

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

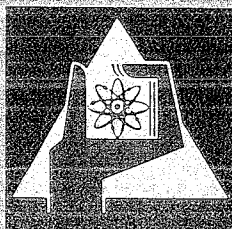
Juni 1972

KFK 1631

Institut für Experimentelle Kernphysik

Zur Einkopplung von Hochfrequenzleistung
in supraleitende Ablenkresonatoren für einen Teilchenseparator

H. C. Eschelbacher



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1972

KFK 1631

Institut für Experimentelle Kernphysik

ZUR EINKOPPLUNG VON HOCHFREQUENZLEISTUNG IN SUPRALEITENDE
ABLENKRESONATOREN FÜR EINEN TEILCHENSEPARATOR

von

Hanns C. Eschelbacher^{*)}

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

^{*)} Von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität (T.H.)
Karlsruhe genehmigte Dissertation

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Experimentelle Kernphysik im Rahmen der Forschungs- und Entwicklungsarbeiten zum Bau eines supraleitenden Hochfrequenzteilchenseparators für CERN. Sie liefert einen Beitrag zum Problem der Einkopplung von Hochfrequenzleistung in supraleitende Resonatoren mit Güten zwischen 10^8 und 10^{11} im GHz-Bereich. Bei Resonatoren mit diesen extrem hohen Güten ist der Bedarf an HF-Leistung zur Erzeugung von hohen Feldstärken im Resonator zwar nur gering, sie muß aber von einem "warmen" HF-Generator außerhalb des Kryostaten zugeführt werden. Infolgedessen ergibt sich die Schwierigkeit, an der Übergangs- bzw. Kopplungsstelle zwischen dem supraleitenden Resonator und der nicht supraleitenden Zuleitung die unerwünschten HF-Verluste durch Dämpfung sowie Kälteverluste durch Wärmeleitung im Koppelglied zu vermeiden. Die HF-Verluste, welche in einem nicht supraleitenden Koppelgebiet entstehen, können die Verluste im Resonator weit überschreiten. Deshalb war es notwendig, eine supraleitende HF-Einkopplung zu entwickeln.

Diese neuartige Einkopplung macht Gebrauch von einem zylindrischen Cutoff-Kamin, in dem alle Wellentypen exponentiell abklingen. Zur Ankopplung dient jedoch nicht die Grundwelle (TE_{11}), sondern die stärker abklingende TM_{01} -Welle, die vom Resonatorfeld über ein Koppelloch angeregt wird und die auf der dem Resonator abgewandten Seite an eine in den Kamin tauchende gekühlte Koaxialleitung ankoppelt, die mechanisch verschiebbar ist.

Eine Darstellung der Kopplung zwischen Resonator und Leitung mit dem Cutoff-Kamin als Zwischenglied wird auf der Basis der Anregung der koppelnden Felder durch äquivalente Dipolmomente entwickelt. Diese Darstellung gestattet, die verschiedenen Verlustursachen des variablen Koppelsystems zu untersuchen und abzuschätzen. Messungen an supraleitenden Modellresonatoren und Ablenkresonatoren bestätigen, daß die Koppelverluste dieses Systems erst bei Resonatorgüten größer 10^{10} bemerkbar werden.

Die Feldüberhöhungen am Rande des Koppelloches führen zu erhöhten Verlusten und können aufgrund von Überhitzung die Zerstörung der Supraleitung im Koppelgebiet verursachen. Es wird eine Methode, diese Überhöhungen zu kompensieren, angegeben, die durch Messungen der Felder am Koppelloch und im Ablenkresonator nach der Störkörpermethode bestätigt wird.

Abstract

This paper is part of the work performed at the Kernforschungszentrum Karlsruhe for a "Superconducting RF-Particle Separator" for CERN. The coupling of RF-power into superconducting cavities in the GHz-region with Q-values of 10^8 to 10^{11} is discussed.

The RF-power required is very small but additional losses occur in the coupling system which can limit the superconducting performance of the cavity.

A superconducting variable coupling system is developed which is cooled by liquid helium.

Measurements and calculations yield the coupling losses of this system to be of the order of 10^{-10} . Measurements of the field enhancement at the edges of the coupling hole were performed by use of perturbation methods. A procedure is described to compensate this field enhancement by a treatment of the flatness of the deflecting structure.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
- 1.1 Prinzip des Hochfrequenz-Teilchenseparators
- 1.2 Supraleitende Deflektoren

2. Anforderungen an die Struktur des Ablenkresonators
- 2.1 Eigenschaften von periodischen Strukturen
- 2.2 Die Felder in einem Ablenkresonator
 - a) Mode-Stabilisation
 - b) Hochfrequenzeinkopplung
 - c) Spitzenfeldstärken und Flatnes

3. Anforderungen an die Hochfrequenz-Einkopplung für supraleitende Resonatoren
- 3.1 Verluste durch Koppelfelder
- 3.2 Variable Kopplung
 - 3.2.1 Variable Kopplung durch exponentiell abklingende Amplituden
- 3.3 Feldüberhöhungen am Koppelloch
- 3.4 Ultrahochvakuum Anforderungen

4. Beschreibung der Kopplung durch das Ersatzschaltbild
- 4.1 Einfach angekoppelter Resonator
- 4.2 Zweifach angekoppelter Resonator
- 4.3 Verschiedene Einstellungen der Kopplung
- 4.4 Meßverfahren zur Bestimmung des Koppelfaktors

5. Beschreibung der Kopplung durch die elektromagnetischen Felder
 - a) Allgemeines zur Kopplung
 - b) Kopplungsfaktor
- 5.1 Anregung von Wellen
 - 5.1.1 Darstellung der Felder
 - 5.1.2 Anregung von Wellen im Wellenleiterrohr
 - 5.1.2.1 Bemerkungen zur Anregung durch flächenhaft in einer Querschnittsebene verteilte Quellen
 - 5.1.2.2 Bemerkungen zur Anregung durch Dipole
 - 5.1.2.3 Darstellung der Felder bei Dipolanregung
 - 5.1.3 Leistungsfluß der angeregten Wellen im Wellenleiter

- 5.2 Kopplungsglieder
 - 5.2.1 Polarisierbarkeiten von Koppellöchern
 - 5.2.2 Experimentelle Bestimmung der Polarisierbarkeiten
 - 5.2.3 Einfluß der endlichen Wanddicke am Koppelloch
- 5.3 Ankopplung einer koaxialen Leitung an die Felder des Koppelkamins
 - 5.3.1 Felder im Koppelkamin
 - 5.3.2 Leistung im Koppelkamin
 - 5.3.3 Einfluß der Ohmschen Verluste im Koppelglied
 - a) Verluste in der Wand des Cutoff-Kamins
 - b) Verluste am Koppelstift
- 5.4 Felder am Koppelloch
- 6. Einfluß der Betriebsbedingungen auf die Kopplung
 - 6.1 Betriebsbedingungen eines supraleitenden Teilchenseparators
 - 6.2 Leistungsanforderungen
 - 6.3 Beeinflussung der Resonanzfrequenz und Modestabilität bei Variation der Kopplung
- 7. Messungen der Feldüberhöhungen am Koppelloch und in der Koppelzelle und ihre Kompensation
 - 7.1 Meßaufbau
 - 7.2 Messungen bei Einkopplung in einer Endhalbzelle des Resonators
 - 7.2.1 Feldverteilung auf der ebenen Endplatte und vor dem Koppelloch
 - 7.2.2 Feldverteilung am Innenrand des Koppelloches
 - 7.3 Messungen bei Einkopplung in die Koppelzelle
 - 7.3.1 Messungen mit verstimmter und korrigierter Koppelzelle
- 8. Ausführung des Einkoppelsystems

1. Einleitung

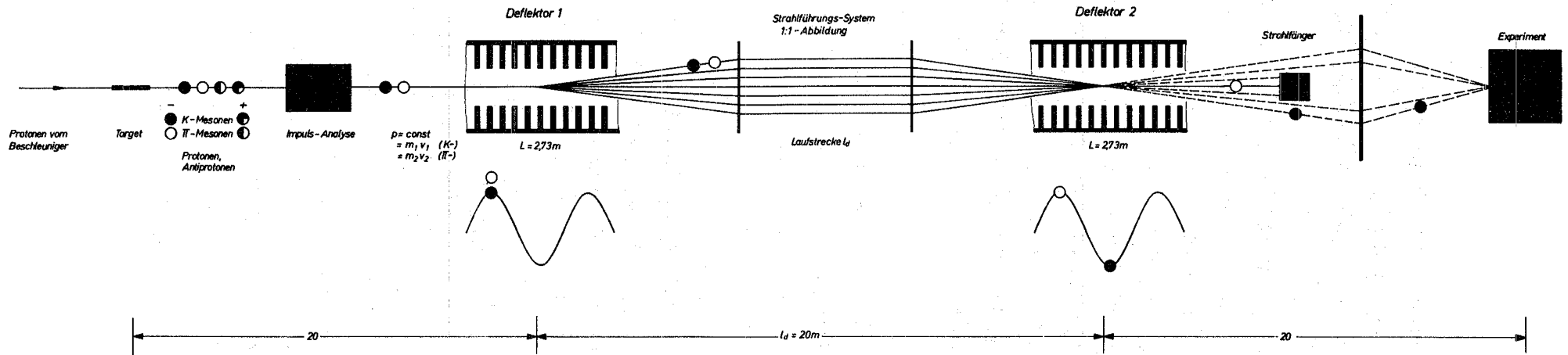
1.1 Prinzip des Hochfrequenz-Teilchenseparators

Ein Teilchenseparator dient der Trennung hochenergetischer Elementarteilchen, die in einem Target entstehen, das von dem Primärstrahl eines Beschleunigers getroffen wird. Es gibt zahlreiche Varianten dieses Geräts, deren Wirkungsweise ausführlich in ¹⁷ beschrieben sind. Hier sei kurz das Prinzip des 2-Deflektor-HF-Separators erläutert.¹⁸ Die Trennung geschieht in zwei Schritten. Eine Impulsanalyse mit Hilfe von magnetischen Linsen und Biegemagneten ergibt einen Strahl von Teilchen gleichen Vorzeichens der elektrischen Ladung und gleichen Impulses. Wegen ihrer verschiedenen Ruhemassen haben sie jedoch noch verschiedene Geschwindigkeiten. Durch ein elektrisches Gleichfeld, das senkrecht zur Bewegungsrichtung steht, können Teilchen verschiedener Geschwindigkeiten verschieden weit abgelenkt werden. Dieses Prinzip des "elektrostatischen" Separators beginnt zu versagen, wenn wegen der geringen Geschwindigkeitsdifferenzen hochrelativistischer Teilchen die Differenzen der Ablenkwinkel bei den höchsten erreichbaren elektrostatischen Feldern und den längsten technisch realisierbaren Ablenkkondensatoren zu klein werden.

Ab Teilchenimpulsen von etwa 5 GeV/c benutzt man deshalb anstelle des Gleichfeldes besser ein hochfrequentes Wechselfeld das in einem Ablenkresonator, dem Deflektor, angeregt wird. Jetzt werden nicht die Differenzen der Ablenkwinkel, sondern der Ablenkwinkel selbst für die Trennung wirksam. Fig. 1.1 zeigt das Prinzip dieser Methode: Man benutzt zur Trennung eine Driftstrecke zwischen den beiden Deflektoren, die von den beiden Teilchen die den gleichen Impuls, aber verschiedene Massen und folglich verschiedene Geschwindigkeiten haben, in verschiedenen Zeiten durchlaufen wird. In einem ersten, ca. 3 m langen Deflektor, in dem ein hochfrequentes Wechselfeld mit der Phasengeschwindigkeit $v_{\phi} = c$ angeregt wird, das auf die Teilchen eine zu ihrer Bewegungsrichtung senkrechte Kraft ausübt, werden

Supraleitender Hochfrequenz-Teilchenseparator

2



Gewünschte ● und ungewünschte ○ Teilchen erfahren, abhängig vom Eintrittszeitpunkt, im Deflektor 1 die gleiche Ablenkung $\alpha = \alpha_{\max} \cdot \cos(\omega \cdot t)$

Die Phasenverschiebung zwischen ○ und ● aufgrund der Laufstrecke ist so eingestellt, daß ○ im Deflektor 2 wieder um denselben Winkel α abgelenkt werden, während ● am Strahlröhr vorbei zum Experiment fliegen.

Fig. 1.1:

gewünschte Teilchen mit der Masse M_w und ungewünschte Teilchen mit der Masse M_u , beide mit dem Impuls p und der relativen Geschwindigkeit β um den gleichen Winkel

$$\alpha = \frac{e \cdot E_0 \cdot L}{p \cdot \beta \cdot c} \cos(\omega t + \phi_0) \quad (1.1)$$

abgelenkt. E_0 ist die "äquivalente ablenkende Feldstärke", ϕ_0 die Eintrittsphase des Teilchens relativ zur Phase des HF-Feldes, L die Länge des Deflektors. Die kleine Geschwindigkeitsdifferenz $\beta_w \approx \beta_u \approx 1$ tritt bei der Kürze des Deflektors nicht in Erscheinung. Da die Teilchen kontinuierlich ankommen, treten hinter dem ersten Deflektor alle Ablenkwinkel von $-\alpha_{\max}$ bis $+\alpha_{\max}$ auf; der Strahl ist also zu einem Strich aufgefächert. Eine anschließende Driftstrecke der Länge l_d durchfliegen die Teilchen in verschiedenen langen Zeiten t_w und t_u :

$$t_w = \frac{l_d}{\beta_w c}, \quad t_u = \frac{l_d}{\beta_u c} \quad (1.2)$$

Da wir uns nur für hochrelativistische Teilchen interessieren, für die pc groß gegen die Ruheenergien W_{ow} und W_{ou} ist, erhalten wir für die Laufzeitdifferenz $\Delta t = t_w - t_u$:

$$\Delta t = \frac{l_d}{2p^2 c^3} (W_{ow}^2 - W_{ou}^2) \quad (1.3)$$

Die HF-Phase ϕ_{HF} des zweiten Deflektors ist so eingestellt, daß die ungewünschten Teilchen nach einer optischen 1:1-Abbildung wieder denselben Ablenkwinkel wie im ersten erfahren. Alle ungewünschten Teilchen verlassen den zweiten Deflektor unter dem Winkel 0° . Die gewünschten dagegen kommen mit einer Phasendifferenz $\omega \Delta t$ im zweiten Deflektor an.

Sie erfahren die größte Ablenkung, wenn $\omega \Delta t = \pi$, oder

$$l_d = \frac{\lambda_0 (pc)^2}{W_{ow}^2 - W_{ou}^2} \quad (1.4)$$

Ein Strahlfänger absorbiert die unter 0° auftreffenden Teilchen vollständig, während ein großer Teil der gewünschten unter Winkeln zwischen $-2\alpha_{\max}$ und $+2\alpha_{\max}$ an ihm vorbeifliegt und zum Experiment gelangt.

1.2 Supraleitende Deflektoren

Um in einem Resonator ein Hochfrequenzfeld aufrechtzuerhalten, muß ihm diejenige Leistung zugeführt werden, die durch die in seiner Oberfläche fließenden Wandströme in Wärme umgesetzt wird. Als "Transversale Shuntimpedanz" definiert man in Analogie zu der bei Linearbeschleunigern üblichen Shuntimpedanz das Verhältnis

$$R_{\text{tr}} = \frac{E_0^2}{P_0/L} \quad (1.5)$$

P_0/L steht für die Hochfrequenzleistung, die im Resonator pro Längeneinheit verbraucht wird, wenn eine "äquivalente ablenkende Feldstärke" der Größe E_0 erzeugt werden soll. In R_{tr} , der für den Ablenkresonator charakteristischen Größe, sind die Eigenschaften der Geometrie und sein Oberflächenwiderstand enthalten. R_{tr} hat bei Resonatoren aus Kupfer bei Zimmertemperatur die Größenordnung $10 \text{ M}\Omega/\text{m}$. Um Ablenkwinkel von $1-2 \text{ mrad}$ bei Teilchen von etwa $10 \text{ GeV}/c$ in einem 3 m langen Deflektor zu erzielen, wäre eine HF-Verlustleistung von der Größenordnung 10 MW nötig. So hohe HF-Leistungen sind einerseits im Dauerbetrieb technisch nicht zu erzeugen und sind andererseits trotz der hohen Wärmeleitfähigkeit des Kupfers mit Kühlwasser kaum abzuführen. Man kann deshalb solche Separatoren nur im Impulsbetrieb mit sehr kleinen Tastverhältnissen benutzen.

Für Zählerexperimente ist jedoch ein kontinuierlicher Teilchenstrahl erwünscht. Deshalb suchte man nach Möglichkeiten, die erforderliche HF-Leistung zu reduzieren. Naheliegend ist eine Verlängerung der Deflektoren. Da die Apertur die Eigenschaften des Deflektors stark mitbestimmt und nicht beliebig vergrößert werden kann, verringert sich dadurch die Akzeptanz und somit die Zahl der separierten Teilchen. Die Begrenzung liegt, wie man

sieht, am hohen Oberflächenwiderstand des Kupfers bei Zimmertemperatur.

Eine Verringerung der erforderlichen HF-Leistung um mehr als 5 Zehnerpotenzen ist durch die Anwendung der Supraleitung möglich. Im Gegensatz zu der bei Gleichstrom bekannten Erscheinung wird der Wechselstromwiderstand eines Supraleiters theoretisch erst bei 0 K exakt zu Null. Bis dahin tragen die noch vorhandenen normalleitenden Elektronen zu den Ohmschen Verlusten bei. Da ihre Dichte von der Sprungtemperatur T_c ab zum absoluten Nullpunkt hin exponentiell abnimmt, wird der Oberflächenwiderstand eines Supraleiters bei Frequenzen, die klein gegen die Energielücke Δ sind, durch

$$R_s = R_o \cdot \omega^\alpha e^{-\Delta/k_B T} = R_{BCS} \quad (T < T_c/2) \quad (1.6)$$

gegeben. Der Materialparameter α ist für Blei ($T_c = 7,2$ K) und Niob ($T_c = 9$ K) gemessen und berechnet worden^{19,20} er beträgt $\alpha \approx 1,8$. k_B ist die Boltzmannkonstante und Δ der Gapparameter des Supraleiters. Im Temperaturbereich von T_c nach 0 K ergibt sich eine steile Abhängigkeit des Oberflächenwiderstandes von der Temperatur. Dieses aus der BCS-Theorie für ideale Oberflächen folgende Gesetz muß für reale Oberflächen durch einen temperaturunabhängigen Restwiderstand R_{res} ergänzt werden:

$$R_s = R_{BCS}(T) + R_{res} \quad (1.7)$$

Versuche, diesen Restwiderstand zu erklären, sind noch nicht abgeschlossen.²⁰ Systematische Untersuchungen an Resonatoren mit einfacher Geometrie²⁴ (TE_{010} , TM_{011} udgl.) führten zu einer immer weiter verbesserten Präparationstechnik der supraleitenden Oberflächen, so daß Verbesserungsfaktoren von bisher maximal einigen 10^6 erreicht werden konnten. Diese Werte können nur erreicht werden, wenn die Resonatoren mit größter Sorgfalt und Sauberkeit präpariert werden und verhindert wird, daß die Oberflächen durch Staub und Gase usw. kontaminiert werden können.

Diese strengen Bedingungen verlangen z.B., daß die Hochfrequenz Ein- und Auskopplungen ultrahochvakuumdicht sein müssen, was in den Abschnitten 3 und 8 noch beschrieben wird.

Ein zweites Problem tritt bei dem Versuch auf, hohe Feldstärken in supraleitenden Resonatoren zu erzeugen. Es zeigt sich nämlich, daß bereits vor dem Erreichen der kritischen Magnetfeldstärke Feldzusammenbrüche auftreten können, die durch aus der Oberfläche austretende Elektronen, oder durch normalleitend werden einzelner Stellen der Oberfläche aufgrund von Unebenheiten, Feldüberhöhungen oder schlechter Wärmeleitung ausgelöst werden. Auch hier erweist sich die Notwendigkeit der hohen Oberflächenqualität und der Vermeidung von Feldüberhöhungen an den Öffnungen für die Ein- und Auskopplung in der Resonatorwand.

Am Institut für Experimentelle Kernphysik ist ein supraleitender Teilchenseparator für die Trennung von K^- - und π^- -Mesonen bzw. von Antiprotonen und π^- -Mesonen im Bau,⁴⁴⁻⁴⁹ dessen wesentliche Parameter in Tabelle 1.I zusammengefaßt sind. Sie sind in ⁴⁸ erläutert und begründet. Einen Beitrag zur Einkopplung von Hochfrequenzleistung in die Ablenkresonatoren soll diese Arbeit leisten.

Tabelle 1.I

Wesentliche Parameter des geplanten supraleitenden Teilchenseparators

Impulsbereich	5 - 15 GeV/c
Betriebsfrequenz f_0	2855 MHz
Betriebstemperatur	1,8 K
Länge eines Deflektors L	2,730 m
Abstand zwischen den Deflektoren l_d	20 m
Äquivalente ablenkende Feldstärke E_0	2 MV/m
Maximale elektrische Feldstärke E_p	11 MV/m
Maximales magnetisches Feld B_p	$310 \cdot 10^{-4}$ Vs/m ²
Verbesserungsfaktor des Oberflächenwiderstandes I	> 10 ⁵
Transversale Shuntimpedanz des Deflektors $R_{tr}(1,8K)$	> $11 \cdot 10^5$ M Ω /m
Geometriefaktor des Deflektors $G=Q_0 \cdot R_s$	136 Ω
$R_{tr} \cdot R_s$	$\geq 0,122$ M Ω /m $\cdot\Omega$

2. Anforderungen an die Struktur des Ablenkresonators

2.1 Eigenschaften von periodischen Strukturen

Im Innern eines Hohlleiters treten fortschreitende elektromagnetische Wellen auf, die auf geladene Teilchen, die sich mit einer dieser Wellen in Phase befinden, Kräfte ausüben als ob sich die Teilchen im konstanten Feld befinden würden. Die Bedingung dafür ist, daß die Teilchengeschwindigkeit \vec{v} und die Phasengeschwindigkeit v_ϕ der Welle übereinstimmen. Wenn diese sogenannte Synchronbedingung erfüllt ist, wird die auf die Teilchen wirkende Kraft maximal. Nun ist aber im normalen Hohlleiter $v_\phi > c$, eine Synchronbedingung läßt sich daher nicht herstellen. Man kann durch Beladung des Hohlleiters mit einer periodischen Struktur jedoch erreichen, daß mindestens eine der unendlich vielen durch die Beladung entstandenen Partialwellen eine Phasengeschwindigkeit kleiner als c bekommt, d.h. die Synchronbedingung erfüllen kann. Auf diesem Prinzip beruhen Beschleuniger und Separatoren.

In einer solchen periodischen Struktur (Periodenlänge h) kann das Feld $E(z,t)$ nach Floquet in der Form

$$E(z,t) = A \cdot F(z) e^{j(\omega t + kz)} + B \cdot F(-z) e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.1)$$

dargestellt werden. Entwickelt man die periodische Funktion $F(z) = F(z+h)$ in eine Fourierreihe, so sieht man, daß das Feld einer Überlagerung unendlich vieler Wellen zur gleichen Frequenz ω , jedoch mit unendlich vielen Phasengeschwindigkeiten entspricht.

Durch Abschließen des beladenen Hohlleiters mit leitenden Wänden entstehen stehende Wellen. In diesem Resonator mit vorgegebener Länge $L = N \cdot h$ (N = Zellenzahl, h = Zellenlänge) gestatten die zusätzlichen Randbedingungen nur noch die Anregung diskreter Frequenzen. Folglich muß die Strukturgeometrie so gewählt werden, daß die Synchronbedingung für eine der Partialwellen, meist die Grundwelle, erfüllt ist.

Von den Phasengeschwindigkeiten der Partialwellen ausgehend lassen sich die verschiedenen Wellenlängen der $N+1$ Grundwellen, die in einem N -zelligigen Resonator anregbar sind, bestimmen.

$$\frac{2\pi}{\lambda_n} \cdot h = \frac{n\pi}{N} \quad (n = 0, 1, \dots, N) \quad (2.2)$$

Unser Ablenkresonator soll im $\pi/2$ -mode* betrieben werden, d.h. $n = N/2$, so daß die Phasenverschiebung von Zelle zu Zelle $\pi/2$ beträgt (Fig. 2.1).

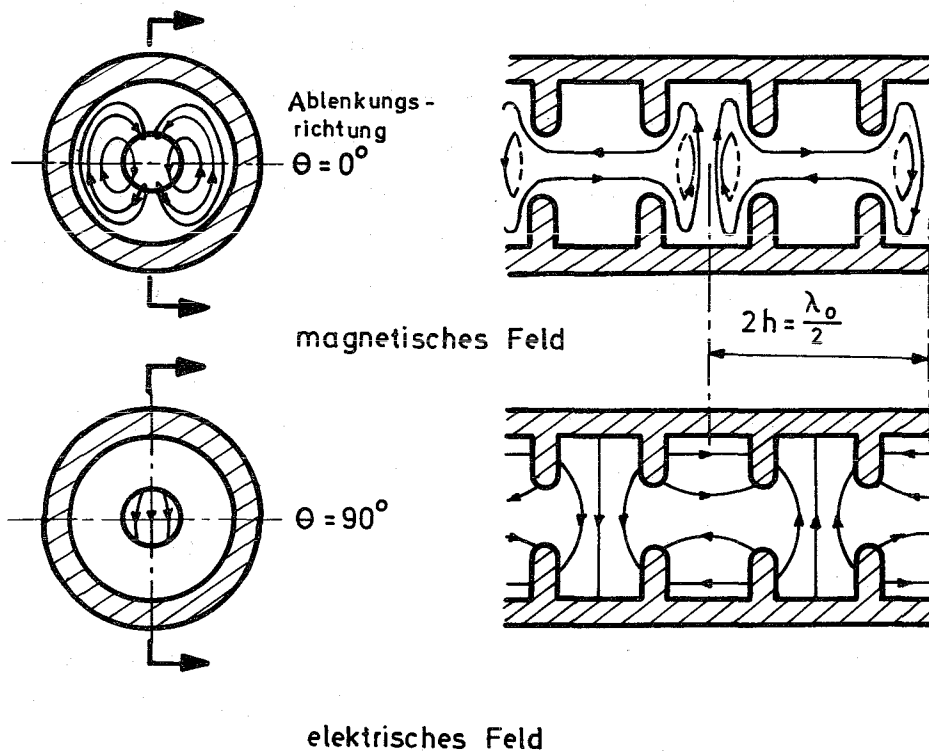


Fig. 2.1: Feldverteilung des ablenkenden $HEM_{11}-(\pi/2)$ modus

*Das Wort "mode" wird in dieser Bedeutung nur in diesem Abschnitt verwendet, und zwar zur Kennzeichnung einer longitudinalen Feldverteilung mit bestimmter Phasenverschiebung von Zelle zu Zelle. Im weiteren bezieht sich das Wort "mode" immer auf die typischen Feldverteilungen der TE-, TM- usw. -modes.

Der $\pi/2$ -mode bietet gegenüber den anderen modes gewisse Vorteile. Wegen seiner hohen Gruppengeschwindigkeit ist er relativ unempfindlich gegen Verstimmungen der Resonanzfrequenzen der einzelnen Zellen. Da der Deflektor aus mehreren Sektionen zusammengesetzt werden soll, muß es Querschnittsebenen geben, über die keine Ströme fließen. Solche Ebenen finden sich im $\pi/2$ -mode in jeder zweiten Zelle, da erregte und unerregte Zellen einander abwechseln.

