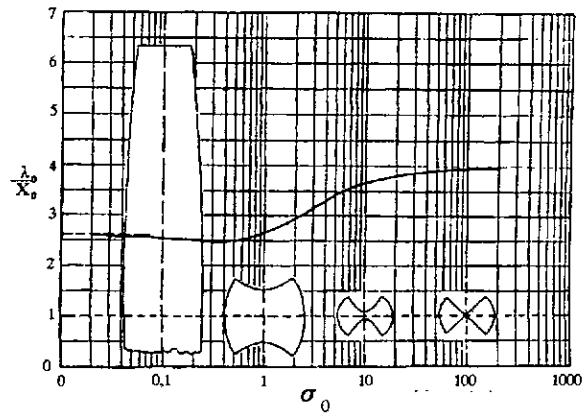
**Bild 10.8** Die Shuntimpedanz eines sphärischen Resonators mit Reentrant-Konen

### 10.1.1.5 Ellipsoid- Hyperboloidresonator

Ein weiterer Resonator, der analytisch berechenbar ist, ist ein Ellipsoid-Hyperboloid, wie in Bild 10.9 dargestellt [Han]. Der Resonator ist rotationssymmetrisch um eine Achse durch beide Foci. Die Resonanzfrequenz dieses Resonatortyps kann Bild 10.10 entnommen werden. In diesem Bild ist der Abstand  $a$  zwischen den Foci ebenso wie der Hyperboloid, der den Resonator bestimmt, konstant gehalten worden. Der Äquatorradius  $x_0$  wurde variiert und  $\lambda_0/x_0$  als Funktion des Formfaktors  $\sigma_0$ , der durch  $\sigma_0 = 2x_0/a$  beschrieben wird, aufgezeigt. Im Bild 10.10 sind auch die einzelnen Resonatorformen, die zu den jeweiligen Formfaktoren  $\sigma_0$  gehören, dargestellt. Diese Resonatoren sind so dimensioniert, daß die Wellenlänge  $\lambda_0$  konstant ist.

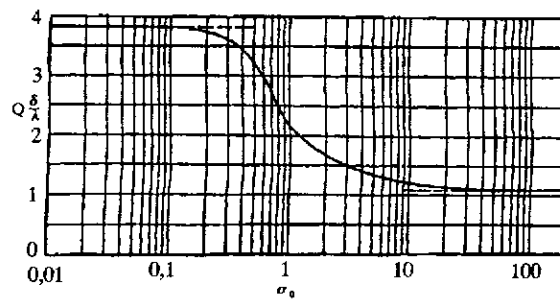


**Bild 10.9** Ellipsoid-Hyperboloidresonator



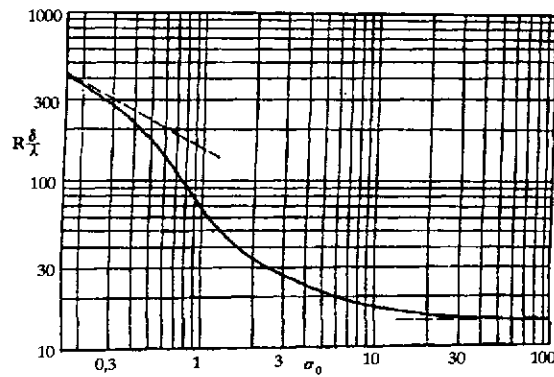
**Bild 10.10** Die Resonanzwellenlänge eines ellipsoid-hyperboloid Resonators mit dem äquatorialen Radius  $x_0$

Die Güte des Resonators ist ebenso vom Formfaktor  $\sigma_0$  abhängig. Sie wird in Bild 10.11 gezeigt.



**Bild 10.11** Formfaktor eines ellipsoid-hyperboloidischen Resonators

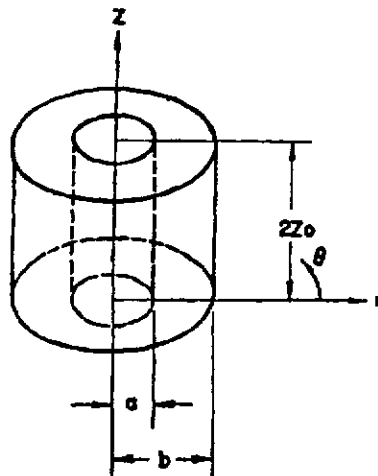
Die Änderung der Shuntimpedanz mit der Form ist in Bild 10.12 skizziert.



**Bild 10.12** Die Shuntimpedanz eines Ellipsoid-Hyperboloidresonators

### 10.1.1.6 Koaxialresonatoren

Ein Typ von Koaxialresonator ist in Bild 10.13 dargestellt [Bar].



**Bild 10.13** Ein Resonator, der aus einem Teil eines Koaxialleiters geformt wird

Die niedrigste TEM-Resonanz dieses Resonators findet man, wenn die Länge des Resonators eine halbe Wellenlänge beträgt. Diese Wellenlänge ist:

$$\lambda_0 = 4z_0$$

Die Güte dieses Resonators berechnet sich nach:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{1}{4 + \frac{2z_0}{b} \frac{1 + \frac{b}{a}}{\ln \frac{b}{a}}}$$

mit:  $\delta$ : Eindringtiefe aufgrund des Skineffektes

Das optimale Durchmesser Verhältnis für minimale Verluste ist  $b/a = 3,6$ , was wiederum zur Formel für die Güte führt:

$$Q \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{1}{4 + 7,2 \frac{z_0}{b}}$$

Die Shuntimpedanz dieses Resonators ist:

$$R \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{60}{\pi} \frac{b}{z_0} \frac{\ln \frac{2b}{a}}{1 + \frac{b}{a}} \frac{1}{1 + 2 \frac{b}{z_0} \frac{\ln \frac{2b}{a}}{1 + \frac{b}{a}}} \quad (10.28)$$

Ist  $b \ll \lambda$ , so wird die maximale Impedanz gefunden, wenn  $b/a = 9,2$ . Für diesen Wert vereinfacht sich die oben stehende Formel (10.28) zu:

$$R \frac{\delta}{\lambda_0} = 30 \frac{1}{1,41 + 3,24 \frac{z_0}{b}}$$

und für große  $z_0/b$ :

$$R \frac{\delta}{\lambda_0} = 9,25 \frac{b}{z_0}$$

Die optimale Güte wird bei  $b/a = 3,6$  und die optimale Shuntimpedanz bei  $b/a = 9,2$  erreicht. Jedoch ist bei  $b/a = 3,6$  die Shuntimpedanz auf 74 % ihres maximalen Wertes und bei  $b/a = 9,2$  ist die Güte  $Q$  auf 78 % ihres Maximalwertes gefallen. Dies bedeutet, daß die Werte für das Durchmesser Verhältnis nicht kritisch sind.

Zusätzlich zu dem niedrigsten Resonanzmode findet man immer noch eine Resonanz, wenn die Resonatorlänge ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge ist. Höhere Fortpflanzungsmoden können sich auch auf dem Koaxialleiter bilden. Es ist charakteristisch, daß die Wellenlänge entlang des Leiters die Wellenlänge des Hauptmodes übersteigt. Auch hier werden Resonanzen gefunden, wenn die Länge des Resonators ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge dieser höheren Moden beträgt. Es gibt ebenso höhere Moden, bei denen das elektrische Feld nur axial ist. Diese Moden korrespondieren zu keinem sich auf der Koaxialleitung fortplanzendem Mode.

Einige der wichtigsten Ergebnisse der vorherigen Abschnitte sind in Bild 10.14 zusammengefasst.

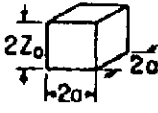
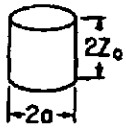


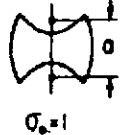
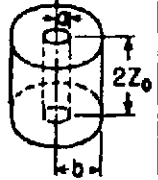
Type of resonator	Rectangular prism	Cylinder	Sphere	Dimpled sphere	Ellipsoid hyperboloid	Coaxial
						
$\lambda_0$	$2.828a$	$2.61a$	$2.28a$	$4a$	$1.3a$	$4Z_0$
$Q \frac{\delta}{\lambda_0}$	$0.353 \frac{1}{1 + \frac{a}{2Z_0}}$	$0.383 \frac{1}{1 + \frac{a}{2Z_0}}$	0.318	0.1095 for $\theta_0 = 34^\circ$	0.22	$\frac{1}{4.2 + 7.2 \frac{Z_0}{b}}$ for $b/a = 3.6$
$R \frac{\delta}{\lambda_0}$	$120 \frac{Z_0}{a} \frac{1}{1 + \frac{a}{2Z_0}}$	$144 \frac{Z_0}{a} \frac{1}{1 + \frac{a}{2Z_0}}$	104.4	32.04 for $\theta_0 = 9^\circ$	76.4	$30 \frac{1}{1.41 + 3.24 \frac{Z_0}{b}}$ for $b/a = 9.2$

Bild 10.14 Charakteristika von Resonatoren

### 10.1.1.7 Kapazitiv belasteter Koaxialresonator

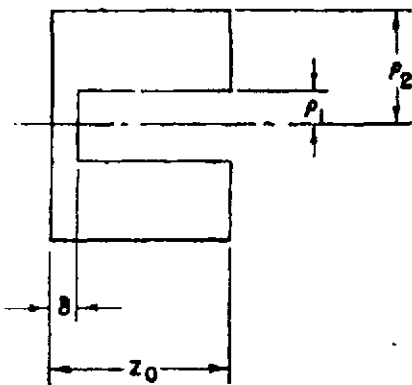


Bild 10.15 Ein Reentrant-Koaxial-Hohlraumresonator

Eine häufig verwendete Bauform des kapazitiv belasteten Koaxialresonators ist in Bild 10.15 skizziert [Han].

Ist die Gap-Länge  $d$  groß und die Innenleiterlänge  $(z_0 - d)$  groß im Vergleich zum Außendurchmesser  $2a$ , so wird sich dann Resonanz einstellen, wenn die Innenleiterlänge ca. eine viertel Wellenlänge beträgt  $[\lambda = 4(z_0 - d)]$ . Genauere Rechnungen erhält man, wenn man die Streufelder am offenen Ende des Innenleiters berücksichtigt.

Es scheint, als ob ein diskreter Kondensator am offenen Ende des Innenleiters zwischen Innen- und Außenleiter angeschlossen wäre. Die Kapazität des angeschlossenen Kondensators kann mit herkömmlichen Mitteln errechnet werden.

Die sich somit in zweiter Näherung ergebende Resonanzfrequenz stellt sich ein, wenn der Blindleitwert dieser imaginären Kapazität gleich groß, aber vom umgekehrten Vorzeichen, wie die der durch die durch den Innen- und Außenleiter gebildete ist. Wird die dem Reentrant-Gap folgende Länge klein, so wird die Resonanzfrequenz nicht zu Null, aber erreicht statt dessen die Resonanzwellenlänge  $TM_{0,1,0}$  eines zylindrischen Resonators. Der Grenzwert ist durch  $(\lambda_0 = 2,61 \varrho_2)$  gegeben.

Ist die Gaplänge  $d$  klein genug, so daß eine Kapazität am Ende des Innenleiters angenommen werden kann, so muß die Resonanzfrequenz für die entsprechende Geometrie der Radien und Innenleiterlänge modifiziert werden. In erster Näherung kann der Resonator wie ein Koaxialresonator, der durch eine große Kapazität am Ende des Innenleiters kurzgeschlossen wird, betrachtet werden. Die Kapazität berechnet sich aus Gap-Abstand und Plattenfläche. Das führt zu einer Gleichung, die die Geometrie des Resonators berücksichtigt:

$$\lambda_0 = 2 \pi \left( \frac{z_0 \rho_1}{2\delta} \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (10.31)$$

In der Gleichung (10.31) werden die Streufelder am Ende des Innenleiters vernachlässigt und sie liefert immer Resonanzfrequenzen, die kleiner sind als die tatsächliche Resonanzfrequenz. Der Faktor, um den obige Gleichung gewöhnlich korrigiert werden muß beträgt zwischen 1,25 und 1,75.

Genauere Berechnungen führen zu den Ergebnissen, die grafisch in Bild 10.16 bis Bild 3.24 dargestellt sind. Diese Grafen ermöglichen es, die Resonanzfrequenz bis auf wenige Prozent genau für eine gegebene Geometrie zu ermitteln, vorausgesetzt die Gapbreite ist nicht zu groß. In allen Zeichnungen ist das Verhältnis von  $d/\varrho_1$  gegenüber  $z_0/\varrho_1$ . Zu jedem Verhältnis von  $\varrho_2/\varrho_1$  ist eine Kurvenschar eingezeichnet. Die jeweilige Kurve in der Schar ist durch den Wert  $k \varrho_1$  gegeben, wobei  $k$  mit der Wellenlänge durch den Faktor:



$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

im Verhältnis steht.

In jedem Diagramm sind je zwei Kurvenscharen eingezeichnet, um die Interpolation zu erleichtern.

Die Güte  $Q$  des Resonators läßt sich durch die folgende Formel abschätzen:

$$Q \frac{\delta}{\lambda} = \frac{2z_0}{\lambda} \frac{\ln \frac{\rho_2}{\rho_1}}{2 \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} + z_0 \left( \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right)}$$

wobei  $\delta$  die Eindringtiefe aufgrund des Skin效ektes ist.  $\rho_1$ ,  $\rho_2$ , und  $z_0$  sind durch die Geometrie gegeben.

Die Shuntimpedanz kann durch die folgende Formel überschlagen werden:

$$R \frac{\delta}{\lambda} = 60\pi \left( \frac{2z_0}{\lambda} \right)^2 \frac{\ln \frac{\rho_2}{\rho_1}}{2 \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} + z_0 \left( \frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right)}$$

wobei  $\delta$  die Eindringtiefe aufgrund des Skin效ektes ist. Genauere Rechnungen zeigen, daß ein Resonator mit einem festen Gapabstand  $d$  und dem Innenleiterradius  $\rho_1$  seine maximale Shuntimpedanz besitzt, wenn der Querschnitt längs seiner Rotationsachse annähernd quadratisch ist. Das heißt z.B., wenn:

$$z_0 - \delta \approx \rho_2 - \rho_1$$

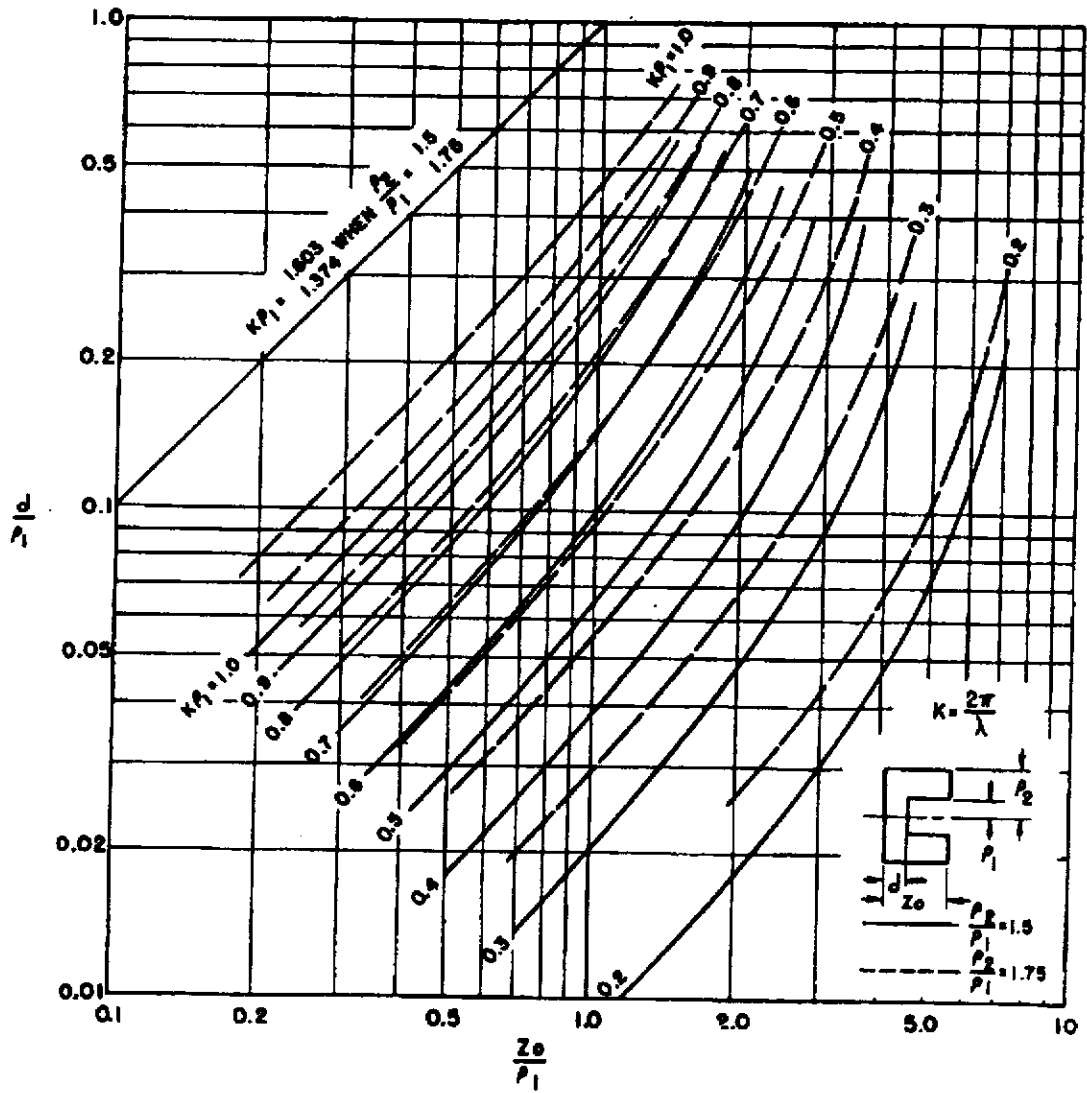


Bild 10.16 Entwurfskurven, um die Resonanzwellenlänge eines coaxialen Reentrantresonators zu finden

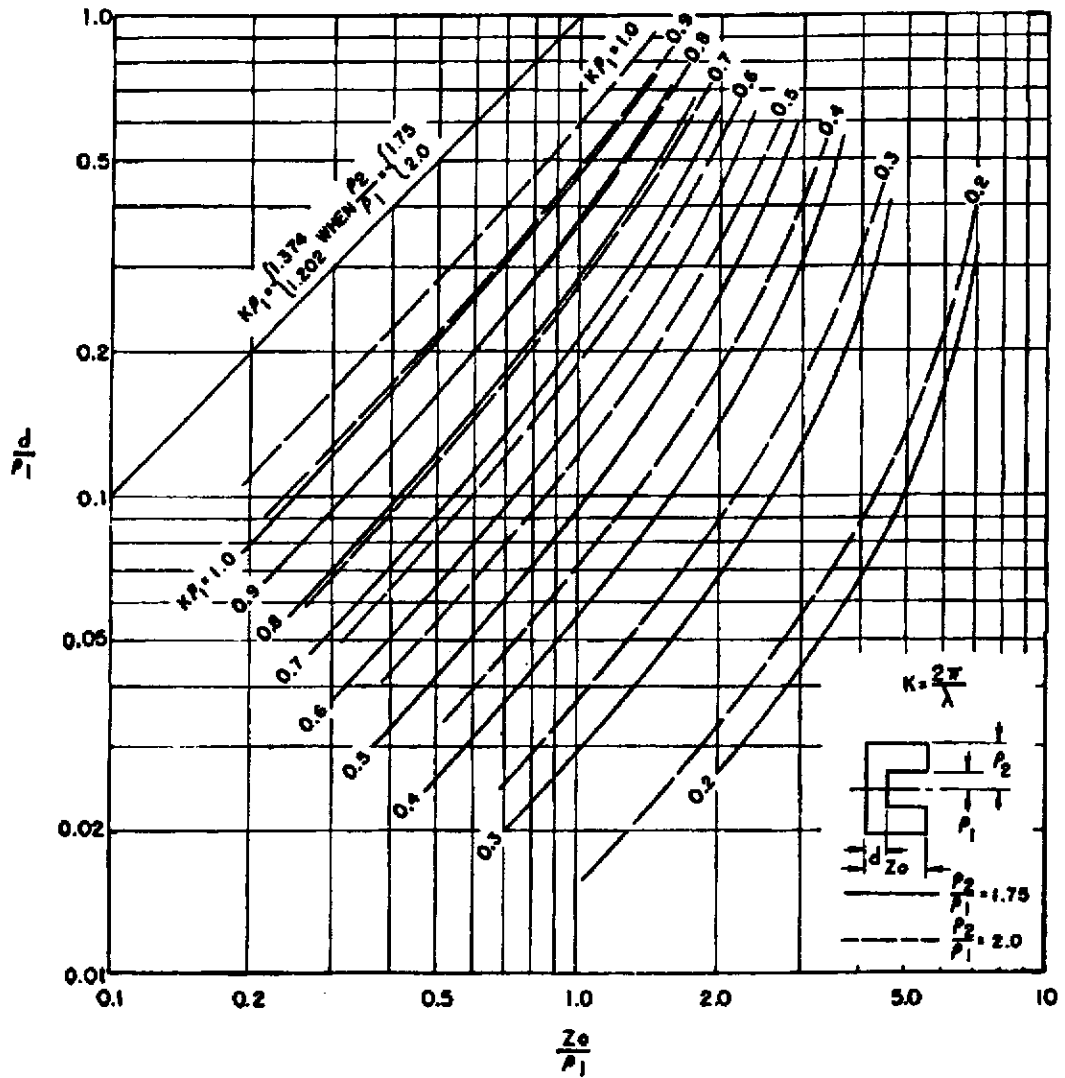


Bild 10.17 Entwurfskurven, um die Resonanzwellenlänge eines koaxialen Reentrantresonators bestimmen zu können

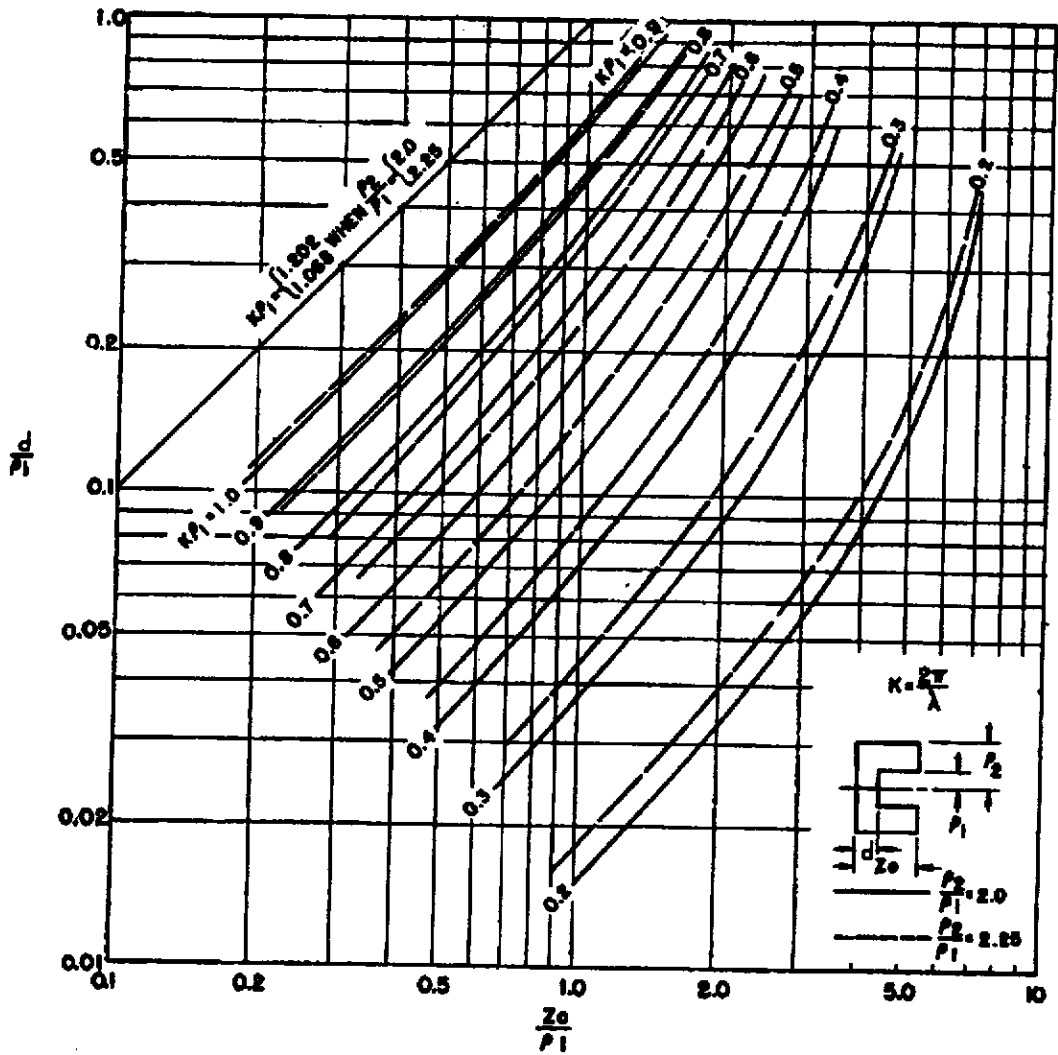


Bild 10.18 Entwurfskurven, um die Resonanzwellenlänge eines koaxialen Reentrantresonators bestimmen zu können