2.2 Die Felder in einem Ablenkresonator

In den Deflektoren wird ein Hochfrequenzfeld angeregt, das auf die in z-Richtung hindurchfliegenden Teilchen eine transversale Kraft F_{tr} ausübt. Garault²¹ zeigt, daß sich unter der Voraussetzung eines homogenen isotropen Mediums aus den Maxwell'schen Gleichungen und der Lorentz-Kraft $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ für die transversale Kraft auf ein Teilchen mit der Ladung q und der Geschwindigkeit $\vec{v} = v_z$

$$\vec{F}_{tr} = q \left[\left(1 - \frac{v_z}{v_\phi}\right) \vec{E}_{tr} + j \frac{v_z}{\omega} \text{grad}_{tr} E_z \right] e^{j(\omega t - kz + \phi_0)} \quad (2.3)$$

ergibt. Für synchrone Teilchen mit der Geschwindigkeit $v_z = v_\phi$, der Phasengeschwindigkeit der Welle, ist nur der zweite Term von Null verschieden. Daraus ist ersichtlich, daß von Resonatoren mit rein transversalen elektrischen Feldern (TE- und TEM-Wellen) keine ablenkenden Kräfte beigetragen werden können. Darüberhinaus folgt, daß für hochrelativistische Teilchen ($v_z = v_\phi = c$) auch die TM-Wellen keinen Beitrag zur transversalen Kraft liefern, weil der Term $(\text{grad}_{tr} E_z)$ verschwindet.²²

Es ist jedoch möglich, in rotationssymmetrischen, irisbeladenen Hohlleitern bestimmter Struktur eine Welle anzuregen, bei der TE- und TM-Wellen so linear kombiniert sind, daß auch bei synchronen und hochrelativistischen Teilchen eine transversale Ablenkung möglich ist. Diese speziellen Wellentypen, bei denen bei $v_\phi = c$ ein endliches E_z und H_z vorhanden ist, werden "HEM-Wellen" bezeichnet. Es ist bisher unmöglich, die Feldverteilungen dieser HEM-Wellen in geschlossener Form zu berechnen. Es existieren aber eine ganze Reihe gut brauchbarer numerisch rechnerischer

Näherungsverfahren^{25, 26, 36} und Meßverfahren für die Feldverteilung.^{27, 28}

a) Mode-Stabilisation

Der in diesen speziellen HEM-Wellen dominierend enthaltene Wellentyp ist die TM_{11} -Welle, die maßgeblich die magnetischen Feldstärken an der Resonatorwand bestimmt (Fig. 2.1). Diese Feldkonfiguration ist entartet, d.h. sie hat die Eigenschaft, daß bei der gleichen Frequenz zwei Resonanzen angeregt werden können, die um 90° gegeneinander gedreht sind und deshalb in zwei um 90° verdrehte Richtungen ablenken. Es muß also Vorsorge getroffen werden, daß in den um 90° versetzten mode keine HF-Leistung gekoppelt wird, da diese zusätzlich unerwünschte und teure Wärmeverluste produziert, und daß der ablenkende mode so stabilisiert wird, daß die Ablenkung nur in der gewünschten Richtung erfolgt. Auf den Einfluß der HF-Einkopplung auf die Modestabilisierung wird in Abschnitt 6 eingegangen.

b) Hochfrequenzeinkopplung

Aus der Feldverteilung des ablenkenden HEM_{11} -modes sieht man, daß die Einkopplung von HF-Leistung am günstigsten über das magnetische Feld H_θ bei $H_{\theta\max}$ ($\theta = 0^\circ$) geschehen kann. (Fig. 2.1 und 2.2)

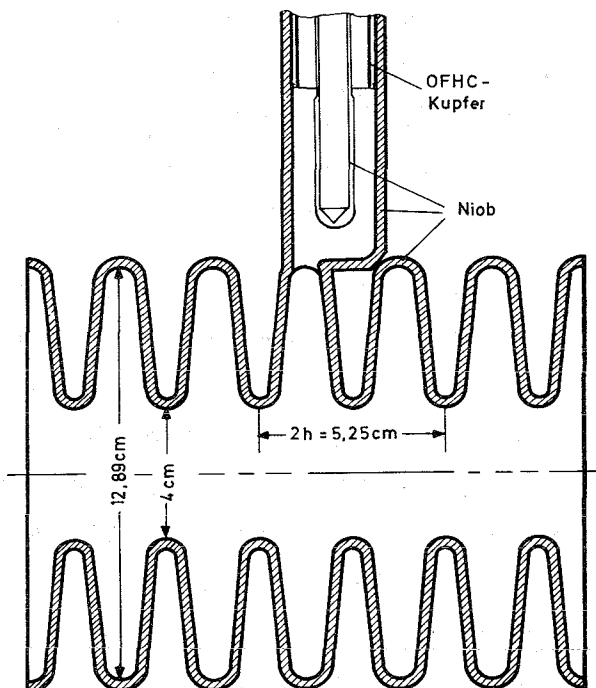
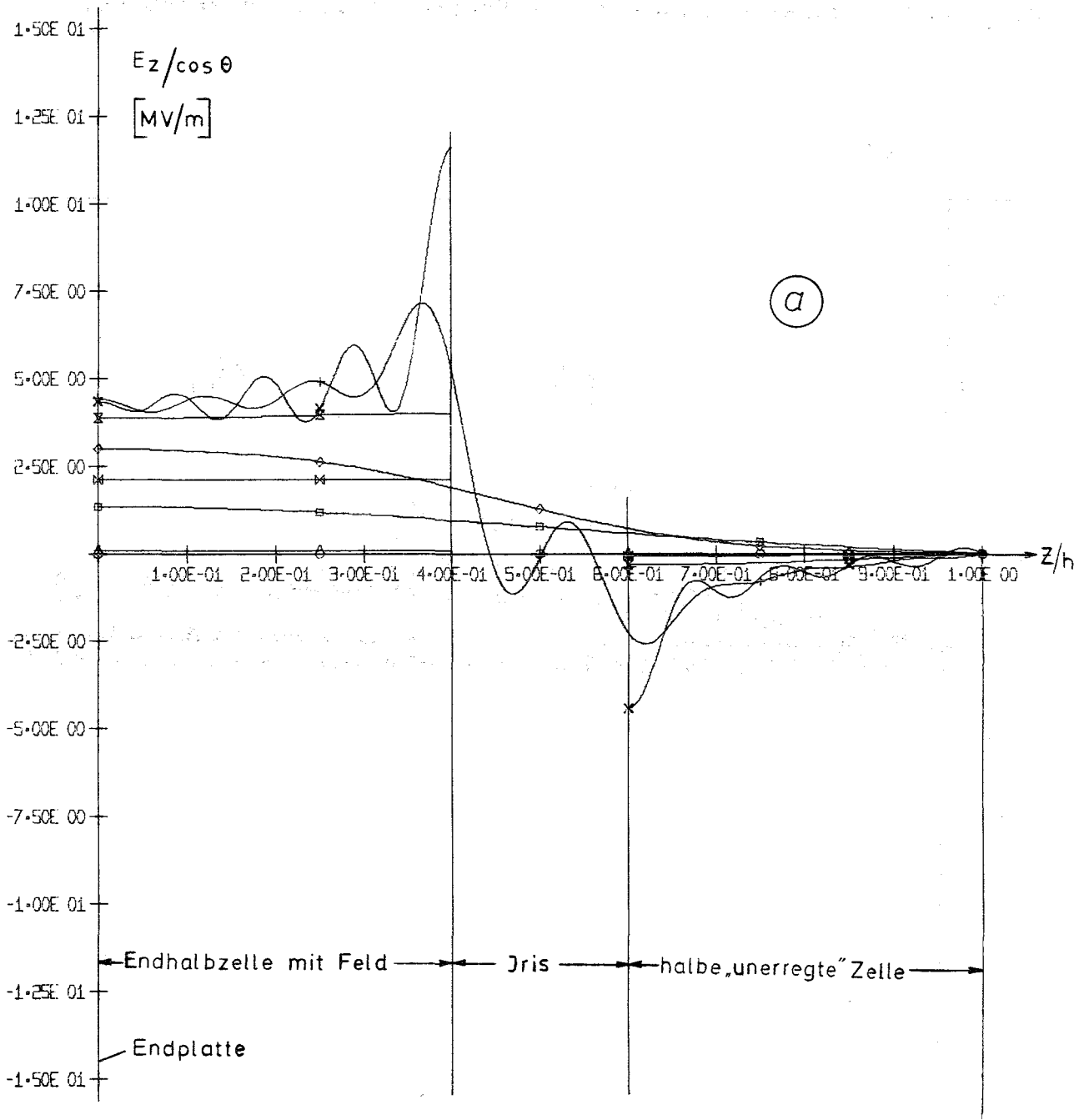


Fig. 2.2: HF-Einkopplung in den Ablenkresonator

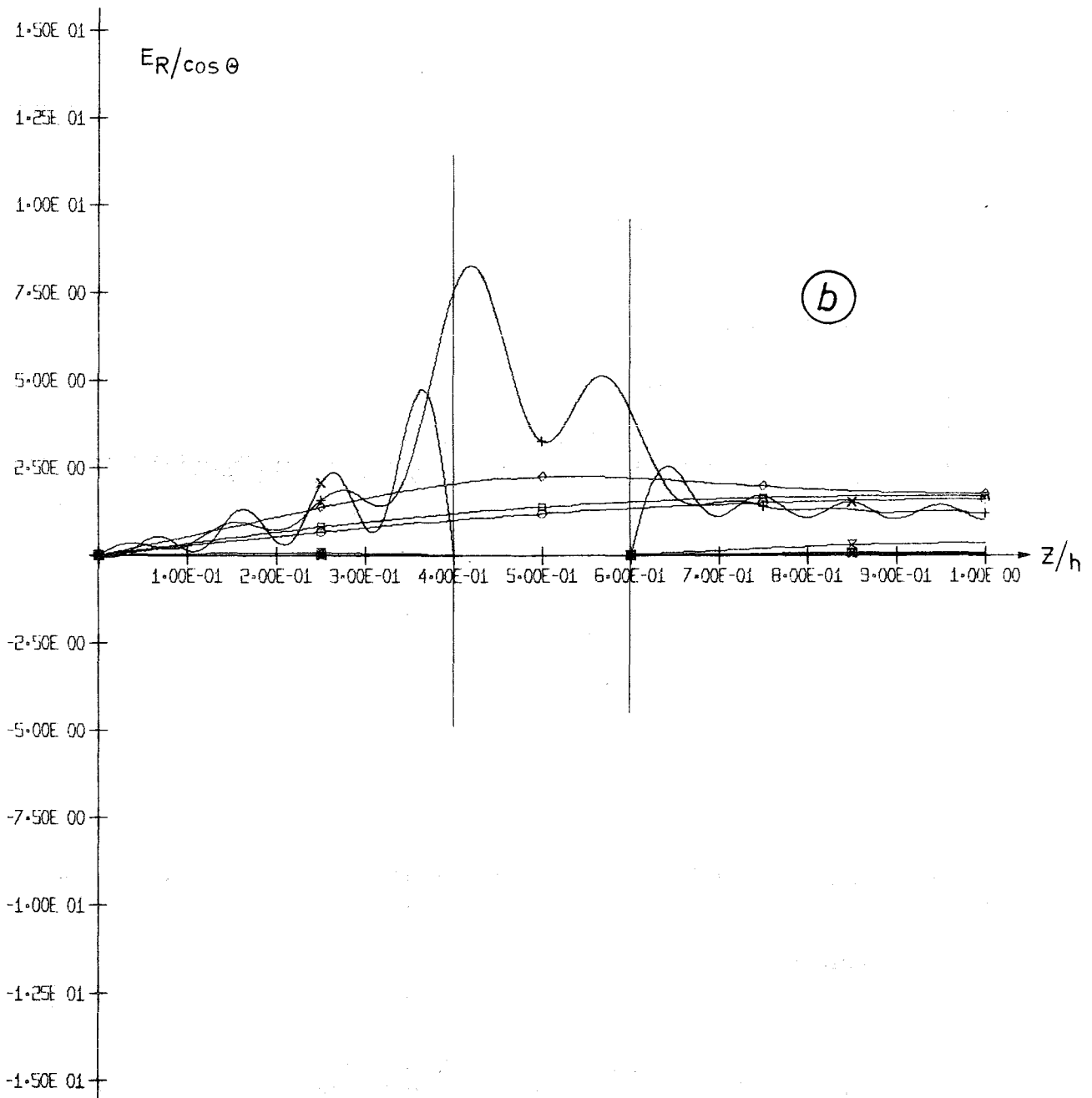
Die numerische Berechnung der Felder eines ungestörten Resonators mit vereinfachter Geometrie zeigt, daß die Komponente H_θ über die Zellenlänge im Außenraum praktisch konstant ist (Fig. 2.3f).



$\circ \square \diamond +$ $\times \Sigma \boxtimes \triangle$
 ABB=1/2P1 MODE, EZ/COST AT RAX=0/1/2/2.75CM, RSL=2.75/3.75/4.75/5.75CM

Fig. 2.3a

In Fig. 2.3(a-f) sind die gerechneten Felder²⁹ des $\text{HEM}_{11}-(\pi/2)$ modes für verschiedene Radien RAX im inneren Bereich (r kleiner als der Aperturradius) und RSL im äußeren Bereich (r größer als der Aperturradius) gezeigt. Die Amplituden der Felder sind auf die äquivalente ablenkende Feldstärke von $E_0 = 1 \text{ MV/m}$ bezogen. Am Aperturradius $\text{RAX} = \text{RSL} = 2,75 \text{ cm}$ werden die Felder des inneren Bereiches an die des äußeren entlang z angepaßt.



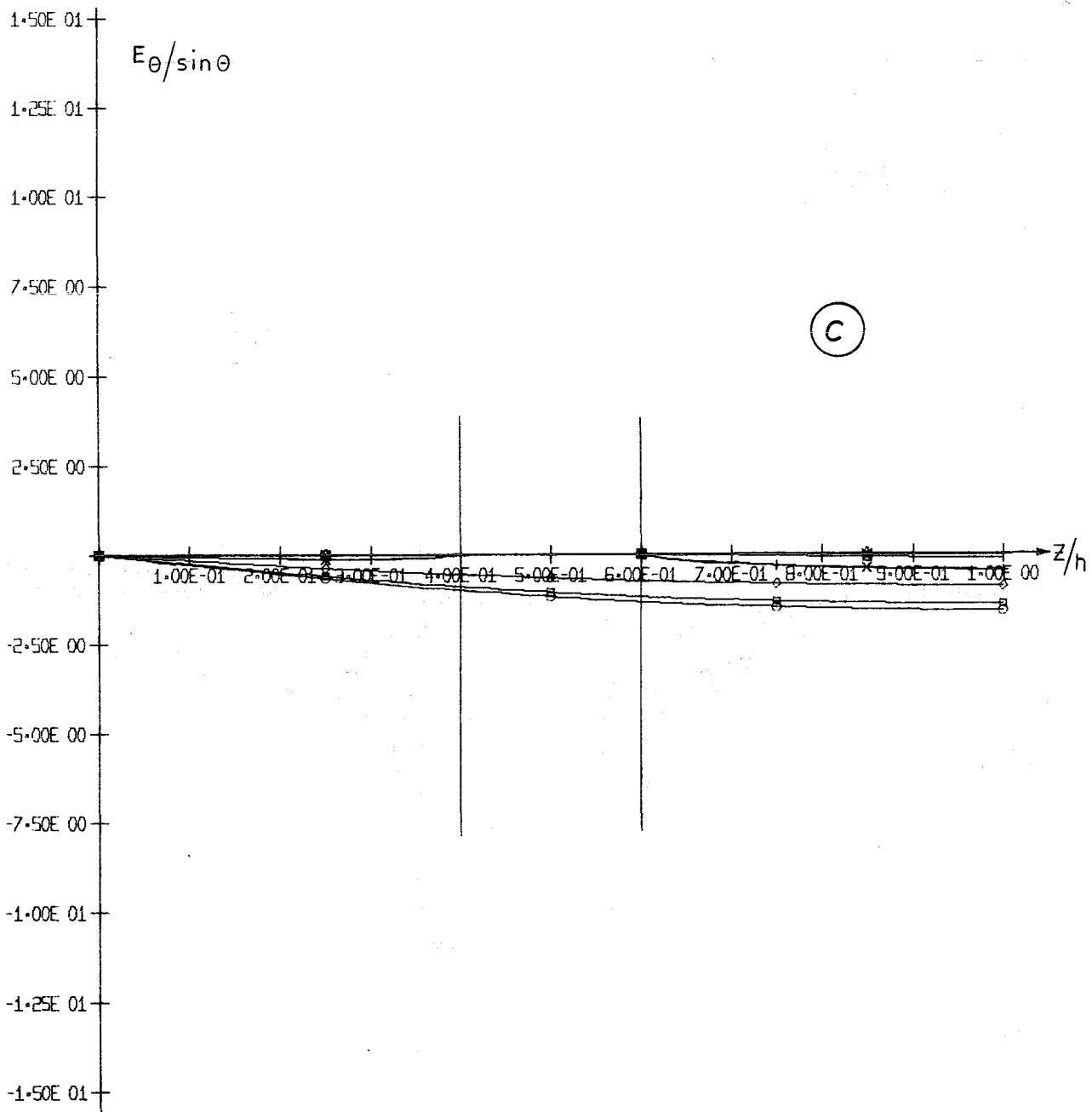
○ □ ♦ + × ⋈ ▽ △
ABB-1/2PI MODE, ER/COST AT RAX=0/1/2/2.75CM, RSL=2.75/3.75/4.75/5.75CM

Fig. 2.3.b:

An dieser Anpassungsstelle weichen die gerechneten Felder bei $r = RAX$ von denen bei $r = RSL$ naturgemäß stark ab und weisen Fehler auf, die umgekehrt proportional der Zahl der in der Rechnung mitgeführten Koeffizienten sind.

c) Spitzenfeldstärken und Flatnes

Durch die Anwendung der Supraleitung wird zwar die erforderliche Hochfrequenzleistung auf etwa 10 Watt reduziert und die Kosten für ihre Erzeugung fallen nicht mehr ins Gewicht, jedoch werden



○ □ ◇ + x X ▽ △
 ABB-1/2PI MODE, ET/SINT AT RAX=0/1/2/2.75CM, RSL=2.75/3.75/4.75/5.75CM

Fig. 2.3c:

die Kosten für die Kühlung sehr hoch. Deshalb wird eine möglichst hohe transversale Shuntimpedanz für den Ablenkresonator angestrebt. Wegen der erwähnten Schwierigkeiten, hohe Feldstärken zu erreichen, ist es dabei notwendig, das Verhältnis zwischen der maximalen Feldstärke an der Oberfläche zur äquivalenten ablenkenden Feldstärke, also H_p/E_0 und E_p/E_0 möglichst klein zu machen. Die Spitzenfeldstärken sind in Abhängigkeit von der Geometrie des Ablenkresonators von Vaghin²⁸ gemessen worden. Sie lassen sich für reale Strukturen nicht berechnen.

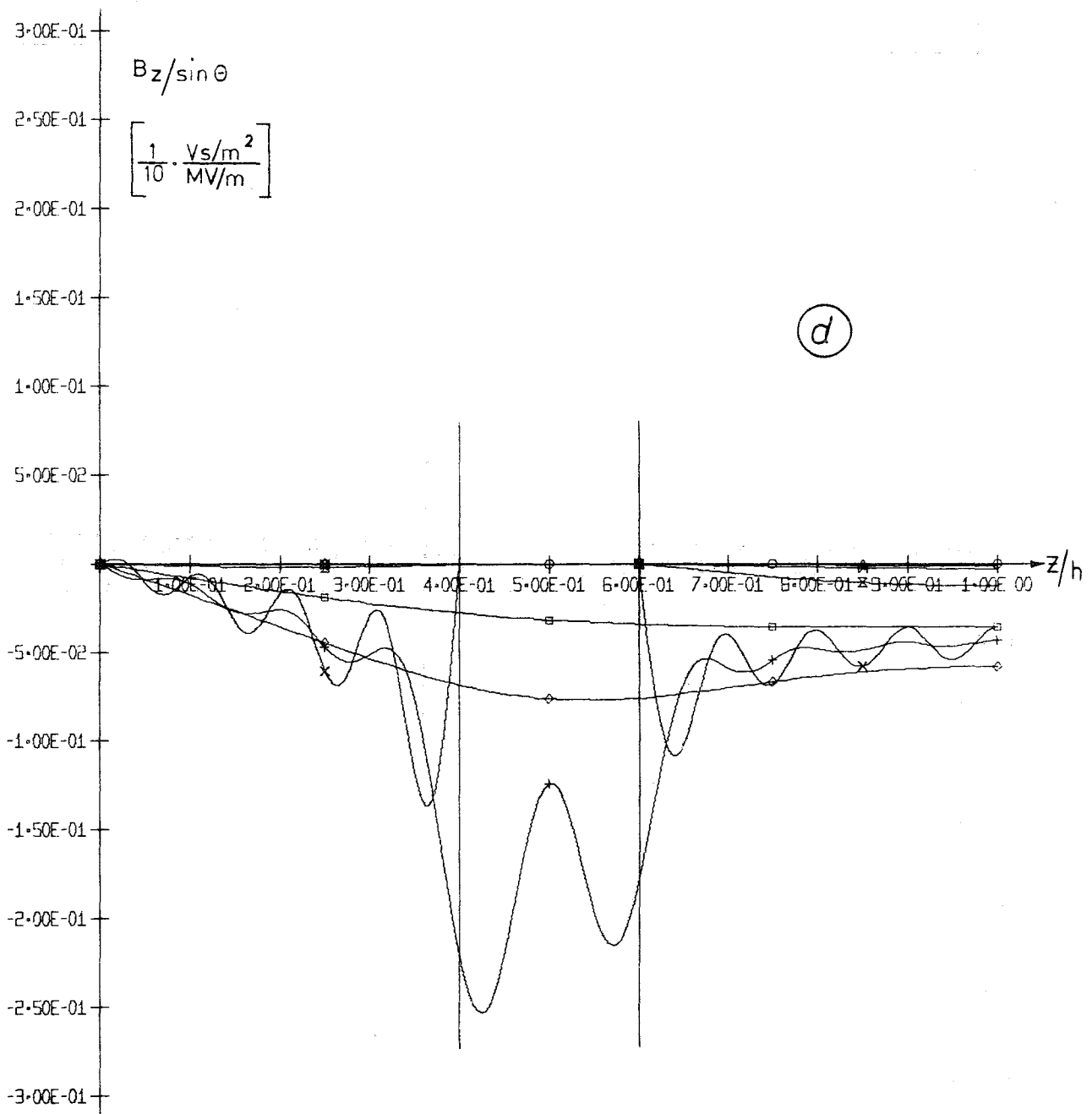
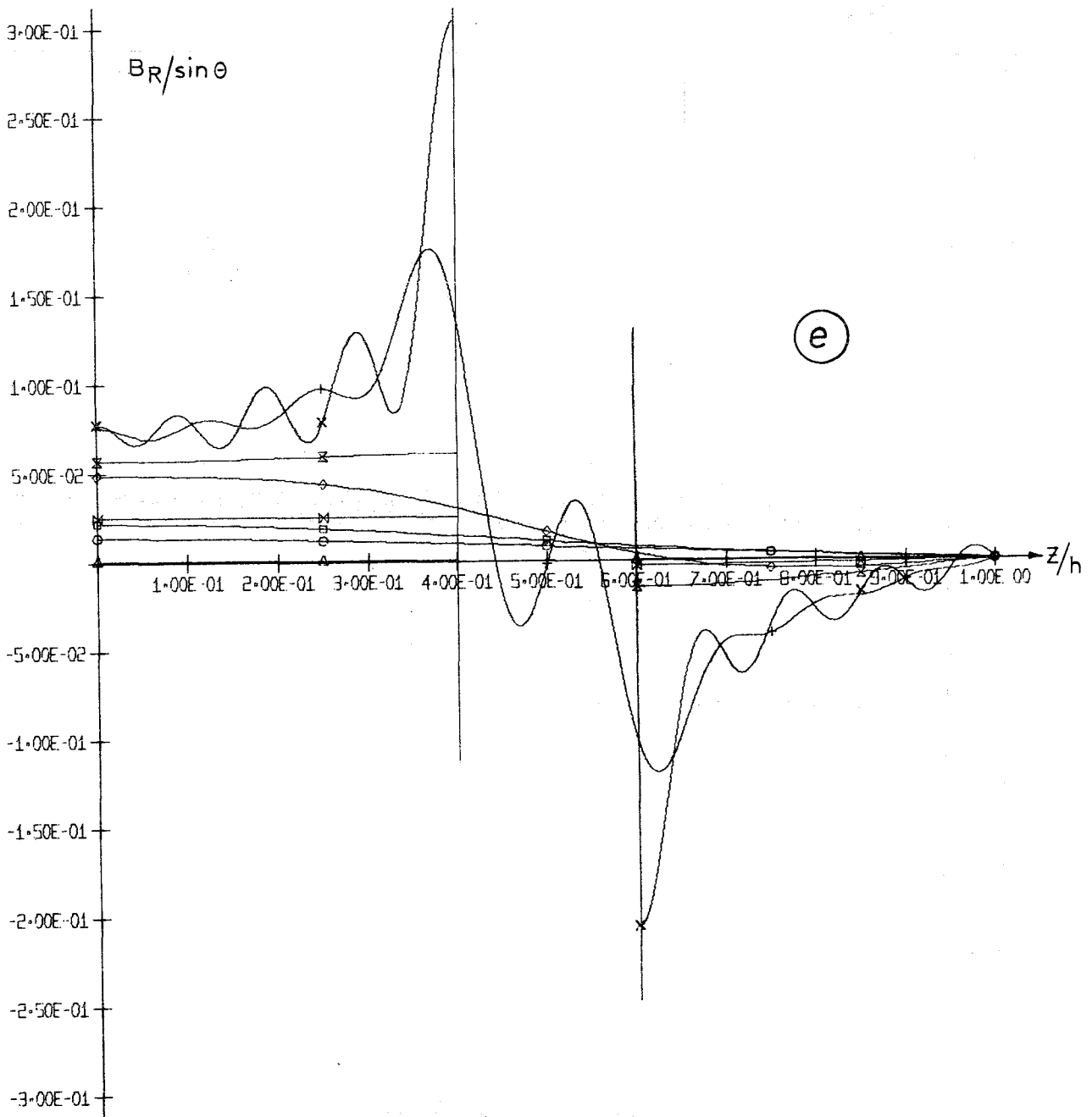


ABB-1/2PI MODE, BZ/SINT AT RAX=0/1/2/2.75CM, RSL=2.75/3.75/4.75/5.75CM

Fig. 2.3d:

In der Resonatorwand sind Koppellöcher vorhanden, die Feldüberhöhungen verursachen. Diese Feldüberhöhungen müssen so kompensiert werden, daß sie die normalen Spitzenfeldstärken H_p, E_p im "ungestörten" Resonator nicht überschreiten. Darüber hinaus verursachen die Koppellöcher eine Verstimmung der Zelle (Koppelzelle) in der sie sich befinden. Wenn überwiegend magnetische Feldenergie aus der Öffnung austritt, wird sich die Eigenfrequenz der Zelle erniedrigen, wenn überwiegend elektrische Feldenergie austritt, erhöhen.

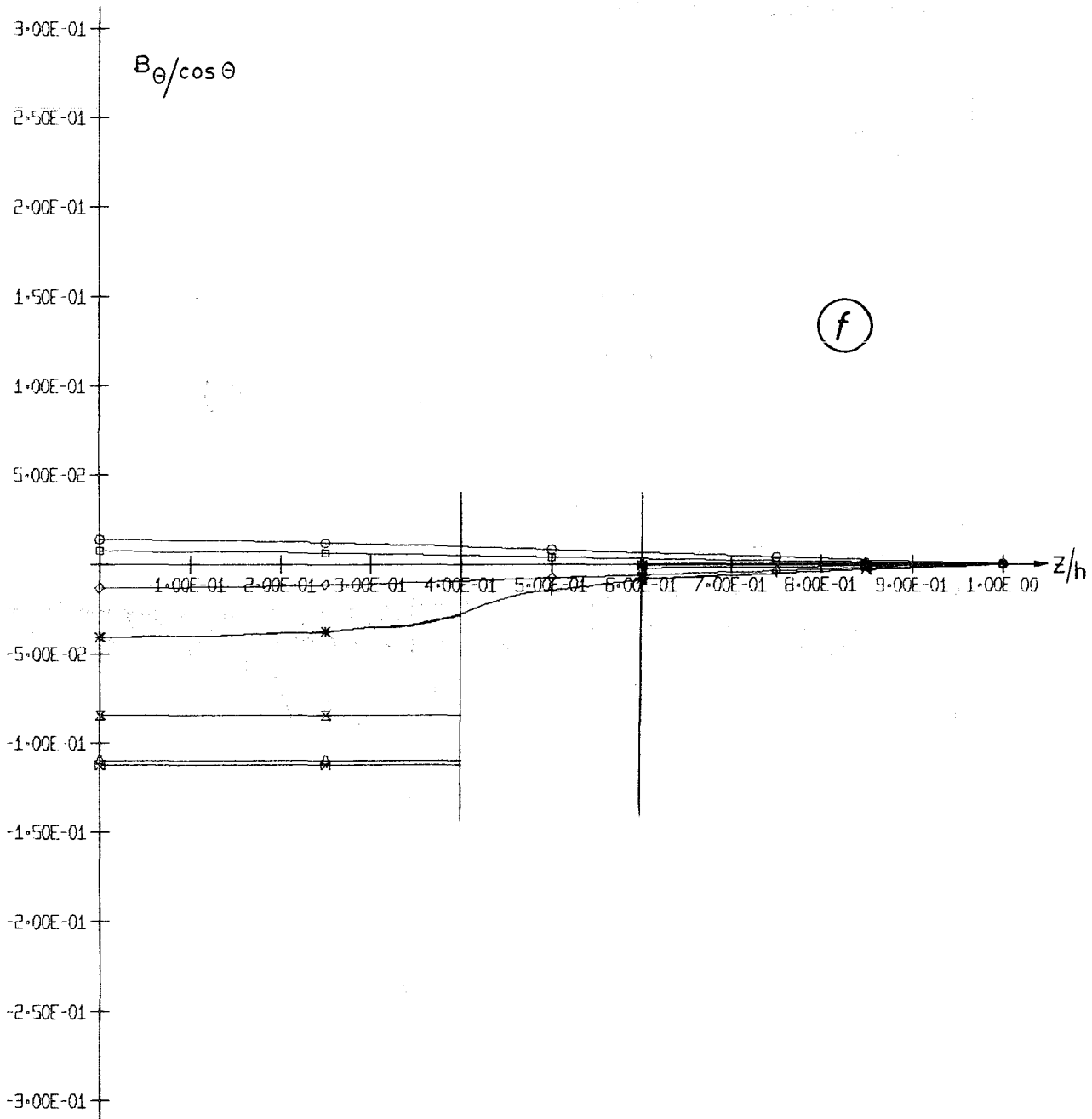


○ □ ◇ + x X ⊗ △
ABB=1/2PI MODE, BR/SINT AT RAX=0/1/2/2.75CM, RSL=2.75/3.75/4.75/5.75CM

Fig. 2.3e:

Die Eigenfrequenz der Koppelzelle weicht daher von den Eigenfrequenzen der anderen Zellen des Resonators ab. Das führt zu einer ungleichmäßigen Feldverteilung in der Längsrichtung des Resonators ("Unflatnes"), siehe Abschnitt 7.3.

Das höchste in Niob-Ablenkresonatoren bei 1,8 K bisher erreichte Feld war $B_p = 470 \cdot 10^{-4} \text{ Vs/m}^2$ bzw. $E_o = 3 \text{ MV/m.}^{46}$



○ □ ◇ + × ∩ ∩ △
ABB-1/2PT MODE, BT/COST AT RAX=0/1/2/2.75CM, RSL=2.75/3.75/4.75/5.75CM

Fig. 2.3f:

Der höchste Verbesserungsfaktor war

$$I = \frac{Q_o(\text{Nb}; 1,8\text{K})}{Q_o(\text{Cu}; 300\text{K})} = \frac{R_s(\text{Cu}; 300\text{K})}{R_s(\text{Nb}; 1,8\text{K})} \approx 1,5 \times 10^5 \quad (2.4)$$

wobei für $R_s(\text{Cu}; 300\text{K}) = 14,1 \text{ m}\Omega$ genommen werden muß.

3. Anforderungen an die Hochfrequenz-Einkopplung für supraleitende Resonatoren

Auf die Anforderungen an die HF-Einkopplung für supraleitende Resonatoren und deren technische Ausführung wird im einzelnen erst später in den folgenden Abschnitten ausführlich eingegangen. Hier sollen vorab jedoch die wichtigsten Anforderungen vorgestellt werden, um das Problem zu umreißen.

3.1 Verluste durch Koppelfelder

Die Koppelfelder führen zu Verlusten P_K , die bei der Gütemessung nicht direkt von den Verlusten im Resonator P_o getrennt werden können (vgl. Abschnitt 4.4). Ist der Oberflächenwiderstand im ganzen HF-System gleich groß, so kann man die Verluste durch die Koppelfelder gegen die Verluste im Resonator vernachlässigen, da die Koppelfelder üblicherweise klein sind. Diese Vernachlässigung ist bei supraleitenden Resonatoren mit Koppelfeldern, die an normalleitenden Metalloberflächen enden, nicht mehr möglich.

Während man bei der Messung von Oberflächenwiderständen von Supraleitern bei kleinen HF-Leistungen durch Verwendung sehr kleiner Koppelfaktoren die Koppelverluste verkleinern kann, muß man beim Betrieb mit großen HF-Leistungen große Koppelfaktoren verwenden. Um dabei eine Überhitzung des Koppelgliedes die zu einer Zerstörung der Supraleitung in angrenzenden Gebieten führen kann zu verhindern, muß man die Geometrie und die Kühlung der Kopplung geeignet auslegen.

Bei der Ankopplung des Resonators an einen Hohlleiter erreicht man die Verringerung der Koppelverluste einfach durch ein supraleitendes Hohlleiterstück. Diese Kopplung hat aber durch die nicht veränderbare Größe des Koppelloches den Nachteil, daß sie nicht variiert werden kann, da β/Q_0 eine Geometriekonstante ist.^{15,16} Mit β wird der Koppelfaktor bezeichnet und mit Q_0 die unbelastete Güte des Resonators. Wenn in das direkt an den Resonator angeschlossene supraleitende Hohlleiterstück eine wie in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Koaxialleitung eintaucht, die Leistung aus dem Hohlleiterfeld auskoppelt, treten zusätzliche ortsabhängige Verluste im Koppelgebiet auf, wenn diese koaxiale "Sonde" normalleitend ist. Wie in Abschnitt 8 beschrieben wird, kann man diese Sonde jedoch kühlen oder supraleitend machen, und damit die Verluste herabsetzen.

3.2 Variable Kopplung

Aus den folgenden Gründen ist ein variables Koppelsystem erforderlich:

- a) Zur Untersuchung von Oberflächenwiderständen in hohen HF-Feldern benötigt man eine Einkopplung, die für verschiedene modes und unterschiedliche Güten Q_0 immer die Einstellung eines Koppelfaktors von $\beta \approx 1$ gestattet.
- b) Zur direkten Messung der Verluste bzw. der unbelasteten Güte $Q_0 = Q_L(1+\beta)$ muß der Kopplungsfaktor so klein gemacht werden können, daß sich der gemessene Wert Q_L nicht mehr von Q_0 unterscheidet.
- c) Der Betrieb einer Separator Deflektorstruktur erfordert aus Gründen der Phasen- und Frequenzregelung eine Vergrößerung der Bandbreite durch eine möglichst verlustlose externe Belastung. Diese Vergrößerung muß deshalb durch eine hinreichend starke überkritische Kopplung gemacht werden. Wie in Abschnitt 6.1 gezeigt wird, erfordert das einen Koppelfaktor von $\beta \approx 200$.

Das HF-Einkoppelsystem muß daher so ausgelegt sein, daß es gestattet, Koppelfaktoren von $\beta \ll 1$ bis $\beta \approx 200$ kontinuierlich einzustellen.

3.2.1 Variable Kopplung durch exponentiell abklingende Amplituden

Im folgenden soll die Ausführung der Einkopplung beschrieben werden, die sich bei supraleitenden Systemen bewährt hat, und welche die geforderten Bedingungen gut erfüllt. Diese Ankopplung macht von einer exponentiell abklingenden elektromagnetischen Welle Gebrauch, die vom Resonatorfeld über ein Koppelloch in einem zylindersymmetrischen Kamin vom Durchmesser $2a$ angeregt wird (Fig. 3.1).

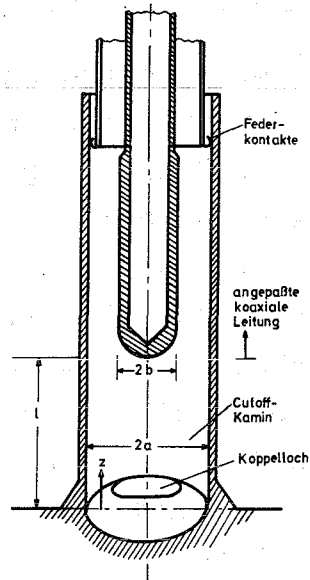


Fig. 3.1: Variable Kopplung
im Cutoff-Kamin

Der Durchmesser des Kamins ist so klein gewählt, daß keine der angeregten Wellen ausbreitungsfähig ist (Cutoff-Kamin).

Die Felder haben die z -Abhängigkeit

$$V(z) = V(0)e^{-\alpha z} \quad (3.1)$$

wobei die Dämpfungskonstante α vom mode bzw. dessen kritischer Wellenlänge λ_c abhängt.

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda_0)^2} \quad (3.2)$$

Die von z abhängige aperiodisch abnehmende Energiedichte im Kamin wird nun durch eine Koaxialleitung, die mechanisch in z -Richtung verschiebbar ist, ausgekoppelt. Zur losen Ankopplung ($\beta \ll 1$) bietet sich ein mode an, der langsam abfällt, d.h. dessen

α klein ist. Deshalb kann man die Ankopplung an die Koaxialleitung optimal auf einen cutoff-mode auslegen, da die höheren in genügend großen Abständen z vernachlässigbar sind.

Zur starken Ankopplung ($\beta \gg 1$) liefern auch die höheren cutoff-modes Beiträge. Ein Vorteil dieser Anordnung besteht in der eindeutigen Trennungsebene zwischen Resonator und Leitung, was die Eliminierung von Koppelverlusten erleichtert.

3.3 Feldüberhöhungen am Koppelloch

Jede Öffnung in einer Resonatorwand ruft, wie bereits gesagt, an den Rändern der Öffnung eine Konzentration des Stromes hervor und damit eine Überhöhung des magnetischen Feldes an diesen Stellen. Beim Supraleiter kann dieses örtlich überhöhte Magnetfeld zu Begrenzungseffekten und Zusammenbrüchen der Supraleitfähigkeit führen. Es ist deshalb erforderlich, die Form des Koppelloches geeignet zu wählen und die geometrischen Abmessungen der Koppelzelle so zu korrigieren, daß die höchsten magnetischen Feldstärken an den Rändern der Öffnung nicht größer werden als die magnetischen Spitzenfeldstärken an den anderen Stellen im Resonator.

Die Messungen der Feldüberhöhungen am Koppelloch werden in Abschnitt 7 behandelt.

3.4 Ultrahochvakuum-Anforderungen

Das Koppelsystem muß so nah wie möglich an der Koppelöffnung UHV-dicht abgeschlossen werden, damit die supraleitende Oberfläche des Resonators und des Koppelsystems nicht durch Gase, die von wärmeren Oberflächen ausgehen, kontaminiert werden kann. Die Anlagerung von Restgasen kann den Oberflächenwiderstand erheblich verschlechtern. Die Ausführung des "kalten HF-Fensters" wird in Abschnitt 8 beschrieben.

4. Beschreibung der Kopplung durch das Ersatzschaltbild

4.1 Einfach angekoppelter Resonator

Wir betrachten zunächst einen Resonator mit nur einer Ankopplung (Fig. 4.1).

Z_L : reeller Wellenwiderstand der Anschlußleitung

L : Induktivität des Koppelorgans

M : Gegeninduktivität als Serienelement im Primärkreis
(Äquivalentwirkung von $Z'_0 = (\omega M)^2 / Z_0$).

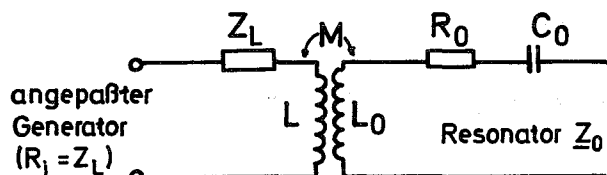


Fig. 4.1:

Die Impedanz eines ungestörten Resonators ist

$$\underline{Z}_0 = R_0 (1 + j\Omega) \quad (4.1)$$

mit der normierten Frequenz $\Omega = \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) Q_0$

und der unbelasteten Güte $Q_0 = \omega_0 L_0 / R_0$

bei Resonanz ($\omega = \omega_0$) ist $\Omega = 0$.

Bei kleinen relativen Verstimmungen

$$\Delta\omega / \omega_0 = (\omega - \omega_0) / \omega_0 \ll 1$$

gilt die normierte Frequenz $\Omega = 2Q_0 \Delta\omega / \omega_0$. (4.2)

Das Ersatzbild wird so umgeformt, daß ein ideales, verlustloses Koppellement zwischen Leitung und Resonator gebildet wird⁴⁷ (Fig.4.2).

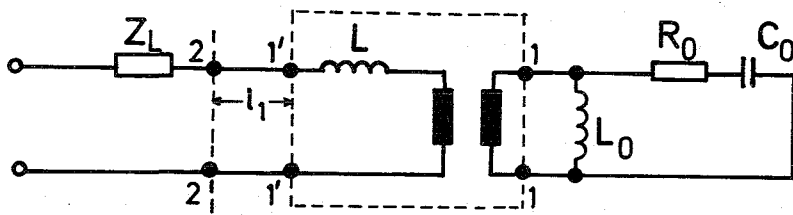


Fig. 4.2:

Die Eingangsimpedanz des durch das Koppelsystem belasteten Resonators in der Ebene 1'-1' der Anschlußleitung ist

$$\frac{Z_{1'}}{Z_L} = j \frac{\omega L}{Z_L} + \frac{\beta_0}{1+j\Omega} = j \left(\frac{\omega L}{Z_L} - \frac{\beta_0 \Omega}{1+\Omega^2} \right) + \frac{\beta_0}{1+\Omega^2} \quad (4.3)$$

mit $\beta_0 = (\omega M)^2 / Z_L R_0$.

Die Ortskurve von $Z_{1'}/Z_L$ in der komplexen Ebene zeigt Fig. 4.3.

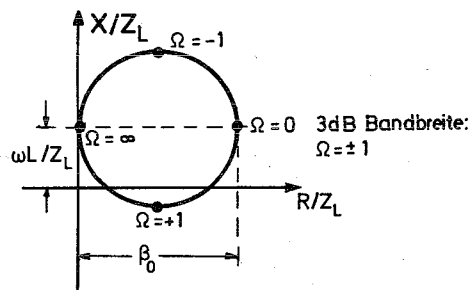


Fig. 4.3:

Die Eingangsimpedanz kann durch ein vorgeschaltetes Stück Leitung einer bestimmten Länge l_1 so transformiert werden, daß der Imaginärteil bei Frequenzen $\Omega \rightarrow \infty$ verschwindet. Damit folgt ein einfacher Ausdruck für die Impedanz in der Ebene 2-2 der Anschlußleitung:

$$\frac{Z_2}{Z_L} = \frac{\beta}{1+j(\Omega-\Omega_1)} \quad (4.4)$$

mit dem Kopplungsfaktor $\beta = \beta_0 / (1 + (\omega L / Z_L)^2)$

und $\Omega_1 = \beta \omega L / Z_L$.

Die Ortskurve von Z_2/Z_L zeigt Fig. 4.4.

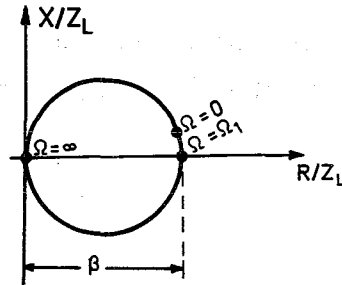


Fig. 4.4:

Der Kopplungsfaktor ist das Verhältnis der reellen Eingangs-impedanz des Resonators (bei Resonanz) zum reellen Wellen-widerstand der über das Koppelorgan angeschlossenen Leitung. In der Leitungstheorie ist das Stehwellenverhältnis VSWR gebräuchlich. Es ist das Reziproke des Anpassungsfaktors m und bezieht den beliebigen reellen Widerstand Z_a , mit dem eine Leitung abgeschlossen ist auf den Wellenwiderstand Z_L dieser Leitung und ist daher ein Maß für den Betrag des Reflexions-faktors $|\Gamma|$.

$$\text{VSWR} = \frac{1}{m} = \frac{Z_a}{Z_L} = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} \quad (4.5)$$

Zur Messung des Koppelfaktors können deshalb auch alle die-jenigen Verfahren angewendet werden, die zur Messung des Stehwellenverhältnisses bzw. des Reflexionsfaktors geeignet sind.

Da das Stehwellenverhältnis nur Werte $\text{VSWR} \geq 1$ annehmen kann, muß für unterkritische Kopplung ($\beta < 1$) $\beta = 1/\text{VSWR}$ und für überkritische Kopplung ($\beta > 1$) $\beta = \text{VSWR}$ genommen werden.

Die in den Resonator gekoppelte Leistung wird in den Resonator-wänden in Wärme umgesetzt. Diese Verlustleistung des Resonators sei P_o

$$\frac{P_o}{P_v} = \frac{4\beta(1+j\Omega')}{(1+\beta)^2 + \Omega'^2} \quad (4.6)$$

mit $(\Omega' = \Omega - \Omega_1)$.

P_v ist die vom Generator gelieferte Leistung, die auf der Anschlußleitung durch die vorlaufende Welle transportiert wird. Im Resonanzfall ($\Omega' = 0$) wird bei $\beta = 1$ die gesamte vorlaufende Leistung P_v in den Resonator gekoppelt. Die reflektierte

Leistung P_R ergibt sich direkt aus der Leistungsbilanz des einfach angekoppelten Resonators $P_V = P_O + P_R$.

$$\frac{P_R}{P_V} = \frac{(1-\beta)^2 + \Omega'^2 - j4\beta\Omega'}{(1+\beta)^2 + \Omega'^2} \quad (4.7)$$

Bei Resonanz ist $P_R/P_V = (1-\beta)^2/(1+\beta)^2$.

4.2 Zweifach angekoppelter Resonator

Vorausgesetzt ist die eingangs- und ausgangsseitige reflexionsfreie Belastung des Systems mit dem Wellenwiderstand Z_L (Fig. 4.5).

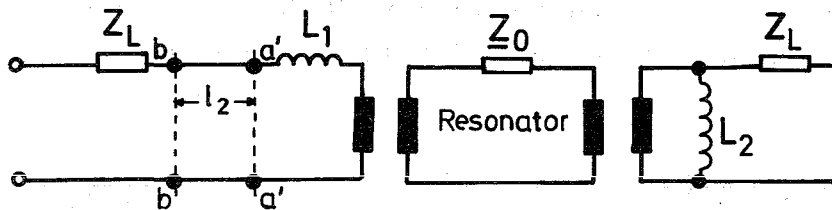


Fig. 4.5:

Analog zum einfach angekoppelten Resonator ergibt sich die Eingangsimpedanz in der Ebene a'-a' der Anschlußleitung zu

$$\frac{Z_{a'}}{Z_L} = j \frac{\omega L_1}{Z_L} + \frac{\beta_{01}}{1 + \beta_2 + j(\Omega - \Omega_2)} \quad (4.8)$$

$$\text{mit } \beta_2 = \frac{\beta_{02}}{1 + (\omega L_2/Z_L)^2} = \frac{(\omega M_2)^2}{Z_L R_O (1 + (\omega L_2/Z_L)^2)}$$

$$\text{und } \Omega_2 = \beta_2 \omega L_2 / Z_L .$$

Die durch ein zusätzliches Leitungsstück der Länge l_2 transformierte Eingangsimpedanz des Systems ist

$$\frac{Z_b}{Z_L} = \frac{\beta_1}{1 + \beta_2 + j(\Omega - (\Omega_1 + \Omega_2))}$$

$$\text{mit } \beta_1 = \frac{\beta_{01}}{1 + (\omega L_1/Z_L)^2} = \frac{(\omega M_1)^2}{Z_L R_O (1 + (\omega L_1/Z_L)^2)} \quad (4.9)$$

$$\text{und } \Omega_1 = \beta_1 \omega L_1 / Z_L .$$

Die relative Verstimmung des Resonators, die durch die beiden angeschlossenen Koppelsysteme verursacht wird, ergibt sich aus

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2$$

$$\text{bzw.} \quad \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\beta_1}{Q_0} \frac{\omega L_1}{Z_L} + \frac{\beta_2}{Q_0} \frac{\omega L_2}{Z_L} \quad (4.10)$$

Ein wesentliches Merkmal des zweifach angekoppelten Resonators ist seine Transmissionseigenschaft. Der Transmissionsfaktor $T(\omega)$ definiert die am Ausgang des Resonators an einen ausgangsseitig reflexionsfrei angepassten Abschlußwiderstand abgebbare Leistung P_2 :

$$T(\omega) = \frac{P_2}{P_V} = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2 + \Omega''^2} (1-j\omega L_1/Z_L)(1-j\omega L_2/Z_L) \quad (4.11)$$

$$\text{mit} \quad \Omega'' = \Omega - (\Omega_1 + \Omega_2) \quad .$$

Im Allgemeinen wird $T(\omega)$ in der Näherung $\omega L_1/Z_L \ll 1$ und $\omega L_2/Z_L \ll 1$ angewendet. Die Vernachlässigung des Einflusses der Koppelinduktivitäten ($\Omega_1 = \Omega_2 = 0$) führt auf die bekannte Form

$$T(\omega) = \frac{T(\omega_0)}{1 + \left(\frac{2Q_0\Delta\omega/\omega_0}{1+\beta_1+\beta_2}\right)^2} = \frac{T(\omega_0)}{1 + (2Q_L\Delta\omega/\omega_0)^2} \quad (4.12)$$

$$\text{Mit} \quad Q_L = Q_0 / (1+\beta_1+\beta_2) \quad (4.13)$$

wird die belastete Güte des Resonators bezeichnet.

Die Leistungsbilanz am zweifach angekoppelten Resonator ist

$$P_V = P_0 + P_2 + P_R = P_0 + T(\omega)P_V + P_R.$$

Die gesamte in den Resonator fließende Leistung ($P_0 + P_2$) ergibt sich mit Hilfe der Eingangsimpedanz Z_b zu

$$\frac{P_0 + P_2}{P_V} = \frac{4\beta_1(1+\beta_2+j\Omega'')}{(1+\beta_1+\beta_2)^2 + \Omega''^2} \quad (4.14)$$

Der im Resonator in Wärme umgesetzte Verlustanteil P_O dieser Leistung ist dann in der Näherung $\omega L_1/Z_L \ll 1$ und $\omega L_2/Z_L \ll 1$

$$\frac{P_O}{P_V} = \frac{P_O+P_2}{P_V} - \frac{P_2}{P_V} = \frac{4\beta_1(1+j\Omega'')}{(1+\beta_1+\beta_2)^2+\Omega''^2} \quad (4.15)$$

Für die am Eingang des Resonators reflektierte Leistung P_R folgt

$$\frac{P_R}{P_V} = 1 - \frac{P_O+P_2}{P_V} = \frac{(1-\beta_1+\beta_2)^2-j4\beta_1\Omega''}{(1+\beta_1+\beta_2)^2+\Omega''^2} \quad (4.16)$$

4.3 Verschiedene Einstellungen der Kopplung

Wir vereinfachen $1+\beta_1+\beta_2 = Q_O/Q_L = K$ und $\Omega'' = 0$ (Resonanz). Betrachten wir zunächst Einstellungen der Koppelfaktoren für maximale durchgekoppelte Leistung P_2 .

a) Eingangsseitige Anpassung (Generatoranpassung)

fordert $P_R = 0$ bzw. $P_V = P_O+P_2$. Das ergibt die Bedingung $\beta_1 = 1+\beta_2 = K/2$.

Für die Leistungen gilt in diesem Fall (Fig. 4.6):

$$\begin{aligned} P_O/P_V &= 2/K \\ P_2/P_V &= (K-2)/K \end{aligned}$$

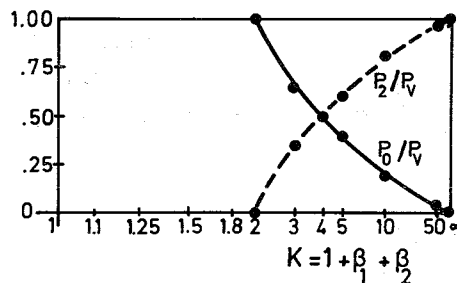


Fig. 4.6:

b) Ausgangsseitige Anpassung (Lastanpassung)

ergibt die Bedingung $\beta_2 = 1+\beta_1 = K/2$.

Damit ist für die Leistungen (Fig. 4.7):

$$\begin{aligned} P_O/P_V &= 2(K-2)/K^2 \\ P_2/P_V &= (K-2)/K \\ P_R/P_V &= 4/K^2 \end{aligned}$$

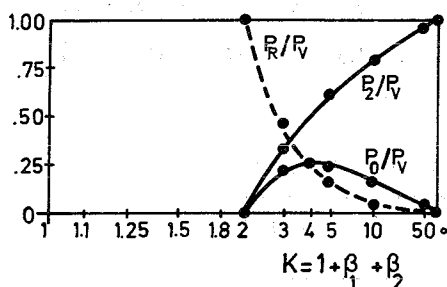


Fig. 4.7:

Die Einstellung gleicher Kopplungsfaktoren $\beta_1 = \beta_2 = (K-1)/2$ auf der Eingangs- bzw. Ausgangsseite des Resonators führt zu den folgenden Beziehungen (Fig. 4.8):

$$P_o/P_v = 2(K-1)/K^2$$

$$P_2/P_v = (K-1)^2/K^2$$

$$P_R/P_v = 1/K^2$$

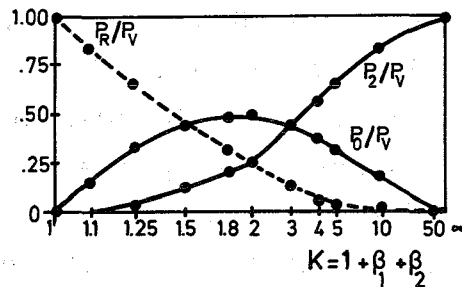


Fig. 4.8:

4.4 Meßverfahren zur Bestimmung des Koppelfaktors

Der in der Zeiteinheit auftretende Energieverlust eines Resonators durch die Koppelöffnung infolge Abstrahlung in die angeschlossene Leitung kann bestimmt werden. Diese abgestrahlte Leistung P_{ab} breitet sich in der Leitung als laufende Welle aus, die die ausgekoppelte Leistung transportiert, die gemessen wird. Die dadurch verursachte zusätzliche Bedämpfung des Resonators läßt sich durch den reziproken Wert der Güte

$$\frac{1}{Q_{ab}} = \frac{P_{ab}}{\omega W_s} \quad (4.17 a)$$

ausdrücken, wobei W_s die im Resonator gespeicherte Energie ist. Die gesamte Dämpfung des belasteten Resonators (bei verlustlosem Koppelgebiet) wird üblicherweise in der folgenden Form definiert:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_{ab}} = \frac{1}{Q_o} + \frac{\beta}{Q_o} \quad (4.17b)$$

$1/Q_o = P_o/\omega W_s$ steht für die Verluste in den Resonatorwänden und $1/Q_{ab} = \beta/Q_o$ für die Verluste durch die Abstrahlung in die angeschlossene Leitung.

Der Kopplungsfaktor ist

$$\beta = Q_o/Q_{ab} = P_{ab}/P_o \quad (4.18)$$

Für $\beta = 1$ ist die in die Leitung gekoppelte Leistung P_{ab} gleich der in den Resonatorwänden in Wärme umgesetzten Leistung P_o .

Die Größe β/Q_0 hängt nur von den geometrischen Dimensionen des Systems ab (vergl. Abschnitt 5).

Bei supraleitenden Resonatoren ist es erforderlich, eine weitere Verlustursache zu berücksichtigen, nämlich die im Koppelgebiet zusätzlich auftretenden Verluste. Das Koppelgebiet kann im allgemeinen nicht ohne größeren technischen Aufwand supraleitend gemacht werden, daher bleibt es teilweise normalleitend, so daß die dort in Wärme umgesetzte Leistung nicht mehr vernachlässigbar ist gegenüber der Verlustleistung P_0 im supraleitenden Resonator.

Die individuellen Verlustanteile werden addiert

$$P_{\text{ges}} = P_0 + P_K + P_{\text{ab}} \quad (4.19)$$

P_K ist die Leistung, die im Koppelgebiet in Wärme umgesetzt wird, aber nicht in P_{ab} enthalten ist. Diese Koppelverluste können nicht getrennt gemessen werden und verfälschen deshalb die Messung der unbelasteten Güte Q_0 , da sie sich zu den eigentlichen Resonatorverlusten P_0 addieren.

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_K} + \frac{1}{Q_{\text{ab}}} = \frac{1}{Q_0'} + \frac{1}{Q_{\text{ab}}} = \frac{1}{Q_0'} + \frac{\beta}{Q_0'} \quad (4.20)$$

mit $\beta = Q_0'/Q_{\text{ab}} = P_{\text{ab}}/P_0' = P_{\text{ab}}/(P_0 + P_K)$.

An Meßmethoden zur Bestimmung von Koppelfaktoren sind gebräuchlich: ¹¹⁻¹³

1. Phasenmethode (Knotenverschiebung)
2. Stehwelle auf der Meßleitung ($U_{\text{max}}/U_{\text{min}} \sim \text{VSWR}$)
3. Vor- und rücklaufende Leistung ($P_R/P_V \sim \text{VSWR}$)
4. Transmissionsmethode
5. Pulsmethode.

Für Systeme mit supraleitenden Resonatoren extrem hoher Güte ist die Pulsmethode am besten geeignet, da über die Ein-, bzw. Ausschwingzeiten des Resonators auch gleichzeitig die belastete Güte Q_L gemessen werden kann.