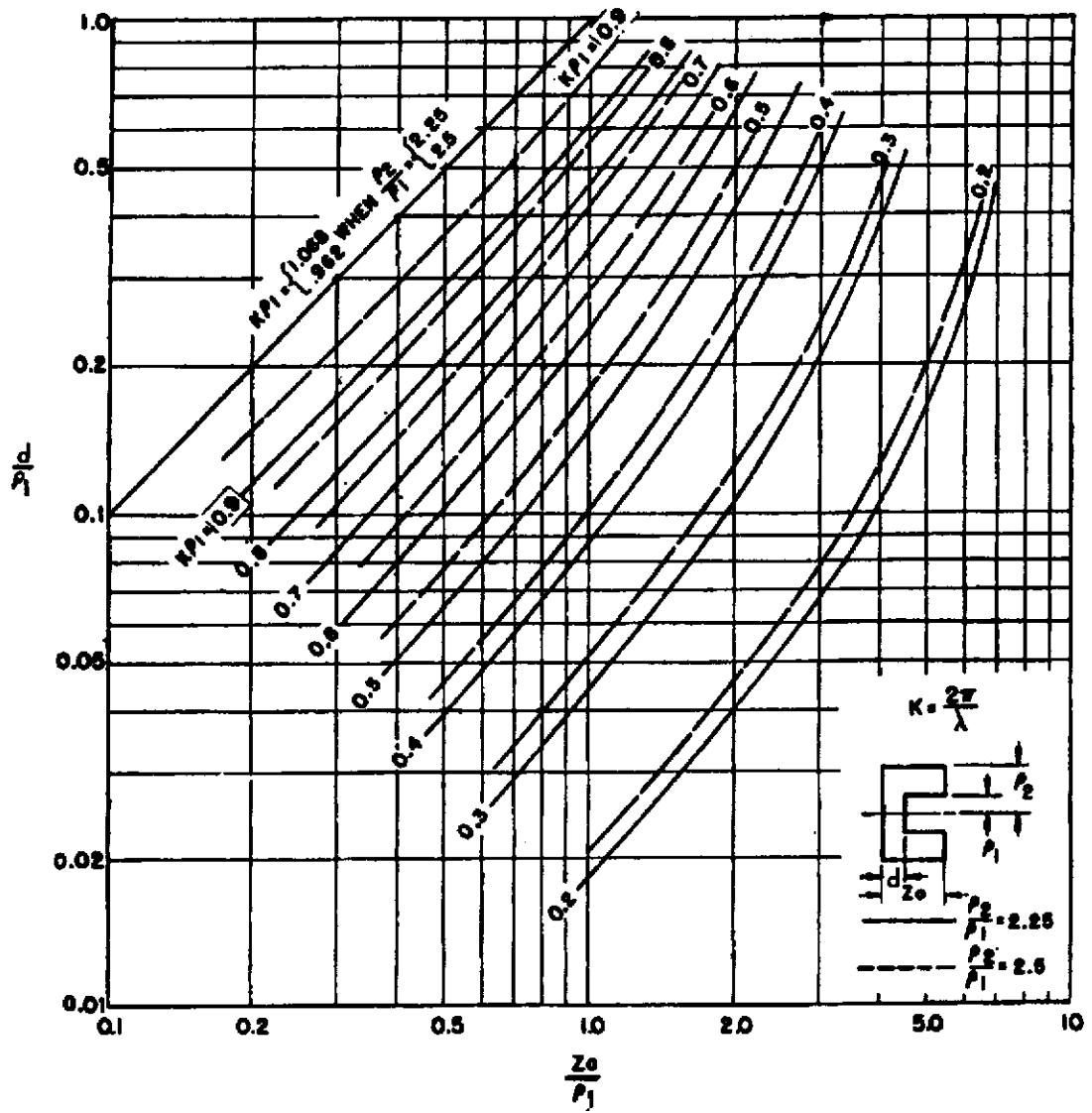


Bild 10.19 Entwurfskurven, um die Resonanzwellenlänge eines koaxialen Reentrantresonators bestimmen zu können

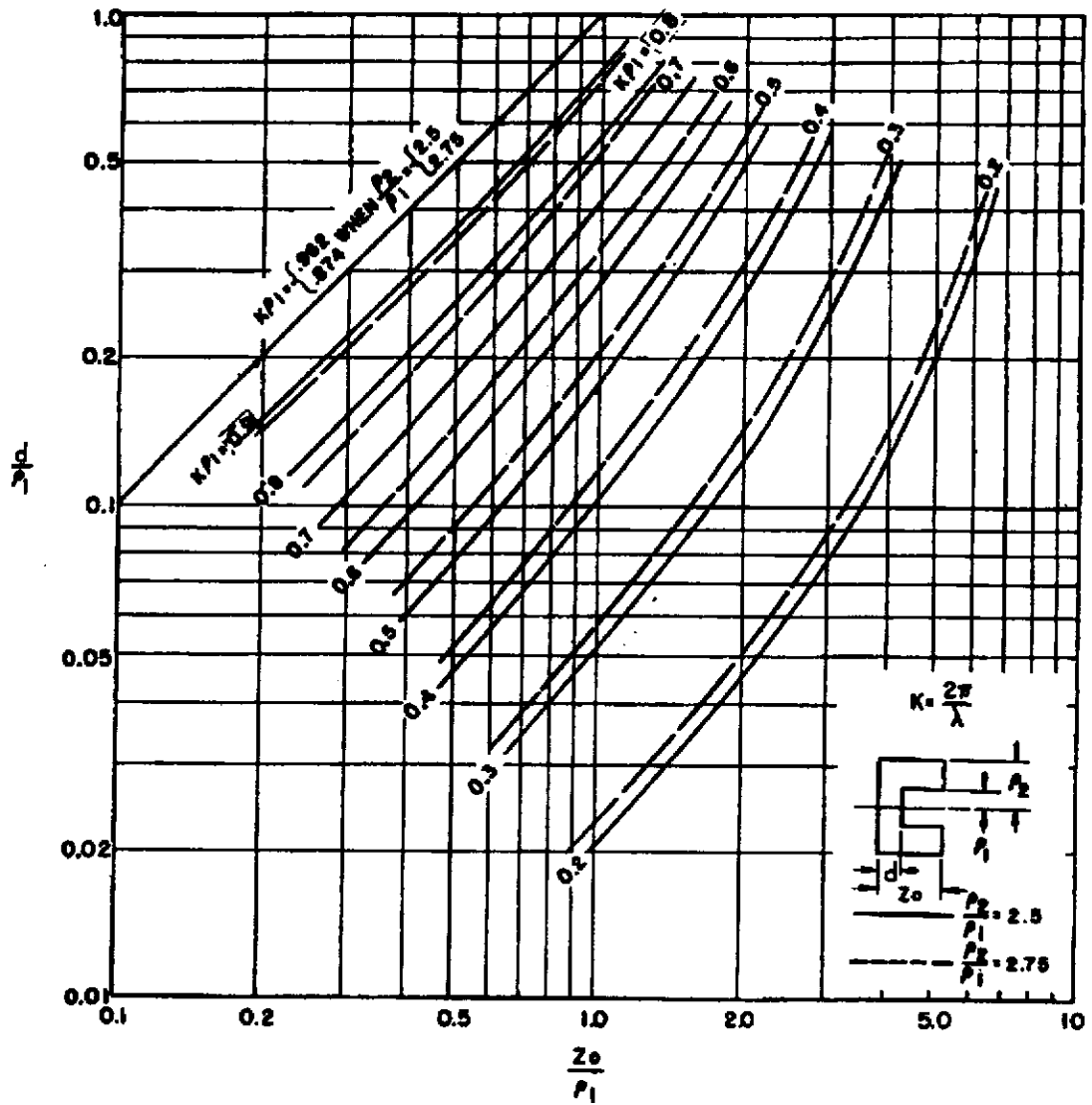


Bild 10.20 Entwurfskurven, um die Resonanzwellenlänge eines coaxialen Reentrantresonators bestimmen zu können

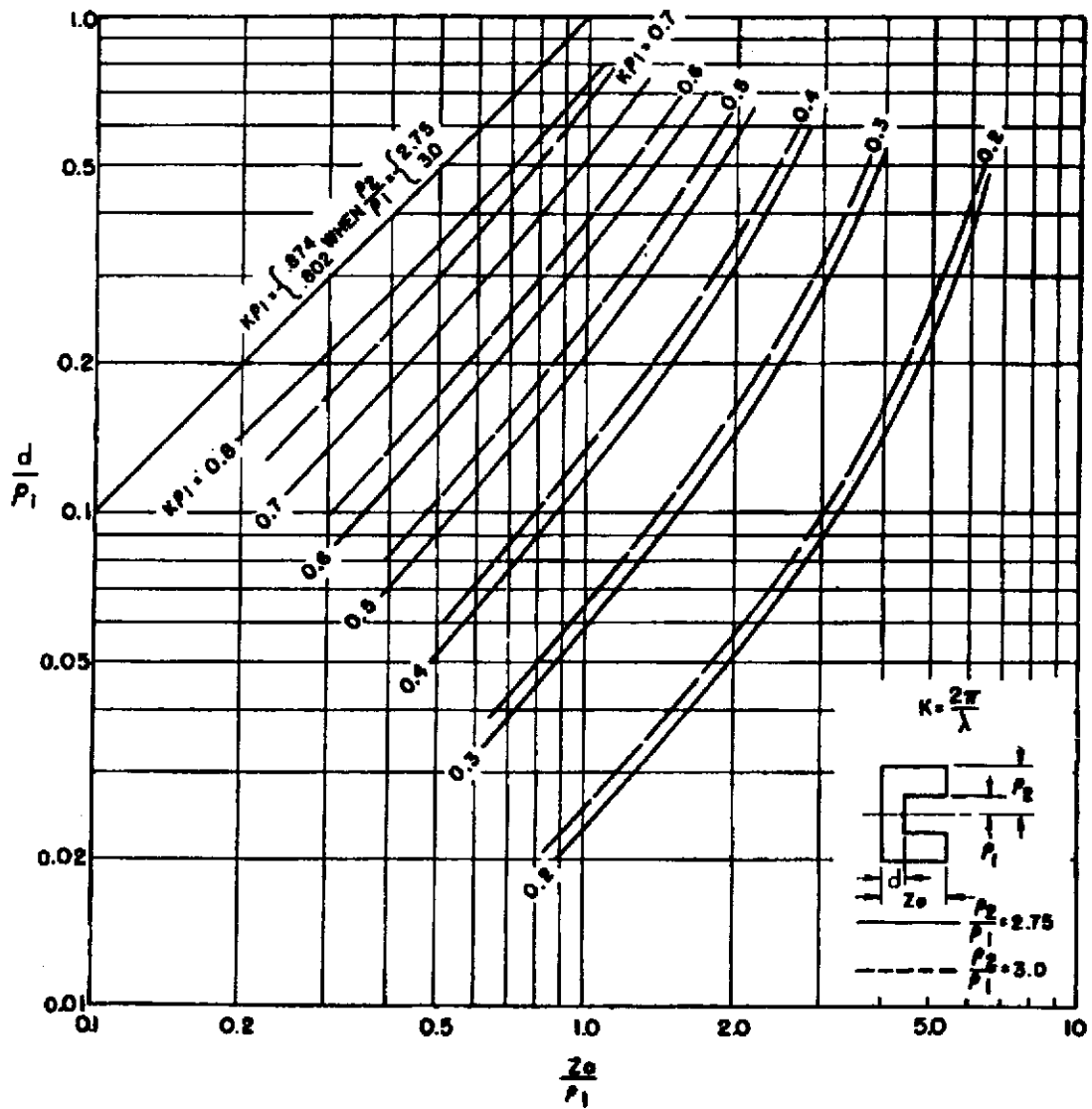


Bild 10.21 Entwurfskurven, um die Resonanzwellenlänge eines coaxialen Reentrantresonators bestimmen zu können

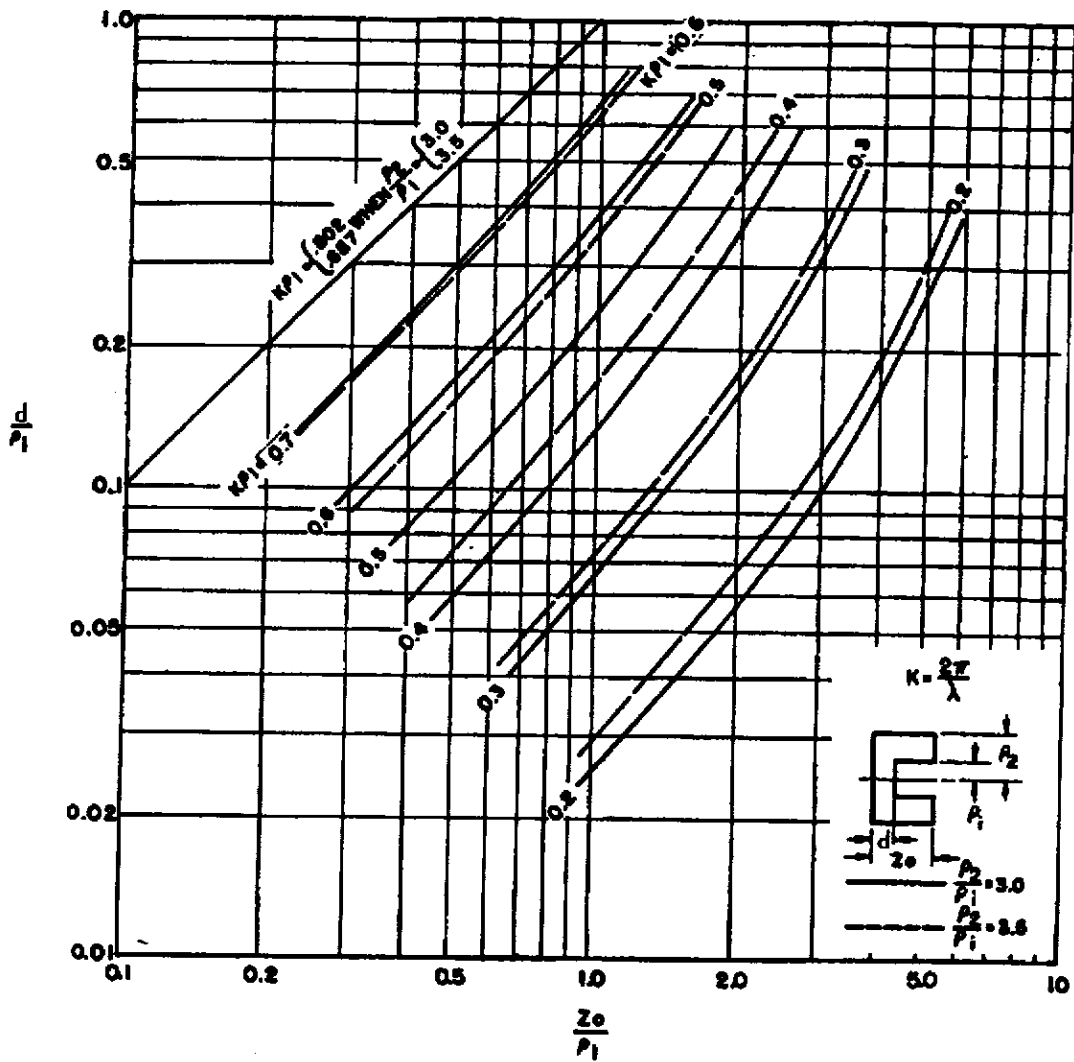


Bild 10.22 Entwurfskurven, um die Resonanzwellenlänge eines coaxialen Reentrantresonators bestimmen zu können



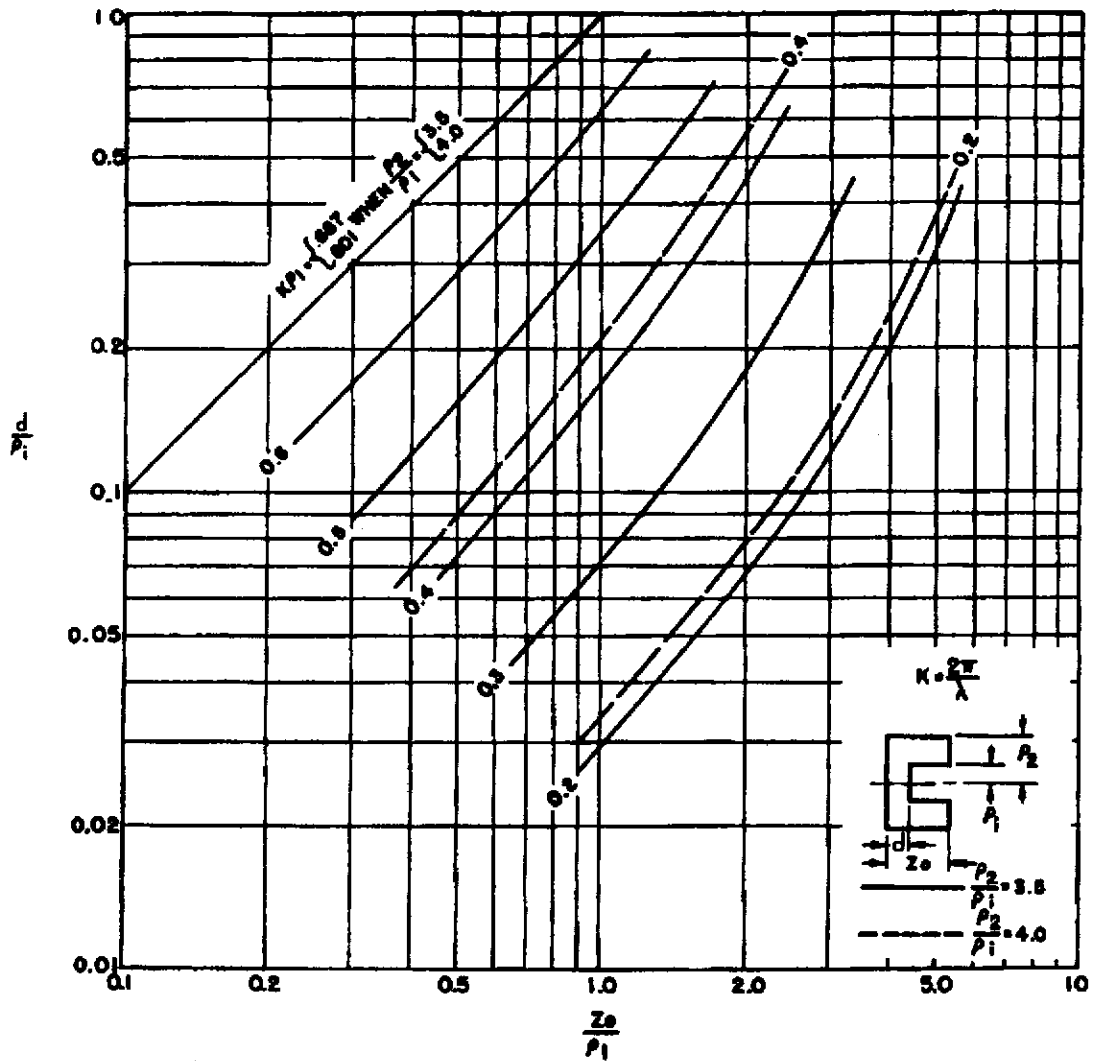


Bild 10.23 Entwurfskurven, um die Resonanzwellenlänge eines koaxialen Reentrantresonators bestimmen zu können

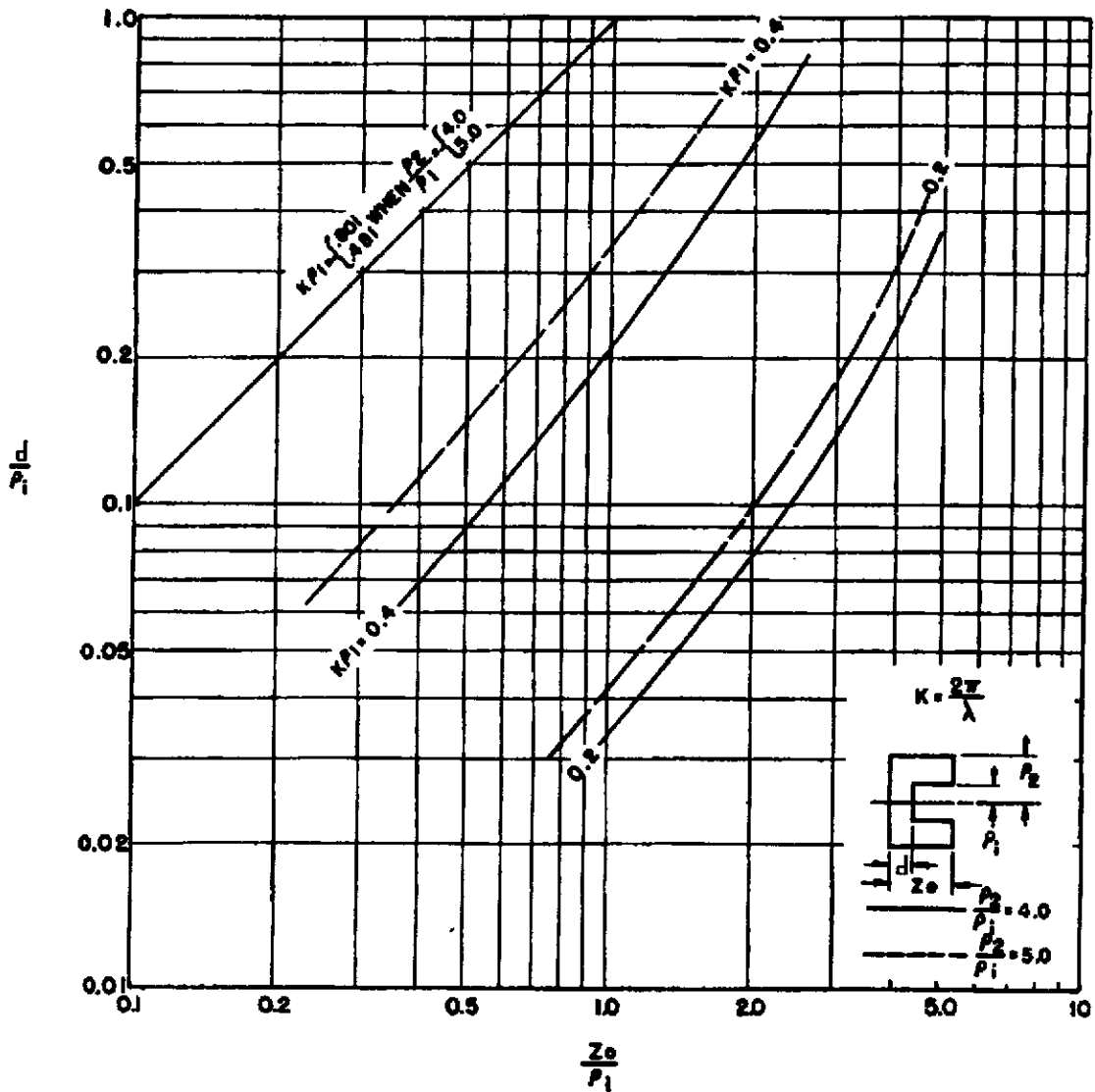


Bild 10.24 Entwurfskurven, um die Resonanzwellenlänge eines coaxialen Reentrantresonators bestimmen zu können

### 10.1.2 Einfluß von Temperatur und Luftfeuchtigkeit auf die Resonanzfrequenz eines Resonators

Die Resonanzfrequenz eines Resonators wird mit sich ändernder Temperatur variieren, da sich seine geometrischen Abmaße ändern. Bei einem Resonator, der aus einem Material gefertigt wurde, ändert sich die Resonanzfrequenz um den Betrag, um den sich die

Dimensionen des Resonators ändern. Dieses hängt wiederum vom Temperaturkoeffizienten des Materials ab, aus dem der Resonator gebaut ist. Typische Temperaturkoeffizienten einiger Materialien sind in Tabelle 10.2 aufgeführt. Wird der Resonator in Bimetalltechnik aufgebaut, so kann eine Temperaturkompensation vorgenommen werden.