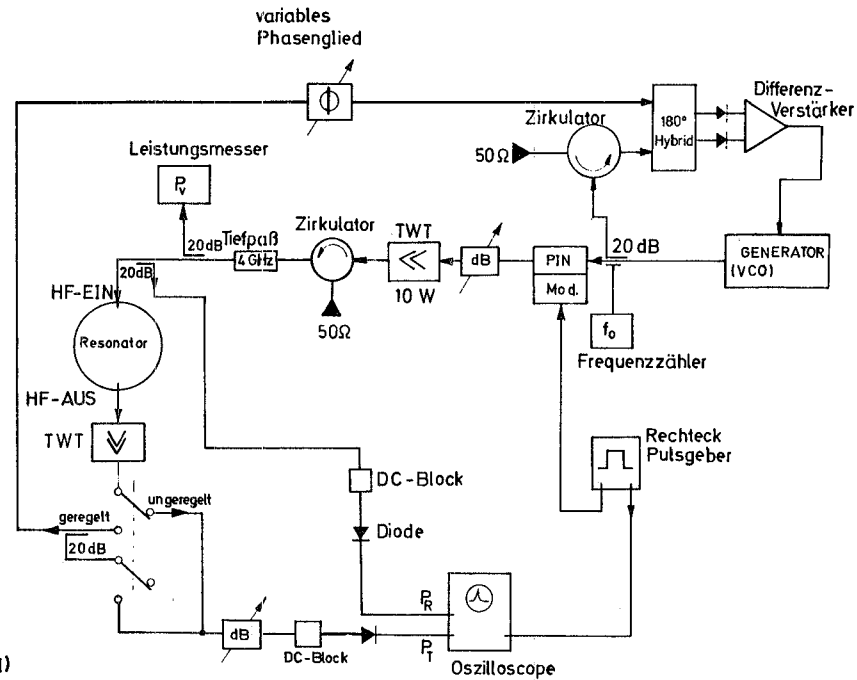
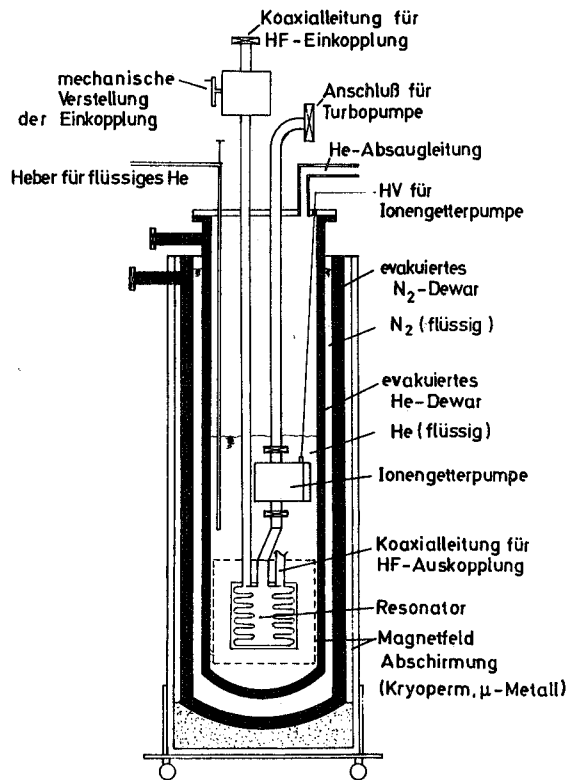


Fig. 4.9: Versuchsaufbau (Kryostat und HF-Schaltung) zur Messung von Güte und Koppelfaktor eines supraleitenden Resonators.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that proper record-keeping is essential for ensuring transparency and accountability in financial operations. This section also outlines the various methods and tools used to collect and analyze data, highlighting the need for consistency and precision in data entry and reporting.

2. The second part of the document focuses on the implementation of internal controls and risk management strategies. It details the various checks and balances that should be in place to prevent fraud and errors, as well as the procedures for identifying and mitigating potential risks. This section also discusses the role of management in overseeing these processes and ensuring that they are effectively integrated into the organization's overall operations.

3. The third part of the document addresses the importance of communication and collaboration in achieving organizational goals. It emphasizes the need for clear and concise communication channels, as well as the importance of fostering a culture of teamwork and mutual respect. This section also discusses the various ways in which communication can be used to improve decision-making and problem-solving within the organization.

4. The fourth part of the document discusses the importance of continuous improvement and innovation in maintaining a competitive edge in the marketplace. It emphasizes the need for organizations to regularly evaluate their performance and identify areas for improvement, as well as the importance of investing in research and development to develop new products and services. This section also discusses the various ways in which innovation can be fostered within the organization, such as through employee training and development programs.

5. The fifth part of the document discusses the importance of ethical behavior and social responsibility in building a strong and sustainable organization. It emphasizes the need for organizations to adhere to high standards of ethical conduct and to be transparent in their operations. This section also discusses the various ways in which organizations can contribute to society and the environment, such as through philanthropic activities and sustainable business practices.

Diese sogen. Dekrementmethode¹¹ beruht auf der Messung der Abklingzeit, mit der die im Resonator gespeicherte Energie zerfällt.

In Fig. 4.9 ist die Meßanordnung schematisch dargestellt.

Der HF-Generator (VCO = Voltage Controlled Oscillator) wird durch einen Regelkreis auf der Frequenz des Resonators gehalten. Die Stellgröße wird durch Phasenvergleich in einem 180° -(3dB)-Hybrid gewonnen, indem die Phasen des vorlaufenden Signals und des durch den Resonator gekoppelten Signals verglichen werden. Das vorlaufende Signal wird dem Hybrid über einen Zirkulator zugeführt. Die Phase des durchgekoppelten Signals wird durch ein variables Phasenglied so eingestellt, daß das Gleichspannungs-Ausgangssignal des Differenzverstärkers bei Resonanz zu Null wird. Der Rechteckpulsgeber unterbricht mittels der PIN-Diode (Sperrdämpfung >80 dB) periodisch die vom Generator gelieferte vorlaufende Leistung P_V . Der Zirkulator in der Speiseleitung verhindert eine Rückwirkung der hohen reflektierten Leistung auf den Verstärker bei Pulsbetrieb bzw. bei nicht angepaßtem Resonator ($\beta \neq 1$).

Von der am Eingang reflektierten und von der durchgekoppelten Leistung wird jeweils ein Bruchteil P_R bzw. P_T für Meßzwecke ausgekoppelt, gleichgerichtet und auf dem Oszilloskop dargestellt. Die Ausschwingzeit des Resonators wird aus dem durchgekoppelten Signal bestimmt, weil hier keine Fehler eingehen, die vom Koppelfaktor und von Reflexionen auf der Speiseleitung abhängig sind.

Aus dem Pulsbild 4.10 der am Resonatoreingang reflektierten Leistung kann man den Koppelfaktor bestimmen. Der HF-Generator bietet am Eingang des Resonators die konstante Leistung P_V für die Zeit $0 < t < t'$ an.

Den Zuwachs der mittleren gespeicherten Energie kann man aus einem Ersatzschaltbild ermitteln.

$$W(t) = W(0) (1 - e^{-t/2T})^2, \quad W(0) = 0 \quad (4.21)$$

Nach dem Abschalten des Generators ($t > t'$) klingt die im Resonator gespeicherte Energie nach dem Gesetz

$$W(t) = W(t') e^{-(t-t')/T} \quad (4.22)$$

ab.

T ist die gemessene Abklingzeit der gespeicherten Energie und direkt proportional der belasteten Güte

$$\omega_0 T = Q_L \quad (4.23)$$

Der Einschwingvorgang ($t < t'$) wird durch die vom Resonator reflektierte Leistung wie folgt beschrieben:

$$\frac{P_R(t)}{P_V} = \frac{1}{(1+\beta)^2} (1-\beta+2\beta e^{-t/2T})^2 \quad (4.24)$$

Im eingeschwungenen Zustand ($t \approx t'$) ist die in den Resonatorwänden und im Koppelgebiet absorbierte Leistung ($\omega = \omega_0$)

$$\frac{P'_O}{P_V} = \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} \quad (4.25)$$

die reflektierte Leistung

$$\frac{P_R}{P_V} = \frac{(1-\beta)^2}{(1+\beta)^2} \quad (4.26)$$

und die abgestrahlte Leistung ($t = t'$)

$$\frac{P_{ab}}{P_V} = \frac{P_{ab}}{P'_O} \cdot \frac{P'_O}{P_V} = \frac{4\beta^2}{(1+\beta)^2} \quad (4.27)$$

Zur Bestimmung des Koppelfaktors misst man die vom Resonator reflektierte Leistung. Man erhält für verschiedene Koppelfaktoren typische Pulsbilder, wie sie in Fig. 4.10 gezeigt sind. Aus Gleichung (4.27) ergibt sich für den Koppelfaktor

$$\beta = (2\sqrt{P_V/P_{ab}} - 1)^{-1} \quad (4.28)$$

Bei dieser Meßmethode der Beobachtung der vom Resonator zurückgelieferten Leistung gehen Verluste auf der angeschlossenen Leitung weder in T noch in β ein, da alle zurückfließende Leistung um den gleichen Faktor $\exp(-2\alpha l)$ gedämpft wird.¹¹ (Dämpfungsmaß αl für die Leitung der Länge l zwischen Resonator und Meßebeine)

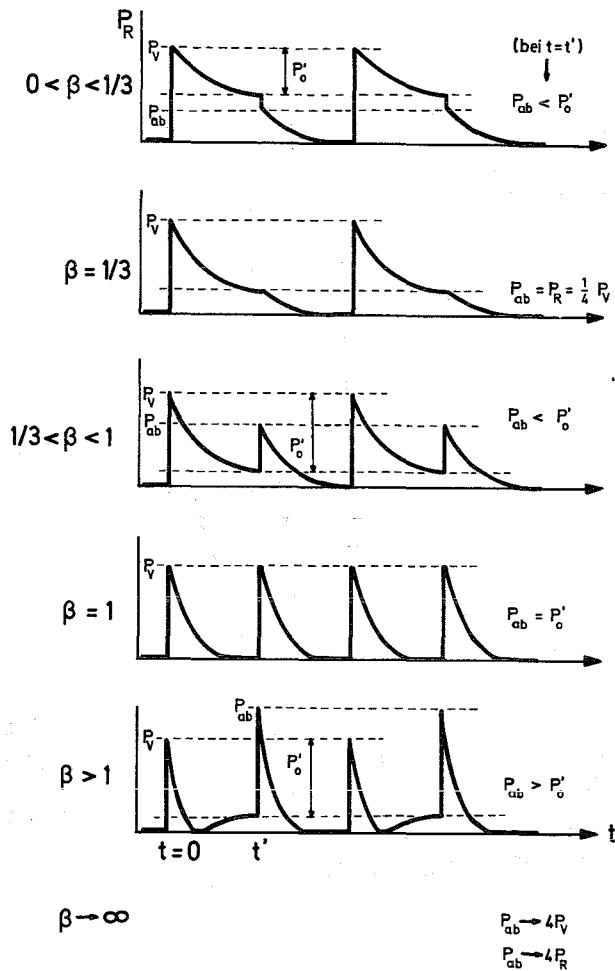


Fig. 4.10: Pulsbilder der reflektierten Leistung bei verschiedenen Koppel-faktoren

P_{ab} (d.h. P_R für $t=t'$) ist unabhängig von Phasen- und Frequenzschwankungen, die beim Einschwingen des Resonators und durch die Regelung auftreten können. Der Meßfehler dieser Methode für kleine β ist gering. Die Pulsmethode ist jedoch nicht gut geeignet zur Messung von großen Koppel-faktoren ($\beta \gg 1$), da die Meßfehler sehr groß werden. Deshalb ist für die Messung großer Koppelfaktoren ein anderes Ver-fahren zu verwenden, welches aufgrund kleinerer Meßfehler brauchbare Ergebnisse liefert: die Transmissionsmethode.

Die Auswirkungen der reinen Meßfehler sowie einiger systemati-scher Fehler (wie z.B. Leitungsdämpfung, Reflexionsstellen auf der Leitung) wurden von Pack¹² für die 5 genannten Meßverfahren untersucht. Die Ergebnisse sind in Fig. 4.11 wiedergegeben. Sie erlauben einen Vergleich der von den Meßfehlern herrühren-den Fehlerfunktionen der einzelnen Methoden. F ist dabei jeweils gleich dem relativen Fehler von β , bezogen auf die Summe der Meßfehler. Also z.B. für die Pulsmethode:

$$F_5(\beta) = \frac{d\beta/\beta}{dP_V/P_V + dP_{ab}/P_{ab}} \quad (4.29)$$

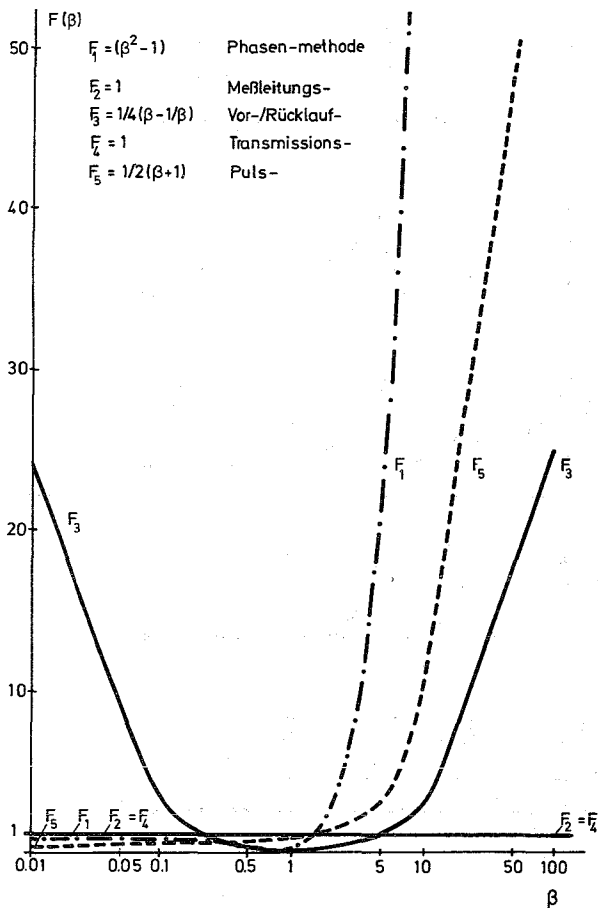


Fig. 4.11: Fehlerfunktionen der Meßverfahren zur Bestimmung von Koppelfaktoren nach Pack.

Sobald man auch die systematischen Fehler mit berücksichtigt, können alle Verfahren zwar noch in der Umgebung von $\beta = 1$ angewandt werden, aber für sehr große und sehr kleine Koppelfaktoren liefert dann nur noch die Transmissionsmethode vernünftige Ergebnisse. Die Messung der Abklingzeit des durchgekoppelten Signals liefert Ergebnisse für Q_L mit geringem Fehler, da Reflexionsstellen im Meßaufbau nicht so stark eingehen wie bei der Pulsmethode.

In den vorangegangenen Gleichungen (4.17) bis (4.28) ist der Koppelfaktor β immer als der eingangsseitig meßbare bzw. gemessene Kopplungsfaktor β_E zu verstehen. Beim einfach angekoppelten Resonator ist der eingangsseitig gemessene Koppelfaktor β_E identisch mit dem in Gleichung (4.4) definierten Koppelfaktor β . Bei Resonanz ist

$$\beta = Z_2/Z_L = \beta_E \quad (4.30)$$

Beim zweifach angekoppelten Resonator dagegen ist der eingangsseitig gemessene Koppelfaktor β_E von der Größe der Koppelfaktoren β_1 und β_2 der Ein- bzw. Auskoppelorgane abhängig. Nach Gleichung (4.9) ist diese Abhängigkeit gegeben durch

$$\beta_E = Z_b/Z_L = \beta_1/(1+\beta_2) \quad (4.31)$$

Der Koppelfaktor β_1 für die Einkopplung ist als ein Maß definiert, das nur von der Güte Q'_0 des Resonators und von den Geometrie Größen des Einkoppelsystems abhängt. Laut Definition ist β_1 also unabhängig von allen weiteren am Resonator zusätzlich noch vorhandenen Ankopplungen. Entsprechend ist der Koppelfaktor β_2 für die Auskopplung festgelegt.

Bei mehreren Ankopplungen am Resonator kann daher ein Koppelfaktor nur dann unabhängig direkt gemessen werden, wenn alle anderen Koppelfaktoren möglichst nahe zu Null eingestellt werden und somit keinen Einfluß auf den gemessenen Wert haben. Beim zweifach angekoppelten Resonator muß also der Koppelfaktor der Auskopplung so klein gemacht werden ($\beta_2 = 0$), daß der eingangsseitig gemessene Koppelfaktor innerhalb der Meßgenauigkeit $\beta_E = \beta_1$ wird. Messungen von β_E in Abhängigkeit von β_1 und β_2 sind in Fig. 4.12 dargestellt.

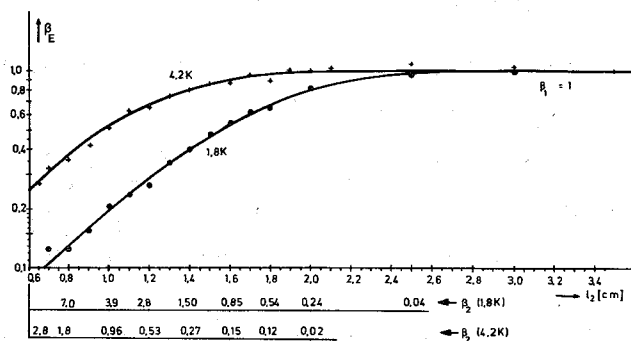


Fig. 4.12: Eingangsseitig gemessener Koppelfaktor

Zu Beginn der Messung wurde $\beta_1 = 1$ (bei $\beta_2 = 0$) eingestellt und dann unverändert gelassen. Der Abstand l_2 des Auskoppelstiftes vom Koppelloch (vergl. Fig.3.1) wurde dann schrittweise verringert, d.h. β_2 schrittweise vergrößert und β_E gemessen. Die höhere Güte Q'_0 bei 1,8 K führt zu einer stärkeren Verringerung von β_E gegenüber der Messung bei 4,2 K, da β_2/Q'_0 eine

Konstante ist, die nur von der Geometrie und nicht vom Oberflächenwiderstand abhängt. Bei gleicher Geometrie der Auskopplung (d.h. $\ell_2 = \text{const}$) ist β_2 (1,8 K) größer als β_2 (4,2 K).

5. Beschreibung der Kopplung durch die elektromagnetischen Felder

a) Allgemeines zur Kopplung

Die Kopplung wird durch eine Verbindung des Hohlraumresonators mit einem externen System, in dem sich laufende Wellen fortpflanzen können, bewirkt. Da bei supraleitenden Resonatoren wegen ihrer extrem hohen Güten nur relativ kleine Koppelöffnungen erforderlich sind, können wir uns auf solche Kopplungsglieder beschränken, die die Feldverteilung im Resonator und in der laufenden Welle nur wenig stören. Dann ist es sinnvoll, die Felder des Gesamtsystems in drei Anteile aufzuspalten.

- 1) Leitung: $(\underline{E}_L, \underline{H}_L)$ sind die Felder der laufenden Welle, die ohne das Kopplungsglied vorhanden wären.
- 2) Resonator: $(\underline{E}_O, \underline{H}_O)$ sind die Felder die ohne Kopplungsglieder im Resonator vorhanden wären.
- 3) Kopplungsglied als Träger der anregenden Dipolmomente:
Die Koppelfelder $(\underline{E}_K, \underline{H}_K)$ sind die Felder, die zusätzlich zu den Feldern $(\underline{E}_O + \underline{E}_L)$ und $(\underline{H}_O + \underline{H}_L)$ nötig sind um die endgültige Feldverteilung $(\underline{E}, \underline{H}) = \{(\underline{E}_O + \underline{E}_L + \underline{E}_K), (\underline{H}_O + \underline{H}_L + \underline{H}_K)\}$, welche die Kopplung berücksichtigt, darzustellen.

Für die Berechnung der gesamten Feldverteilung existiert die folgende allgemeine Methode: Man entwickelt das gesuchte Feld $(\underline{E}, \underline{H})$ in den räumlich getrennten Bereichen: Resonator, Koppelglied, Leitung nach den Eigenfunktionen in diesen Bereichen. Die Koeffizienten der Entwicklung gewinnt man aus der Forderung der stetigen Differenzierbarkeit der Felder auf den Grenzflächen. Bei den üblichen Einkopplungen braucht man sehr viele Eigenfunktionen und deren Koeffizienten, um die Koppelfelder mit genügender Genauigkeit zu beschreiben."

Diese aufwendige Entwicklung nach Eigenfunktionen kann man umgehen, wenn man die Felder in der unmittelbaren Nachbarschaft der Koppelstelle durch eine statisch exakte Feldverteilung, die man aus der Potentialtheorie gewinnt, annähert (siehe Abschnitt 5.4). In größerer Entfernung von der Koppelstelle existiert nur noch das Feld einer Welle die sich ausbreiten kann.

Die Kopplung zwischen Resonator und Leitung besteht in dieser Näherung aus der Überlappung der Felder ($\underline{E}_0, \underline{H}_0$) des Resonators und dem Feld ($\underline{E}_L, \underline{H}_L$) der laufenden Welle auf der Leitung. Die Felder sind jeweils am Ort des Koppelloches zu nehmen. Optimale Ankopplung erhält man dann, wenn die Felder auf beiden Seiten des Loches parallel sind.

b) Kopplungsfaktor

Die von der Koppelstelle aus in die angeschlossene Leitung abgestrahlte Leistung P_{ab} , die durch eine oder mehrere ausbreitungsfähige Wellen wegtransportiert wird, geht direkt in den Kopplungsfaktor ein. Nach Gleichung (4.20) ist

$$\beta = \frac{Q'_0}{Q_{ab}} = \frac{P_{ab}}{\omega W_s} \cdot Q'_0 \quad (5.0)$$

Die gespeicherte Energie des Resonators ist im allgemeinen leicht zu bestimmen.^{2,14}

In den folgenden Abschnitten soll der Mechanismus der Kopplung diskutiert werden. Zunächst wird ein Formalismus angegeben, der geeignet ist, die Anregung von Wellen in einem Wellenleiterrohr durch eine Momentenbelegung (bzw. Anregungsströme) auf einer Anregungsfläche (das ist die Fläche des Koppelloches) zu beschreiben.^{3 5}

5.1 Anregung von Wellen

5.1.1 Darstellung der Felder

Für die Felder $\underline{E}(\vec{r}, t)$ und $\underline{H}(\vec{r}, t)$ verwenden wir die Schreibweise mit komplexen Amplituden.^{6, 8} $\vec{r}(x, y, z)$ bzw. $\vec{r}(r, \phi, z)$ ist der Ortsvektor in den gebräuchlichen Koordinaten.

In einem homogenen Wellenleiter existieren mindestens zwei voneinander unabhängige Klassen von Wellentypen (modes). Wir schreiben den Ansatz für die in $\pm z$ -Richtung laufenden TM-Wellen:^{2, 6, 8}

$$\underline{E}(\vec{r}) = \underline{A} \cdot \underline{v}^E(r, \phi) e^{\mp \gamma^E \cdot z} \quad (5.1)$$

und entsprechend für die TE-Wellen

$$\underline{H}(\vec{r}) = \underline{B} \cdot \underline{v}^H(r, \phi) e^{\mp \gamma^H \cdot z} \quad (5.2)$$

mit der Fortpflanzungskonstanten γ^E bzw. γ^H für die TM- bzw. TE-modes.

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{k_c^2 - k^2} \quad (5.3)$$

Dabei ist $k_c = \omega_c \sqrt{\epsilon\mu}$ und $k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}$.

Mit ω_c wird die kritische (Kreis-) Frequenz bezeichnet.

Wir interessieren uns für die Anregung von Wellen in einem Hohlleiterrohr von kreiszylindrischem Querschnitt mit dem Radius a .

Die Eigenwerte k_c und die Eigenfunktionen \underline{v}^E bzw. \underline{v}^H sind

a) für die TM_{mn} -Wellen

$$k_c^E = k_{Emn} = 2\pi/\lambda_{cmn}^E = \frac{x'_{mn}}{a} \quad (5.4)$$

$$\underline{v}^E(r, \phi) = J_m(k_{Emn} r) \cos m(\phi - \phi_{mn}^e) \quad (5.5)$$

b) für die TE_{mn} -Wellen

$$k_c^H = k_{Hmn} = 2\pi/\lambda_{cmn}^H = \frac{x'_{mn}}{a} \quad (5.6)$$

$$\underline{v}^H(r, \phi) = J_m(k_{Hmn} r) \cos m(\phi - \phi_{mn}^e) \quad (5.7)$$

Tabelle 5.I:

Felder im kreiszylindrischen Rohr mit dem Radius a

1) TM_{mn}-Wellen (H_z = 0)

$$\begin{aligned}
 E_z &= \pm A \cdot J_m(k_{Emn} r) \cos m(\phi - \phi_{mn}^e) \\
 E_r &= -A \cdot \frac{\gamma_{mn}^E}{k_{Emn}^2} \cdot k_{Emn} J_m'(k_{Emn} r) \cos m(\phi - \phi_{mn}^e) \\
 E_\phi &= A \cdot \frac{\gamma_{mn}^E}{k_{Emn}^2} \frac{m}{r} J_m(k_{Emn} r) \sin m(\phi - \phi_{mn}^e) \quad (5.12) \\
 H_r &= -\frac{E_\phi}{Z_{FEmn}} \\
 H_\phi &= \frac{E_r}{Z_{FEmn}}
 \end{aligned}$$

2) TE_{mn}-Wellen (E_z = 0)

$$\begin{aligned}
 H_z &= B \cdot J_m(k_{Hmn} r) \cos m(\phi - \phi_{mn}^e) \\
 H_r &= -B \cdot \frac{\gamma_{mn}^H}{k_{Hmn}^2} \cdot k_{Hmn} J_m'(k_{Hmn} r) \cos m(\phi - \phi_{mn}^e) \\
 H_\phi &= B \cdot \frac{\gamma_{mn}^H}{k_{Hmn}^2} \frac{m}{r} J_m(k_{Hmn} r) \sin m(\phi - \phi_{mn}^e) \quad (5.13) \\
 E_r &= Z_{FHmn} H_\phi \\
 E_\phi &= -Z_{FHmn} H_r
 \end{aligned}$$

Die z-Abhängigkeit für alle Feldkomponenten ist $\exp(\mp \gamma_{mn}^E z)$ für TM-Wellen bzw. $\exp(\mp \gamma_{mn}^H z)$ für TE-Wellen.

3) TEM-Wellen

$$E_r = C \cdot \frac{1}{r} \frac{1}{\ln a/b} e^{\mp j\beta z}$$

$$H_\phi = \pm C \cdot \frac{1}{Z_0} \frac{1}{r} \frac{1}{\ln a/b} e^{\mp j\beta z}$$

mit $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ ist der Wellenwiderstand des Vakuums bezeichnet.

Die Feldwellenwiderstände der Wellenleiter-modes sind

$$Z_{FE}^E = \frac{\gamma^E}{j\omega\epsilon_0} \quad \text{und} \quad Z_{FH}^H = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma^H}$$

Aufgrund der Rotationssymmetrie sind die Eigenfunktionen (für $m \neq 0$) zweifach entartet, was durch den Entartungswinkel ϕ^e angedeutet ist.⁵

Die Feldkomponenten (und zusätzlich auch die der TEM-Welle) sind in Tabelle 5.I zusammengestellt.

5.1.2 Anregung von Wellen im Wellenleiterrohr

Wir betrachten die Anregung der Felder durch vorgegebene, eingeprägte Quellen, und zwar durch flächenhaft in der Querschnittsebene (Koppelebene bzw. Anregungsfläche) verteilte Quellen und die daraus abgeleiteten im Koppelloch örtlich festliegenden Dipole. Es interessieren also die Felder, welche innerhalb eines geraden, zylindrischen Hohlleiters existieren können und die durch irgendwelche am Rohrende gelegenen Quellen in der Koppelöffnung angeregt werden. Die angeregten Felder können in hinreichendem Abstand von der Koppelstelle und bei genügend großer Hohlleiterlänge als Überlagerung einer unendlichen Zahl von Teilfeldern aufgefaßt werden. Diese Teilfelder gewinnen wir durch die normal mode Entwicklung.³

5.1.2.1 Bemerkungen zur Anregung durch flächenhaft in einer Querschnittsebene verteilte Quellen

Als Quelle wird eine in der Querschnittsebene gelegene elektrische und magnetische Momentenschicht angenommen. Die Flächendichten dieser Momentenbelegung \underline{p} und \underline{m} sind in der ganzen Querschnittsebene stetig differenzierbar und ändern sich zeitlich mit ω

$$\underline{p}(r) = p_{tr} + p_z^e \quad \text{und} \quad \underline{m}(r) = m_{tr} + m_z .$$

Die angeregten Felder werden durch die Überlagerung von TE- und TM-Wellen dargestellt, die von der Quellfläche ausgehend in das Rohr hineinlaufen und deren transversale Felder H_{tr} , E_{tr} an der Quellfläche den vorgeschriebenen Sprung herstellen. Das Feld aller nichtausbreitungsfähigen (aperiodisch gedämpften) Wellen ist im wesentlichen auf Abstände von der Quelle beschränkt, welche kleiner sind als die Abklinglänge $1/\alpha$. Die Abklingkonstante α ist durch Gleichung (3.2) gegeben.

5.1.2.2 Bemerkungen zur Anregung durch Dipole

Nach ^{4,8,9} kommt man bei den praktisch wichtigen Kopplungen bei geometrisch einfachen Koppellöchern mit einer Näherung aus, indem die Wirkung der Dipolverteilung durch die Wirkung eines Schwerpunktdipols ersetzt wird.