Material	Koeffizient
Aluminium	24 $10^{-6}$
Messing	19
Phosphorbronze	17
Kupfer	16
Duraluminium	24
Glas (weich)	8,5
Glas (hart)	9,7
Stahl	10
Magnesium	26
Molybdän	5
Monoel-Metall	14
Invar	0,5
Quarz	0,42
Silber	19
Edelstahl	10

Tab. 10.2 Thermischer Ausdehnungskoeffizient bei 20°C

Zusätzlich kann sich die Resonanzfrequenz durch Änderung der Dielektrizitätskonstante mit schwankender Temperatur oder Feuchtigkeit ändern. Wurde der Resonator bei 25° C und 60 % Luftfeuchtigkeit auf Meereshöhe kalibriert, so kann man die zu erwartende Frequenz aus Bild 10.25 ermitteln.

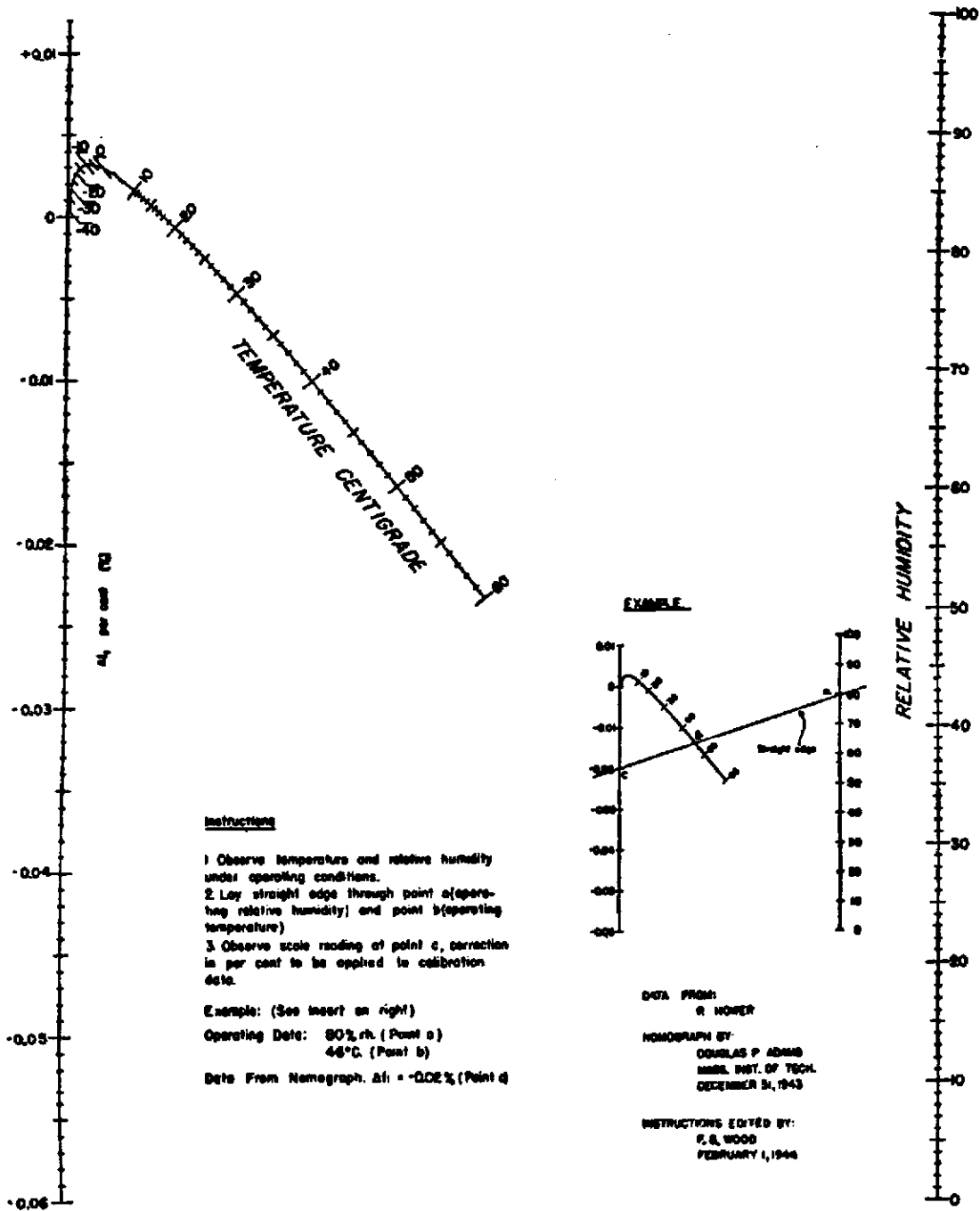


Bild 10.25 Die Auswirkungen von Luftfeuchtigkeit und Temperatur auf die Frequenz eines koaxialen Hohlraumresonators

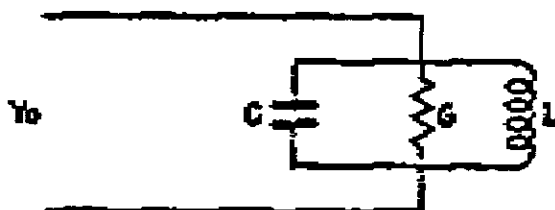
### 10.1.3 Kopplung zwischen Resonatoren und Übertragungsleitungen

Um die Kenndaten eines Resonators zu ermitteln oder um Leistung in oder aus ihm zu koppeln, ist es notwendig, ihn an eine Last zu koppeln [Mor]. Häufig handelt es sich bei dieser Last um eine Übertragungsleitung. Die Kopplung kann auf verschiedene Arten geschehen. Koaxialleitungen können mit dem Resonator entweder magnetisch oder elektrisch gekoppelt werden. Um elektrisch zu koppeln wird der Innenleiter des Koaxialkabels als Tastspitze ausgeführt und so in den Resonator eingeführt, daß er mit der Komponente des elektrischen Feldes koppelt, die parallel zu dieser Antenne liegt. Magnetische Kopplung wird durch den Abschluß des Innenleiters als Leiterschleife realisiert. Durch diese wird das magnetische Feld eingekoppelt.

Resonatoren werden an Wellenleiter gewöhnlich durch Löcher in der Metallwandung gekoppelt, die den Resonator und den Wellenleiter trennen. Es ist auch möglich Koaxialleitungen auf die selbe Art anzukoppeln. Man koppelt magnetisch durch ein rundes Loch, wenn das Magnetfeld an der Wellenleiterwand eine parallele Komponente zu dem Feld im angrenzenden Resonator besitzt. Elektrische Kopplung findet statt, wenn beide elektrischen Felder, die des Leiters und des Resonators, senkrechte Komponenten zu der sie trennenden Wand besitzen. Wird ein schmaler Schlitz statt eines runden Loches verwendet, so ist die elektrische Kopplung sehr klein. Magnetische Kopplung herrscht hierbei nur, wenn das tangential magnetische Feld, sowohl des Wellenleiters als auch des Resonators, Komponenten parallel zum Schlitz besitzen.

Wird ein Resonator mit einer Übertragungsleitung gekoppelt, so ändert sich die Resonanzfrequenz und die Güte. Es ist also von Interesse herauszufinden, welche genaue Resonanzfrequenz der Resonator besitzt. In vielen Anwendungen ermittelt man die Resonanzfrequenz und Güte des Resonators und des einkoppelnden Systemes, indem man auf das minimale Stehwellenverhältnis am Eingang des Wellenleiters abgleicht. Es ist zweckmäßig sich eine Referenzebene im Minimum des Wellenleiters bei verstimmtem

Resonator zu wählen. Ein entsprechender Schaltkreis für Resonator und angekoppeltes Netzwerk, wie in Bild 10.26 gezeigt, besteht aus den virtuellen Komponenten, die in der Referenzebene zu finden sind.



**Bild 10.26** Ein Hohlraumresonator, der an einen Wellenleiter gekoppelt ist, und die entsprechende Ersatzschaltung, die für einen einzelnen resonanten Mode in dem Resonator paßt

Im wirklichen Betrieb wird der Resonator durch die Admittanz der angeschlossenen Übertragungsleitung, die parallel zum virtuellen Schaltkreis liegt, belastet. Die Eingangsadmittanz des Resonators  $Y$  ist bei Resonanz gegeben durch:

$$Y = G$$

wobei  $G$  der Shuntleitwert des virtuellen Kreises ist. Ein quantitatives  $\beta$  kann definiert werden durch:

$$\beta = \frac{Y_0}{G}$$

wobei  $Y_0$  die charakteristische Admittanz der Einkoppelleitung ist. Das Stehwellenverhältnis ist, wenn man zum Resonator schaut, wenn  $\beta > 1$  oder  $1/\beta$ , wenn  $\beta < 1$ . Ist  $\beta > 1$ , so erscheint ein Spannungsmaximum bei Resonanz in der Referenzebene. Ist  $\beta < 1$  so herrscht hier ein Spannungsminimum bei Resonanz.

Die folgenden Gleichungen können verwendet werden, um den Resonator und die angeschlossene Last zu beschreiben, wenn die Leitung am offenen Ende angepasst ist und seine Admittanz  $Y_0$  ist.

$$\text{Unbelastete Güte} = Q_0 = \frac{2\pi f \cdot \text{gespeicherte Energie}}{\text{Resonatorverlustleistung}} = \frac{\omega C}{G}$$

$$\text{Externe Güte} = Q_E = \frac{2\pi f \cdot \text{gespeicherte Energie}}{\text{Verlustleistung der Last}} = \frac{\omega C}{Y_0}$$

$$\text{Belastete Güte} = Q_L = \frac{2\pi f \cdot \text{gespeicherte Energie}}{\text{Verlustleistung Last} + \text{Resonator}} = \frac{\omega C}{G + Y_0}$$

die unterschiedlichen Terme stehen in Beziehung durch die folgenden Gleichungen:

$$\frac{Q_0}{Q_L} = 1 + \beta, \quad \frac{Q_0}{Q_E} = \beta, \quad \frac{Q_0}{Q_L} = 1 + \frac{1}{\beta}$$

Gelegentlich wird der Resonator durch eine andere Admittanz als  $Y_0$  belastet und zwar, wenn die Übertragungsleitung am anderen End nicht angepasst ist. Wird die Impedanz am anderen Ende der Übertragungsleitung durch  $G_L + jB_L$  in der Referenzebene ersetzt, so ergibt sich die gekoppelte Güte zu:

$$Q_C = \frac{\omega C}{G_L}$$

Die Resonanzfrequenz des abgestimmten Kreises ändert sich durch die Supektibilität der angekoppelten Last um den Betrag  $\Delta f$ . Dieses ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{2} \frac{B_L}{\omega C}$$

Wird der Resonator an eine Last gekoppelt, dessen Stehwellenverhältnis  $\sigma$  bekannt ist, so ist der maximale Betrag, um den sich die Resonanz aufgrund der Ankopplung verschiebt:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \pm \frac{\left(\sigma - \frac{1}{\sigma}\right)}{4Q_c}$$

### 10.1.4 Hohlraumresonatoren als Filter

Hohlraumresonatoren werden oft als Durchlaßfilter, wie in Bild 10.27 skizziert, verwendet.

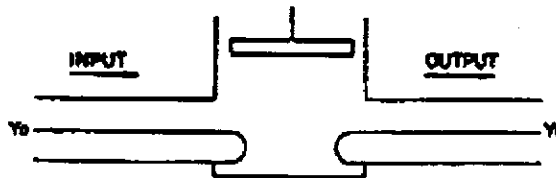


Bild 10.27 Ein frequenzveränderbarer Resonator, der als Filter verwendet wird, angeschlossen an einen Wellenleiter

Sind zwei angepasste Leitungen an das System angeschlossen, so ergeben sich die folgenden Parameter um das System zu beschreiben:

$Q_0$  = Unbelastete Güte des Resonators

$Q_{E1}$  = Externe Güte des Eingangskreises

$Q_{E2}$  = Externe Güte des Ausgangskreises

$$Q_{L1} = \text{belastete Güte des Eingangskreises} = \frac{Q_0 \cdot Q_{E1}}{Q_0 + Q_{E1}}$$

$$Q_{L2} = \text{belastete Güte des Ausgangskreises} = \frac{Q_0 \cdot Q_{E2}}{Q_0 + Q_{E2}}$$

$Q_{L12}$  = gesamte belastete Güte, verursacht durch die Verluste in Resonator Eingangs- sowie Ausgangskreis.



Ebenso gilt:

$$\beta_1 = \frac{Q_0}{Q_{E1}} \quad \text{Stehwellenverhältnis } \sigma \text{ bei Resonanz, in Richtung auf den Einkoppler gesehen und mit nicht angeschlossenem Ausgangskreis, wenn } \beta_1 > 1; \text{ sonst } \sigma = 1/\beta_1$$

$$\beta_2 = \frac{Q_0}{Q_{E2}}$$

$$\gamma_1 = \frac{Q_{L2}}{Q_{E1}} \quad \sigma \text{ bei Resonanz in Richtung auf den Einkoppler mit angepasster Last am Ausgangskreis wenn } \gamma_1 > 1; \text{ sonst } \sigma = 1/\gamma_1$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{1 + \beta_2}$$

$$\gamma_2 = \frac{Q_{L1}}{Q_{E2}}$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_2}{1 + \beta_1}$$

Außerdem gelten auch die folgenden Beziehungen:

$$\frac{1}{Q_{L12}} = \frac{1}{Q_{E1}} + \frac{1}{Q_{E2}} + \frac{1}{Q_0}$$

$$\frac{Q_0}{Q_{L12}} = 1 + \beta_1 + \beta_2 = \beta_1 \left( 1 + \frac{1}{\gamma_1} \right)$$

Wird eine Bandbreite  $\Delta f$  bei angepassten Übertragungsleitungen benötigt, ist dieses gegeben durch:

$$Q_{L12} = \frac{f_0}{\Delta f}$$

Die Einkoppelverluste in den Filter hängen von zwei Faktoren ab:

1. Reflektionsverluste bei der Einkopplung
2. Absorptionsverluste im Resonator

Sind die Leitungen angepasst und:

$P_0$  = Eingangsleistung in der Einkopplung

$P_1$  =  $P_0$  - Reflektionsverluste

$P_2$  =  $P_1$  - Absorptionsverluste im Resonator

Folgen die Zusammenhänge:

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{4\gamma_1}{(1 + \gamma_1)^2}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{Q_{L2}}{Q_{E2}} = \frac{\beta_2}{1 + \beta_2} = \frac{\beta_1 - \gamma_1}{\beta_1}$$

$$\text{Wirkungsgrad} = \frac{P_2}{P_0} = \frac{4\gamma_1}{(1 + \gamma_1)^2} \frac{\beta_1 - \gamma_1}{\beta_1}$$

Können unter Beibehaltung der Bandbreite sowohl  $\beta_1$  als auch  $\beta_2$  verändert werden, so erhält man die geringsten Einkoppelverluste, wenn  $\beta_1 = \beta_2$  und wenn:

$$\beta_1 = \frac{1}{2} \left( \frac{Q_0}{Q_{L12}} - 1 \right)$$

$$\text{Wirkungsgrad} = \frac{Q_{L12}}{Q_0} \left( \frac{Q_0}{Q_{L12}} + \frac{Q_{L12}}{Q_0} - 2 \right) = \left( \frac{2\beta_1}{1 + 2\beta_1} \right)^2$$

Ist der Kopplungsfaktor  $\beta_2$  fest so ist der Einkoppelverlust dann minimal, wenn der Reflektionsverlust zu null wird ( $\gamma_1 = 1$ ). Dann ist:

$$\beta_1 = 1 + \beta_2$$

Die Bandbreite  $\Delta f$  ergibt sich zu:

$$\Delta f = 2\beta_1 \frac{f_0}{Q_0}$$

Der Wirkungsgrad läßt sich ermitteln gemäß:

$$\eta = \left( 1 - \frac{1}{\beta_1} \right)$$

Ist der Einkoppelfaktor fest, so wird der Wirkungsgrad maximal, wenn  $\gamma_2 = 1$ . Dann ist:

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{2 + \beta_1}$$

$$\beta_2 = 1 + \beta_1$$

$$\Delta f = 2\beta \frac{f_0}{2Q_0} = 2(1 + \beta_1) \frac{f_0}{Q_0}$$

## 10.2 Meßwertaufnahmeprogramm

Nachfolgend ist das Listing des Programmes, mit denen die Meßwerte aufgenommen wurden, aufgezeigt. Obwohl auch für die Auswertung Programme wie dieses unter Borland Turbo Pascal geschrieben wurden, wird hier nur dieses eine Programm aufgelistet, da dies sonst den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

Program VI\_Ser\_SS;

```
{*****}
{ PROGRAMM, daß über die serielle Schnittstelle den Conrad- Bausatz }
{ Best. Nr. 97 97 67 ansteuert, }
{*****}
```

```

{                               mit graphischer Ausgabe                               }
{*****}
Uses DOS,CRT,T_Decl,T_IO,T_Check,_Eingabe,Graph;

CONST  SClk      = $3FC;          {#### COM3 = $2.. #####}
       Datenbit = $3FE;          {#### COM1 = $3.. #####}
       Ref       = 5.000;        {#### Referenzspannung #####}
       Scan      = 3000;         {#### Anzeigedauer 1<Scan<7201#####}
                                     {#### Scan muss gerade sein #####}
       BisWann   = 600;          {### Meßwiederholung ohne Ereignis#####}
       Scal1     = 1;            {### Skalierungsfaktor Ch.1 #####}
       Scal2     = 1;            {### Skalierungsfaktor Ch.2 #####}
       Scal3     = 1;            {### Skalierungsfaktor Ch.3 #####}
       Scal4     = 2;            {### Skalierungsfaktor Ch.4 #####}
       Kan1      = '111101110011';
       Kan2      = '111101111001';
       Kan3      = '111101111011';
       Kan4      = '111101110001';
       Stund11   = 6500;         {###Abbruchbedingung für Messung (sec)###}

TYPE   Endung = String[5];
       Daten = Record
               Uhr      : String[9];
               V1       : String[5];
               V2       : String[5];
               V3       : String[5];
               V4       : String[5];
               aus      : String[1];
       End;
       AllInOne       = String[39];
       {###Meßwerte werden als ASCII- Datei abgespeichert, um auch anderen#}
       {###Programmen (EXCEL) das lesen zu ermöglichen#####}

VAR   B,D,I,K           : LongInt;
       J,L,Sekund,Minsek : LongInt;
       Vout,Vin1,Vin2,Vin3,Vin4,
       V1x,V2x,V3x,V4x,
       Anfangszeit,Zeit,Zeitx,
       MaxX              : Real;
       Y1,Y2,Y3,Y4      : Array [1..7201] of Integer;
       PunktPos,
       MaxY,Hilf1,Hilf2,Hilf3,
       Hilf4             : LongInt;
       Y1vor,Y2vor,Y3vor,Y4vor,
       ZeitVor1,ZeitVor2,
       ZeitVor3,ZeitVor4 : Real;
       Pfad,Dateiname,
       Speichername     : T_WorkString;
       Schluss,Antwort  : Char;
       Komma,Punkt      : String[1];
       Hilfe            : String[7];
       Stunde,Minute,Sekunde,
       Hundertstel,Jahr,Monat,
       Tag,WochenTag,Max,Moritz: WORD;

```

```

ok,ok1,ok2,ok3,ok4      : Boolean;
Extend                  : Endung;
DirInfo                 : SearchRec;
Werte                   : Daten;
WasIchWeis              : AllInOne;
Datei                   : File of AllInOne;

```

```
Procedure GridInit;
```

```

Var  Grafiktreiber,
     Grafikmodus,
     Fehlercode      : Integer;

```

```
Const SucheBGI = 'C:\Messe'; {#####Hier muss Grafiktreiber stehen#####}
```

```
Begin
```

```

  Grafiktreiber := Detect;
  InitGraph(Grafiktreiber, Grafikmodus, SucheBGI);
  Fehlercode := GraphResult;
  SetGraphMode(Grafikmodus);
  ClearDevice;
  Settextstyle(4,0,2);

```

```
End;
```

```
Procedure Messlatte; {*****Skalierung auf Anzeigebildschirm*****}
```

```
Begin;
```

```

  SetColor(1);
  OutTextXY(100, Round(MaxY-MaxY*0.8-10), 'Po = 4W');
  SetColor(4);
  OutTextXY(250, Round(MaxY-MaxY*0.8-10), 'MP = 40V');
  SetColor(2);
  OutTextXY(400, Round(MaxY-MaxY*0.8-10), 'Pv = 40W');
  SetColor(3);
  OutTextXY(550, Round(MaxY-MaxY*0.8-10), 'Pr = 20W');
  SetLineStyle(0,2,1);
  SetColor(8);
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.80), 639, Round(MaxY-MaxY*0.80));
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.72), 639, Round(MaxY-MaxY*0.72));
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.64), 639, Round(MaxY-MaxY*0.64));
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.56), 639, Round(MaxY-MaxY*0.56));
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.48), 639, Round(MaxY-MaxY*0.48));
  SetColor(1);
  OutTextXY(100, Round(MaxY-MaxY*0.4-10), 'Po = 2W');
  SetColor(4);
  OutTextXY(250, Round(MaxY-MaxY*0.4-10), 'MP = 20V');
  SetColor(2);
  OutTextXY(400, Round(MaxY-MaxY*0.4-10), 'Pv = 20W');
  SetColor(3);
  OutTextXY(550, Round(MaxY-MaxY*0.4-10), 'Pr = 10W');
  SetLineStyle(0,2,1);
  SetColor(8);
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.40), 639, Round(MaxY-MaxY*0.40));
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.32), 639, Round(MaxY-MaxY*0.32));
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.24), 639, Round(MaxY-MaxY*0.24));
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.16), 639, Round(MaxY-MaxY*0.16));
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.08), 639, Round(MaxY-MaxY*0.08));
  Line(0, Round(MaxY-MaxY*0.4), 639, Round(MaxY-MaxY*0.4));

```

```

End; {***Messlatte***}

Begin {*****HAUPTPROGRAMM*****};
Extend := '*.DAT';
Werte.aus := #13;
Komma := ',';
Punkt := '.';
MinSek := 0;
Sekund := 0;
For I := 1 to Scan+1 Do
  Begin;
    Y1[I] := 6000;
    Y2[I] := 6000;
    Y3[I] := 6000;
    Y4[I] := 6000;
  End;
Y1vor := 0;
Y2vor := 0;
Y3vor := 0;
Y4vor := 0;
ZeitVor1 := 0;
ZeitVor2 := 0;
ZeitVor3 := 0;
ZeitVor4 := 0;
Hilf1 := 0;
Hilf2 := 0;
Hilf3 := 0;
Hilf4 := 0;

ClrScr;
{*****Lw setzen & Datei benennen*****}
Repeat
  Pfad := T_Gesetztes_Lw;
  T_Schreibe(5,2,'Aktueller Pfad: ');
  T_Schreibe(25,2,Pfad);
  FindFirst(Extend,Archive,DirInfo);
  T_Schreibe(5,3,'Vorhandene Dateien:');
  WriteLn;
  WriteLn;
  While DosError = 0 DO
    Begin
      Write (DirInfo.name:20);
      FindNext(Dirinfo);
    End;
  WriteLn;
  Repeat
    T_Schreibe(2,24,' Pfad ändern ? (J/N) ');
    ReadLn(Antwort);
    Write(' ');
  Until (Ucase(Antwort)='J')OR (Ucase(Antwort)='N');
  IF Ucase(Antwort)='J' Then
    Begin
      ClrScr;
      Repeat

```

```

    T_Schreibe(5,4,' Bitte Pfad angeben : ');
    ReadLn(Pfad);
    ok := T_Lw_Wechseln(Pfad);
    If ok = False Then
        Begin
            T_Schreibe(5,7,'Pfad existiert nicht !');
            T_Clean(22,4,99);
        End;
    Until ok = True;
    ClrScr;
End;
Until Uppcase(Antwort)='N';
ok := False;
Repeat
    T_Schreibe(2,24,'Datei speichern als ( ');
    Write(Extend,' ) : ');
    ReadLn(Speichername);
    T_Clean(2,24,77);
    ok := T_Datei_Exist(Speichername);
    If ok = True Then
        Begin
            T_Clean(40,23,30);
            T_Schreibe(5,24,'Datei existiert ÜBERSCHREIBEN [J/N] ?');
            ReadLn(Antwort);
            If Uppcase(Antwort) = 'J' Then ok := False;
        End;
    Until ok = False;
Assign(Datei,Speichername);
ReWrite(Datei);
Close(Datei);
ClrScr;

{****Feststellen Messbeginn*****}
    SetDate(1994,1,1);
    SetTime(1,00,00,0);
    GetTime(Stunde,Minute,Sekunde,Hundertstel);
    GetDate(Jahr,Monat,Tag,Wochentag);
    Anfangszeit := Tag*24*3600+Stunde*3600+
        Minute*60+Sekunde;

    V1x := 6;
    V2x := 6;
    V3x := 6;
    V4x := 6;
    Zeitx := 0;

{****Grafiksetzen*****}
    GridInit;
    MaxY := GetMaxY;
    MaxX := GetMaxX;
    Moritz := MaxY;
    Max := Round(MaxX);
    SetViewport(0,0,Max,Moritz,True);
    MaxX := MaxX / Scan;
    Zeit := 0;
    SetFillStyle(0,0);
    ok1 := True;