Die Darstellung der Anregung von Wellen durch einen punktförmigen elektrischen oder magnetischen Dipol geht mathematisch einfach durch einen Grenzübergang aus der Anregung durch eine flächenhaft verteilte Momentschicht hervor. Auf einer kleinen Fläche δF in der Umgebung des Mittelpunktes (r_0) der Koppelöffnung sei eine konstante Momentenbelegung vorhanden.

Der Grenzübergang $\delta F = 0, p = \infty$ und $m = \infty$ wird so vollzogen, daß die Flächenintegrale gegen die endlichen Dipolmomente \bar{P} bzw. \bar{M} an der Stelle r_0 konvergieren.

$$\lim_{\substack{\delta F \rightarrow 0 \\ p \rightarrow \infty}} \int \underline{p} da = \bar{P} = \bar{P}_{tr} + \bar{P}_z$$

und

(5.14)

$$\lim_{\substack{\delta F \rightarrow 0 \\ m \rightarrow \infty}} \int \underline{m} da = \bar{M} = \bar{M}_{tr} + \bar{M}_z$$

Ein anschauliches Bild der Dipole in der Anregungsfläche gibt Fig. 5.0.

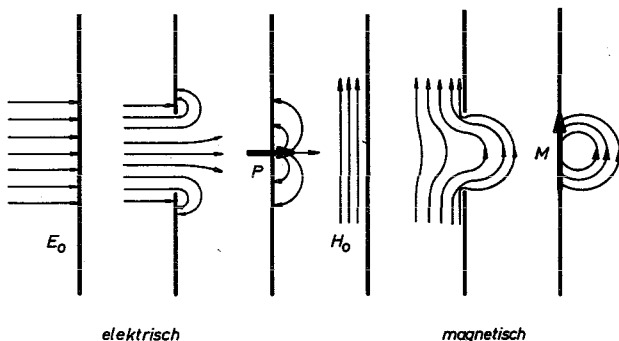


Fig. 5.0: Koppelloch und Dipol in einer leitenden Wand

5.1.2.3 Darstellung der Felder bei Dipolanregung

Die elektrische (e) und die magnetische (m) Momentenbelegung der Anregungsfläche erregt unabhängig voneinander je ein elektromagnetisches Feld ($E^{(e)}$, $H^{(e)}$) bzw. ($E^{(m)}$, $H^{(m)}$), so daß gilt

$$\begin{aligned} E &= E^{(e)} + E^{(m)} \\ H &= H^{(e)} + H^{(m)} \end{aligned} \quad (5.15a)$$

Die (e)- und (m)-Felder werden nach den Eigenwellen (normal modes) entwickelt. Bei der Entwicklung des (m)-Feldes ist zu beachten, daß H_{tr} stetig durch die Anregungsfläche geht, während E_{tr} den vorgeschriebenen Sprung ausführt. Dagegen ist bei der Entwicklung des (e)-Feldes E_{tr} stetig, während H_{tr} den Sprung ausführt. Die Entwicklung dieser Felder führt zu den Ausdrücken für das (m)-Feld:

$$\begin{aligned} E_{tr}^{(m)} &= E_{tr}^{TM(m)} + E_{tr}^{TE(m)} \\ E_{tr}^{(m)} &= \sum_i - A_i^{(m)} \frac{\gamma_i^E}{k_{Ei}^2} \nabla v_i^E + \sum_i - B_i^{(m)} \frac{j\omega\mu}{k_{Hi}^2} \vec{z} \times (\nabla v_i^H) \end{aligned} \quad (5.15b)$$

Analog gilt für das (e)-Feld:

$$H_{tr}^{(e)} = H_{tr}^{TM(e)} + H_{tr}^{TE(e)}$$

daraus wird für das transversale magnetische Feld in der Querschnittsebene $z = 0$

$$H_{tr}^{(e)} = \sum_i A_i^{(e)} \frac{j\omega\epsilon}{k_{Ei}^2} \vec{z} \times (\nabla v_i^E) + \sum_i - B_i^{(e)} \frac{\gamma_i^H}{k_{Hi}^2} \nabla v_i^H \quad (5.15c)$$

Der Index i steht für die üblichen mode Indizes mn .

Die Entwicklungskoeffizienten werden durch Anwendung der Orthogonalitätsrelationen ermittelt. Damit erhält man dann die folgenden Anregungsintegrale:

$$A_i^{(m)} \int_F (\nabla v_i^E)^2 da = -j\frac{\omega}{2} \frac{k_{Ei}^2}{\gamma_i} \bar{M}_{tr} \vec{z} \times (\nabla v_i^E)_{r_0} + \frac{k_{Ei}^4}{2\epsilon\gamma_i} \bar{P}_z (v_i^E)_{r_0} \quad (5.15)$$

$$B_i^{(m)} \int_F (\nabla v_i^H)^2 da = \frac{k_{Hi}^2}{2\mu} \bar{M}_{tr} (\nabla v_i^H)_{r_0} \quad (5.16)$$

$$A_i^{(e)} \int_F (\nabla v_i^E)^2 da = \frac{k_{Ei}^2}{2\epsilon} \bar{P}_{tr} (\nabla v_i^E)_{r_0} \quad (5.17)$$

$$B_i^{(e)} \int_F (\nabla v_i^H)^2 da = j\frac{\omega}{2} \frac{k_{Hi}^2}{\gamma_i} \bar{P}_{tr} \vec{z} \times (\nabla v_i^H)_{r_0} + \frac{k_{Hi}^4}{2\mu\gamma_i} \bar{M}_z (v_i^H)_{r_0} \quad (5.18)$$

Die Dipole befinden sich in der Querschnittsebene $z = 0$ und die Amplituden der Feldkomponenten v^E und v^H sind an der Stelle \underline{r}_0 des Koppeloches zu nehmen.

Wir führen nun die Randbedingung ein, daß sich die Anregungsfläche in (bzw. beliebig nahe an) der metallischen Abschlußwand des Wellenleiterrohres befindet. Auf der Wand müssen die Randbedingungen $E_t = 0$ und $H_z = 0$ erfüllt sein, d.h. die transversale Komponente des elektrischen Dipolmomentes \bar{P}_{tr} und die longitudinale Komponente des magnetischen Dipolmomentes müssen verschwinden. Unter Berücksichtigung des Spiegeleffektes an der metallischen Wand ergibt sich

$$\bar{M} = 2\bar{M}_{tr} \quad \text{und} \quad \bar{P} = 2\bar{P}_z .$$

Die Anregungsintegrale der (e)-Feld-Entwicklung, Gleichung (5.17) und Gleichung (5.18) liefern damit keinen Beitrag zu dem speziellen Fall der hier betrachteten Kopplung.

Unter Anwendung der Identität

$$\int_F (\nabla v_i)^2 da = k_{ci}^2 \int_F v_i^2 da \quad (5.19)$$

bleibt von den Anregungsintegralen, Gleichungen (5.15) und (5.16)

$$A_i \int_F v_i^E da = -j \frac{\omega}{2\gamma_i} \bar{M}_{tr} \vec{z} \times (\nabla v_i^E)_{r_0} + \frac{k_{Ei}^2}{2\epsilon\gamma_i} \bar{P}_z (v_i^E)_{r_0} \quad (5.20)$$

$$B_i \int_F v_i^H da = \frac{1}{2\mu} \bar{M}_{tr} (\nabla v_i^H)_{r_0} \quad (5.21)$$

Bei dem speziellen Fall der hier betrachteten Kopplung durch ein Loch in einer den Hohlleiter abschließenden metallischen Wand kann also keine Anregung von TE-modes im Cutoff-Kamin durch ein elektrisches Feld im Resonator auftreten. In Tabelle 5.II sind einige modes schematisch zusammengestellt und aufgrund von Symmetrieüberlegungen geordnet.

Die Dipolmomente \bar{P}_z und \bar{M}_{tr} werden durch die am Ort r_0 des Koppelloches herrschenden Feldstärken des Resonatorfeldes E_{0z} und H_{0tr} angeregt. Für sie werden die Werte eingesetzt, die in Abschnitt 5.2 (Kopplungsglieder) ermittelt werden. Die Kopplungsglieder sind diejenigen Teile, welche die Wechselwirkung des Resonators mit der übrigen Schaltung vermitteln. Sie sind die Träger der Dipolmomente, die den Resonator erregen bzw. die vom Resonator ausgekoppelte HF-Leistung in die angeschlossene Leitung abstrahlen.

Wir interessieren uns für die modes, die vom magnetischen Feld $H_{\theta 0}$ des Resonators durch das Koppelloch am Ort r_0 mit den Koordinaten $r = r_M$, $\phi_M = 90^\circ$, $z = 0$ (Fig. 5.2) angeregt werden können, wobei wir davon ausgehen, daß die Komponente H_ϕ im Kamin dominant angeregt wird. Die Anregung der TM_{mn} -modes wird

Tabelle 5.II:

TM	TE	für a = 1,25cm		zentrisches Koppelloch		exzentrisches Koppelloch		unbrauchbar zum Koppeln		
		X_{mn}	X'_{mn}	λ_c [cm]	α [$\frac{1}{cm}$]	elektrisch	magnetisch		elektrisch	magnetisch
	1,841	4,25	1,35				TE ₁₁			
2,405		3,26	1,83	TM ₀₁	keine Kopplung durch TE modes			TM ₀₁	TE ₁₁	
	3,054	2,58	2,37						TE ₂₁	
3,832	3,832	2,05	3,00			TM ₁₁	TM ₁₁		TM ₁₁	TE ₀₁
	4,201	1,87	3,36						TE ₃₁	
5,136		1,52	4,06				TM ₂₁		TM ₂₁	
	5,331 5,317	1,47	4,27						TE ₁₂ TE ₄₁	
5,520		1,42	4,42	TM ₀₂					TM ₀₂	
	6,415 6,706	1,23 1,17	5,11 5,37						TM ₃₁	TE ₅₁ TE ₂₂
	7,016	1,12	5,61					TM ₁₂	TE ₆₁	TE ₀₂
	8,536	0,92	6,83			TM ₁₂ TE ₁₃			TE ₁₃	
8,654		0,91	6,90	TM ₀₃				TM ₀₃		
10,17	10,17	0,77	8,16			TM ₁₃		TM ₁₃		TE ₀₃

Kritische Wellenlänge und Abklingkonstante der wichtigsten modes im zylindrischen Kamin vom Radius a. Die Gegenüberstellung von zentrischem und exzentrischem Koppelloch in der ebenen Abschlußwand des Kamins zeigt die Symmetrieeigenschaften der koppelnden modes bei rein elektrischer bzw. rein magnetischer Kopplung.

Tabelle 5.IIIa

Tabelle 5.IIIb

	TM ₀₁	TM ₀₂	TM ₀₃	TM ₀₄	TM ₂₁		TE ₁₁	TE ₁₂	TE ₁₃	TE ₁₄	TE ₃₁
x_{mn}^E	2,405	5,520	8,654	11,79	5,136	x_{mn}^H	1,841	5,331	8,536	11,706	4,201
λ_{cmn}^E [cm]	3,26	1,42	0,91	0,66	1,52	λ_{cmn}^H [cm]	4,25	1,47	0,92	0,67	1,87
α_{mn}^E [$\frac{1}{cm}$]	1,83	4,42	6,90	9,40	4,06	α_{mn}^H [$\frac{1}{cm}$]	1,35	4,27	6,83	9,36	3,36
N_{mn}^E [cm ²]	0,66	0,3	0,19	0,132	0,535	N_{mn}^H [cm ²]	1,2	0,58	0,35	0,26	0,5
$\frac{A_{mn}}{H_{\theta 0}} [\frac{V}{A}]$	j74,05	j13,66	-j129	j115	-j5,3	$\frac{B_{mn}}{H_{\theta 0}}$	0,182	0,064	-0,361	0,374	0,277

Zusammenstellung der wichtigsten Zahlenwerte für die an der Kopplung nach Gl. (5.23) und (5.25) beteiligten modes.

durch den Koeffizienten $A_i = A_{mn}$ beschrieben. Für $\bar{P}_z = 0$ erhalten wir mit der Normierung

$$\int_F (v_{mn}^E)^2 da = N_{mn}^E = a^2 \frac{\pi}{2} J_m'^2(x_{mn}') (1 + \delta_{om}) \quad (5.22)$$

und $\delta_{om} = \begin{cases} 0 & \text{für } m = 0 \\ 1 & \text{für } m \neq 0 \end{cases}$

für

$$A_{mn} = - \frac{j\omega}{2\gamma_{mn}^E} \frac{1}{N_{mn}^E} \bar{M}_{tr} \frac{x_{mn}'}{a} J_m' \left(\frac{x_{mn}'}{a} r_M \right) \cos m\phi_M \quad (5.23)$$

Daraus folgt: $A_{mn} \neq 0$ nur für $m = 0, 2, 4, \dots$ usw., d.h. es wird im wesentlichen nur der zylindersymmetrische mode vom Typ TM_{01} angeregt. Aus Tabelle 5.IIIa sieht man, daß die Amplituden aller höheren modes sehr schnell abklingen.

Die Anregung der TE-Wellen ist durch $B_i = B_{mn}$ gegeben. Mit

$$\int_F (v_{mn}^H)^2 da = N_{mn}^H = \left(\frac{a}{x_{mn}'} \right)^2 \frac{\pi}{2} (x_{mn}'^2 - m^2) J_m^2(x_{mn}') (1 + \delta_{om}) \quad (5.24)$$

wird

$$B_{mn} = \frac{1}{2\mu} \frac{1}{N_{mn}^H} \bar{M}_{tr} \frac{m}{r_M} J_m \left(\frac{x_{mn}'}{a} r_M \right) \sin m\phi_M \quad (5.25)$$

Daraus folgt: $B_{mn} \neq 0$ nur für $m = 1, 3, 5, \dots$ usw., d.h. es wird im wesentlichen nur der mode mit Dipolsymmetrie vom Typ TE_{11} angeregt. Alle anderen höheren modes klingen ebenfalls sehr schnell ab (Tabelle 5.IIIb).

In den beiden folgenden Tabellen (5.IIIa und b) sind A_{mn} und B_{mn} auf das anregende Feld des Resonators $H_{\theta 0}$ bezogen. Für \bar{M}_{tr} ist nach Abschnitt 5.2 der Wert

$$\bar{M}_{tr} \approx 0,725 \mu_0 H_{\theta 0} [V \text{ cm s}] \quad (5.26)$$

eingesetzt worden. $r_M = 0,85 \text{ cm}$ ist ein mittlerer Abstand der Koppellochmitte zur Leitungsmittle. Der Radius des Koppelkamins ist $a = 1,25 \text{ cm}$.

5.1.3 Leistungsfluß der angeregten Wellen im Wellenleiter

Den Leistungsfluß, der im zeitlichen Mittel durch die Hohlleiterquerschnittsfläche geht, ermittelt man mit Hilfe der longitudinalen Komponente des Poynting Vektors.^{2,6}

$$S_z = \frac{1}{2}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \vec{z} = \frac{1}{2}(\mathbf{E}_{tr} \times \mathbf{H}_{tr}^*) \cdot \vec{z} \quad (5.27)$$

Für die TM-Wellen ist

$$S_z^E = AA^* \frac{\gamma^E}{k_E^4} \frac{1}{2Z_{FE}} (\nabla v^E)^2 e^{\mp 2\gamma^E z} \quad (5.28)$$

und für die TE-Wellen ist

$$S_z^H = BB^* \frac{\gamma^H}{k_H^4} \frac{Z_{FH}}{2} (\nabla v^H)^2 e^{\mp 2\gamma^H z} \quad (5.29)$$

Die durch die Querschnittsfläche F des Wellenleiters fließende Leistung P ergibt sich damit

$$P = P_w + jP_b = \int_F S_z da \quad (5.30)$$

Mit der Identität Gleichung (5.19) wird dann für die TM-Wellen

$$P^E = AA^* \frac{1}{2Z_{FE}} \left(\frac{\gamma^E}{k_E}\right)^2 \int_F v^E da \quad (5.31)$$

und für die TE-Wellen

$$P^H = BB^* \frac{1}{2Z_{FH}} \left(\frac{\gamma^H}{k_H}\right)^2 \int_F v^H da \quad (5.32)$$

Für alle weiteren Leistungsbetrachtungen müssen nun die beiden möglichen Zustände der Wellenfortpflanzung getrennt voneinander betrachtet werden.

1) Ausbreitungsfähige Wellen (verlustlos, $\alpha=0$):

γ ist imaginär, d.h. $\gamma = j\beta$ bzw. $k > k_c$; ($\lambda_0 < \lambda_c$)

2) nichtausbreitungsfähige Wellen (aperiodisch abklingend):

γ ist reell, d.h. $\gamma = \alpha$ bzw. $k_c > k$; ($\lambda_0 > \lambda_c$) .

Die formalen Zusammenhänge sind in Tabelle (5.IV) zusammengefaßt. Mit Hilfe der Gleichungen (I) und (III) dieser Tabelle kann der gesamte Leistungsfluß aller vom elektrischen Dipol \bar{P}_z und magnetischen Dipol \bar{M}_{tr} angeregten ausbreitungsfähigen TM- und TE-Wellen angegeben werden. Die Entwicklungskoeffizienten A_{mn} und B_{mn} werden aus den Gleichungen (5.20) und (5.21) genommen.

$$P_w = \sum_{TM} P_w^E + \sum_{TE} P_w^H \quad (5.33)$$

Bei unserer Kopplung handelt es sich jedoch um die Anregung von nichtausbreitungsfähigen Wellen, so daß keine Leistung durch den Wellenleiter abfließen kann. Die von der Koppelstelle aus mit $e^{-2\alpha z}$ abklingenden Blindanteile der Leistung (Gl.II und IV von Tabelle 5.IV) müssen zur gespeicherten Energie des Resonators genommen werden. Mit Hilfe der in den Kamin eintauchenden Sonde wird diesem Anteil die Leistung P_{ab} entzogen, die auf der Koaxialleitung abfließt.

Anknüpfend an die vorangegangene Beschreibung der Anregung von Wellen in einem Wellenleiterrohr, soll in den folgenden Abschnitten die Eigenschaft der Kopplungsglieder und die Ankopplung der koaxialen Leitung an das aperiodisch abnehmende Feld im Cutoff-Kamin diskutiert werden.

Tabelle 5.IV: Wirk- und Blindleistungen bei ausbreitungsfähigen und nichtausbreitungsfähigen Wellen (verlustloser Fall)

		ausbreitungsfähig ($\gamma = j\beta$)	nichtausbreitungsfähig ($\gamma = \alpha$)
		$k > k_c, \lambda_o < \lambda_c$ $\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2}$ $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_o} \sqrt{1 - (\lambda_o/\lambda_c)^2}$	$k_c > k, \lambda_o > \lambda_c$ $\alpha = \sqrt{k_c^2 - k^2}$ $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda_o)^2}$
TM-Wellen		Z_{FE}	$Z_o \cdot \sqrt{1 - (\lambda_o/\lambda_c^E)^2}$
	I	P_w^E	0
	II	P_b^E	$\frac{ A ^2}{2Z_o} N^E \frac{\lambda_c^E}{\lambda_o} \sqrt{1 - (\frac{\lambda_c^E}{\lambda_o})^2} \cdot e^{-2\alpha^E z}$
TE-Wellen		Z_{FH}	$jZ_o / \sqrt{(\lambda_o/\lambda_c^H)^2 - 1}$
	III	P_w^H	0
	IV	P_b^H	$ B ^2 \frac{Z_o}{2} N^H \frac{\lambda_c^H}{\lambda_o} \sqrt{1 - (\frac{\lambda_c^H}{\lambda_o})^2} \cdot e^{-2\alpha^H z}$

5.2 Kopplungsglieder

Kopplungsglieder sind diejenigen Teile, die die Wechselwirkung des Resonators mit der übrigen Schaltung vermitteln. Zu ihnen zählen in den Resonator hineinragende Leitungsteile (Schleifen, Stifte) und Koppelöffnungen mit einem gewissen Bereich der angrenzenden Resonatorwand, der dem Wirkungsbereich des wirbelfreien Koppelfeldes (siehe Abschnitt 5.4) entspricht. Die Kopplungsglieder sind die Träger der Dipolmomente, die den Energieaustausch des Resonators mit der angeschlossenen Schaltung bewirken. Nicht alle Momente tragen unmittelbar zum Energieaustausch bei, denn Momente, die durch das Resonatorfeld angeregt werden, ohne auf der Leitungsseite abzustrahlen, wirken auf den Resonator selbst zurück und verstimmen ihn. Deshalb kann man zwischen "verstimmenden Momenten" und "koppelnden Momenten" unterscheiden. Koppelnde Momente bewirken immer einen Energieentzug.

Man kann die Kopplungsglieder in drei typische Gruppen einteilen:

1. Kopplungsglieder zwischen Resonatoren.

Ein typisches Beispiel für die direkte Kopplung zwischen zwei oder mehreren Resonatoren sind die "beladenen" Wellenleiterstrukturen zur Erzeugung von beschleunigenden bzw. ablenkenden Feldern.

2. Kopplungsglieder zwischen Resonator und einer Koaxialleitung.

Die in Resonatoren direkt hineinragenden Enden von koaxialen Leitungen in Form von Stiften und Schleifen sind zur HF-Einkopplung bei supraleitenden Resonatoren wegen der hohen Verluste an den normalleitenden Oberflächen ungeeignet.

3. Kopplungsglieder zwischen Resonator und Hohlleiter.

Für supraleitende Resonatoren hat sich als Kopplungsglied der bereits beschriebene Anschluß an ein Wellenleiterrohr im Cutoff am besten bewährt.

Wir betrachten nur kleine Kopplungsglieder, bei denen die Koppelfelder näherungsweise durch Potentialfelder darstellbar sind (vergl. Abschnitt 5.4). Dann läßt sich unter folgenden Voraussetzungen⁹ das Koppelfeld an der Kopplungsstelle durch die Felder eines elektrischen und zweier zueinander senkrechter

magnetischer Dipole ersetzen:

1. Koppellemente bzw. Koppellöcher klein gegen λ_0 ,
2. Resonatorwände in der Anregungsstelle quasi eben,
3. homogenes Dielektrikum in der Umgebung der Kopplungsstellen.

5.2.1 Polarisierbarkeiten von Koppellöchern

Wir führen für die Kopplungsöffnung ein rechtwinkliges Koordinatensystem (x,y,z) ein. Dann liegt das elektrische Moment in z -Richtung senkrecht zur Lochebene und das transversale magnetische Moment in der Ebene $x-y$. Das elektrische Moment tritt über eine senkrechte elektrische Feldstärke $E(\underline{r}_0)$ an der Anregungsstelle mit dem Resonator in Wechselwirkung. Zwischen \bar{P} und $E(\underline{r}_0)$ besteht ein linearer Zusammenhang.

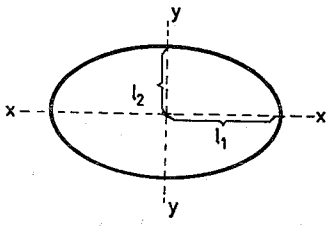
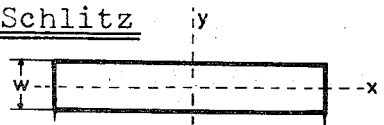
$$\bar{P} = p\epsilon_0 E(\underline{r}_0) \quad (5.34)$$

Ein magnetisches Moment tritt in Wechselwirkung mit der zugehörigen parallelen magnetischen Feldkomponente $H(\underline{r}_0)$ die in die Richtung des Momentes fällt. Die Momente ergeben sich als lineare Funktionen⁹

$$\begin{aligned} \bar{M}_x &\sim (m_{xx}H_x + m_{xy}H_y) \mu_0 \\ \bar{M}_y &\sim (m_{yx}H_x + m_{yy}H_y) \mu_0 \end{aligned} \quad (5.35)$$

Aus Symmetriegründen ist $m_{xy} = m_{yx}$. Die Polarisierbarkeiten p bzw. m_{ij} sind positive Skalare und nur von Form und Größe der Koppelöffnungen abhängig. Es ist zweckmäßig, das Bezugssystem in die Haupt- oder Symmetrieachsen der Koppelöffnung zu legen. Die Werte für m_{xx} bzw. m_{yy} lassen sich als Lösungen von Randwertproblemen der Potentialtheorie gewinnen, für typische Lochformen sind sie in Tabelle (5.V) zusammengestellt.^{5,8,9,10,13}

Tabelle 5.V: Polarisierbarkeiten für einfache Koppelöffnungen

	m_{xx}	m_{yy}	p
<u>kreisrunde Öffnung</u> Radius ρ_0	$\frac{4}{3} \rho_0^3$	$\frac{4}{3} \rho_0^3$	$\frac{2}{3} \rho_0^3$
<u>Ellipse</u>	$\frac{1}{3} \pi \ell_1^3 \frac{\epsilon^2}{F(\epsilon) - E(\epsilon)}$	$\frac{1}{3} \pi \ell_1 \ell_2^2 \frac{\epsilon^2}{E(\epsilon) - (1 - \epsilon^2) F(\epsilon)}$	$\frac{1}{3} \pi \ell_1 \ell_2^2 \frac{1}{E(\epsilon)}$
Exzentrizität: $\epsilon = \sqrt{1 - (\ell_2 / \ell_1)^2}$			
<p>$F(\epsilon)$ und $E(\epsilon)$ sind die elliptischen Integrale der ersten und zweiten Gattung²³</p> <p><u>$\epsilon \ll 1$</u> : $E(\epsilon) \approx \frac{\pi}{2} (1 - \frac{\epsilon^2}{4})$, $F(\epsilon) \approx \frac{\pi}{2} (1 + \frac{\epsilon^2}{4})$</p> <p><u>$\epsilon \approx 1$</u> : $E(\epsilon) \approx 1$, $F(\epsilon) \approx \ln(4\ell_1 / \ell_2)$</p>			
<u>Schlitz</u> 	$\frac{1}{24} \pi \ell^3 \frac{1}{\ln(4\ell/w) - 1}$	$\frac{1}{24} \pi \ell w^2$	$\frac{1}{24} \pi \ell w^2$

Die Kopplung in den Ablenkresonator geschieht nach Abschnitt 2 über das magnetische Feld $H_{\theta 0}$ des Resonators, d.h. vom Resonator aus wird im wesentlichen nur das magnetische Moment $\bar{M}_x = m_{xx} \mu_0 H_{\theta 0}(\underline{r}_0)$ des Koppelgliedes angeregt. Von der Leitungsseite her wird durch die TEM-Welle ein Moment mit dominierender x-Richtung, nämlich $\bar{M}_x = m_{xx} \mu_0 H_L(\underline{r}_0)$ angeregt. Die Polarisierbarkeiten dieses speziellen Koppeloches sind nicht bekannt, sie können auch nicht gut durch die bekannten Werte der Tabelle 5.V angenähert werden. Deshalb müssen sie durch Messungen ermittelt werden.

5.2.2 Experimentelle Bestimmung der Polarisierbarkeiten

Die Polarisierbarkeiten von Koppellöchern oder Blenden können z.B. im Elektrolytischen Trog^{4,2} gemessen werden. Die hier jedoch zur Bestimmung der magnetischen Polarisierbarkeit m_{xx} verwendete Methode beruht auf einer Messung der Transmissionseigenschaft einer dem Koppelloch und seiner Umgebung nachgebildeten Blende. Der Transmissionskoeffizient T (in dB) für die Leistungsübertragung durch die Blende in einen reflexionsfrei angepaßten Abschluß sei

$$T = T' + T'' \quad (5.36)$$

T' ist abhängig von Lochform und -Größe und von der Feldverteilung am Ort des Koppelloches, T'' berücksichtigt die zusätzliche Dämpfung aufgrund der endlichen Wanddicke der Blende. T'' bewirkt, was weiter unten noch gezeigt wird, für die betrachtete Geometrie eine vernachlässigbare Korrektur. Der Transmissionskoeffizient der Blende läßt sich durch die der Blende äquivalente normierte Suszeptanz (B/Y_L) ausdrücken.¹⁰ $1/Y_L = Z_L$ ist der Wellenwiderstand der reflexionsfrei abgeschlossenen Koaxialleitung in die gekoppelt wird.

$$T \approx T' = - 10 \log \left\{ \left(\frac{B}{2Y_L} \right)^2 + 1 \right\} \quad [\text{dB}] \quad (5.37)$$

Die Suszeptanz ist umgekehrt proportional zu den magnetischen Polarisierbarkeiten und direkt proportional zur elektrischen Polarisierbarkeit der Öffnung in der Blende

$$\frac{B_m}{Y_L} = \frac{\text{const}}{m}, \quad \frac{B_p}{Y_L} = \text{const} \cdot p \quad (5.38)$$

In den Konstanten sind die charakteristischen Geometriegrößen der Leitung, die Frequenz und die Ortskoordinaten des Koppelloches enthalten. Für die bei der Messung verwendete Anordnung kann die normierte Suszeptanz für eine Blende mit unendlich dünner Wand angenähert beschrieben werden durch⁵

$$\frac{B}{Y_L} \approx \frac{\lambda_0 r_M^2 \ln \frac{a}{b}}{m_{xx}} \approx \frac{5,62 [\text{cm}^3]}{m_{xx}} \quad (5.39)$$

Gleichung (5.37) wird umgeformt:

$$\left| \frac{B}{Y_L} \right| = 2 \sqrt{10^{0,1T} - 1} \quad (5.40)$$

Durch Messung von T kann m_{xx} in Abhängigkeit von den Öffnungsparametern ℓ_1 und ℓ_2 des Koppelloches ermittelt werden.