```

```

ok2 := True;
ok3 := True;
ok4 := True;
Messlatte;

REPEAT
  repeat
{*****Programm, das wiederholt wird*****}
    GetTime(Stunde,Minute,Sekunde,Hundertstel);
    GetDate(Jahr,Monat,Tag,Wochentag);
    Zeit := (Tag*24*3600+Stunde*3600+
             Minute*60+Sekunde)-Anfangszeit;
    Werte.Uhr := T_Num_To_Str(Zeit,8,0);
    Sekund := Round(Zeit);
{*****Auslesen Kanal 1*****}
    B := 512;
    Vout := 0;
    For I := 1 to 12 DO
      Begin
        Port[SCLK] := ($FE and Port[SCLK]);
        IF Copy (Kan1,13-I,1) = '0' then
          Begin
            Port[SCLK] :=($FD and Port[SCLK]);
          End
        ELSE
          Begin
            Port[SCLK] := ($2 or Port[SCLK]);
          End;
        Port[SCLK] := ($1 or Port[SCLK]);
        If (Port[Datenbit] and 16) = 16 THEN D := 0
            ELSE D := 1;
        Vout := Vout+(D*B);
        B := B DIV 2;
      End;
    Port[SCLK] := ($FD and Port[SCLK]);
    Port[SCLK] := ($2 or Port[SCLK]);
    Vin1 := (Vout/1023*Ref);
    If ((Sekund-MinSek)>(Scan DIV 2))and (ok1 = true) Then
      Begin;
        Hilf1 := Round(Vin1 * 1000);
        ok1 := False;
      End;
    Y1[Sekund-MinSek] := Round(Vin1*1000);
    Werte.V1 := T_Num_To_Str(Vin1,4,3);
    Delete(Werte.V1,2,1);
    Insert(Komma,Werte.V1,2);
    For J := 1 to 7000 do
{*****Auslesen Kanal 2*****}
    B := 512;
    Vout := 0;
    For I := 1 to 12 DO
      Begin
        Port[SCLK] := ($FE and Port[SCLK]);
        IF Copy (Kan2,13-I,1) = '0' then
          Begin

```



```

        Port[Sclk] := ($FD and Port[SCLK]);
    End
ELSE
    Begin
        Port[SCLK] := ($2 or Port[SCLK]);
    End;
Port[SCLK] := ($1 or Port[SCLK]);
If (Port[Datenbit] and 16) = 16 THEN D := 0
                                ELSE D := 1;

Vout := Vout+(D*B);
B     := B DIV 2;
End;
Port[SCLK] := ($FD and Port[SCLK]);
Port[SCLK] := ($2 or Port[SCLK]);
Vin2 := (Vout/1023*Ref);
If ((Sekund-MinSek)>(Scan DIV 2)) And (ok2 = True) Then
    Begin;
        Hilf2 := Round(Vin2 * 1000);
        ok2 := False;
    End;
Y2[Sekund-MinSek] := Round(Vin2*1000);
Werte.V2 := T_Num_To_Str(Vin2,4,3);
Delete(Werte.V2,2,1);
Insert(Komma,Werte.V2,2);
For J := 1 to 7000 do;

(*****Auslesen Kanal 3*****);
B     := 512;
Vout := 0;
For I := 1 to 12 DO
    Begin
        Port[SCLK] := ($FE and Port[SCLK]);
        IF Copy (Kan3,13-I,1) = '0' then
            Begin
                Port[Sclk] :=($FD and Port[SCLK]);
            End
        ELSE
            Begin
                Port[SCLK] := ($2 or Port[SCLK]);
            End;
        Port[SCLK] := ($1 or Port[SCLK]);
        If (Port[Datenbit] and 16) = 16 THEN D := 0
                                ELSE D := 1;

        Vout := Vout+(D*B);
        B     := B DIV 2;
    End;
Port[SCLK] := ($FD and Port[SCLK]);
Port[SCLK] := ($2 or Port[SCLK]);
Vin3 := (Vout/1023*Ref);
If ((Sekund-MinSek)>(Scan DIV 2)) And (ok3 = True) Then
    Begin;
        Hilf3 := Round(Vin3 * 1000);
        ok3 := False;
    End;
Y3[Sekund-MinSek] := Round(Vin3*1000);

```

```

Werte.V3 := T_Num_To_Str(Vin3,4,3);
Delete(Werte.V3,2,1);
Insert(Komma,Werte.V3,2);
For J := 1 to 7000 do;

{*****Auslesen Kanal 4*****}
B := 512;
Vout := 0;
For I := 1 to 12 DO
  Begin
    Port[SCLk] := ($FE and Port[SCLk]);
    IF Copy (Kan4,13-I,1) = '0' then
      Begin
        Port[Sclk] :=($FD and Port[SCLk]);
      End
    ELSE
      Begin
        Port[SCLk] := ($2 or Port[SCLk]);
      End;
    Port[SCLk] := ($1 or Port[SCLk]);
    If (Port[Datenbit] and 16) = 16 THEN D := 0
      ELSE D := 1;
    Vout := Vout+(D*B);
    B := B DIV 2;
  End;
Port[SCLk] := ($FD and Port[SCLk]);
Port[SCLk] := ($2 or Port[SCLk]);
Vin4 := (Vout/1023*Ref);
If ((Sekund-MinSek)>(Scan DIV 2))and (ok4 = true) Then
  Begin;
    Hilf4 := Round(Vin4 * 1000);
    ok4 := False;
  End;
Y4[Sekund-MinSek] := Round(Vin4*1000);
Werte.V4 := T_Num_To_Str(Vin4,4,3);
Delete(Werte.V4,2,1);
Insert(Komma,Werte.V4,2);
For J := 1 to 7000 do;
DELAY(2000); {*****Verzögerung 1 Messung / Sekunde*****}

{*****Ende Auslesen*****}

{*****Ausgabe auf CRT*****}
If ((Abs(Vin1-V1x) >=0.01)or(Abs(Vin2-V2x) >=0.01)or(Abs(Vin3-V3x) >=0.01)
or(Abs(Vin4-V4x) >=0.01) or(Zeit > (Zeitx+BisWann))) Then
  Begin
    WasIchWeis := '+'Werte.Uhr+'+'Werte.V1+'+'Werte.V2+'+'Werte.V3+
    '+'Werte.V4+'+'#13; {rtz}
    Reset(Datei);
    L := (Filesize(Datei));
    Seek(Datei,L);
    Write(Datei,WasIchWeis);
    Close(Datei);
  {*****Grafikausgabe*****}

```

```

{*****Aktuelle Messwerte,ÜBERSCHRIFT*****}
  SetColor(0);
  Bar3D( 68,3,115,15,0,True);
  Bar3D(205,3,250,15,0,True);
  Bar3D(309,3,354,15,0,True);
  Bar3D(412,3,459,15,0,True);
  Bar3D(530,3,580,15,0,True);
  SetColor(15);
  OutTextXY( 20,5,'Zeit = ');
  OutTextXY( 50,5,Werte.Uhr);
  OutTextXY(120,5,'sec; Po = ');
  OutTextXY(210,5,Werte.V1);
  OutTextXY(252,5,'W; U = ');
  Hilfe := T_Num_To_Str(Vin2*10,4,2);
  OutTextXY(314,5,Hilfe);
  OutTextXY(356,5,'V; Pv = ');
  Hilfe := T_Num_To_Str(Vin3*10,5,3);
  OutTextXY(412,5,Hilfe);
  OutTextXY(460,5,'W; Pr = ');
  Hilfe := T_Num_To_Str(Vin4*10,5,3);
  OutTextXY(530,5,Hilfe);
  OutTextXY(582,5,'W');
{*****Ende ÜBERSCHRIFT*****}

If Zeit < Scan Then  {****1. Durchlauf*****}
  Begin;
  If Y1[Sekund] < 6000 then
    Begin;
    SetColor(1);
    Line(Round(ZeitVor1*MaxX),Round(MaxY-Y1Vor/5000*MaxY*Scal1),
        Round(Sekund*MaxX),Round(MaxY-Y1[Sekund]/5000*MaxY*Scal1));
    Y1Vor := Y1[Sekund];
    ZeitVor1 := Sekund;
    End;
  SetColor(4);
  If Y2[Sekund] < 6000 then
    Begin;
    Line(Round(ZeitVor2*MaxX),Round(MaxY-Y2Vor/5000*MaxY*Scal2),
        Round(Sekund*MaxX),Round(MaxY-Y2[Sekund]/5000*MaxY*Scal2));
    Y2Vor := Y2[Sekund];
    ZeitVor2 := Sekund;
    End;
  SetColor(2);
  If Y3[Sekund] < 6000 then
    Begin;
    Line(Round(ZeitVor3*MaxX),Round(MaxY-Y3Vor/5000*MaxY*Scal3),
        Round(Sekund*MaxX),Round(MaxY-Y3[Sekund]/5000*MaxY*Scal3));
    Y3Vor := Y3[Sekund];
    ZeitVor3 := Sekund;
    End;
  SetColor(3);
  If Y4[Sekund] < 6000 then
    Begin;
    Line(Round(ZeitVor4*MaxX),Round(MaxY-Y4Vor/5000*MaxY*Scal4),
        Round(Sekund*MaxX),Round(MaxY-Y4[Sekund]/5000*MaxY*Scal4));

```

```

    Y4Vor := Y4[Sekund];
    ZeitVor4 := Sekund;
End;
End {*****Ende 1. Durchlauf*****}
ELSE {*****Weitere Durchläufe*****}
Begin;
  If (Sekund-MinSek) > Scan Then {***1.Bildschirmhälfte*}
  Begin;
    MinSek := MinSek + Scan - (Scan DIV 2);
    Clearviewport;
    Y1vor := Hilf1;
    Y2vor := Hilf2;
    Y3vor := Hilf3;
    Y4vor := Hilf4;
    Messlatte;
    For I := 1 To (Scan DIV 2) Do
      Begin;
        Y1[I] := Y1[I+(Scan DIV 2)];
        Y2[I] := Y2[I+(Scan DIV 2)];
        Y3[I] := Y3[I+(Scan DIV 2)];
        Y4[I] := Y4[I+(Scan DIV 2)];
      End;
    For I := ((Scan DIV 2)+1) To Scan Do
      Begin;
        Y1[I] := 6000;
        Y2[I] := 6000;
        Y3[I] := 6000;
        Y4[I] := 6000;
      End;
    ZeitVor1 := 0;
    ZeitVor2 := 0;
    ZeitVor3 := 0;
    ZeitVor4 := 0;
    For I := 1 To (Scan DIV 2) Do
      Begin; {*****Graph 1.Hälfte*****}
        If Y1[I] < 6000 then
          Begin;
            SetColor(1);
            Line(Round(ZeitVor1*MaxX),Round(MaxY-Y1vor/5000*MaxY*Scal1),
              Round(I*MaxX),Round(MaxY-Y1[I]/5000*MaxY*Scal1));
            Y1vor := Y1[I];
            ZeitVor1 := I;
          End;
        If Y2[I] < 6000 then
          Begin;
            SetColor(4);
            Line(Round(ZeitVor2*MaxX),Round(MaxY-Y2vor/5000*MaxY*Scal2),
              Round(I*MaxX),Round(MaxY-Y2[I]/5000*MaxY*Scal2));
            Y2vor := Y2[I];
            ZeitVor2 := I;
          End;
        If Y3[I] < 6000 then
          Begin;
            SetColor(2);
            Line(Round(ZeitVor3*MaxX),Round(MaxY-Y3vor/5000*MaxY*Scal3),

```

```

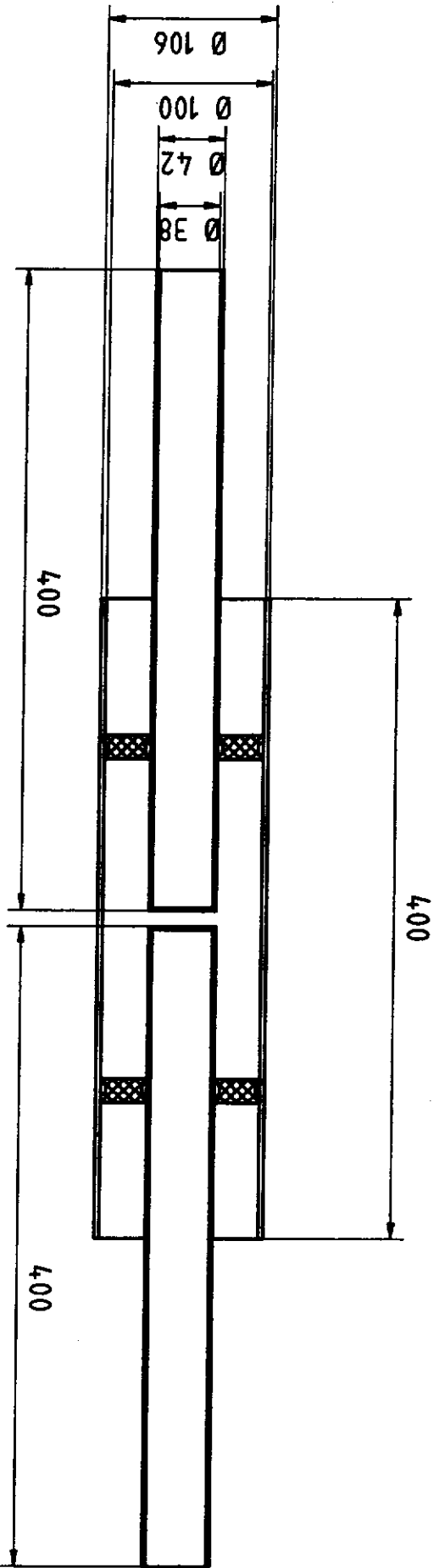
        Round(I*MaxX),Round(MaxY-Y3[I]/5000*MaxY*Scal3));
    Y3Vor := Y3[I];
    ZeitVor3 := I;
End;
If Y4[I] < 6000 then
Begin;
    SetColor(3);
    Line(Round(ZeitVor4*MaxX),Round(MaxY-Y4Vor/5000*MaxY*Scal4),
        Round(I*MaxX),Round(MaxY-Y4[I]/5000*MaxY*Scal4));
    Y4Vor := Y4[I];
    ZeitVor4 := I;
End;
ok1 := True;
ok2 := True;
ok3 := True;
ok4 := True;
End {****Graph 1.Hälfte*****}
End; {****ENDE 1. Bildschirmhälfte*****}
Begin;
If Y1[Sekund-MinSek] < 6000 then
Begin;
SetColor(1);
    Line(Round(ZeitVor1*MaxX),Round(MaxY-Y1Vor/5000*MaxY*Scal1),
        Round((Sekund-MinSek)*MaxX),Round(MaxY-Y1[Sekund-MinSek]/5000*MaxY*Scal1));
    Y1Vor := Y1[Sekund-MinSek];
    ZeitVor1 := Round(Sekund-MinSek);
End;
SetColor(2);
If Y2[(Sekund-MinSek)] < 6000 then
Begin;
    SetColor(4);
    Line(Round(ZeitVor2*MaxX),Round(MaxY-Y2Vor/5000*MaxY*Scal2),
        Round((Sekund-MinSek)*MaxX),Round(MaxY-Y2[Sekund-MinSek]/5000*MaxY*Scal2));
    Y2Vor := Y2[Sekund-MinSek];
    ZeitVor2 := Round(Sekund-MinSek);
End;
If Y3[Sekund-MinSek] < 6000 then
Begin;
    SetColor(2);
    Line(Round(ZeitVor3*MaxX),Round(MaxY-Y3Vor/5000*MaxY*Scal3),
        Round((Sekund-MinSek)*MaxX),Round(MaxY-Y3[Sekund-MinSek]/5000*MaxY*Scal3));
    Y3Vor := Y3[Sekund-MinSek];
    ZeitVor3 := Round(Sekund-MinSek);
End;
If Y4[(Sekund-MinSek)] < 6000 then
Begin;
    SetColor(3);
    Line(Round(ZeitVor4*MaxX),Round(MaxY-Y4Vor/5000*MaxY*Scal4),
        Round((Sekund-MinSek)*MaxX),Round(MaxY-Y4[Sekund-MinSek]/5000*MaxY*Scal4));
    Y4Vor := Y4[Sekund-MinSek];
    ZeitVor4 := Round(Sekund-MinSek);
End;
End;
End;{****Weitere Durchläufe*****}
Vlx := Vinl;

```

```
V2x := Vin2;
V3x := Vin3;
V4x := Vin4;
Zeitx := Round(Zeit);
End;
until (keypressed = True) or (Zeit >= Stund11);
Antwort := T_readkey;
write(Antwort);
UNTIL (Antwort = ^L) OR (Zeit >= Stund11);{***Abbruch = F10 oder 11 Std.***}
CloseGraph;
End.
```

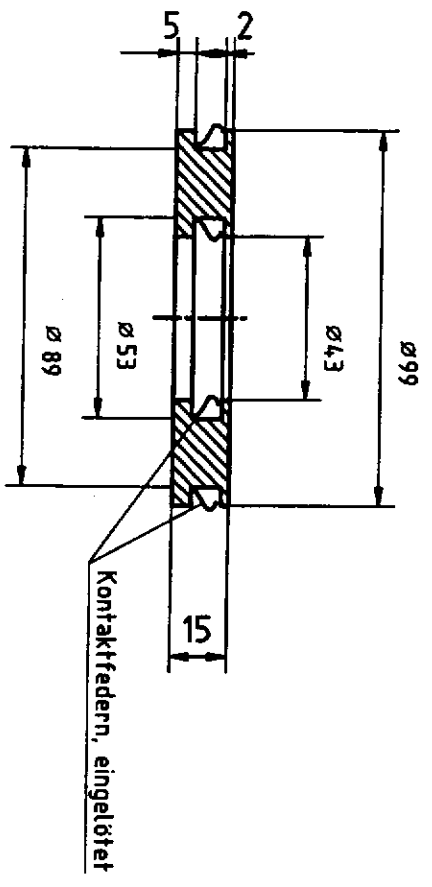
### **10.3 Technische Zeichnungen**

Die technischen Zeichnungen für die verwendeten Resonatoren sind nachfolgend dargestellt. Da die Resonatoren aus zwei Teilen bestehen, Deckel und Unterteil (Hutflansch) sind die Zeichnungen auch getrennt aufgelistet. Für jeden der Resonatoren wird zuerst der Deckel, dann der eigentliche Resonator dargestellt.



# Detail : Kurzschlußschieber

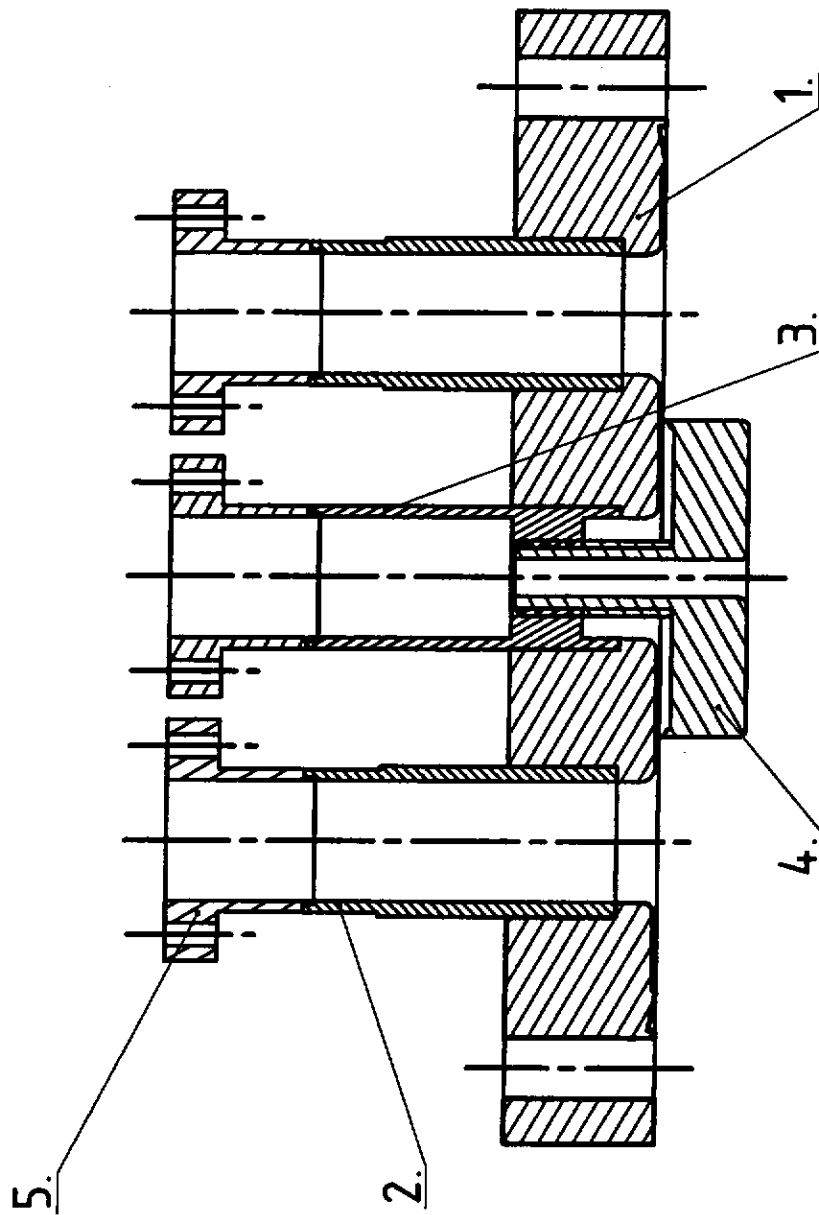
Maßstab 1:2



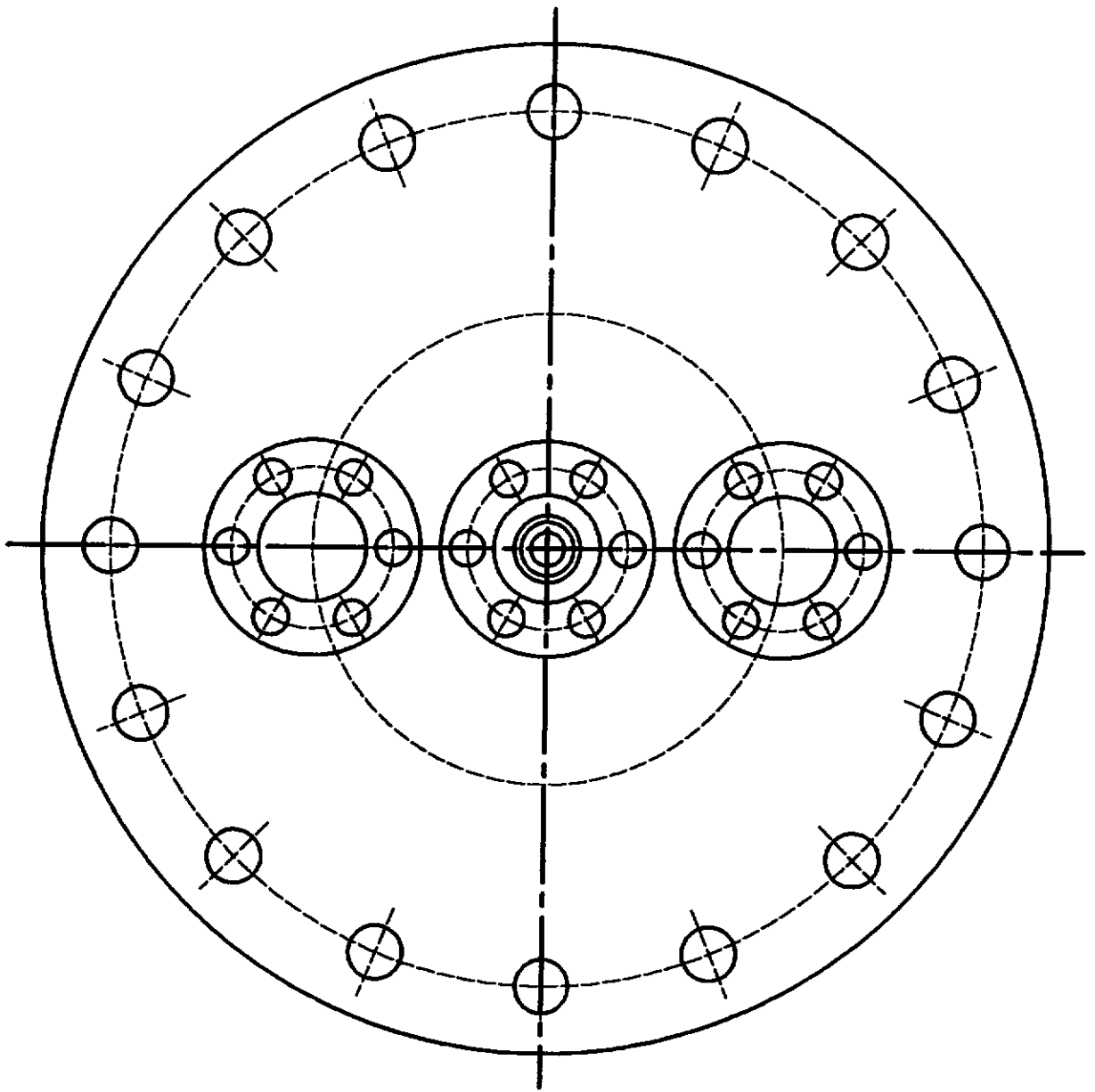
(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 4	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu	
(Benennung)				
Versuchsresonator				
(Firma)	(Zeichnungsnummer)			Blatt
DESY	HF - V00			1/1
Urspr.	Ers. durch : Onk / Stein			Blätter