Zur Kontrolle und Eichung des Meßverfahrens wurden zunächst Messungen mit kreisrunden Koppellöchern (Radius ρ_0), deren Polarisierbarkeiten bekannt sind, durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Fig. 5.1 aufgetragen. Die durchgezogene Kurve ist berechnet für m^0 nach Tabelle 5.V, und ist in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten, die etwas über den errechneten liegen.

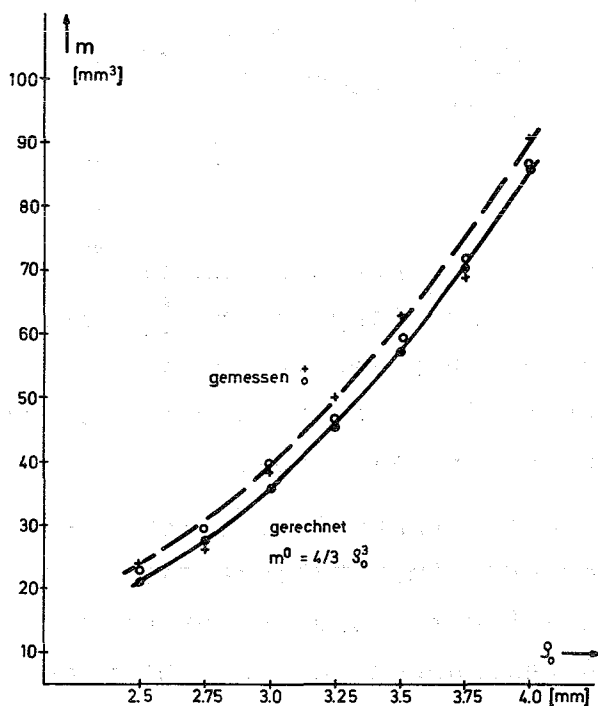


Fig. 5.1: magnetische Polarisierbarkeiten für ein kreisrundes Loch

Der Geometriefaktor in Gleichung (5.39) wird an die Meßwerte angepaßt:

$$m_{xx} = 5,9 \left| \frac{Y_L}{B} \right| \quad [\text{cm}^3] \quad (5.41)$$

Bei den Messungen für das spezielle Koppelloch wurde die große Halbachse ℓ_1 des Koppelloches nach der in Fig. 5.2 skizzierten Weise schrittweise erweitert bei konstant gehaltener kleiner Halbachse $\ell_2 = 0,4$ cm.

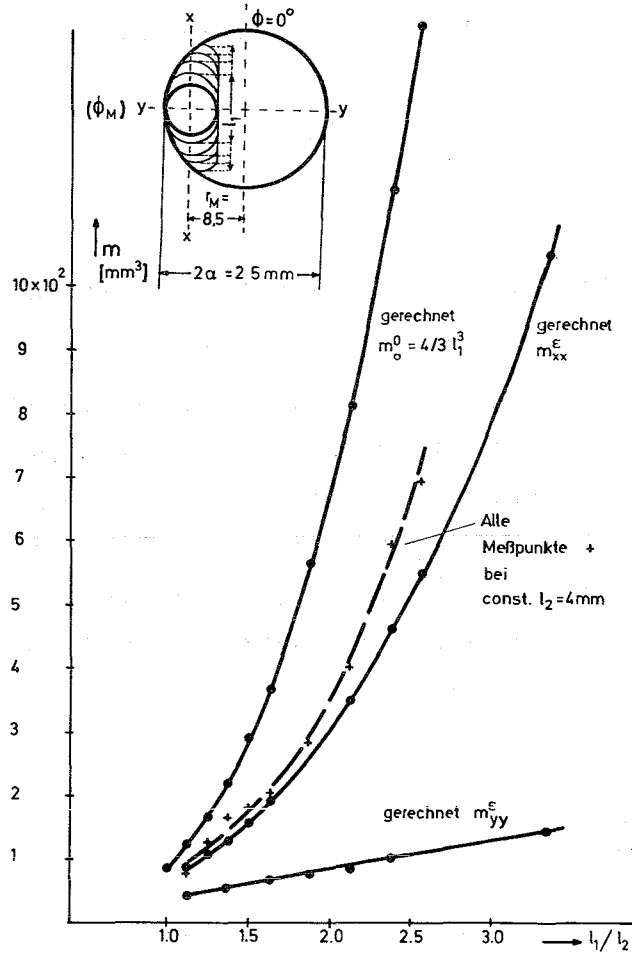


Fig. 5.2: magnetische Polarisierbarkeiten für das Koppelloch

Die durchgezogenen Kurven in Fig. 5.2 zeigen errechnete Polarisierbarkeiten für ein elliptisches Koppelloch m_{xx}^E bzw. m_{yy}^E nach Tabelle 5.V und zum zusätzlichen Vergleich die Polarisierbarkeit für ein entsprechendes kreisrundes Koppelloch m^0 mit dem jeweiligen Radius der großen Halbachse.

Die Messungen zeigen, daß die Polarisierbarkeit des Koppelloches zwischen der eines Kreises und einer Ellipse liegt. Für größere l_1 bleibt die Form des Koppelloches nicht mehr elliptisch, deshalb werden die Abweichungen von der Charakteristik m_{xx}^E für $2l_1 \geq 1,7$ cm größer.

5.2.3 Einfluß der endlichen Wanddicke am Koppelloch

Alle Überlegungen zur Kopplung durch strahlende Dipole in der Ebene des Koppelloches gelten nur exakt für den Fall vernachlässigbar dünner Wandstärken am Koppelloch. Bei dickeren Wänden greifen die Felder weniger weit durch, d.h. Kopplung nach außen wird schwächer. Zur näherungsweisen Bestimmung des Korrekturfaktors T'' geht man zunächst so vor, daß man das

Koppelloch selbst als Kamin betrachtet, d.h. als Hohlleiterstück dessen Querschnitt genau der Form des Koppelloches entspricht, dessen Länge gleich der Wanddicke t ist und das weit unterhalb seiner Grenzfrequenz angeregt wird.^{4,15} Ist das Koppelloch klein, werden alle Wellen sehr stark aperiodisch gedämpft. Bei sehr großer Wanddicke ist es klar, daß sich die zusätzliche Dämpfung T'' asymptotisch der Dämpfung des Grundmodes nähert, der in dem Hohlleiterstück der Länge t am langsamsten abklingt. Die durch ein Loch in dicker Wand gekoppelte Leistung wird dann um den Faktor $\exp(-2\alpha t)$ geschwächt.

Für den Korrekturfaktor T'' folgt damit bei sehr großer Wanddicke unter Berücksichtigung von Gleichung (3.2):

$$T'' = - \frac{4\pi t}{\lambda_c} \cdot 4,34 \sqrt{1 - (\lambda_c / \lambda_0)^2} \quad [\text{dB}] \quad (5.42)$$

Die Abschätzung von T'' ergibt unter der Annahme eines mittleren Lochdurchmessers von 1,7 cm:

bei dominanter Anregung des TE_{11} -modes:

$$T'' \approx 1,81 \cdot t \quad [\text{dB}] \quad (5.43)$$

bei dominanter Anregung des TM_{01} -modes:

$$T'' \approx 2,4 \cdot t \quad [\text{dB}] \quad (5.44)$$

Verschiedene Autoren^{4,5,10,42} haben gezeigt, daß diese Näherung, obwohl sie streng nur für sehr dicke Wände gilt, auch für dünne Wände eine gut brauchbare Abschätzung ist. Der Fehler ist etwa ± 1 dB. Bei unserem Modell ist t zwischen 1,0 und 1,5 mm. Im Vergleich zu den gemessenen Werten von T' ist der Anteil von T'' kleiner 5 %.

Abschließend soll der Vollständigkeit halber darauf hingewiesen werden, daß die Polarisierbarkeiten größerer Koppelöffnungen nicht mehr frequenzunabhängig sind. Eine brauchbare Näherung ist von Cohn angegeben:⁴³

$$m(f) \approx \frac{m}{1 - (\lambda_c / \lambda_0)^2} \quad (5.45)$$

5.3 Ankopplung einer koaxialen Leitung an die Felder des Koppelkamins

In Abschnitt 5.1 wurden die nichtausbreitungsfähigen modes im Koppelkamin dargestellt. Ihr Wellenwiderstand ist imaginär. Sie transportieren im zeitlichen Mittel keine Leistung. An der metallischen, zur Vereinfachung als eben angenommenen Stirnfläche F' des Koppelstiftes bei $z = \ell$ werden die einfallenden Felder reflektiert. Auf dieser Fläche muß die zu ihr tangentielle elektrische und die zu ihr normale magnetische Feldstärke verschwinden.

$$\begin{aligned} E_{tr} &= 0, \quad H_z = 0 \quad \text{auf } F' \\ E, H &\text{ stetig} \quad \text{auf } (F-F') \end{aligned} \tag{5.46}$$

Diese Randbedingungen sind im allgemeinen exakt nur unter der Annahme zu erfüllen, daß von der reflektierenden Fläche endlich viele ausbreitungsfähige und unendlich viele nichtausbreitungsfähige Wellen ausgehen. Die einfallende Welle ruft auf der Fläche F' einen elektrischen Flächenstrom \underline{i} hervor. Die durch diesen Flächenstrom angeregten Felder bestehen aus einer Überlagerung von $TM^{(e)}$, $TE^{(e)}$ und $TEM^{(e)}$ -Wellen (siehe Gleichungen 5.15 a-c), die nach beiden Richtungen $z > \ell$ bzw. $z < \ell$ auslaufen können, und die sich mit dem Feld der einfallenden Welle gerade so überlagern, daß die Randbedingung auf F' erfüllt wird. Die Stetigkeit des Gesamtfeldes auf der kreisringförmigen Fläche $(F-F')$ ist gewährleistet, denn das transversale elektrische Feld und das longitudinale magnetische Feld der durch \underline{i} angeregten Wellen geht nach Abschnitt 5.1.2.3 stetig durch die Anregungsfläche.

Ein rigoroser exakter Ansatz zur Lösung dieses Übergangsproblems erfordert die Anpassung der bekannten möglichen Feldverteilungen die im Cutoff-Kamin existieren können an die Felder, die in der Koaxialleitung existieren können. Aus der Anpassung dieser Felder entlang der gemeinsamen Grenze bei $z = \ell$ ergibt sich ein System homogener linearer Gleichungen zwischen den Koeffizienten der Reihenentwicklungen der Felder. Die Entwicklung der Felder in der Koaxialleitung muß dann neben der

TEM-Welle auch die TM- und TE-Wellen^{1,5} enthalten, die den Eigenfunktionen

$$v^E(r, \phi) = Z_m^E(r) \cos m (\phi - \phi_{mn}^e)$$

und (5.47)

$$v^H(r, \phi) = Z_m^H(r) \cos m (\phi - \phi_{mn}^e)$$

gehörchen. Darin bedeuten Z_m die Kombinationen von Bessel- und Neumanfunktionen m -ter Ordnung, die die Randbedingungen im zweifach zusammenhängenden Gebiet bei $r = a$ und $r = b$ erfüllen.

Eine mathematisch strenge Lösung ist nicht möglich, jedoch gibt es Methoden, die mit geeigneten Näherungen Lösungen ermöglichen, die das Problem für die praktischen Fälle gut beschreiben.

5.3.1 Felder im Koppelkamin

Jede sich einstellende Feldverteilung im Koppelkamin ist durch die normal mode Entwicklung darstellbar.

Für die TM-Wellen im Kamin nehmen wir den Ansatz

$$E = \sum_{mn} A'_{mn} \cdot e_{mn} \cdot e^{-\alpha_{mn}^E z}, \quad H = \frac{1}{Z_{FE}} \cdot E \quad (5.48)$$

und für die TE-Wellen

$$H = \sum_{mn} B'_{mn} \cdot h_{mn} \cdot e^{-\alpha_{mn}^H z}, \quad E = Z_{FH} \cdot H \quad (5.49)$$

Die mode-Funktionen der TM-Wellen sind (vergl. Gl. 5.12- 5.13) gegeben durch

$$e_{mn,z}(r, \phi) = v^E(r, \phi) = J_m(k_{Emn} r) \cos m \phi \quad (5.50)$$

$$e_{mn,r}(r, \phi) = - \frac{\alpha_{mn}^E}{k_{Emn}} J'_m(k_{Emn} r) \cos m \phi \quad (5.51)$$

$$e_{mn,\phi}(r, \phi) = \frac{\alpha_{mn}^E}{k_{Emn}^2} \frac{m}{r} J_m(k_{Emn} r) \sin m \phi$$

Für die mode-Funktionen der TE-Wellen ist entsprechend

$$h_{mn,z}(r,\phi) = v^H(r,\phi) = J_m(k_{Hmn}r) \cos m\phi \quad (5.52)$$

$$h_{mn,r}(r,\phi) = -\frac{\alpha_{mn}^H}{k_{Hmn}} J'_m(k_{Hmn}r) \cos m\phi \quad (5.53)$$

$$h_{mn,\phi}(r,\phi) = \frac{\alpha_{mn}^H}{k_{Hmn}^2} \frac{m}{r} J_m(k_{Hmn}r) \sin m\phi$$

Wir führen nun die Reflexionen am Koppelstift ein. Das Verhältnis der reflektierten zu den einfallenden Amplituden bei $z = \ell$ wird durch den Reflexionsfaktor

$$\Gamma(\ell) = \frac{V_R(\ell)}{V_V(\ell)} \quad (5.54)$$

gegeben. Das Feld an einer Stelle z ist

$$V(z) = V_V(\ell) e^{-\alpha(z-\ell)} + V_R(\ell) e^{+\alpha(z-\ell)} \quad (5.55)$$

bzw.

$$V(z) = V_V(\ell) e^{-\alpha(z-\ell)} \{1 + \Gamma(\ell) e^{2\alpha(z-\ell)}\} \quad (5.56)$$

Der Reflexionsfaktor an einer beliebigen Stelle z ist somit

$$\Gamma(z) = \Gamma(\ell) e^{-2\alpha(\ell-z)} \quad (5.57)$$

Für die Magnetfeldkomponenten im Koppelkamin können wir schreiben

$$\begin{aligned} H_z(r,\phi,z) &= \sum_{mn}^{TE} B'_{mn} \cdot h_{mn,z}(r,\phi) e^{-\alpha_{mn}^H z} \{1 + \Gamma_{mn}^H(z)\} \\ H_{tr}(r,\phi,z) &= \sum_{mn}^{TE} B'_{mn} \cdot h_{mn,tr}(r,\phi) e^{-\alpha_{mn}^H z} \{1 - \Gamma_{mn}^H(z)\} \\ &+ \sum_{mn}^{TM} A'_{mn} \frac{1}{z_{FE}} e_{mn,tr}(r,\phi) e^{-\alpha_{mn}^E z} \{1 - \Gamma_{mn}^E(z)\} \end{aligned} \quad (5.58)$$

Entsprechend sind die E-Feld Komponenten

$$\begin{aligned}
 E_z(r, \phi, z) &= \sum_{mn}^{TM} A'_{mn} \cdot e_{mn,z}(r, \phi) e^{-\alpha_{mn}^E z} \{1 - \Gamma_{mn}^E(z)\} \\
 E_{tr}(r, \phi, z) &= \sum_{mn}^{TM} A'_{mn} \cdot e_{mn,tr}(r, \phi) e^{-\alpha_{mn}^E z} \{1 + \Gamma_{mn}^E(z)\} \\
 &+ \sum_{mn}^{TE} B'_{mn} Z_{FH} h_{mn,tr}(r, \phi) e^{-\alpha_{mn}^H z} \{1 + \Gamma_{mn}^H(z)\}
 \end{aligned} \tag{5.59}$$

Die Amplituden A'_{mn} , B'_{mn} werden weitgehend durch die hohen Felder bei $z = 0$ bestimmt und an diese angepaßt. Die Koeffizienten-Gleichungen für A'_{mn} und B'_{mn} folgen aus den Gleichungen (5.58) und (5.59).

$$\begin{aligned}
 A'_{mn} \{1 + \Gamma_{mn}^E(z)\} e^{-\alpha_{mn}^E z} \int_F e_{mn,tr}^2(r, \phi) da &= \int_F E_{tr}(r, \phi, z) e_{mn,tr}(r, \phi) da \\
 B'_{mn} \{1 - \Gamma_{mn}^H(z)\} e^{-\alpha_{mn}^H z} \int_F h_{mn,tr}^2(r, \phi) da &= \int_F H_{tr}(r, \phi, z) h_{mn,tr}(r, \phi) da
 \end{aligned} \tag{5.60}$$

Daraus ergeben sich, wenn man für E_{tr} und H_{tr} die durch das Koppelloch angeregten Komponenten mit den Amplituden A_{mn} und B_{mn} einführt:

$$A'_{mn} = \frac{A_{mn}}{1 + \Gamma_{mn}^E(z)}$$

und

$$B'_{mn} = \frac{B_{mn}}{1 - \Gamma_{mn}^H(z)}$$

(5.61)

mit $\Gamma(z)$ nach Gleichung (5.57).

Wir betrachten zunächst den Beitrag der TE-modes. Wie man leicht sieht, werden die TE-modes aus Symmetriegründen nahezu vollständig am Koppelstift reflektiert. Demnach muß für den bei $z = \ell$ definierten Reflexionsfaktor für TE-modes annähernd gelten

$$|\Gamma_{mn}^H(\ell)| \approx 1 \quad (5.62)$$

Dann ist nach Gleichung (5.57) bei $z = 0$

$$|\Gamma_{mn}^H(0)| \approx e^{-2\alpha_{mn}^H \ell} \quad (5.63)$$

Der Reflexionsfaktor bei $z = 0$ geht gegen Null für große ℓ , d.h. $B'_{mn}(0)$ wird für hinreichend große ℓ von Γ_{mn}^H unabhängig. Wenn der Koppelstift nicht zu nahe am Koppelloch steht, sind die Amplituden der im Kamin existierenden TE-Wellen

$$\text{bei } z = 0: B'_{mn} \approx \frac{B_{mn}}{1 - e^{-2\alpha_{mn}^H \ell}} \approx B_{mn} \quad (5.64)$$

$$\text{und bei } z = \ell: B'_{mn} \approx 0$$

Man sieht, daß die TE-Wellen, wenn man vom inhomogenen Nahbereich am Koppelloch absieht, keinen Beitrag zur Kopplung liefern.

Darüberhinaus sieht man aus Symmetrieüberlegungen, daß der wesentliche Beitrag zur Kopplung vom TM_{01} -mode gebracht wird. Für ihn muß gelten

$$|\Gamma_{01}^E(\ell)| < 1 \quad (5.65)$$

während für die übrigen höheren ($m \neq 0$) TM-modes

$$|\Gamma_{mn}^E(\ell)| \approx 1$$

gilt. Diese Aussage wird durch die Messungen gut bestätigt.

In Fig. 5.3 ist der eingangsseitig gemessene Koppelfaktor $\beta_E \approx \beta_1$ bezogen auf Q'_0 in Abhängigkeit von der Eintauchtiefe des Koppelstiftes aufgetragen. Die Messungen wurden an einem Modellresonator extrem hoher Güte ($Q'_0 > 10^{10}$) durchgeführt, in dem unter anderem der TE_{011} - und der TM_{010} -mode angeregt werden konnte.

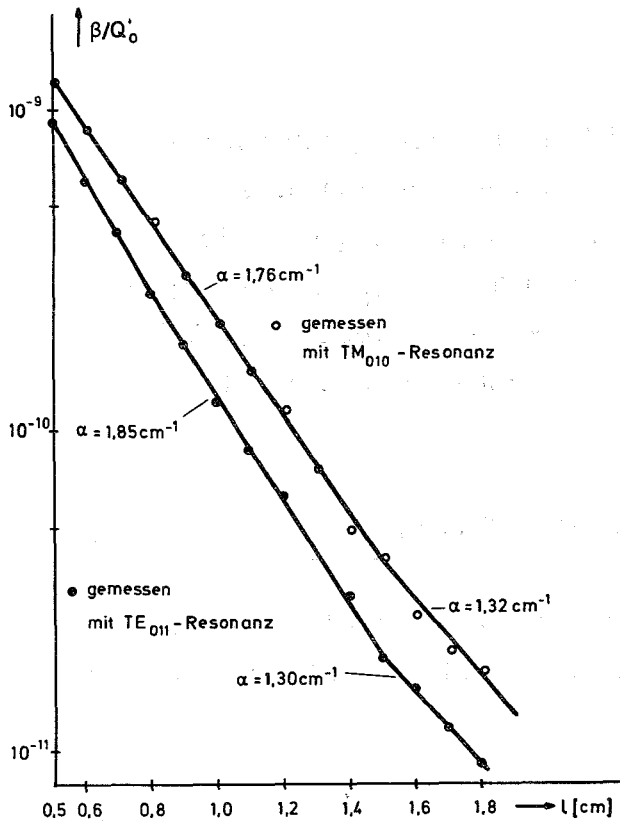


Fig. 5.3: Abhängigkeit der Geometriegröße β/Q_0' vom Abstand des Koppelstiftes vom Koppelloch

Im folgenden Abschnitt 5.3.2 wird gezeigt, daß der Koppel­faktor β bzw. β/Q_0' direkt proportional $\{\exp(-2\alpha l)\}$ ist, mit α als Abklingkonstanten des "koppelnden" modes. Unter Berücksichtigung dieser Proportionalität bestimmt man aus Fig. 5.3 aus den Steigungen der Geraden Abklingkonstanten von $\alpha \approx 1,85 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $\alpha \approx 1,76 \text{ cm}^{-1}$. Diese Werte entsprechen innerhalb der Meßgenauigkeit ziemlich genau der theoretischen Abklingkonstanten $\alpha_{01}^E = 1,83 \text{ cm}^{-1}$ für den TM_{01} -mode im Cutoff-Kamin vom Radius $a = 1,25 \text{ cm}$. In Tabelle 5.II sind die Abklingkonstanten für die wichtigsten modes angegeben. Für $l \lesssim 0,5 \text{ cm}$ wird die Steigung größer, was durch das Hinzu­kommen höherer koppelnder modes bzw. die inhomogenen Störfelder im Nahbereich des Koppelloches verursacht wird. Für sehr große l wird die Abklingkonstante geringer. Sie läßt sich aus Fig. 5.3 zu $\alpha = 1,30 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $\alpha = 1,32 \text{ cm}^{-1}$ ermitteln und entspricht damit der des TE_{11} -modes. Dieser mode besitzt die kleinste Abklingkonstante von allen, $\alpha_{11}^H = 1,35 \text{ cm}^{-1}$. Ein geringer Beitrag dieses modes zur Kopplung kann aufgrund von Unsymmetrien des Koppelmechanismus auftreten und erst bei sehr großen Werten von l bemerkbar werden, wenn der überwiegende TM_{01} -mode nahezu völlig abgeklungen ist.

5.3.2 Leistung im Koppelkamin

Der Koppelfaktor ist der abgestrahlten Leistung proportional (Gleichungen 4.17 - 4.18). Deshalb betrachten wir die z-Abhängigkeit der in den nichtausbreitungsfähigen modes enthaltenen Blindleistung, aus der ein Teil P_{ab} ausgekoppelt wird. Analog zu den Gleichungen (II) und (IV) aus Tabelle 5.IV und unter Berücksichtigung der Reflexion erhält man aus Gleichung (5.58) und (5.59)

$$P_b(z) = \sum_{TE} 2P_b^H \operatorname{Im} \{ \Gamma^H(z) \} + \sum_{TM} 2P_b^E \operatorname{Im} \{ \Gamma^E(z) \} \quad (5.67)$$

$\operatorname{Im} \{ \Gamma(z) \}$ ist der Imaginärteil des Reflexionskoeffizienten. P_b wird unabhängig von z, wenn man die z-Abhängigkeit von $\Gamma(z)$ berücksichtigt:

$$P_b \sim e^{-2\alpha l} \quad (5.68)$$

Bezogen auf die im Resonator gespeicherte Energie kann man setzen

$$\frac{P_b}{\omega W_s} = K \cdot e^{-2\alpha l} \operatorname{Im} \{ \Gamma(l) \} \quad (5.69)$$

wobei die Konstante K für die modes im Kamin nur von der Geometrie des Systems abhängt. Nach Tabelle 5.IV ist

$$K_{mn}^E = \frac{|A'_{mn}|^2}{\omega W_s} \frac{1}{z_0} N_{mn}^E \frac{\lambda_{cmn}^E}{\lambda_0} \sqrt{1 - (\lambda_{cmn}^E / \lambda_0)^2} \quad (5.70)$$

und

$$K_{mn}^H = \frac{|B'_{mn}|^2}{\omega W_s} z_0 N_{mn}^H \frac{\lambda_{cmn}^H}{\lambda_0} \sqrt{1 - (\lambda_{cmn}^H / \lambda_0)^2}$$

Mit dem Verhältnis der Feldstärken $B_{\theta 0} / E_0$ aus Fig. 2.3f und den Gleichungen (1.5), (4.17), (5.66) sowie Tabelle 1.I erhält man mit

$$E_0^2 = R_{tr} P_0 / L \quad (5.71)$$

bzw.

$$\frac{E_0^2}{\omega W_s} = \frac{R_{tr}}{Q_0 L} = \frac{R_{tr} R_s}{GL}$$

die Werte für $|A'_{mn}|^2 / \omega W_s$ und $|B'_{mn}|^2 / \omega W_s$.

$$\frac{|A_{mn}|^2}{\omega W_s} = 0,766 \cdot 10^{-4} \left| \frac{A_{mn}}{H_{\theta 0}} \right|^2 \frac{R_{tr} R_s}{GL} \quad (5.72)$$

Die Werte K_{mn}^H werden Null und für K_{mn}^E der interessierenden TM-modes erhält man die folgenden Zahlenwerte (Tabelle 5.VI).

K_{01}^E	K_{02}^E	K_{03}^E	K_{04}^E	K_{21}^E
$1,8 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$0,4 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 5.VI

Der Imaginärteil der Reflexionskoeffizienten muß nun so interpretiert werden, daß er angibt, welcher Anteil des Feldflusses an der Koppelstelle "inelastisch" reflektiert, d.h. in die Koaxialleitung eingekoppelt wird. Durch Vergleich von Gleichung (5.69) mit Gleichung (5.0) erhalten wir schließlich die geometrieabhängige Größe

$$\frac{\beta}{Q_0'} = K \cdot e^{-2\alpha l} \operatorname{Im} \{ \Gamma(l) \} \quad (5.73)$$

Der Zahlenwert für $\operatorname{Im} \{ \Gamma(l) \}$ kann aus den Messungen ermittelt werden. Er liegt je nach mode bei Werten zwischen 10^{-2} und 10^{-6} . Dieses Ergebnis besagt, daß meist nur ein kleiner Anteil des Feldflusses im Koppelkamin in eine ausbreitungsfähige TEM-Welle eingekoppelt wird. Der größte Teil erfährt Reflexion an den metallischen Flächen des Koppelstiftes.

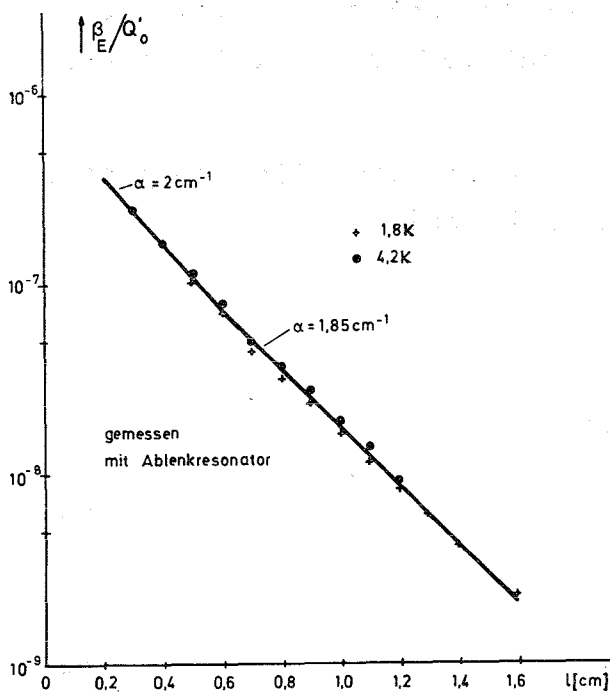


Fig. 5.4: eingangsseitiger Koppelfaktor β_E/Q_0' für den Ablenkresonator

Fig. 5.4 zeigt die Messungen mit einem Ablenkresonator bei Betriebstemperaturen von 4,2 K und 1,8 K. Die Größe β_E/Q'_0 ist in Abhängigkeit von l aufgetragen. Im Fernbereich $l \geq 0,5$ cm wird β/Q'_0 durch die z-Abhängigkeit des TM_{01} -modes bestimmt. Im Nahbereich koppeln zusätzlich Anteile höherer modes. In dieser Näherung können wir für den interessierenden Einstellbereich der Kopplung schreiben:

$$\frac{\beta}{Q'_0} \approx K_{01}^E \cdot e^{-2\alpha_{01}^E l} \operatorname{Im}\{\Gamma_{01}^E(l)\} \quad (5.74)$$

Wir bestimmen $\operatorname{Im}\{\Gamma_{01}^E(l)\}$ aus den Messungen bei großem l aus Fig. 5.4: für $\beta/Q'_0 = 1,8 \cdot 10^{-8}$ bei $l = 1$ cm ergibt sich $\operatorname{Im}\{\Gamma_{01}^E(l)\} = 4 \cdot 10^{-2}$.