Teil-Nr.	Benennung	Sach. Nr.	Stückzahl	Werkstoff	Bemerkung
	Flansch (komplett) besteht aus:	HF - A00			
1	Flansch	HF - A01	1	vorhanden	CA100
2	Rohrstück 1	HF - A02	2	1.4435	Rohr 20 x 2
3	Rohrstück 2	HF - A03	1	1.4435	Rundstahl
4	Flansch CF16		3	1.4435	CF16

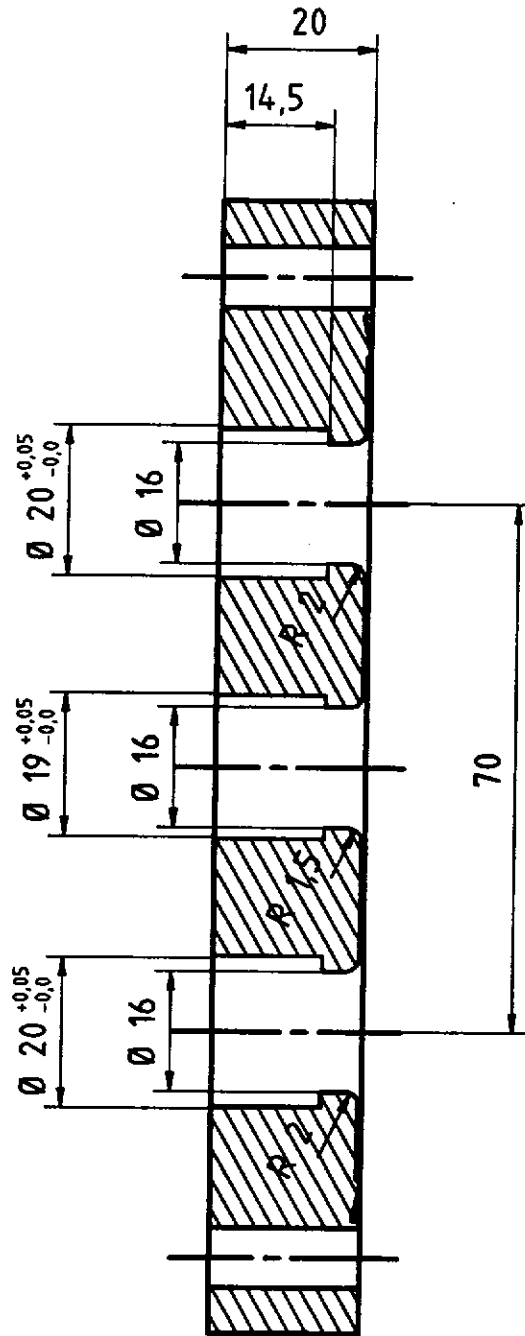




(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu / VA	
	Datum	Name	(Benennung)	Flansch ( komplett )
Bearb				
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - A00
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch : Onk / Stein	
			Blatt	1/2
			Blätter	



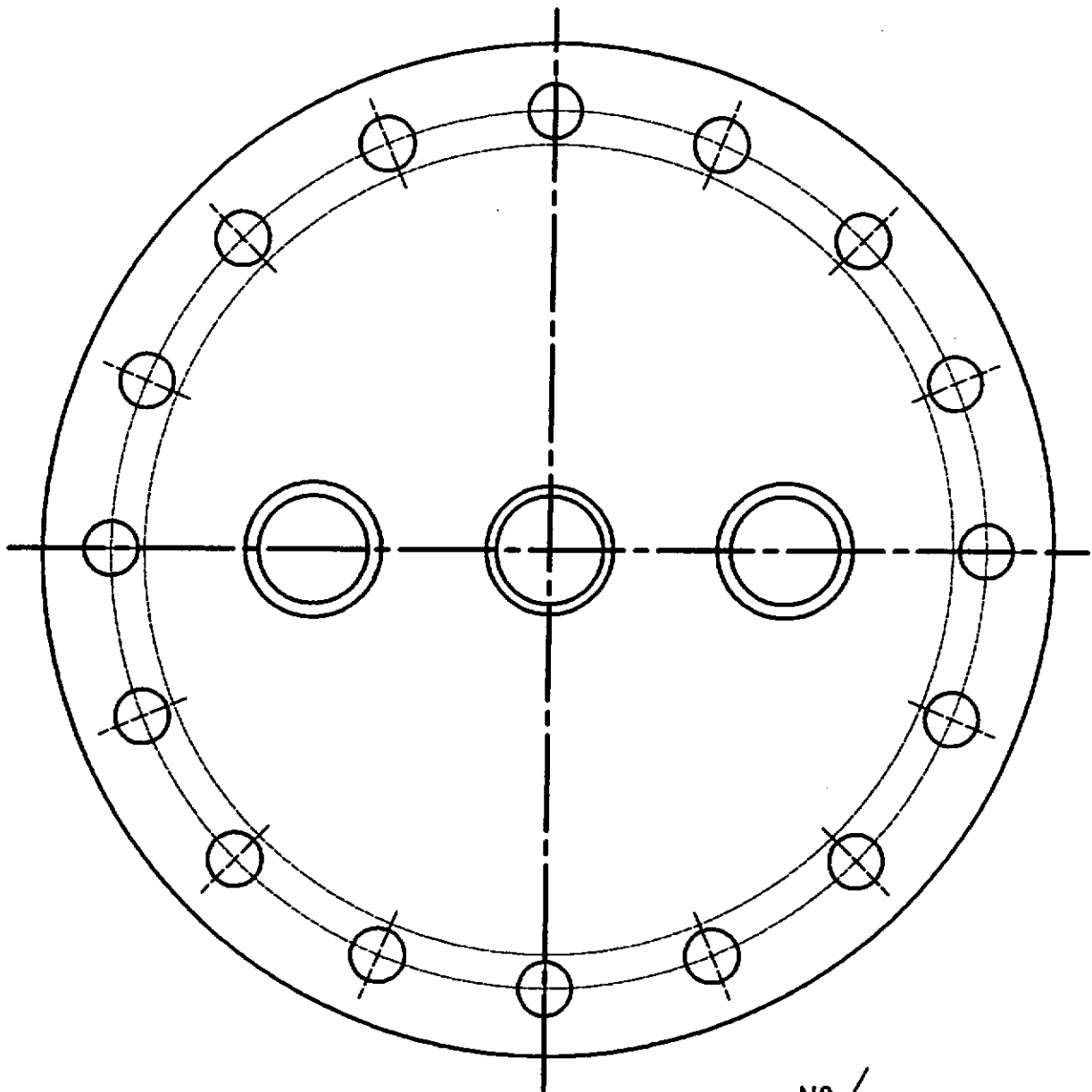
(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu / VA	
	Datum	Name	(Benennung)	Flansch ( komplett )
Bearb.				
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - A00
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch :	Onk / Stein
				Blatt 2/2
				Blätter



N8

Kanten gebrochen

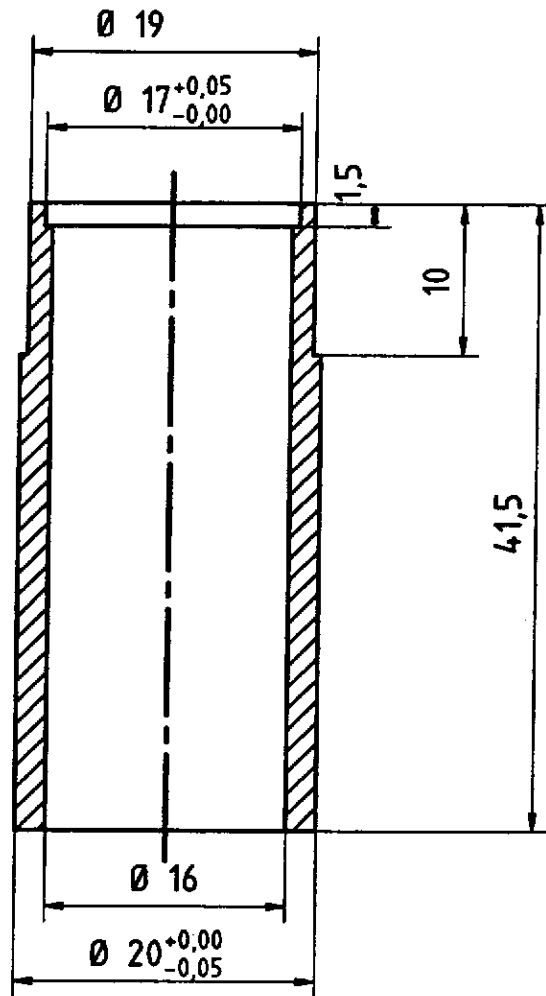
(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	VA- Blindflansch CA 100
	Datum	Name	(Benennung)
Bearb.			Flansch
Gepr.			( Schnitt )
Norm			
(Firma)	DESY	(Zeichnungsnummer)	HF - A01
Urspr.		Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein
			Blatt 1/2
			Blätter



N8  
▽

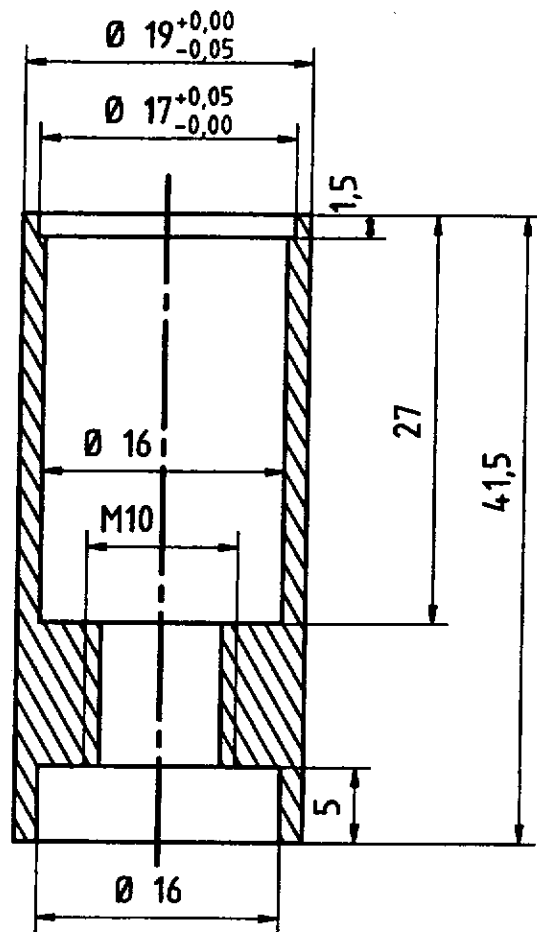
Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)		(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
			(Werkstoff)	VA- Blindflansch CA 100
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Flansch ( Draufsicht )	
Gepr.				
Norm				
(Firma)		(Zeichnungsnummer)		Blatt
DESY		HF - A01		2/2
Urspr.		Ers. für :		Blätter
		Ers. durch : Onk / Stein		



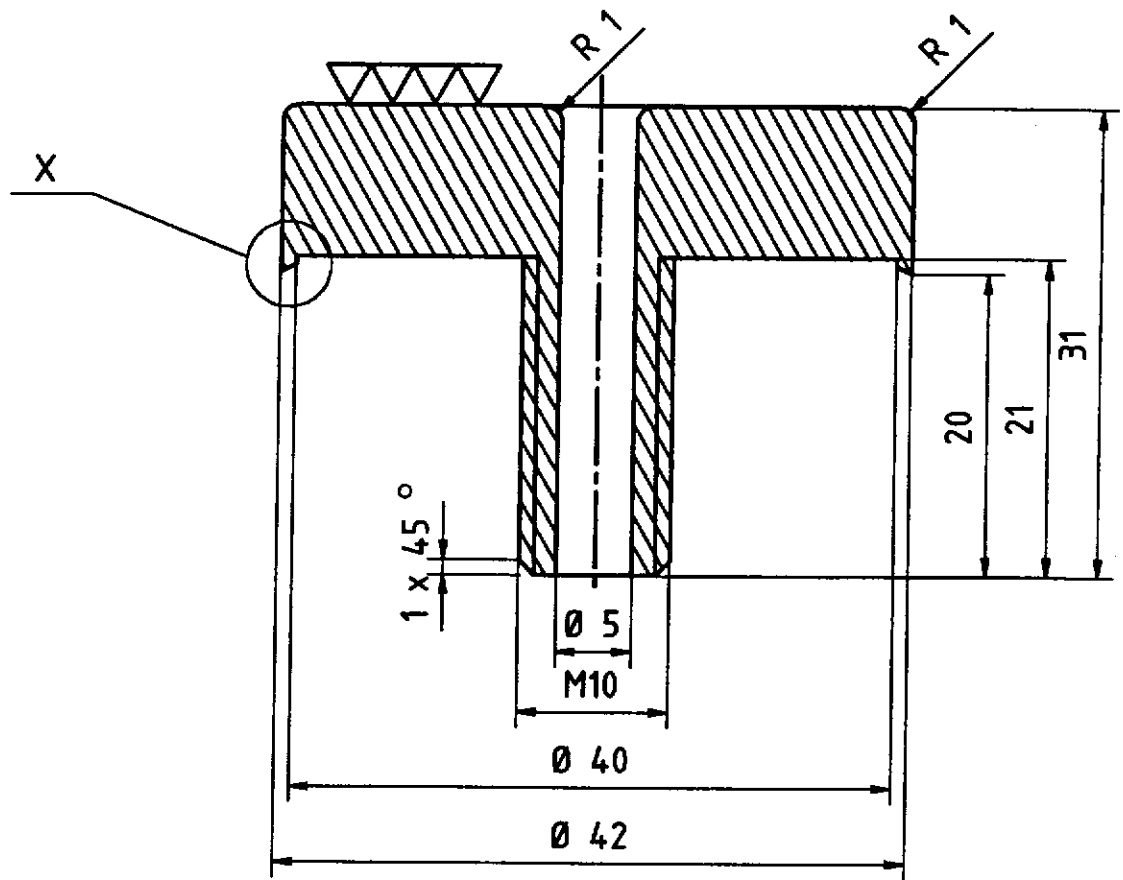
Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab 2 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff) VA	
	Datum	Name	(Benennung) Rohrstück 1
Bearb.			
Gepr.			
Norm			
(Firma) DESY		(Zeichnungsnummer) HF - A02	Blatt 1/1
Urspr.		Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein

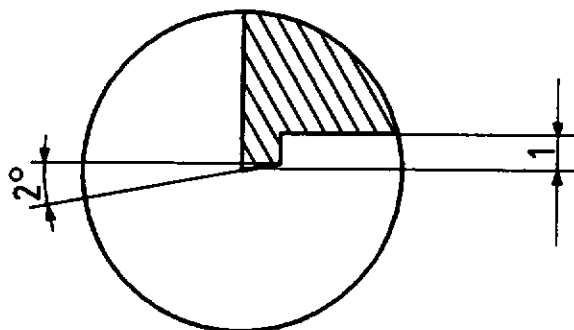


Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	2 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	VA	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Rohrstück 2	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - A03
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch : Onk / Stein	
			Blatt	1/1
			Blätter	



Einzelheit "X"



M 5:1

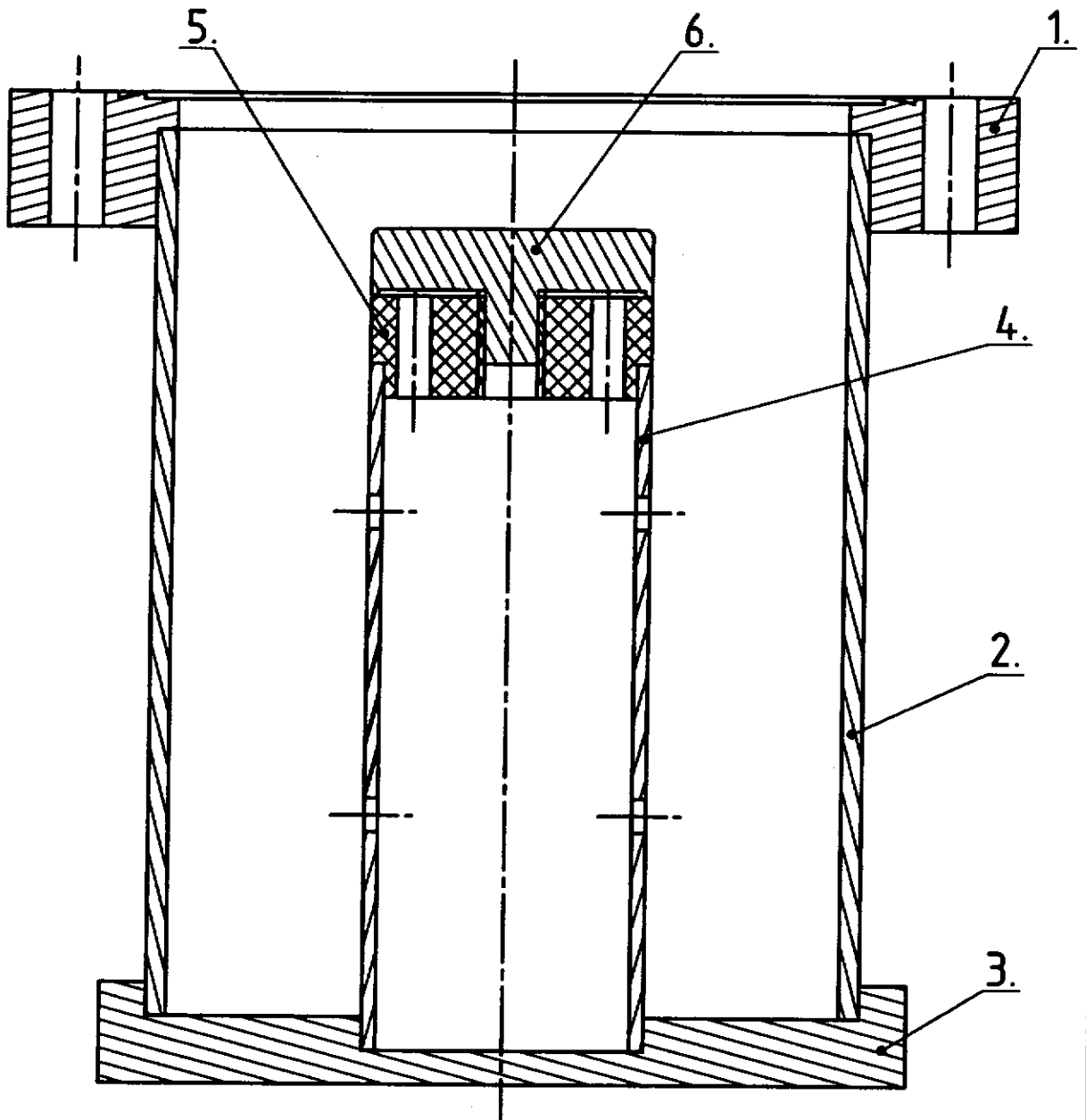


Kanten gebrochen

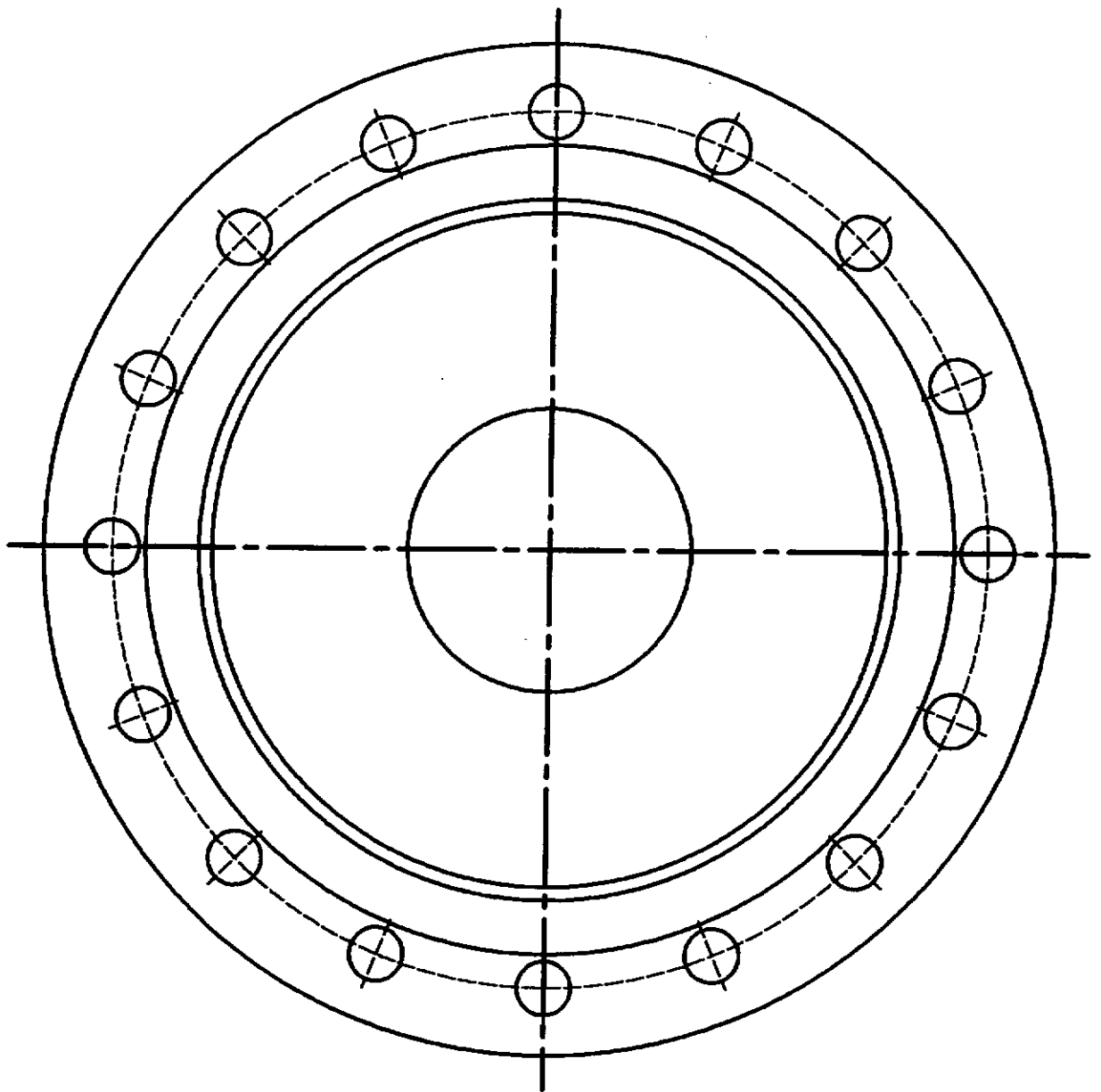
(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	2 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Elektrode oben	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - A04
Urspr.			Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein
			Blatt	1/1
			Blätter	