Dann erhalten wir

$$\frac{\beta}{Q'_0} = (7,2 \cdot e^{-3,7l}) \cdot 10^{-7} \quad (5.75)$$

5.3.3 Einfluß der Ohmschen Verluste im Koppelglied

Die meisten der angeregten modes leisten zur Kopplung keinen Beitrag, sie tragen nur zu den Reflexionen an den Anpassungsstellen und zu den Verlusten im Koppelgebiet bei. Die Koppelverluste P_K (siehe Gleichung 4.19) zerfallen in Wandverluste im Cutoff-Kamin P_{KW} und Verluste am vorderen Teil des Koppelstiftes P_{KS} . Verluste, die bei etwas größeren $z > l + \delta l$ auftreten, werden zu den Verlusten auf der Koaxialleitung bzw. des Meßaufbaus genommen.

Wir beziehen wie in Abschnitt 4 die individuellen Verlustanteile auf die im Resonator gespeicherte Energie

$$\frac{P_K}{\omega W_s} = \frac{P_{KW}}{\omega W_s} + \frac{P_{KS}}{\omega W_s} \quad (5.76)$$

Mit der bekannten Verlustformel

$$P_K = \frac{1}{2} \int_{(F)} R_s H_t^2 da \quad (5.77)$$

schreiben wir

$$\frac{P_K}{\omega W_s} = G_K (G_W(l) + G_S(l)) \quad (5.78)$$

wobei G_K gegeben ist durch

$$G_K = \frac{1}{2} R_s(\text{Cu}; 300\text{K}) \left(\frac{|A'_{mn}|^2}{\omega W_s} + \frac{|B'_{mn}|^2}{\omega W_s} \right) \quad (5.79)$$

mit $R_s(\text{Cu}; 300\text{K}) = 1,4 \cdot 10^{-2} \Omega$. $G_W(\ell)$ und $G_S(\ell)$ enthalten die Integrale über die Oberflächen und den reziproken Verbesserungsfaktor nach Gleichung (2.4)

$$\frac{1}{I(z)} = \frac{R_s(z)_{\text{Wand}}}{R_s(\text{Cu}; 300\text{K})}$$

a) Verluste in der Wand des Cutoff-Kamins

Für den allgemeinen Ansatz nehmen wir zunächst an, daß sich der Oberflächenwiderstand auf der Wand mit z ändern kann. Dann wird mit Gleichung (5.58)

$$\begin{aligned} G_W(\ell) = & \int_0^{\ell} I(z)^{-1} \cdot \int_0^{2\pi} \left[(h_{mn,z}^2(a, \phi) \{1 + \Gamma_{mn}^H(z)\}^2 \right. \\ & + h_{mn, \text{tr}}^2(a, \phi) \{1 - \Gamma_{mn}^H(z)\}^2) e^{-2\alpha_{mn}^H z} \\ & \left. + \frac{1}{Z_{FE}^2} e_{mn, \text{tr}}^2(a, \phi) \{1 - \Gamma_{mn}^E(z)\}^2 e^{-2\alpha_{mn}^E z} \right] dz d\phi \end{aligned} \quad (5.80)$$

Durch gute Kühlung ist im Koppelkamin überall ein gleicher supraleitender Oberflächenwiderstand gewährleistet, d.h. $I(z) = I = \text{const.}$ Wir bestimmen die Wanderverluste der beiden im Kamin dominanten modes:

1. TE₁₁-mode

$$G_W(\ell) = 4\pi a J_1^2(x'_{11}) e^{-2\alpha_{11}^H \ell} \cdot \frac{1}{I} \int_0^{\ell} \left\{ \text{ch}^2[\alpha(\ell-z)] + \left(\frac{\alpha_{11}^H}{k_{H11} x'_{11}} \right)^2 \text{sh}^2[\alpha(\ell-z)] \right\} dz \quad (5.81)$$

Mit folgenden Substitutionen

$$\begin{aligned} c_1^H &= 4\pi a J_1^2(x'_{11}) = 5,32 \text{ [cm]} \\ c_2^H &= 1 + \left(\frac{\alpha_{11}^H}{k_{H11} x'_{11}} \right)^2 = 1,25 \end{aligned}$$

wird

$$G_W(\ell) = c_1^H \frac{1}{I} e^{-2\alpha_{11}^H \ell} \left[\frac{c_2^H}{4\alpha_{11}^H} \operatorname{sh} 2\alpha_{11}^H \ell + \ell \left(1 - \frac{c_2^H}{2} \right) \right] \quad (5.82)$$

und für große ℓ

$$G_W(\ell \infty) \approx \frac{c_1^H c_2^H}{8\alpha_{11}^H} \cdot \frac{1}{I} = 0,62 \cdot \frac{1}{I} \quad [\text{cm}^2] \quad (5.83)$$

Bei supraleitenden Wänden ist $I > 10^5$ zu nehmen.

2. TM₀₁-mode

$$G_W(\ell) = 2\pi a J_0'^2(x_{01}) \left(\frac{\alpha_{01}^E}{k_{E01} Z_{FE}} \right)^2 e^{-2\alpha_{01}^E \ell} \frac{1}{I} \int_0^\ell \operatorname{sh}^2[\alpha(\ell-z)] dz \quad (5.84)$$

Mit $c_1^E = \pi a J_0'^2(x_{01}) = 1,06 \quad [\text{cm}]$

und $c_2^E = \left(\frac{\alpha_{01}^E}{k_{E01} Z_{FE}} \right)^2 = 0,7 \cdot 10^{-6}$

erhalten wir

$$G_W(\ell) = c_1^E c_2^E \frac{1}{I} e^{-2\alpha_{01}^E \ell} \left[\frac{\operatorname{sh} 2\alpha_{01}^E \ell}{2\alpha_{01}^E} - \ell \right] \quad (5.85)$$

und für große ℓ

$$G_W(\ell \infty) \approx \frac{c_1^E c_2^E}{4\alpha_{01}^E} \cdot \frac{1}{I} = 0,1 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{I} \quad [\text{cm}^2] \quad (5.86)$$

Die Verlustanteile beider modes sind bei Vernachlässigung des bei großem ℓ ohnehin sehr kleinen Anteils $G_S(\ell \infty)$ in der Größenordnung von

$$G_K \cdot G_W(\ell \infty)_{\text{TE}_{11}} < 10^{-12}$$

und

$$G_K \cdot G_W(\ell \infty)_{\text{TM}_{01}} < 2,5 \cdot 10^{-14}$$

(5.87)

Die in Abschnitt 3.2.b angegebene Methode zur direkten Bestimmung der unbelasteten Güte Q_0 wird durch Koppelverluste nicht verfälscht, da $1/Q_K < 10^{-12}$ wird. Der Hauptanteil der Verluste wird vom nicht koppelnden TE_{11} -mode beigetragen.

Die Wandverluste im Nahbereich des Koppelloches ($l < 0,5$ cm) werden von den Feldern aller durch das Loch angeregten TE_{mn} - und TM_{mn} -modes bewirkt. Diese Felder können bei der komplizierten Geometrie in der Nähe des Koppelloches nicht angegeben werden. Sie lassen sich näherungsweise durch die "Lochfelder", die nach Abschnitt 5.4 durch Potentialfelder darstellbar sind, finden. Bei Verlustbetrachtungen nimmt man die Lochfelder zweckmäßigerweise zu den eigentlichen Resonatorfeldern, also zu $1/Q_0$.

Die im folgenden Abschnitt b) beschriebene experimentelle Bestimmung³⁰ der Koppelverluste für den Nahbereich führt zu brauchbaren Ergebnissen.

b) Verluste am Koppelstift

Die Verluste am Koppelstift entstehen im wesentlichen auf der Stirnfläche und auf der sehr kurzen Länge δl in der die Felder höherer modes im Anfangsbereich der Koaxialleitung abklingen. Die Abklinglängen des TE_{11} - bzw. des TM_{01} -modes in der koaxialen Leitung sind $\delta l \approx 0,76$ cm bzw. $\delta l \approx 0,19$ cm. Ein weiterer Bereich braucht nicht berücksichtigt zu werden, da die Verluste auf der Koaxialleitung zu den Verlusten des Meßaufbaus genommen werden und daher nicht in die gemessene Güte $\omega_0 T = Q_L$ eingehen. Die Verluste am Koppelstift gehen für große l mit

$$e^{-2\alpha_{01}^E l}$$

oder bei Unsymmetrien im Koppelsystem mit $e^{-2\alpha_{11}^H l}$ gegen Null, d.h. sie interessieren nur für kleine l :

$$G_S(l) = \frac{1}{I} \int_0^b \int_0^{2\pi} \left[h_{mn, tr}^2(r, \phi) \{1 - \Gamma_{mn}^H(l)\}^2 e^{-2\alpha_{mn}^H l} + \frac{1}{Z_{FE}^2} e_{mn, tr}^2(r, \phi) \{1 - \Gamma_{mn}^E(l)\}^2 e^{-2\alpha_{mn}^E l} \right] dr d\phi \quad (5.88)$$

Da die Reflexionsfaktoren für kleine l nicht bestimmt werden können, werden die Verluste für den Nahbereich direkt gemessen.

Ein Verfahren zur Eliminierung der Koppelverluste aus Messungen von $1/Q_L$ und β in Abhängigkeit von l ist in ³⁰ beschrieben. Entsprechend der getroffenen Definitionen ist

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ab}} + \frac{1}{Q_{KW}} + \frac{1}{Q_{KS}}$$

$$\text{mit } \frac{1}{Q_{KW}} \sim G_{KW}(1-e^{-2\alpha l})$$

$$\text{und } \frac{1}{Q_{KS}} \sim G_{KS} e^{-2\alpha l} \quad (5.89)$$

$$\text{und } \frac{1}{Q_{ab}} = \frac{\beta}{Q_0} \sim K' e^{-2\alpha l}$$

Damit können wir schreiben

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + G_{KW} + (K' + G_{KS} - G_{KW}) e^{-2\alpha l} \quad (5.90)$$

Die Gesamtverluste bestimmen sich näherungsweise bei Extrapolation auf $l = 0$. Sind der Koppelstift und die Wand durch gute Kühlung supraleitend, so haben sie etwa den gleichen Oberflächenwiderstand wie der Resonator selbst, d.h. G_{KW} und G_{KS} sind wegen ihrer relativ kleinen Oberflächen völlig vernachlässigbar gegen die Verluste im Resonator ($1/Q_0$) und die durch die (verlustlose) Kopplung abgeführte Leistung ($1/Q_{ab}$). Wird jedoch mit einem nicht supraleitenden Koppelstift (z.B. aus Kupfer) gemessen, sind dessen Verluste im Nahbereich nicht mehr vernachlässigbar. In diesem Fall gilt zwar noch $1/Q_{KW} \ll 1/Q_{KS}$, aber nicht mehr $1/Q_{KS} \ll 1/Q_0$. Um möglichst genaue Meßergebnisse für einen Koppelstift aus Kupfer zu erhalten, wurden Messungen mit einfachen Resonatoren (TM_{010} , TE_{011} , TE_{111}) extrem hoher Güte ($Q_0^{TE_{011}} \approx 1,5 \cdot 10^{11}$) durchgeführt.²⁴ Die Meßergebnisse für den TM_{010} -mode ($Q_0^{TM_{010}} \approx 1,5 \cdot 10^{10}$), bei dem die höchsten Koppelverluste festgestellt wurden, sind in Fig. 5.5 wiedergegeben.

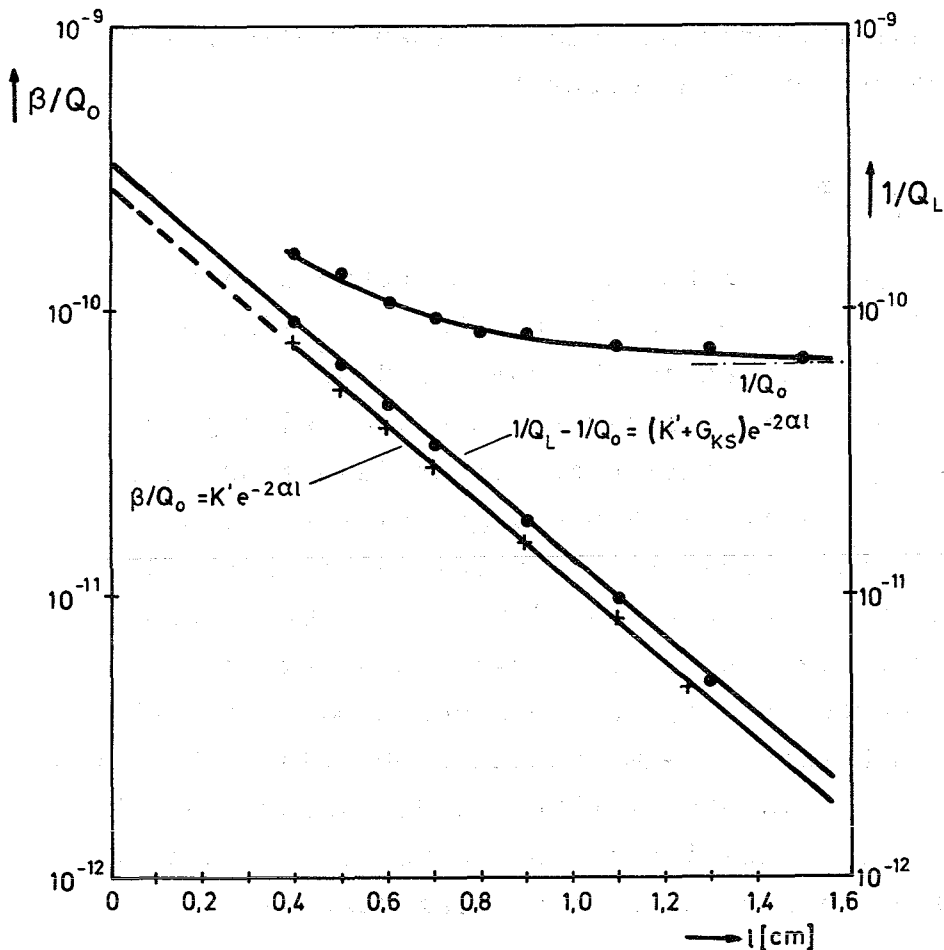


Fig. 5.5:

Zur Bestimmung der Verluste an einem Koppelstift

Bei $l = 0$ folgt mit $\beta/Q_0 = K'$ unter Vernachlässigung von G_{KW} für einen Koppelstift aus Kupfer:

$$\left(\frac{1}{Q_L} - \frac{1}{Q_0}\right) - K' = G_{KS} \approx 0,9 \cdot 10^{-10} \quad (5.91)$$

Die Verluste eines supraleitenden Koppelstiftes sind geringer, sie können nicht gemessen werden.

5.4 Felder am Koppelloch

Nach Slater kann das Feld in einem Resonator als Summe der orthogonalen Eigenfunktionen dargestellt werden. Es läßt sich in einen quellenfreien (solenoidal) Anteil mit der Divergenz Null und in einen wirbelfreien (irrotational) Anteil mit der Rotation Null aufspalten. Das elektrische Feld im Resonator wird beschrieben durch

$$\underline{E}_R = \sum_i A_i e_i + \sum_i A_i^\phi f_i \quad (5.92)$$

Entsprechend wird das magnetische Feld in einen quellenfreien und einen wirbelfreien Anteil aufgespaltet

$$\underline{H}_R = \sum_i B_i h_i + \sum_i B_i^\phi g_i \quad (5.93)$$

Die quellenfreien Eigenfunktionen e_i, h_i sind Lösungen der Wellengleichung und die wirbelfreien Anteile f_i, g_i können als Gradienten skalarer Funktionen geschrieben werden.

Die Funktionen e_i und h_i des quellenfreien Feldanteils geben die Feldverteilung E_0, H_0 in einem ungestörten Resonator, der vollständig durch ideal leitende Wände abgeschlossen, d.h. ohne Koppelöffnungen ist. Diese normal modes lassen sich für nahezu alle Resonatorformen exakt bestimmen. Die Funktionen f_i und g_i des wirbelfreien Feldanteils existieren nur dann, wenn im Resonator anregende Quellen vorhanden sind oder wenn der Resonator eine mehrfach zusammenhängende Oberfläche besitzt. Die Entwicklung dieses Feldanteils führt zu den Ausdrücken für diejenigen Felder, die zusätzlich zu den normal modes aufgrund der in der Hülle vorhandenen Koppellöcher angeregt werden.

Für den Fall, daß der Resonator durch ein Koppelsystem erregt wird, das klein gegenüber der Wellenlänge bzw. den Resonatordimensionen ist, sind die Felder an der Kopplungsstelle quasi statisch, d.h. sie können in guter Näherung als Potentialfelder angesehen werden. Deshalb findet man für f_i und g_i eine einfachere Lösung, als es die Entwicklung nach den Eigenfunktionen wäre, wenn man die statischen Felder der Momentenbelegung auf der Anregungsfläche betrachtet. Bei hinreichend großem Krümmungsradius der Resonatorwand läßt sich die Lösung auf die Bestimmung der Potentiale bekannter Quellenverteilungen in einer ebenen Wand zurückführen. Unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung von (ρ_0/R) ergibt sich für die Beträge der Felder⁷

$$\begin{aligned} |f| &\approx \frac{1}{4\pi} \frac{|\bar{P}|}{\rho_0^3} \left(\frac{\rho_0}{R}\right)^3 \cos\phi_p \\ |g| &\approx \frac{1}{4\pi} \frac{|\bar{M}|}{\rho_0^3} \left(\frac{\rho_0}{R}\right)^3 \sin\phi_m \sin\psi_m \end{aligned} \quad (5.94)$$

Mit ρ_0 ist der Radius der kleinsten Kugel bezeichnet, in die sich die Anregungsfläche einschließen läßt und mit R der Abstand des Aufpunktes vom Mittelpunkt dieser Kugel K_p . \bar{P} und \bar{M} sind die Gesamtmomente der elektrischen bzw. magnetischen Belegungen der Anregungsfläche. Die Winkel ϕ_p , ϕ_m und ψ_m sind in Fig. 5.6 eingetragen.

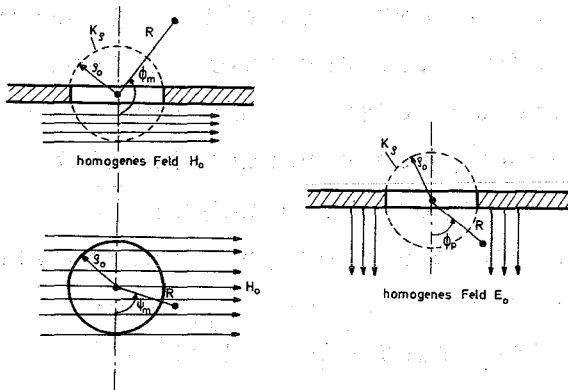


Fig. 5.6:
Zur Geometrie am Koppelloch

Die Felder f und g sind bei hinreichend kleinen Anregungsorganen nur in einer im Vergleich zu den Resonatordimensionen kleinen Umgebung der Anregungsstelle wesentlich von Null verschieden. Sie enthalten jedoch noch nicht alle Anteile der erzwungenen Feldunstetigkeiten, sondern nur diejenigen Teile, die sich durch Potentialfelder beschreiben lassen. Es ist daher sinnvoll, zwei weitere Feldanteile e' , h' anzusetzen, die auf der Anregungsfläche die durch f und g nicht berücksichtigten Teile der Feldunstetigkeiten besitzen. Für kleine Anregungsbereiche ergibt sich unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung von (ρ_0/R) die Näherung³⁵

$$|e'| = \frac{1}{2} \frac{|\bar{M}|}{\rho_0} \frac{\rho_0}{\lambda} \left(\frac{\rho_0}{R}\right)^2 |\sin\phi_m| \quad (5.95)$$

$$|h'| = \frac{1}{2} \frac{|\bar{P}|}{\rho_0} \frac{\rho_0}{\lambda} \left(\frac{\rho_0}{R}\right)^2 |\sin\phi_p|$$

Die Felder e' , h' nehmen mit der Entfernung von der Anregungsstelle schwächer ab als f und g .

Der Ausdruck für die Felder im Resonator heißt damit

$$\begin{aligned} E_R &= f + e' + \sum_i A_i e_i \\ H_R &= g + h' + \sum_i B_i h_i \end{aligned} \tag{5.96}$$

Die Anteile $(f+e')$ und $(g+h')$ sind von der speziellen Struktur des Resonators unabhängig, sie gehören zum Anregungssystem. Wir bezeichnen sie als die Koppelfelder oder Lochfelder. Die Koppelfelder nehmen mit der Entfernung vom Anregungsbereich sehr rasch ab, deshalb wird das erzwungene Feld außerhalb eines von der Größe der Anregungsorgane abhängigen Störgebietes im wesentlichen durch die Resonatorfelder e_i und h_i wiedergegeben. Die Quellen der Koppelfelder sind die gedachten elektrischen und magnetischen Momente, die im vollkommen abgeschlossenen Resonator die gleiche Feldverteilung hervorrufen würden, wie sie tatsächlich vorhanden ist. Das Koppelfeld selbst besteht aus dem elektrischen und magnetischen Potentialfeld dieser Quellen, einschließlich der von ihnen induzierten Wirbelfelder. In der unmittelbaren Umgebung hinreichend kleiner Anregungssysteme ($\rho_0 \ll \lambda$) kann man die Feldanteile e' und h' vernachlässigen.

Das Resonatorfeld e_i, h_i ist praktisch unabhängig von der Struktur der Koppelfelder und allein durch deren Momente bestimmt. Die Momente werden vom Resonator aus durch das Resonatorfeld erregt, welches in der Umgebung K_0 des Koppeloches homogen angenommen wird. Daher ist die Anregung des Koppelgliedes unabhängig von der Art des Resonators, sondern es interessieren nur die homogenen Felder E_0 und H_0 am Ort des Koppeloches. Die Koppelfelder lassen sich aus den Potentialen näherungsweise als ebenes Problem ermitteln^{5.5} (Fig. 5.7). Wir betrachten das Koppeloch als aus 3 Gebieten zusammengesetzt.

1. Innengebiet (Resonatorseite mit den anregenden Feldern E_0, H_0)
2. Gebiet im Koppeloch, bestimmt durch die "Lochkugel" K_0
3. Außengebiet im Koppelkamin.

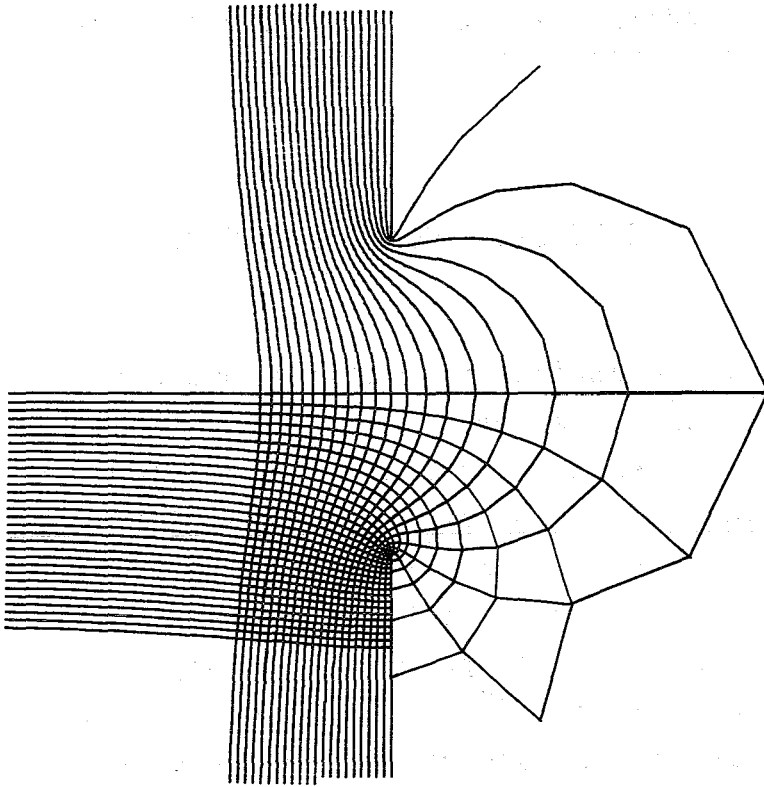


Fig. 5.7:

Feldverteilung am Koppelspalt in einer ebenen Wand

Nach Kaden⁷ ist für $R \gg \rho_0$

a) bei rein magnetischer Anregung durch $\bar{M} = mH_0\mu_0$

$$1. \text{ innen: } g \approx \left[1 + \frac{1}{4\pi} \frac{m}{\rho_0^3} \left(\frac{\rho_0}{R} \right)^3 \right] \mu_0 H_0 \sin\phi_m \sin\psi_m$$

$$2. K_\rho: g \approx \frac{1}{2} \mu_0 H_0 \sin\phi_m \sin\psi_m$$

$$3. \text{ außen: } g \approx - \frac{1}{4\pi} \frac{m}{\rho_0^3} \left(\frac{\rho_0}{R} \right)^3 \mu_0 H_0 \sin\phi_m \sin\psi_m$$

Das durch das Loch austretende Feld ist gleich dem Rückwirkungsfeld des Loches auf den Innenraum, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen.

b) bei rein elektrischer Anregung durch $\bar{P} = pE_0\epsilon_0$

$$1. \text{ innen: } f \approx \left[1 - \frac{1}{4\pi} \frac{p}{\rho_0^3} \left(\frac{\rho_0}{R} \right)^3 \right] \epsilon_0 E_0 \cos\phi_p$$

$$2. K_\rho: f \approx \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0 \cos\phi_p$$

$$3. \text{ außen: } f \approx \frac{1}{4\pi} \frac{p}{\rho_0^3} \left(\frac{\rho_0}{R} \right)^3 \epsilon_0 E_0 \cos\phi_p$$

6. Einfluß der Betriebsbedingungen des Separators auf die Kopplung.

6.1 Betriebsbedingungen eines supraleitenden Teilchen- separators

In diesem Abschnitt sollen die wichtigen Betriebsbedingungen des supraleitenden Teilchenseparators beschrieben werden, da sie einige der speziellen Anforderungen an die HF-Einkopplung festlegen. Die Hauptforderung an das Hochfrequenzsystem ist dadurch gegeben, daß zwischen den ablenkenden Feldern in den beiden Deflektoren eine bestimmte konstante Phasendifferenz $\Delta\phi_{HF}$ aufrechterhalten werden muß (siehe Abschnitt 1). Die Schwankungen von $\Delta\phi_{HF}$ sollen kleiner $\pm 1^\circ$ sein. Zur Einhaltung dieser hohen Phasenstabilität ist ein Gleichlauf der Resonanzfrequenzen der beiden Deflektoren von δf besser $\pm(\frac{1}{2} \times \text{Bandbreite})$ erforderlich. Um das zu erreichen, werden folgende Maßnahmen getroffen:

a) Beide Deflektoren werden den gleichen "Umweltbedingungen" ausgesetzt. Deshalb sind die Heliumbehälter der beiden Kryostate mit einer Ausgleichsleitung verbunden, damit die Deflektoren keine unterschiedliche Drift durch Druck bzw. Temperaturschwankungen erfahren. Während des Betriebes gibt es vor allem zwei Einflüsse, welche die Resonanzfrequenz verändern können:

1. der Strahlungsdruck der HF-Felder im Resonator.

Die Frequenzänderung ist proportional der im Resonator gespeicherten Energie und in sehr komplizierter Weise abhängig von der mechanischen Konstruktion. Bei der Separatorstruktur beträgt sie etwa - 100 Hz maximal.

2. die Druckschwankungen im Heliumbad.

Die Betriebstemperatur von 1,8 K wird durch Abpumpen des Heliumgases über dem Bad auf einen Dampfdruck von 12,5 Torr erreicht. Die mechanischen Verformungen durch Druckänderungen gehen bei hohen Güten sehr empfindlich in die Resonanzfrequenz ein. Eine Druckänderung von $\Delta p = 0,1$ Torr verursacht eine Änderung der Resonanzfrequenz um etwa 30 Hz.

b) Beide Deflektoren werden von einer gemeinsamen Frequenzquelle (VCO) versorgt (Fig. 6.1).⁵⁰ Einer der beiden Deflektoren dient als frequenzbestimmendes Element, auf dessen Resonanzfrequenz die Frequenzquelle geregelt wird. Der zweite Deflektor wird mit Hilfe eines variablen Abstimmelementes auf die Resonanzfrequenz des ersten abgestimmt. Dieses Abstimmverfahren ist umso schwieriger, je schmaler die Bandbreiten der Deflektoren sind.