Teil-Nr.	Benennung	Sach. Nr.	Stückzahl	Werkstoff	Bemerkung
	Hutflansch (komplett) besteht aus:	HF - B00			
1	Flanschunterteil	HF - B01	1	1.4435	CA100
2	Rohrstück 1	HF - B02	1	Cu	Rohr 106 x 3
3	Deckel	HF - B03	1	Cu	
4	Rohrstück 2	HF - B04	1	Cu	Rohr 42 x 2
5	Scheibe	HF - B05	1	Cu	
6	Elektrode unten	HF - B06	1	Cu	

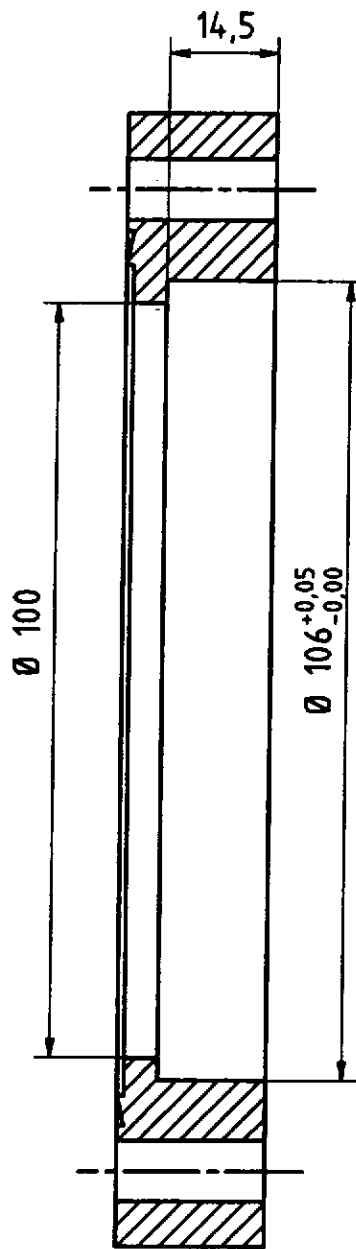




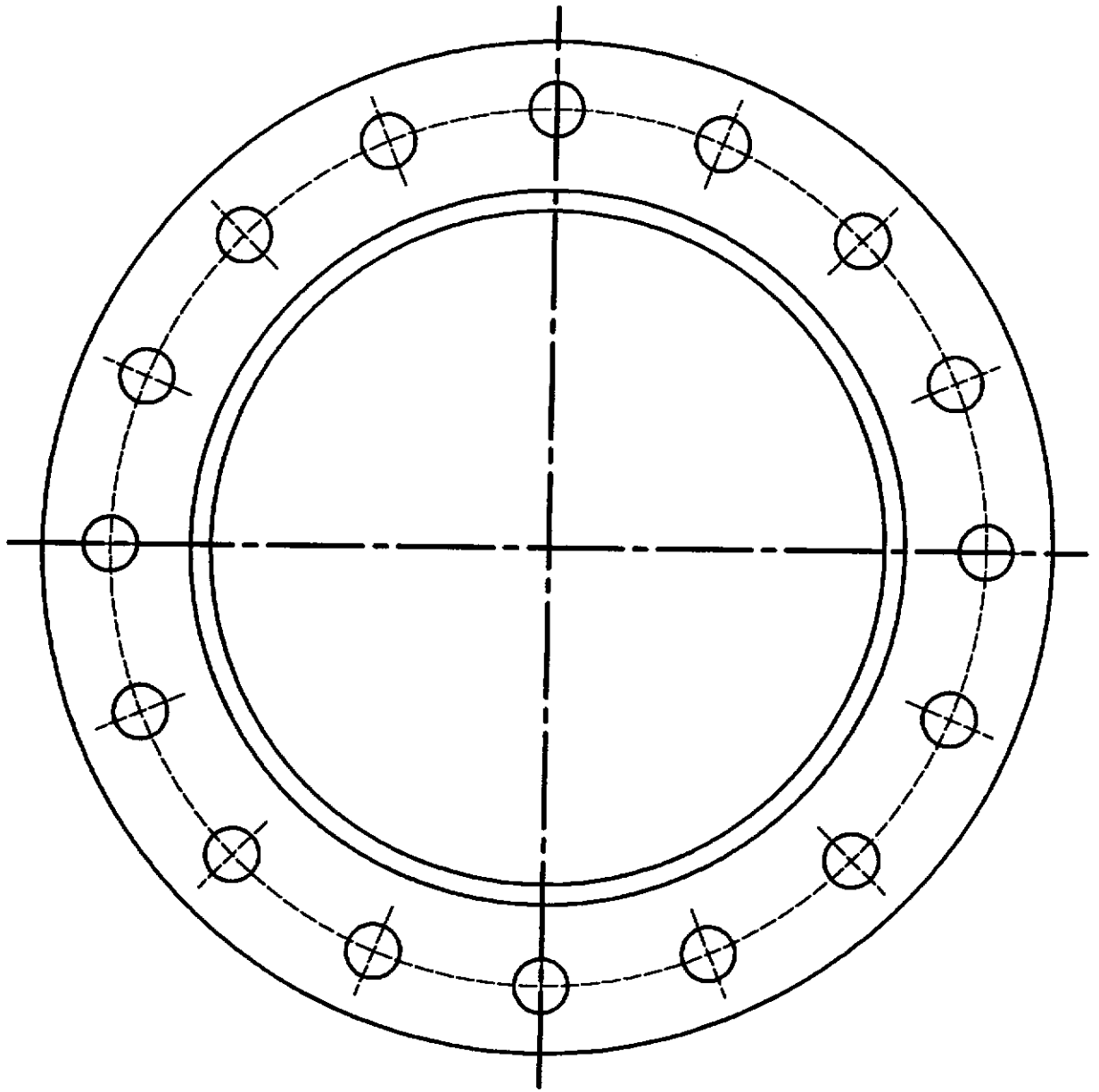
(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu / VA	
	Datum	Name	(Benennung)	Resonatorunterteil ( Längsschnitt )
Bearb.				
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - B00
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch : Onk / Stein	
			Blatt	1/2
			Blätter	



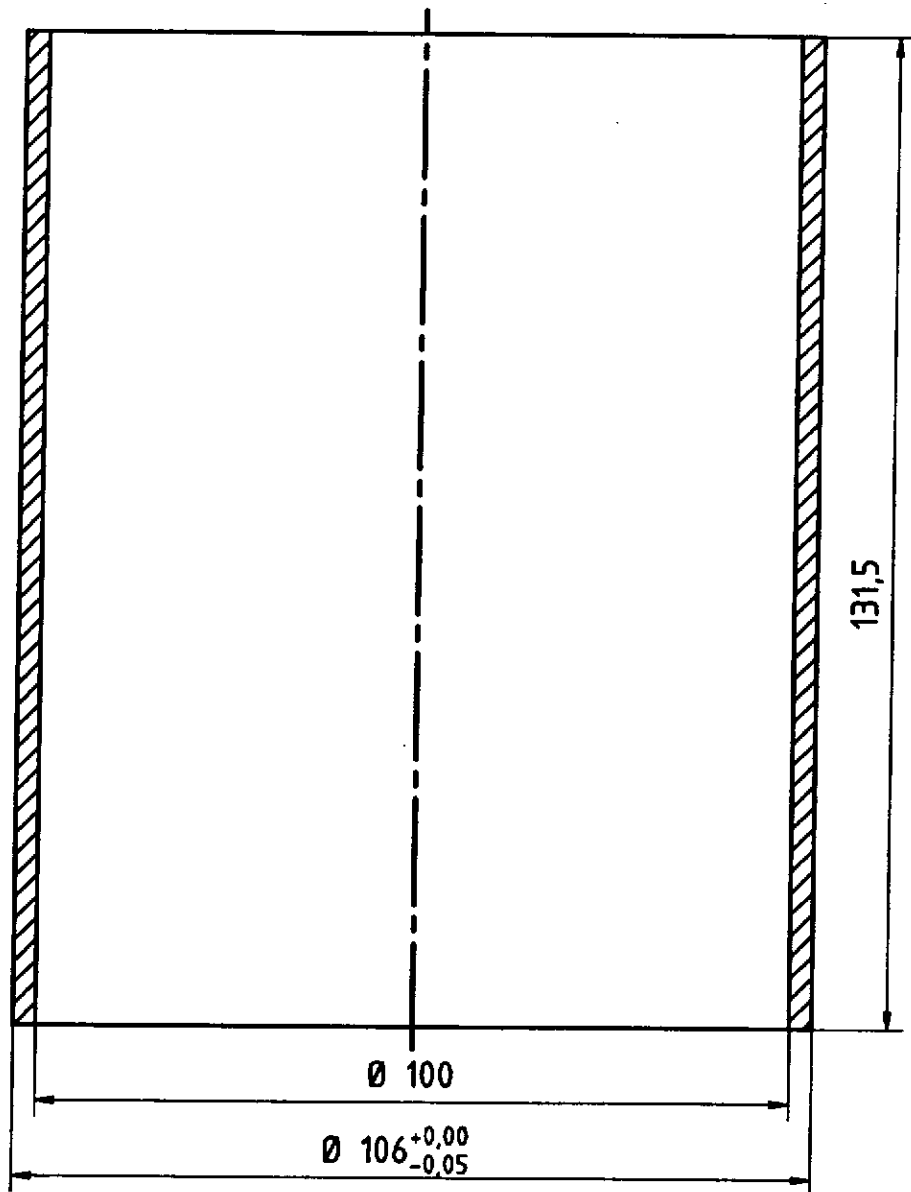
(Zul. Abw.)		(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
			(Werkstoff)	Cu / VA
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Resonatorunterteil ( Draufsicht )	
Gepr.				
Norm				
(Firma)		(Zeichnungsnummer)		Blatt
DESY		HF - B00		2/2
Urspr.		Ers. für :		Blätter
		Ers. durch :		Onk / Stein



(Zul. Abw.)		(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
			(Werkstoff)	Blindflansch CA100
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb			Flanschunterteil ( Schnitt )	
Gepr.				
Norm				
(Firma)		DES Y		(Zeichnungsnummer)
				HF - B01
Urspr.		Ers. für :	Ers. durch :	Onk / Stein
				Blatt 1/2 Blätter

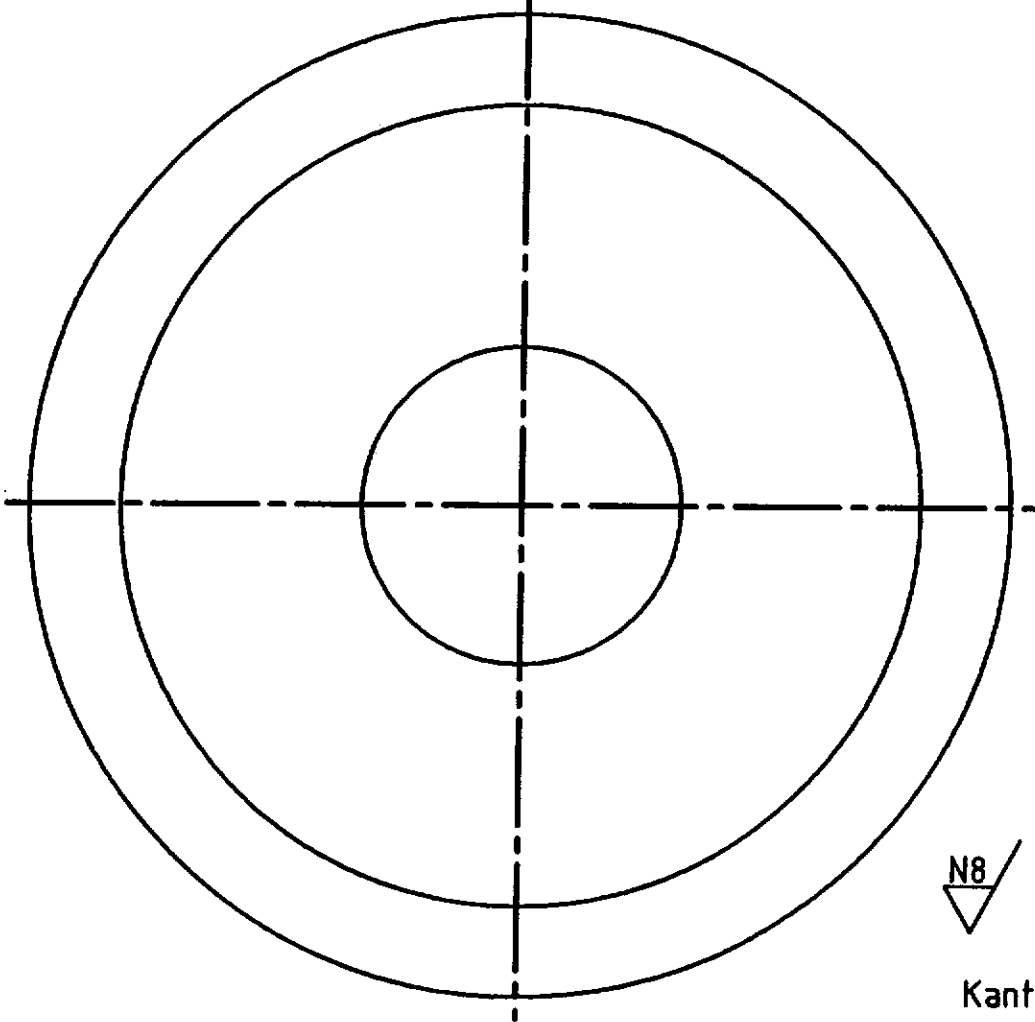
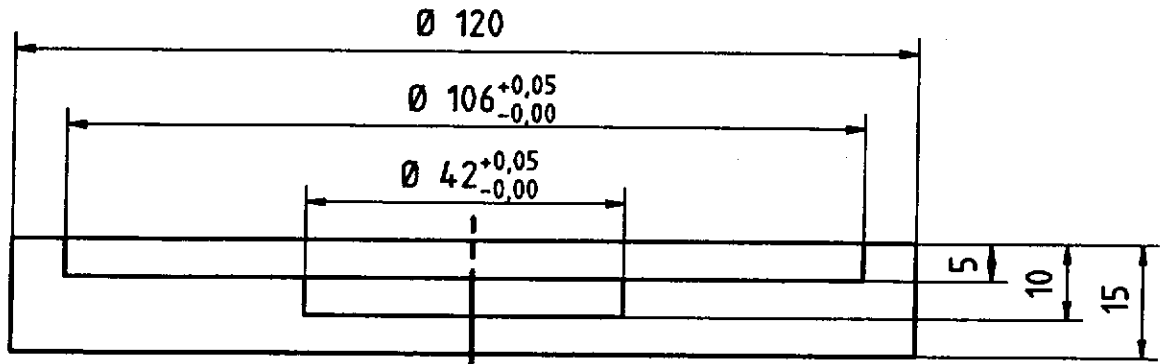


(Zul. Abw.)		(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
			(Werkstoff)	Blindflansch CA100
	Datum	Name	(Benennung)	Flanschunterteil ( Draufsicht )
Bearb				
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - B01
Urspr.			Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein
				Blatt 2/2 Blätter



Kanten gebrochen

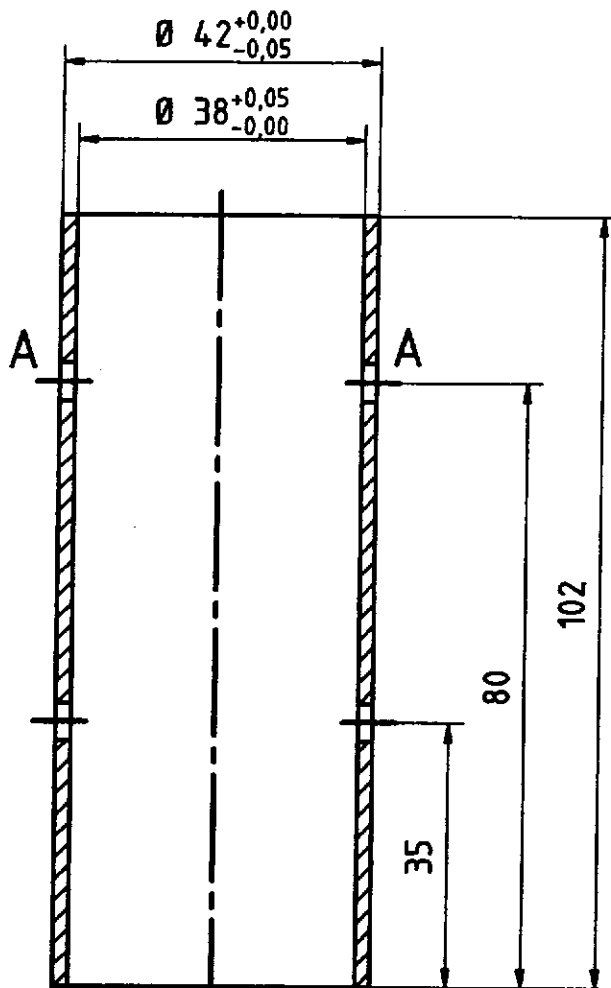
(Zul.Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)	
		(Werkstoff)	Cu		
	Datum	Name	(Benennung)		
Bearb.			Rohrstück 1		
Gepr.					
Norm					
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - B02	Blatt 1/1
Urspr.			Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein	Blätter



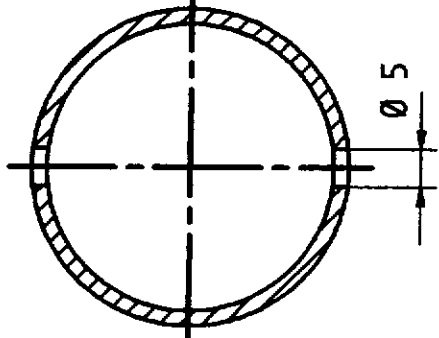
N8

Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb			Deckel	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - B03
Urspr.			Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein
				Blatt 1/1
				Blätter



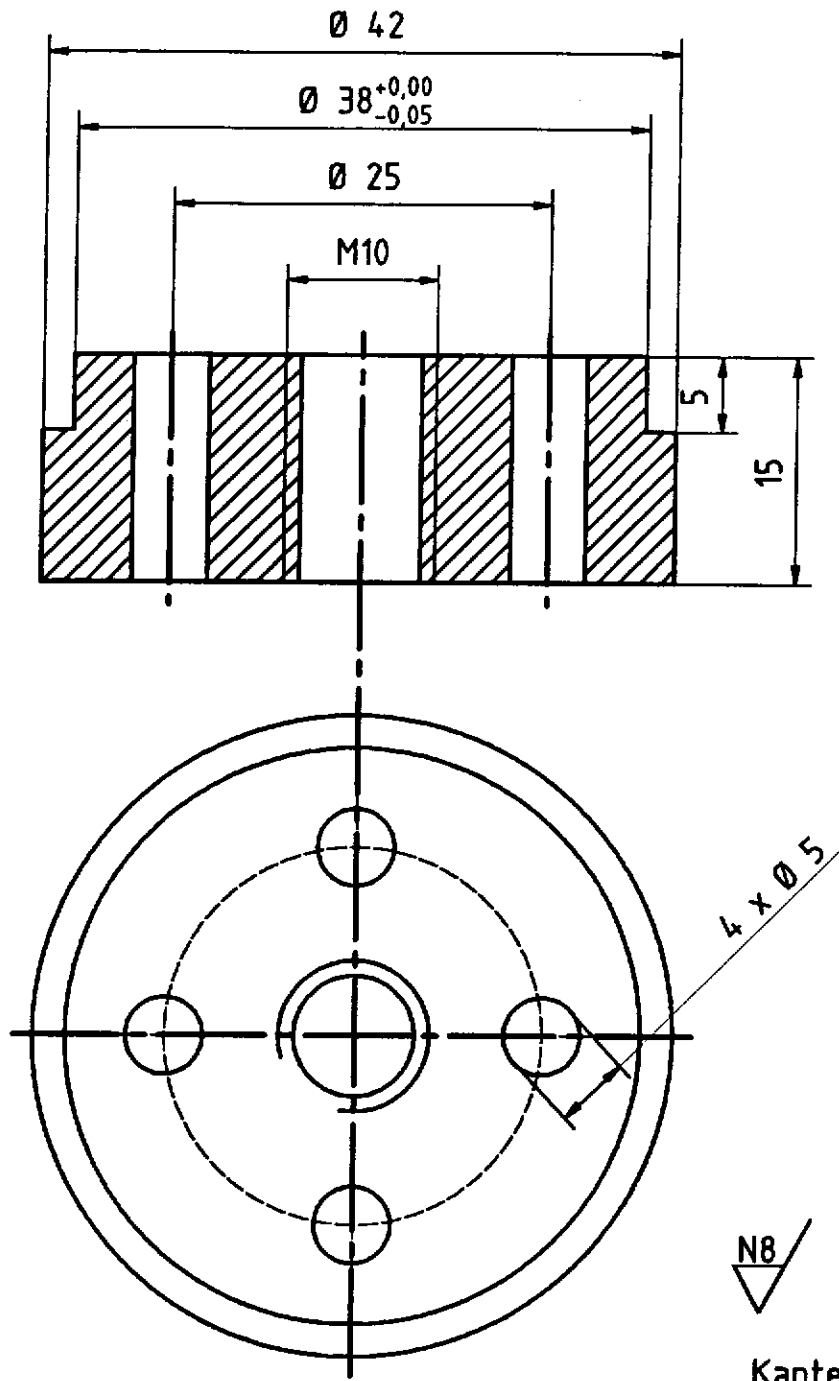
A - A



N8

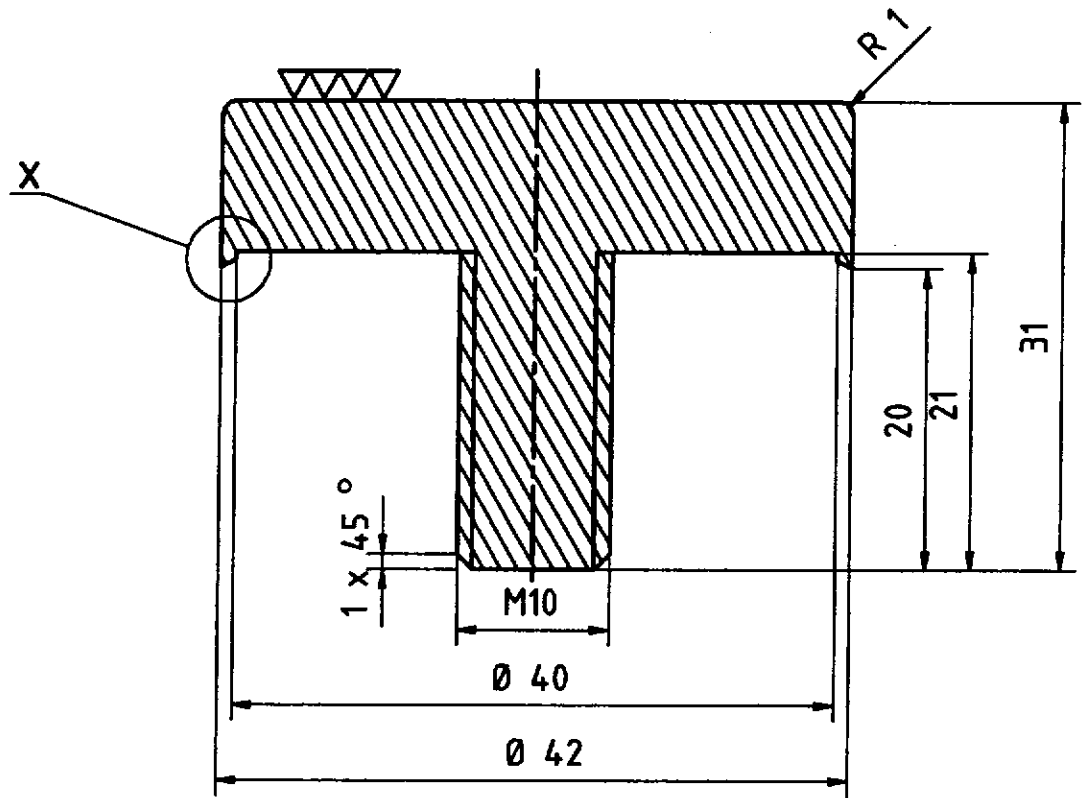
Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Rohrstück 2	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - B04
Urspr.			Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein
				Blatt 1/1 Blätter

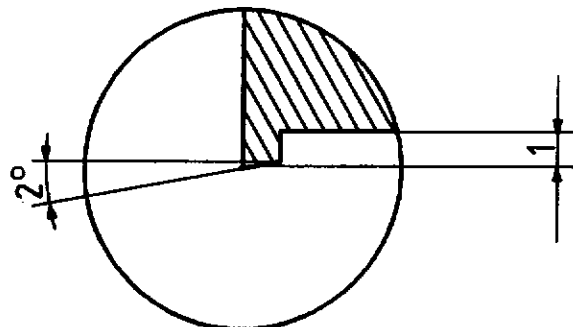


(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	2 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb			Scheibe	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - B05
Urspr.			Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein





Einzelheit "X"



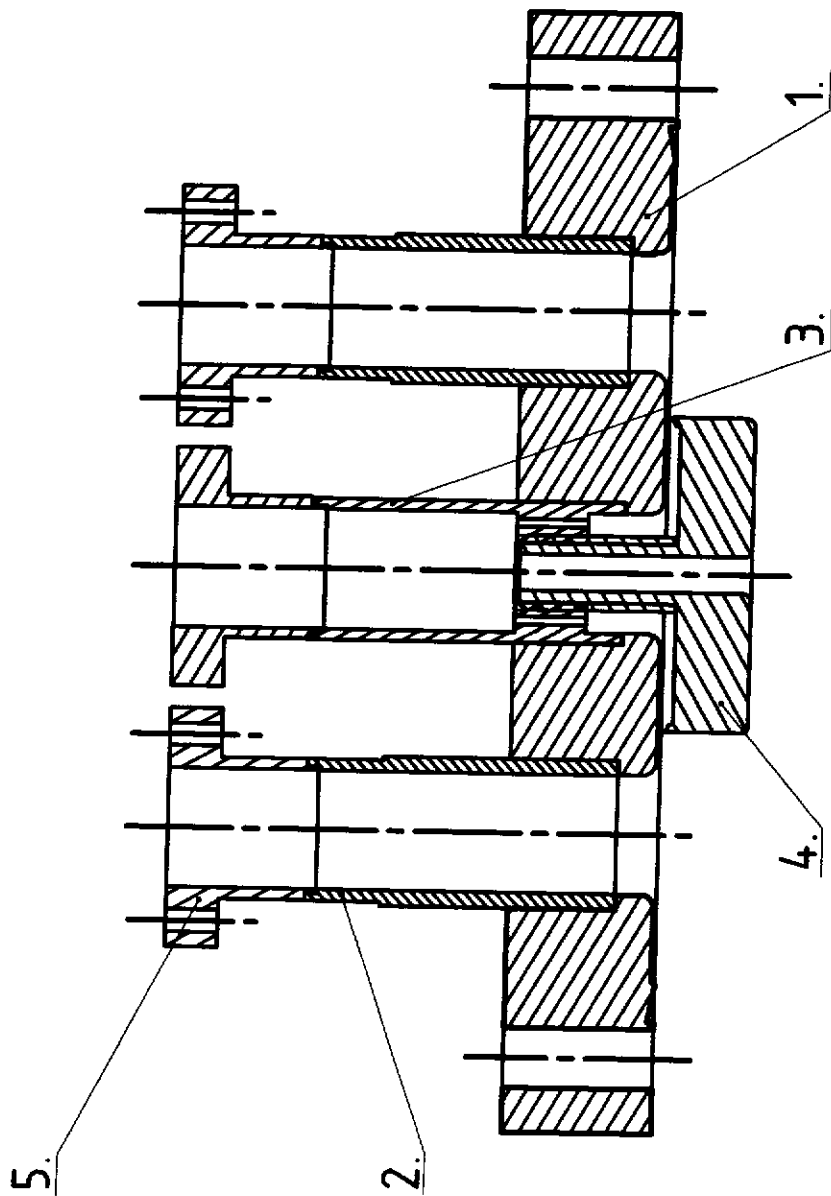
M 5:1



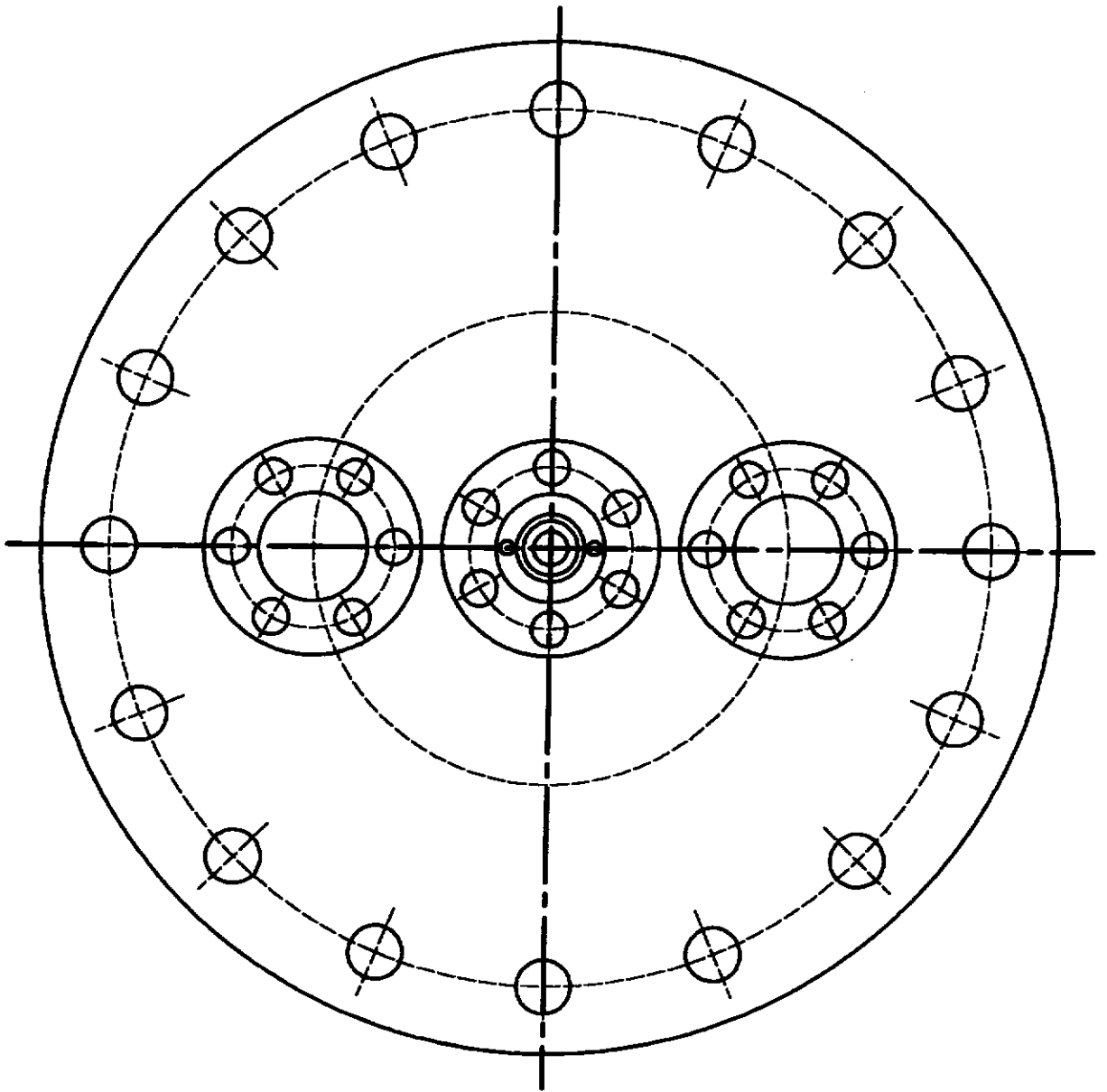
Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	2 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Elektrode unten	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - B06
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch : Onk / Stein	
			Blatt	1/1
			Blätter	

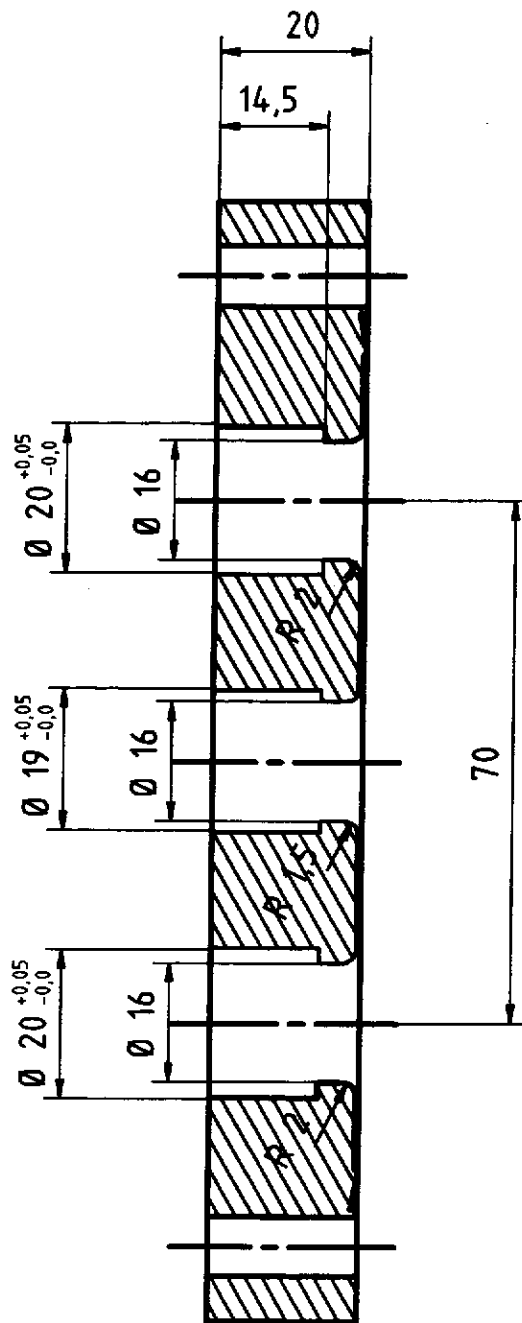
Teil-Nr.	Benennung	Sach. Nr.	Stückzahl	Werkstoff	Bemerkung
	Flansch (komplett) besteht aus:	HF - C00			
1	Flansch	HF - C01	1	vorhanden	CA100
2	Rohrstück 1	HF - C02	2	1.4435	Rohr 20 x 2
3	Rohrstück 2	HF - C03	1	1.4435	Rundstahl
4	Flansch CF16		3	1.4435	CF16



(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff) Cu / VA	
	Datum	Name	(Benennung) Flansch (komplett)
Bearb.			
Gepr.			
Norm			
(Firma) DESY		(Zeichnungsnummer) HF - C00	Blatt 1/2
Urspr.		Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein



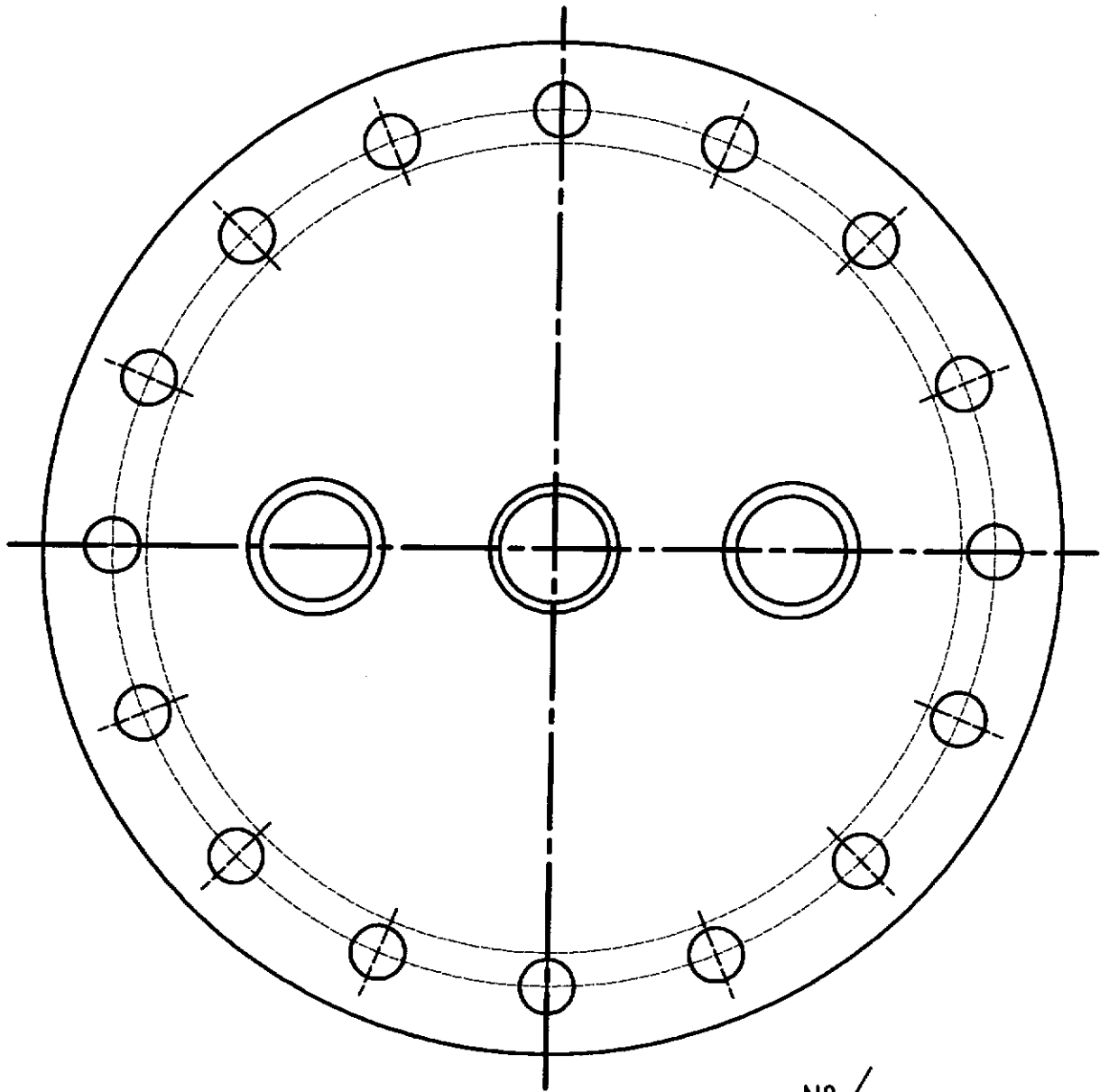
(Zul. Abw.)		(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
			(Werkstoff)	Cu / VA
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Flansch ( komplett )	
Gepr.				
Norm				
(Firma)		(Zeichnungsnummer)		Blatt
DESY		HF - C00		2/2
Urspr.		Ers. für :		Blätter
		Ers. durch :		Onk / Stein



N8 ✓

Kanten gebrochen

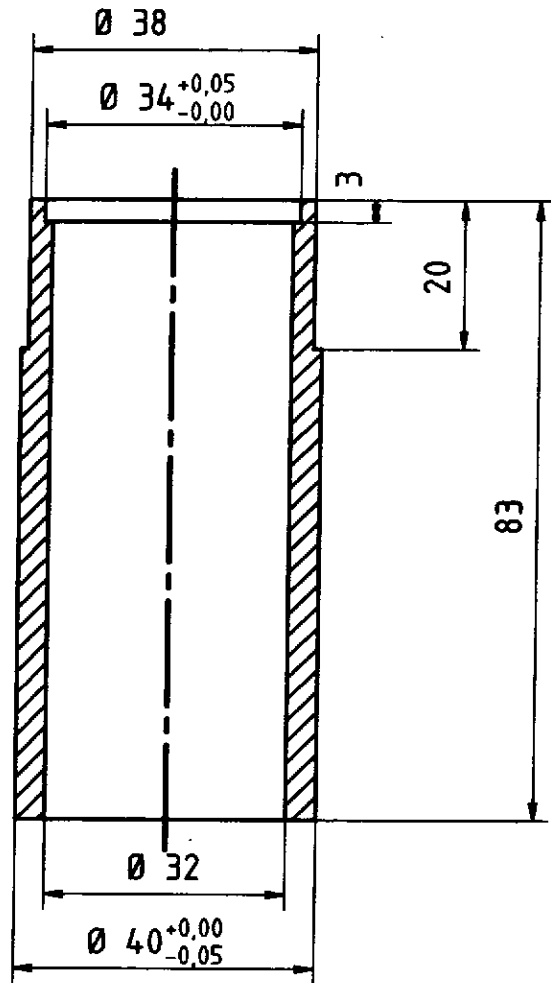
(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff) VA- Blindflansch CA 100	
	Datum	Name	(Benennung) Flansch ( Schnitt )
Bearb			
Gepr.			
Norm			
(Firma) DESY		(Zeichnungsnummer) HF - C01	Blatt 1/2
Urspr.		Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein
			Blätter



N8

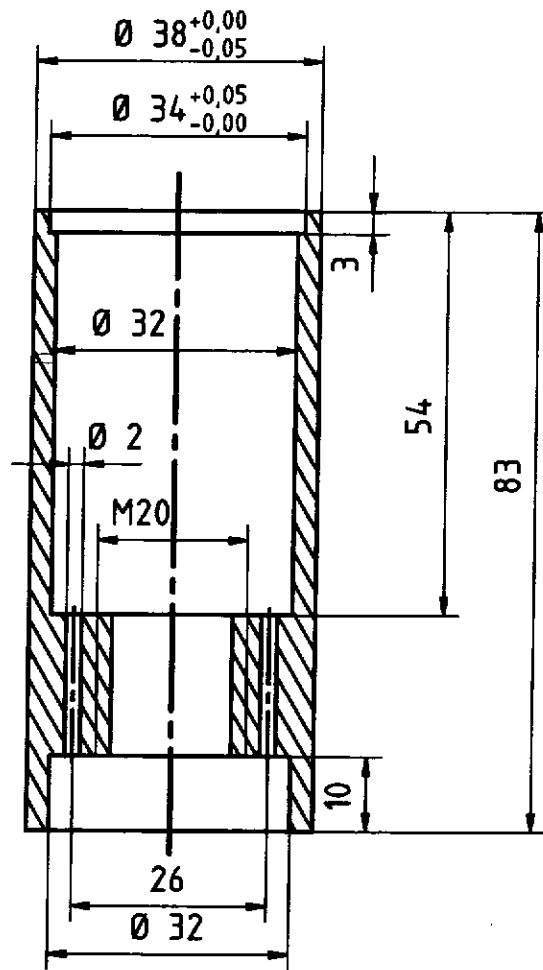
Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)		(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
			(Werkstoff)	VA- Blindflansch CA 100
	Datum	Name	(Benennung) Flansch ( Draufsicht )	
Bearb.				
Gepr.				
Norm				
(Firma)		DESY	(Zeichnungsnummer)	HF - C01
Blatt 2/2				
Blätter				
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch : Onk / Stein	



Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab 2 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff) VA	
	Datum	Name	(Benennung) Rohrstück 1
Bearb.			
Gepr.			
Norm			
(Firma) DESY		(Zeichnungsnummer) HF - C02	Blatt 1/1
Urspr.		Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein

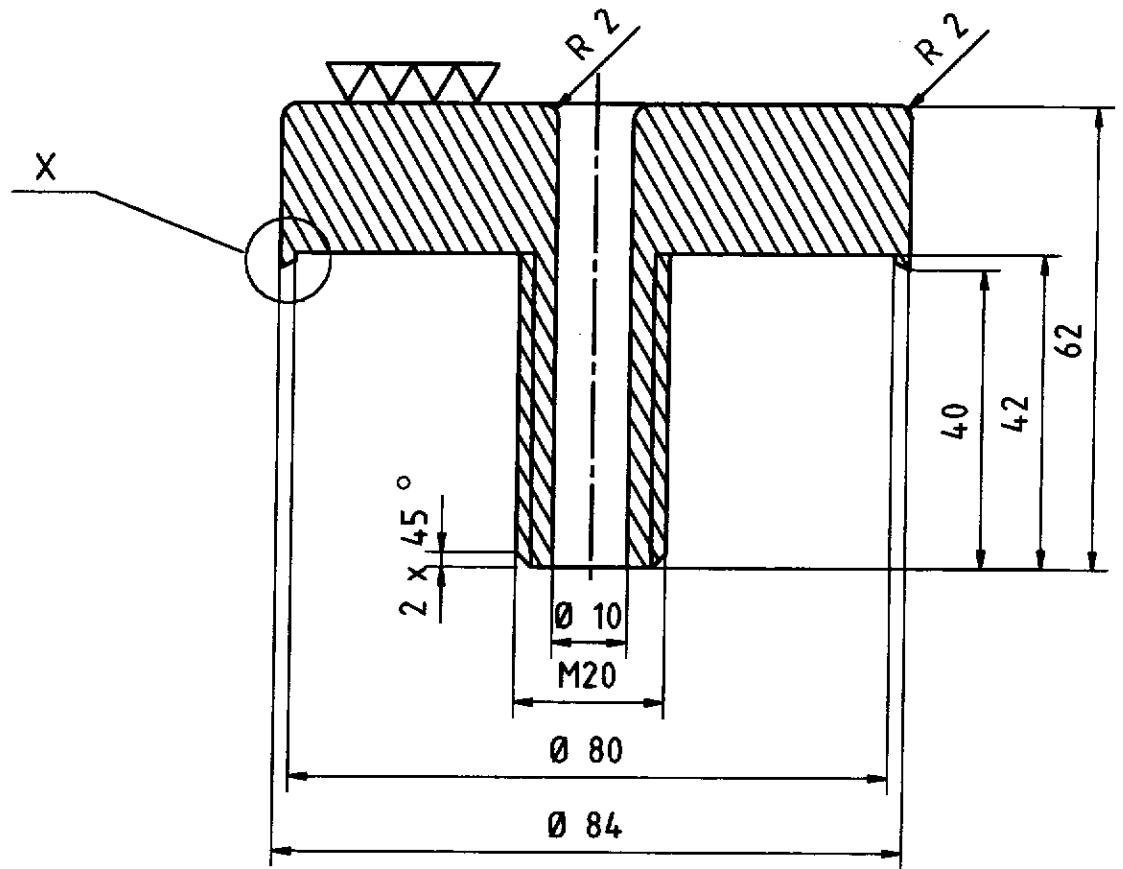


N8

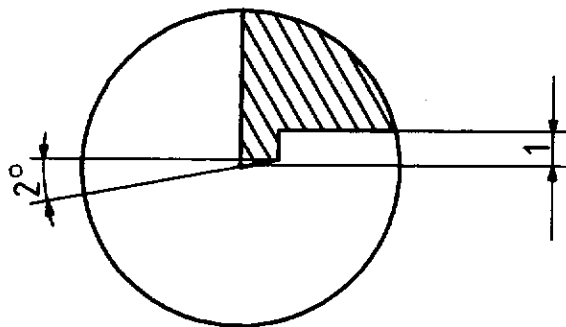
Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab 2 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff) VA	
	Datum	Name	(Benennung) Rohrstück 2
Bearb.			
Gepr.			
Norm			
(Firma) DESY		(Zeichnungsnummer) HF - C03	Blatt 1/1
Urspr.		Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein





Einzelheit "X"



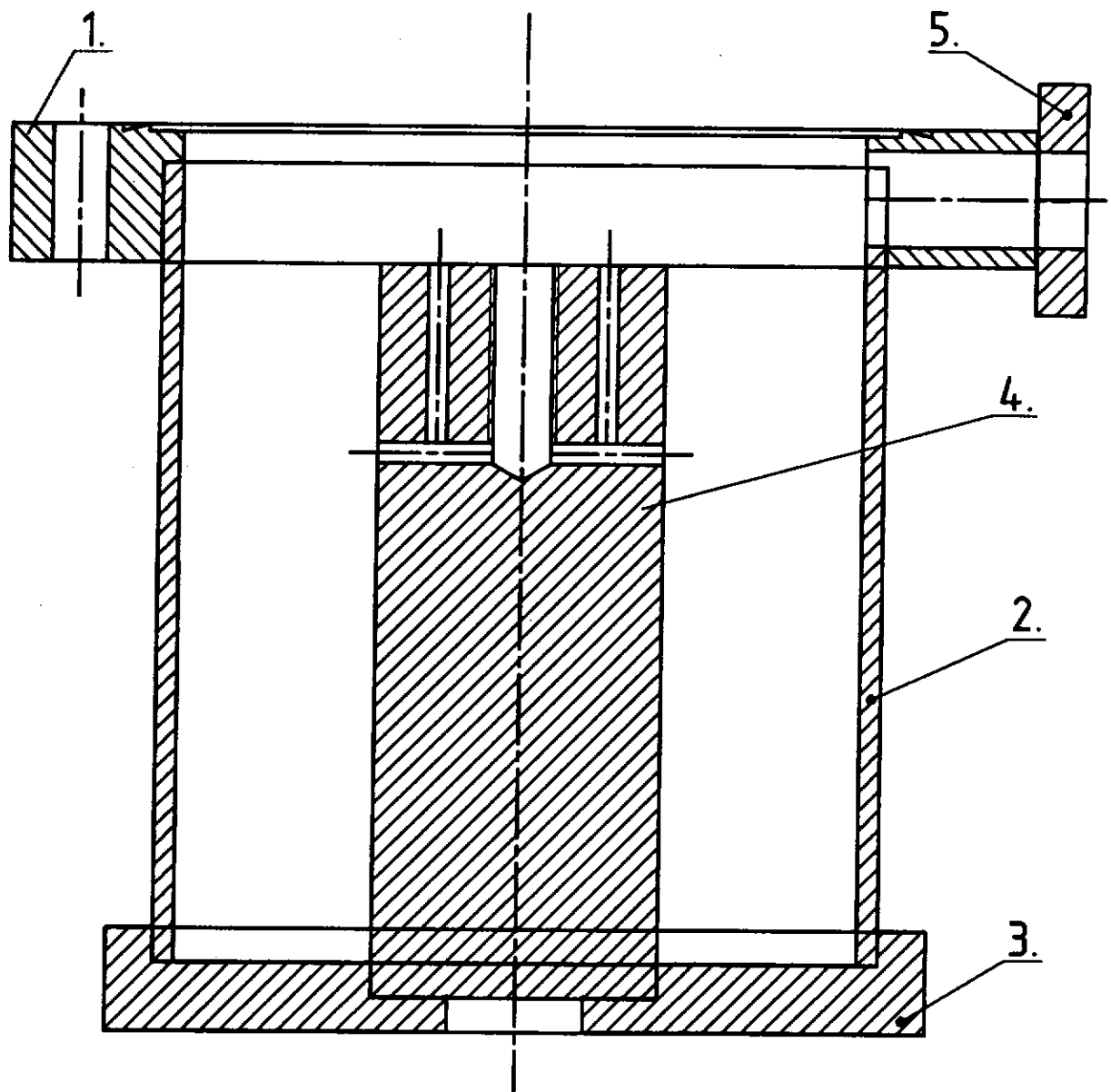
M 5:1

N8

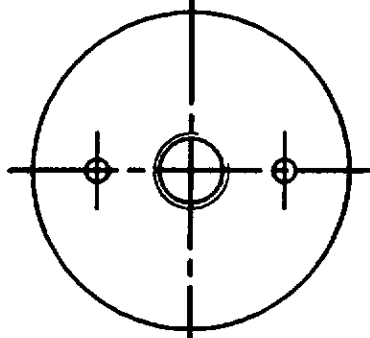
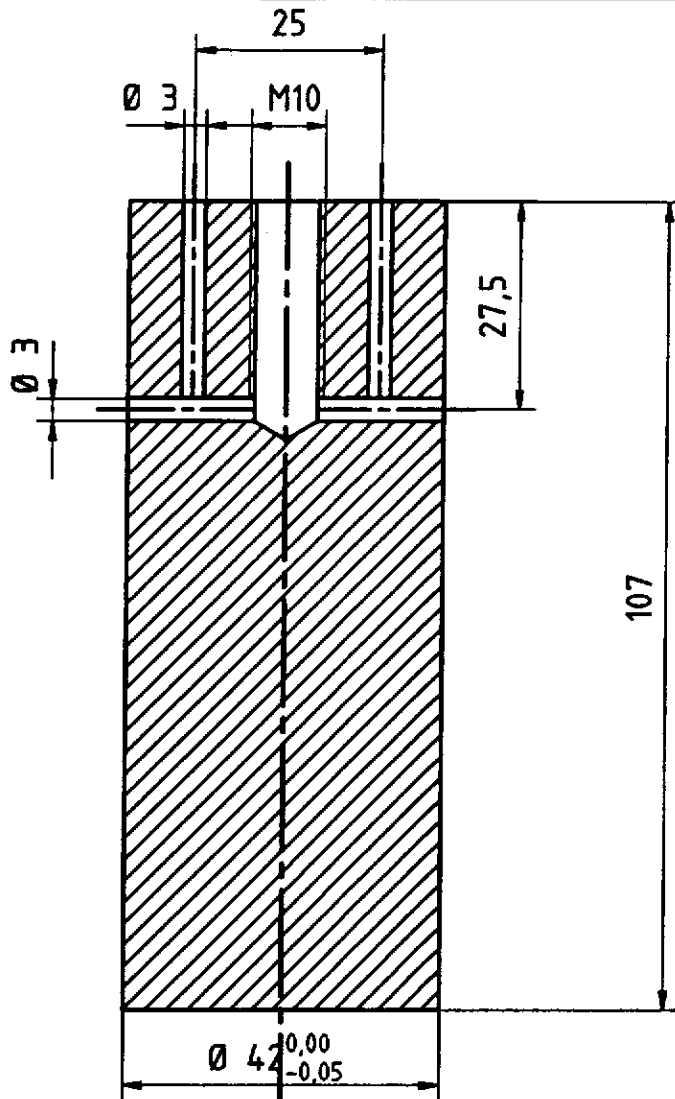
Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	2 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Elektrode oben	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - C04
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch : Onk / Stein	
			Blatt	1/1
			Blätter	

Teil-Nr.	Benennung	Sach-Nr.	Stückzahl	Werkstoff	Bemerkung
	Hutflansch (komplett) besteht aus:	HF - D00			
1	Flanschunterteil	HF - D01	1	1.4435	CA100
2	Rohrstück 1	HF - D02	1	Cu	Rohr 106 x 3
3	Deckel	HF - D03	1	Cu	
4	Rohrstück 2	HF - D04	1	Cu	Rohr 42 x 2
5	Flansch		1	1.4435	CA 16

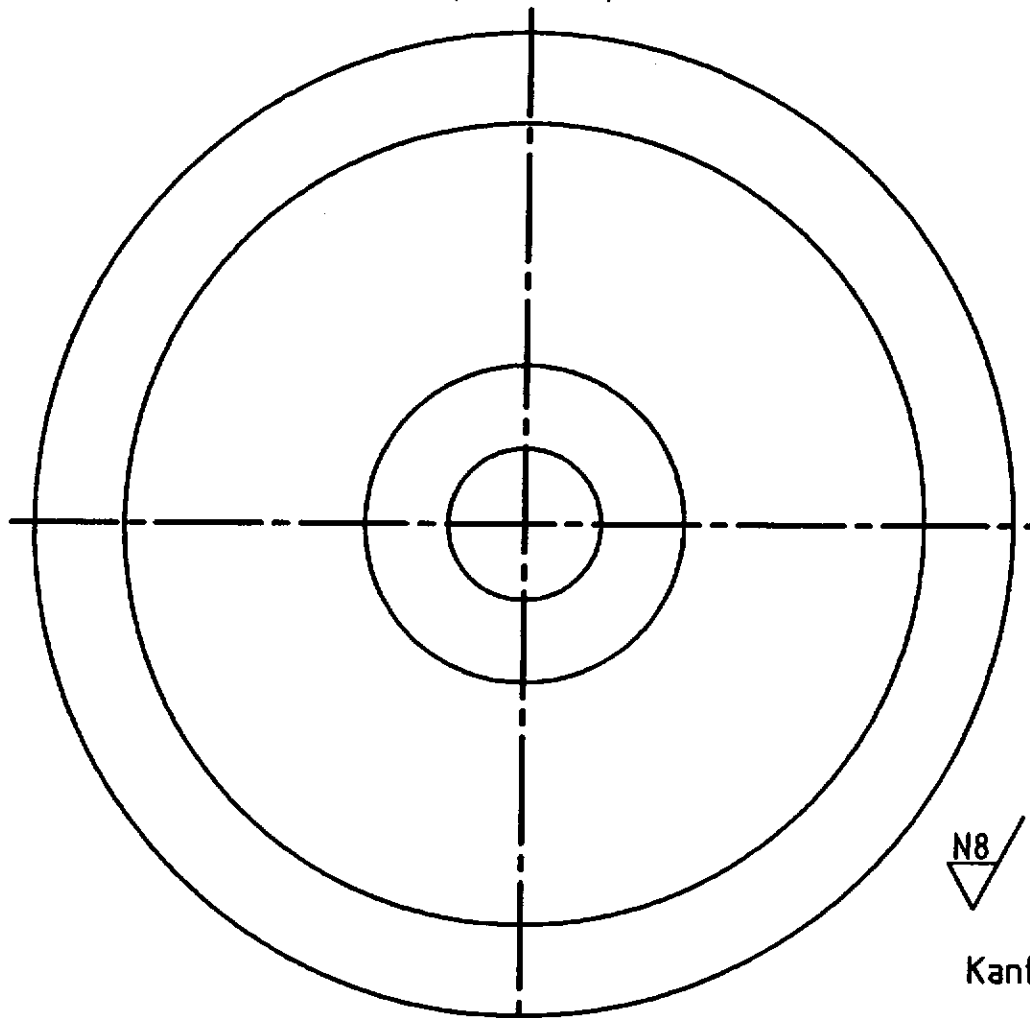
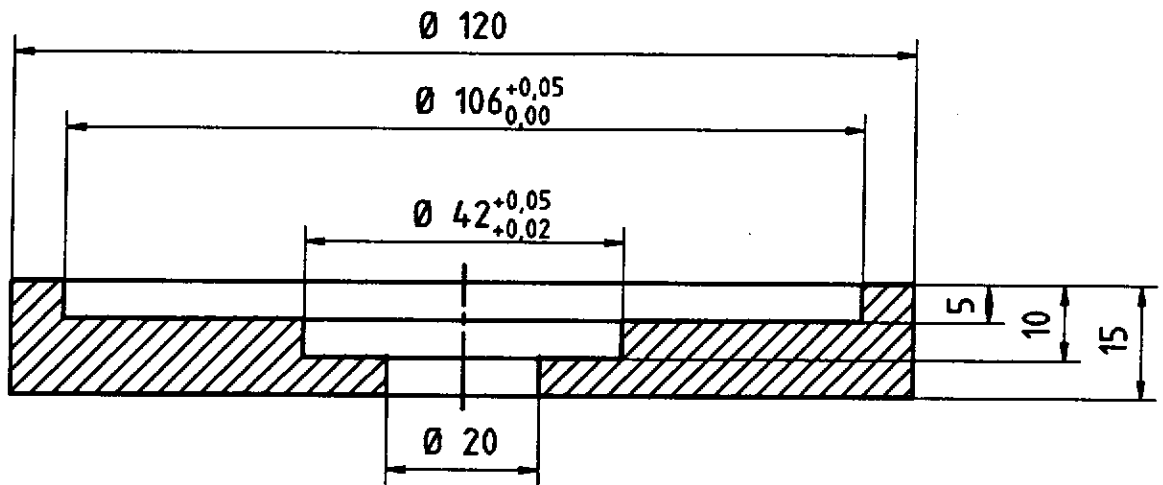


(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu / VA	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb			Resonatorunterteil ( Längsschnitt )	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - D00
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch : Onk / Stein	
				Blatt 1/2 Blätter



Kanten gebrochen

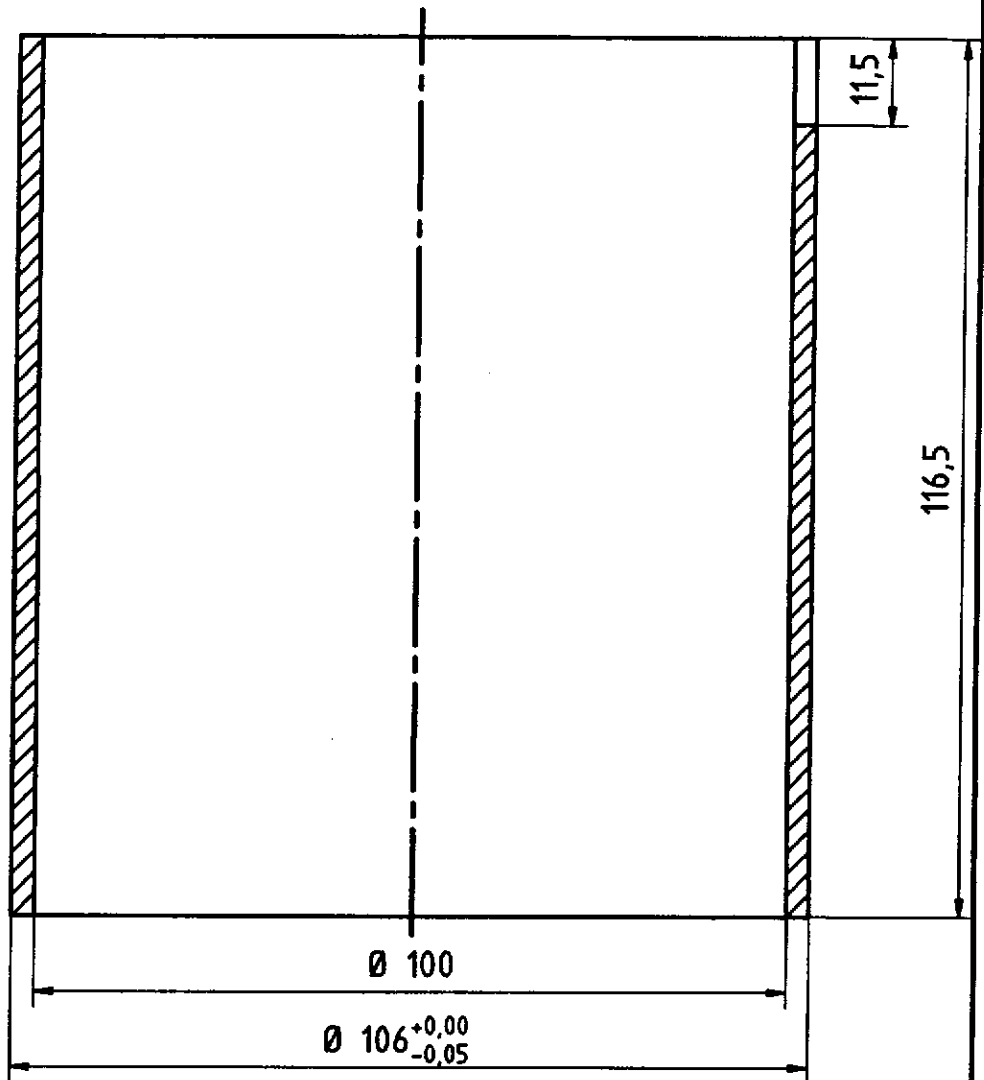
(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Rohrstück 2	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - D04
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch : Onk / Stein	
			Blatt	1/1
			Blätter	



N8

Kanten gebrochen

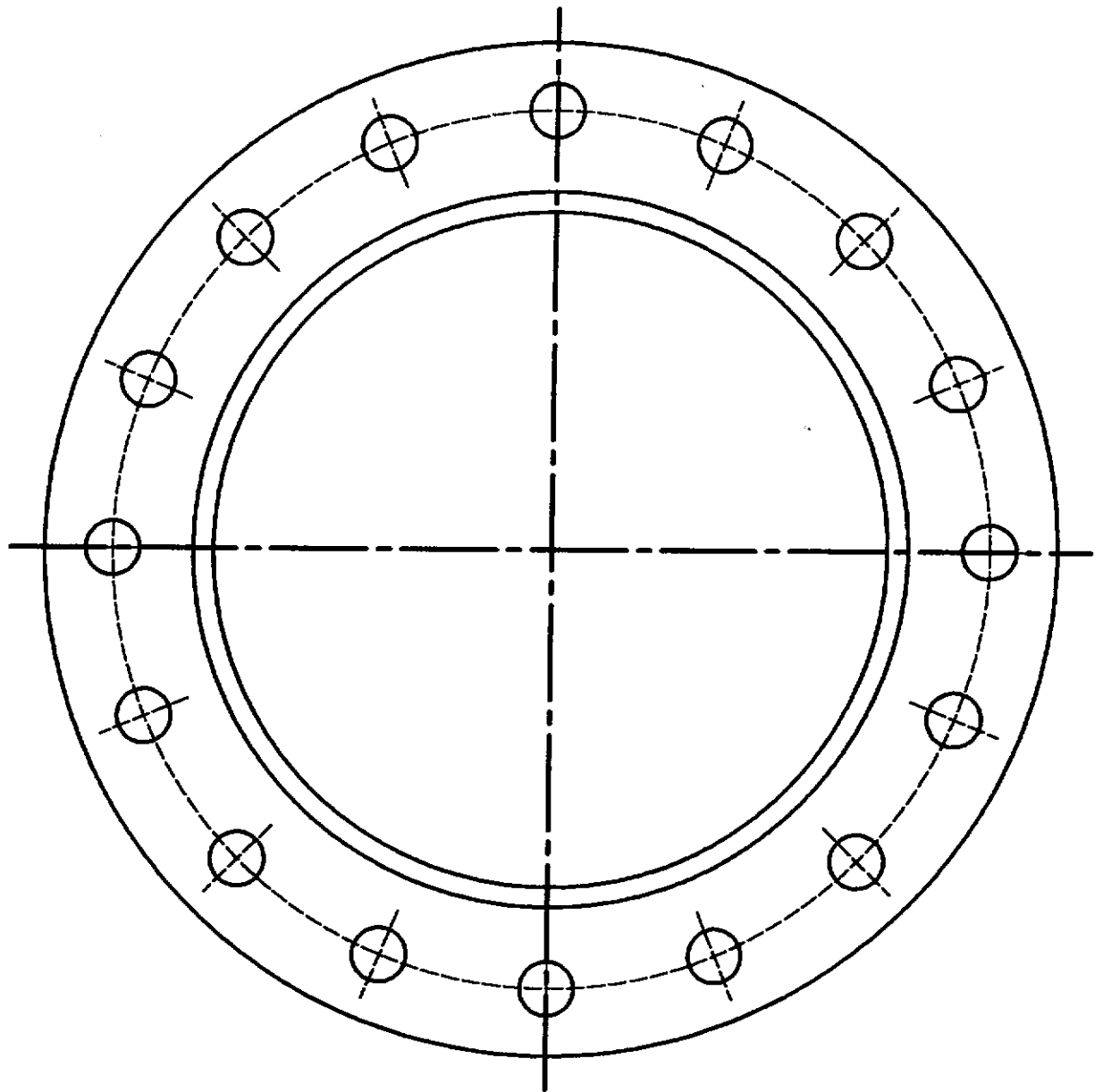
(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu	
	Datum	Name	(Benennung)	
Bearb.			Deckel	
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - D03
Urspr.			Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein
				Blatt 1/1
				Blätter



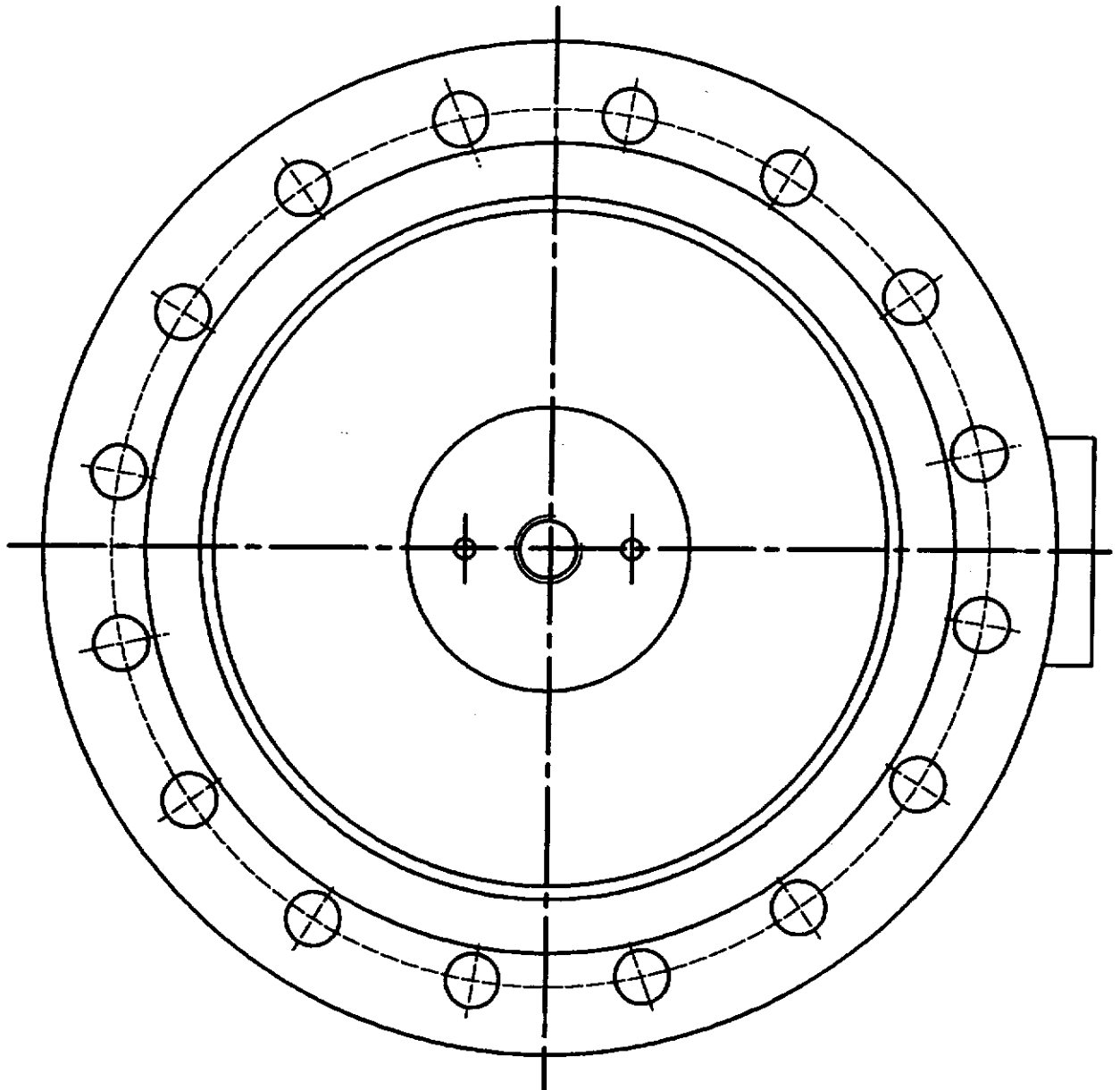
N8

Kanten gebrochen

(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff) Cu	
	Datum	Name	(Benennung) Rohrstück 1
Bearb.			
Gepr.			
Norm			
(Firma) DESY		(Zeichnungsnummer) HF - D02	Blatt 1/1
Urspr.		Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein

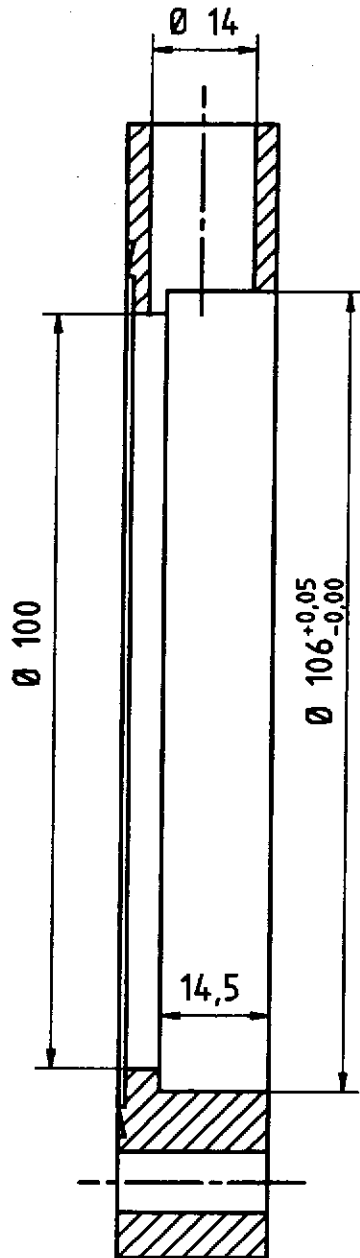


(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Blindflansch CA100
	Datum	Name	(Benennung)
Bearb.			Flanschunterteil ( Draufsicht )
Gepr.			
Norm			
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)
			HF - D01
Urspr.	Ers. für :		Ers. durch : Onk / Stein
			Blatt 2/2
			Blätter



(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab 1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Cu / VA
	Datum	Name	(Benennung)
Bearb.			Resonatorunterteil ( Draufsicht )
Gepr.			
Norm.			
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)
			HF - D00
Urspr.	Ers. für :	Ers. durch : Onk / Stein	
			Blatt 2/2 Blätter





(Zul. Abw.)	(Oberfl.)	Maßstab	1 : 1	(Gewicht)
		(Werkstoff)	Blindflansch CA100	
	Datum	Name	(Benennung)	Flanschunterteil ( Schnitt )
Bearb.				
Gepr.				
Norm				
(Firma)	DESY		(Zeichnungsnummer)	HF - D01
Urspr.		Ers. für :	Ers. durch :	Onk / Stein
				Blatt 1/2 Blätter