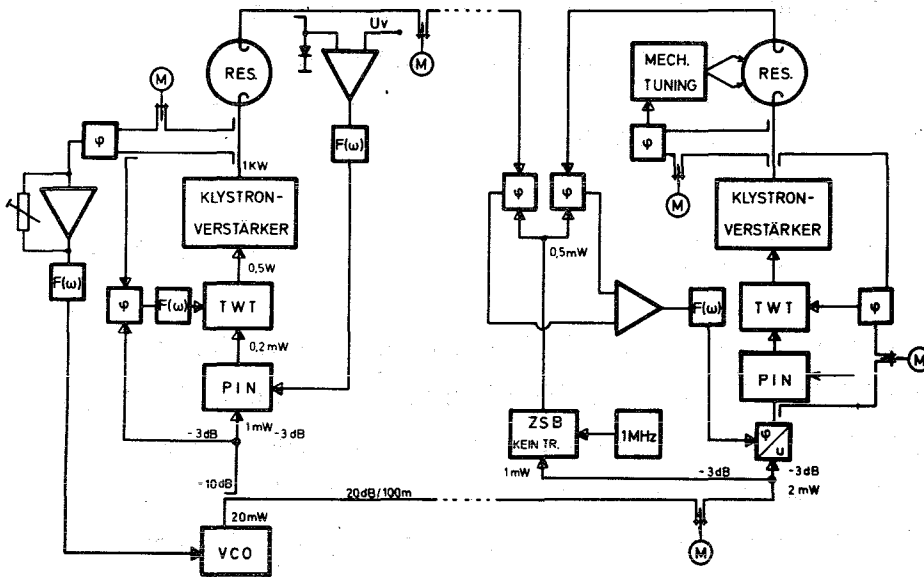


Fig. 6.1:
HF-System des
supraleitenden
Teilchenseparators

Eine Möglichkeit, die in a) und b) genannten Schwierigkeiten zu verringern, bietet die Vergrößerung der Bandbreite, indem beide Deflektoren extern durch eine stark überkritische Einkopplung belastet werden. Die Auskopplungen dienen nur zu Meßzwecken und sind infolgedessen sehr schwach und bleiben konstant. Die Vergrößerung der Bandbreite auf einen Wert von etwa 550 Hz scheint unter Berücksichtigung aller Aspekte technisch sinnvoll. Um diese Bandbreite zu erzielen, ist nach Gleichungen (4.2) und (4.13) ein Koppelfaktor

$$1 + \beta_E = Q_0 2\Delta\omega/\omega_0 \quad (6.1)$$

erforderlich. Für ein Q_0 von 10^9 und eine Bandbreite von 550 Hz wird $\beta_E \approx 200$.

6.2 Leistungsanforderungen

Das äquivalente ablenkende Feld im Deflektor der Länge L soll $E_0 = 2 \text{ MV/m}$ betragen. Dazu muß nach (1.5) im Resonator die Verlustleistung $P_0 = E_0^2 L / R_{tr}$ aufgebracht werden. Bei $L = 2,73 \text{ m}$ und $R_{tr} = 11 \cdot 10^5 \text{ M}\Omega/\text{m}$ beträgt $P_0 = 10 \text{ W}$. Diese Leistung muß bei einem Koppelfaktor von etwa 200 in den Resonator eingekoppelt werden. Daher ist eine beträchtlich höhere Generatorleistung aufzubringen, die zwar nahezu vollständig am Resonatoreingang reflektiert wird, aber das Koppelsystem und die angeschlossene Leitung belastet.

Die vorlaufende Leistung bei großem β_E

$$P_V = P_0 (1 + \beta_E)^2 / 4\beta_E \approx \frac{1}{4} P_0 \beta_E \quad (6.2)$$

wird $P_V = 500 \text{ W}$ und die reflektierte Leistung $P_R = 490 \text{ W}$. Der gesamte Leistungsfluß auf der angeschlossenen Koaxialleitung beträgt bei dieser großen Fehlanpassung etwa 1 kW . Das führt zu einer beträchtlichen Wärmezeugung in der normalleitenden Leitung. Es müssen daher Maßnahmen für besonders gute Kühlung und zur Vermeidung von Feldüberhöhungen im Bereich der Koppelöffnung und der angrenzenden Leitung getroffen werden (siehe Abschnitt 7 und 8).

6.3 Beeinflußung der Resonanzfrequenz und Modestabilität bei Variation der Kopplung

Ein Loch in der Resonatorwand bedämpft den Resonator zusätzlich infolge Energieabstrahlung und verstimmt ihn. Die Verstimmung ist nach Gleichung (4.10) abhängig von der Geometriegröße β/Q_0 und dem charakteristischen Blindwiderstand des Koppelgliedes. Betrachtet man in der Ersatzschaltung als Ursache der Verstimmung ein konzentriertes Schaltelement z.B. mit der Induktivität δL_V , so ist

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\delta L_V}{L} \quad (6.3)$$

oder wenn man die gespeicherten Energien nimmt

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\frac{1}{2}\delta L_V I^2}{\frac{1}{2} L I^2} = \frac{W_V}{W_S} \quad (6.4)$$

W_V ist die im Verstimmungselement und W_S die im ungestörten Resonator gespeicherte Energie. Nach Bethe kann die Verstimmung mittels der Dipolmomente beschrieben werden. Sie hängt damit von dem Ort \underline{r}_0 und der Größe des Koppelloches ab.

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = - \frac{1}{4W_S} (\bar{P}E(\underline{r}_0) + \bar{M}H(\underline{r}_0)) \quad (6.5)$$

Die Gesamtmomente \bar{P} und \bar{M} sind für eine Öffnung in der Hülle des Resonators $\bar{P} = - p\epsilon_0 E(\underline{r}_0)$ und $\bar{M} = m\mu_0 H(\underline{r}_0)$.

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{4W_S} (p\epsilon_0 E^2(\underline{r}_0) - m\mu_0 H^2(\underline{r}_0)) \quad (6.6)$$

Die aus dem Koppelloch austretende magnetische Feldenergie bewirkt also eine Erniedrigung der Resonanzfrequenz gegenüber dem allseitig geschlossenen Resonator. Der Koppelstift, der in das austretende Feld eintaucht, verursacht eine von seiner Position λ abhängige Verstimmung, die jedoch nur wenige Hz beträgt, d.h. die Variation der Kopplung hat praktisch keinen Einfluß auf die Resonanzfrequenz des Resonators bzw. der Koppelzelle. Dagegen ist die Verstimmung der Koppelzelle durch das Koppelloch selbst um Größenordnungen höher. Sie wurde an verschiedenen Modellen bei Zimmertemperatur gemessen und beträgt 7,5 MHz.

Die Störung bei Veränderung der Kopplung ist nicht so groß, daß durch sie der ablenkende mode gedreht werden kann, zumal er stabilisiert ist. Die Stabilisierung kann grundsätzlich durch eine Störung der Rotationssymmetrie der Deflektorstruktur erzielt werden, z.B. durch das Koppelloch. Die Störung von 7,5 MHz wäre ausreichend zur Stabilisierung, wenn keine anderen noch größeren Störungen auftreten würden. Die Abstimmeelemente zur Frequenzregelung können in der Abstimmzelle eine Verstimmung von etwa 5 MHz bewirken,⁵¹ deshalb ist eine stärkere Modestabilisierung notwendig. Diese wird erreicht, indem der Resonatorinnenraum einen ungefähr elliptischen Querschnitt erhält.¹⁴

7. Messungen der Feldüberhöhungen am Koppelloch und in der Koppelzelle und ihre Kompensation

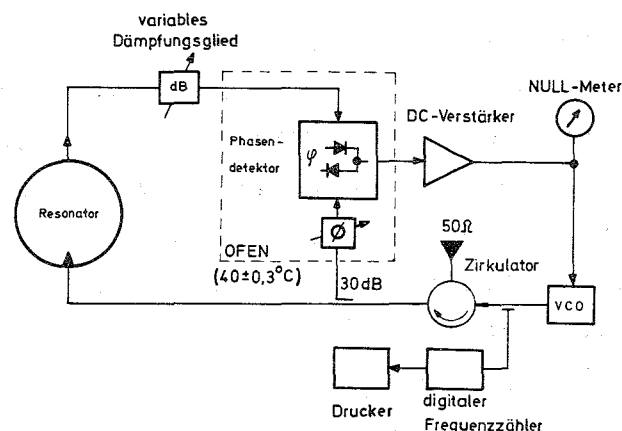
Die Dimensionierung des Koppelloches und der Koppelzelle muß so ausgeführt werden, daß die überhöhten Feldstärken am Koppelloch nicht größer werden als die Spitzenfeldstärken, die an anderen Stellen im Resonator auftreten. Dazu sind die wie folgt beschriebenen Feldmessungen erforderlich.

Das übliche Verfahren zur Ermittlung der Felder in einem Resonator ist die Störkörpermethode.³¹⁻³⁴

7.1 Meßaufbau

Es wurde ein bereits vorhandener Meßaufbau benutzt, der von Vaghin²⁸ für Messungen der Feldverteilungen und Spitzenfeldstärken in Deflektorstrukturen in CERN aufgebaut worden war. (Fig. 7.1)

Fig. 7.1: Meßaufbau (CERN) zur Messung von Feldverteilungen und Spitzenfeldstärken im Resonator



Dieser Aufbau zeichnete sich durch seine besonders hohe Stabilität und Meßgenauigkeit aus und konnte von mir im Rahmen der Zusammenarbeit mit CERN benutzt werden. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt. Die Güte des Resonators geht in die Empfindlichkeit des Meßverfahrens ein, deshalb wurde das Modell versilbert ($Q_0 \approx 4100$). Bei einer Temperaturstabilität des Raumes von $\pm 1^\circ\text{C}$ wurde eine Frequenzstabilität besser ± 100 Hz für die Dauer einer Messung (etwa 0,5 - 1,5 min) erreicht. Diese Stabilität gestattete es, relativ kleine Proben zu verwenden, wodurch die örtliche Auflösung insbesondere

an den Abrundungen des Koppelloches verbessert werden konnte. Die Frequenzänderungen bei den kleinsten verwendeten Proben waren größer als 20 kHz, d.h. der Meßfehler blieb unter 1 %. Einzelheiten des Aufbaus sind in ^{27, 28} beschrieben. Das Resonatormodell wird aus der kleinsten möglichen Zellenzahl zusammengesetzt, damit die gesamte gespeicherte Energie so gering wie möglich ist (siehe Gleichung 6.5). Deshalb wurde ein zweizelliger Resonator nach Fig. 7.2 genommen. Als Störkörper wurden dielektrische (Polystyrol: $\epsilon_p = 2,5$) und metallische (M_s) Halbkugeln mit den Durchmessern 3,5; 2,5 und 2,0 mm verwendet, die an Nylonfäden von 0,08 mm Stärke befestigt waren. Jede der Messungen, deren Verläufe in Fig. 7.2 durch die gestrichelten Linien (Wege) angedeutet sind, wurde mit jeder dieser drei Halbkugeln durchgeführt. Aus der Mittelung über drei Messungen mit den verschiedenen Proben konnte eine gute Genauigkeit erzielt werden.

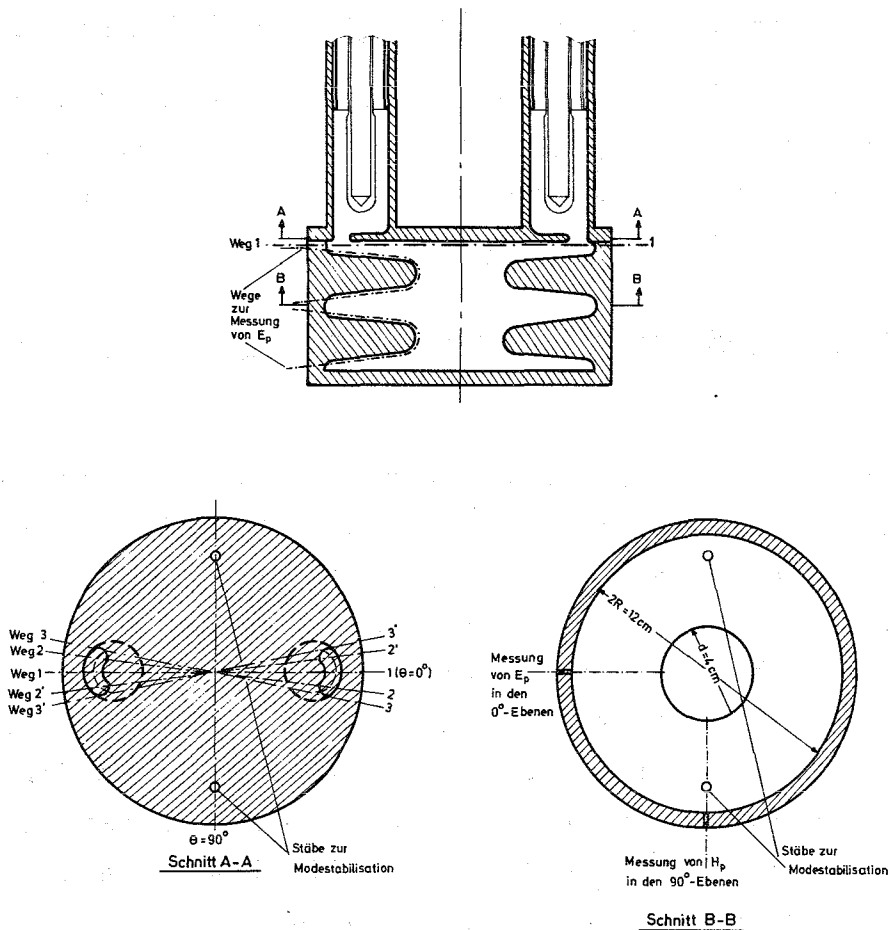


Fig. 7.2: Modellresonator für die Messungen der Spitzenfeldstärken am Koppelloch und an den Irisscheiben.

Wegen der Entartung des ablenkenden modes kann eine mechanische Unsymmetrie oder der eingebrachte Störkörper selbst eine Drehung der modes verursachen. Dann verteilt sich die gesamte gespeicherte Energie auf die beiden modes: W_{s1} in der Ebene der Anregung und W_{s2} in der 90° versetzten Ebene. Das Verhältnis W_{s1}/W_{s2} ändert sich mit der jeweiligen Position der Probe. Das führt zu einer Verzerrung der eigentlichen Feldverteilung. Deshalb ist eine Unterdrückung der Entartung notwendig. Das kann bei diesen Modellmessungen einfach mit longitudinalen Stäben in der 90° -Ebene gemacht werden.³⁶

Für das spezielle Modell mußten die Spitzenfeldstärken gemessen werden, um die Felder am Koppelloch mit ihnen vergleichen zu können. Die Feldmaxima befinden sich auf den Irisscheiben nahe dem inneren Rand, und zwar für E_p in der 0° -Ebene und für H_p in der 90° -Ebene (Fig. 7.2 B-B).

7.2 Messungen bei Einkopplung in einer Endhalbzelle des Resonators

Zur Überprüfung der Symmetrie der Felder im Resonator wurden zunächst Messungen der bekannten radialen und longitudinalen Feldverteilungen ausgeführt. Die Feldverteilungen waren symmetrisch mit Abweichungen von weniger als 5 %.

7.2.1 Feldverteilung auf der ebenen Endplatte und vor dem Koppelloch

Es interessieren im wesentlichen die Felder an 3 Positionen der Koppelöffnung, so wie sie in Fig. 7.2 gestrichelt eingezeichnet sind. Weg 1 ist über die Mitte der Koppelöffnung (0°), Weg 2 bzw. 2' in einem Winkel von etwa 8° und Weg 3 bzw. 3' exakt über den äußeren Rand der Öffnung gemessen. Bei Weg 3 sind die größten Feldüberhöhungen zu erwarten. Das Ergebnis der Messung für Weg 1 entlang des ganzen Durchmessers des Resonators ist in Fig. 7.3 aufgetragen. Die gemessenen Werte sind auf das Quadrat des maximalen Feldes E_p bzw. H_p bezogen. An der Endplatte ist, wie man sieht, die Feldverteilung des TM_{11} -modes dominant.

Von den Messungen entlang Weg 2 bzw. 2' und Weg 3 bzw. 3' sind die Felder nur im interessierenden Bereich in der Nähe der Koppelöffnung gezeigt (Fig. 7.4).

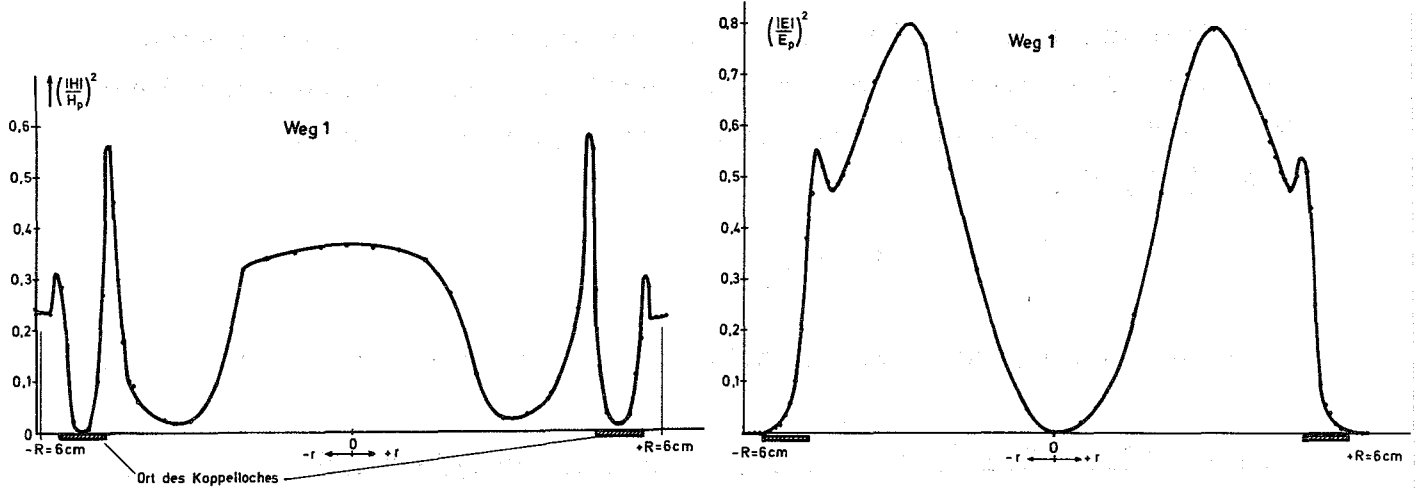


Fig. 7.3: Einfluß des Koppeloches auf die Feldverteilung

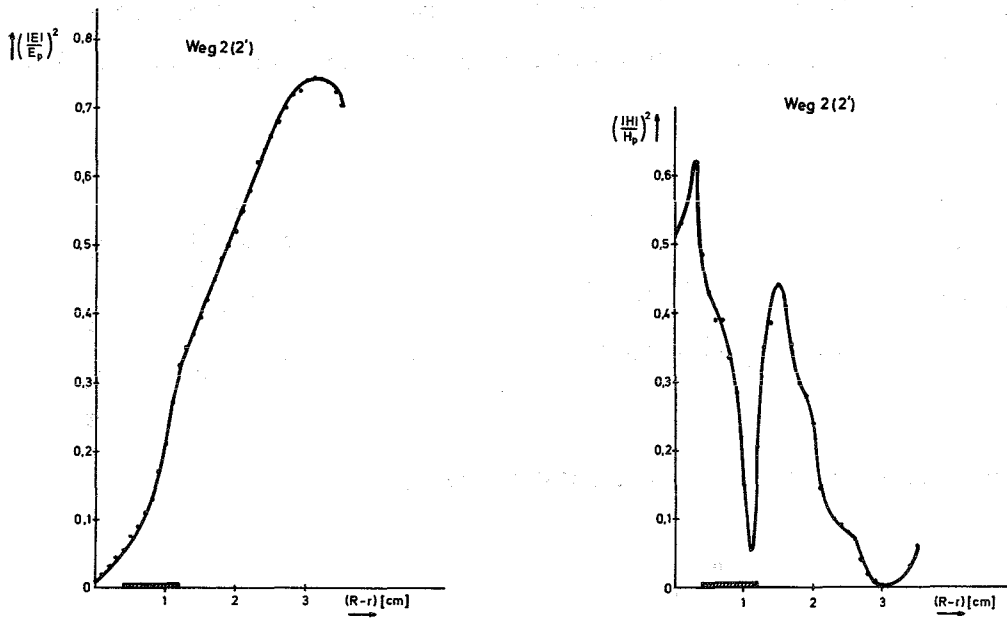
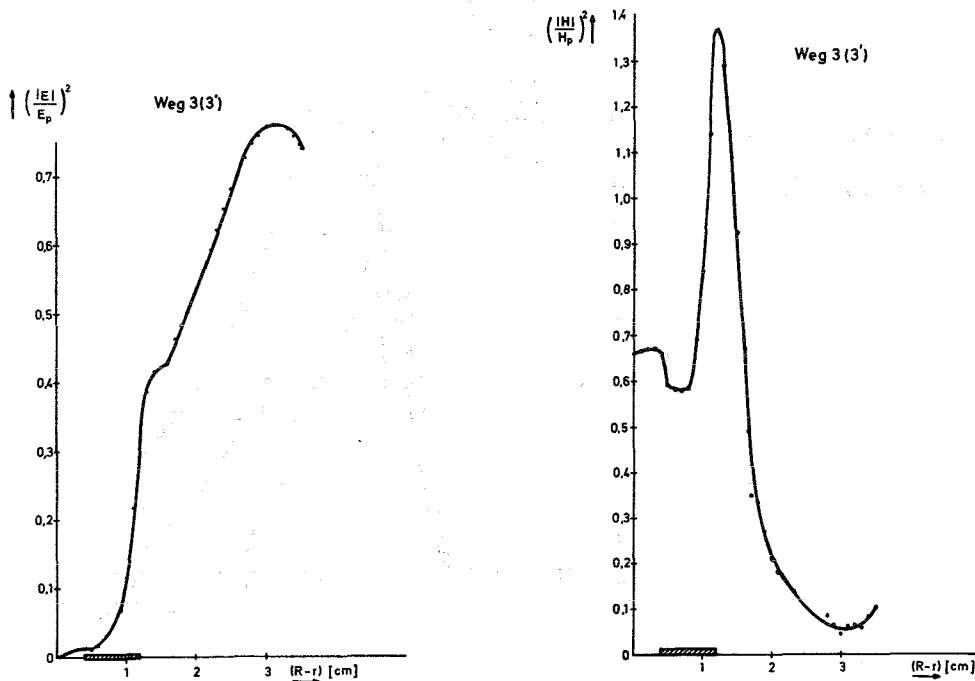


Fig. 7.4: Feldüberhöhungen am Koppeloch



Die Feldüberhöhung nimmt zum stärker gekrümmten äußeren Rand der Koppelöffnung hin erwartungsgemäß zu. Der größte gefundene Wert der magnetischen Feldstärke am Koppelloch ist nach Fig. 7.4, Weg 3:

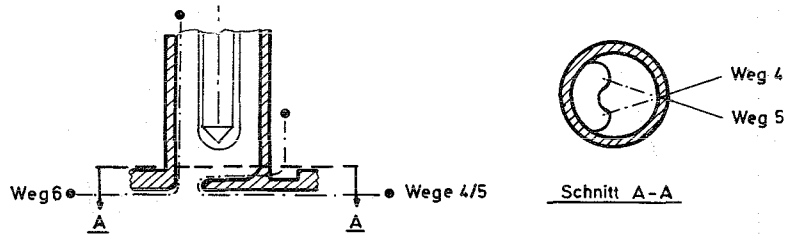
$$H \approx 1,17 H_p$$

Eine Überhöhung des elektrischen Feldes wurde nicht festgestellt.

7.2.2 Feldverteilung am Innenrand des Koppeloches

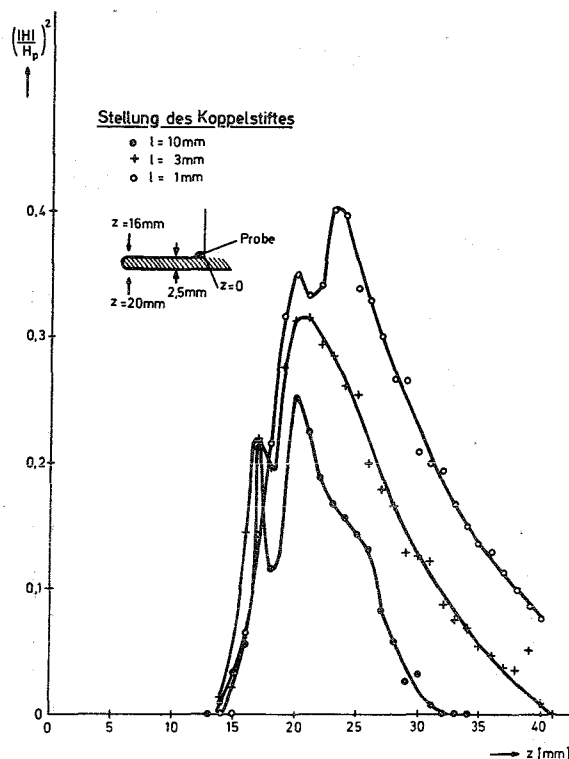
Diese Messungen sollten über die Felder direkt an den Innenflächen und Rändern des Koppeloches Auskunft geben. Die kleinste vorhandene Probe wurde um die Lippe des Koppeloches herumgeführt. In Fig. 7.5 sind diese Messungen durch die Wege 4, 5 und 6 gekennzeichnet.

Fig. 7.5: Wege der Messungen an der Lippe des Koppeloches



Die Ergebnisse sind in Fig. 7.6 zusammengefasst.

Fig. 7.6: Feldverlauf bei den Messungen um die Lippe des Koppeloches



Der Weg z der Probe, beginnend an der Innenseite des Koppelkamins ($z = 0$) ist abgewickelt dargestellt. Parameter ist der Abstand l des Koppelstiftes vom Boden des Koppelkamins. Mit kleinerem l wird das Maximum des magnetischen Feldes größer und weiter in den Resonator gedrängt. Die Messungen (Weg 6) entlang der Wand im Koppelkamin und gegenüber der Lippe des Koppelloches zeigten keine Überhöhungen. Der größte Wert herrscht direkt gegenüber der Lippe: $H/H_p \approx 0,55$.

Die Messungen an diesem Modell, bei dem sich die Koppelöffnungen in den Endhalbzellen befinden, haben ergeben, daß nur an den stark gekrümmten äußeren Rändern der Koppelöffnungen magnetische Felder auftreten, die höher werden als die Spitzenfeldstärken H_p . Die elektrischen Feldstärken im Koppelgebiet bleiben immer unterhalb der Spitzenfeldstärken E_p . Ein Vergleich mit anderen Messungen³⁷ an kreisrunden Koppellöchern zeigt, daß die gewählten bohnenförmigen Koppellöcher eine geringere Feldüberhöhung verursachen als einfache kreisförmige Löcher, für die ein Überhöhungsfaktor von 1,45 gemessen wurde. Die bohnenförmigen Koppellöcher verursachen demnach eine günstigere Stromverteilung am Boden des Koppelkamins und bewirken daher eine geringere Erwärmung einzelner kleiner Oberflächenbereiche. Eine Korrektur der Endhalbzelle zur Kompensation der Feldüberhöhungen am äußeren Lochrand wurde nicht durchgeführt, weil dieser Typ des Resonators nur für Laboruntersuchungen verwendet wird.

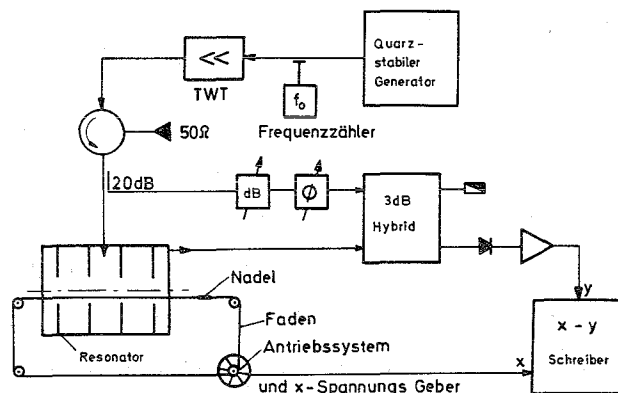
7.3 Messungen bei Einkopplung in die Koppelzelle

Ziel dieser Messungen war festzustellen, wie stark die Resonanzfrequenz der Koppelzelle gegenüber den anderen Zellen des Resonators verstimmt werden muß, damit die Feldüberhöhungen am Koppelloch gleich oder kleiner werden als H_p in den ungestörten Zellen. Die Verstimmung einer Zelle erzeugt eine "Unflatnes" der longitudinalen Feldverteilung und damit eine unerwünschte Erhöhung der Felder in den nicht erregten Zellen.⁴⁰ Infolgedessen muß ein Kompromiß zwischen der Feldüberhöhung am Koppelloch und der "Unflatnes" gefunden werden. Abschätzungen der Feldstärken in den Zellen eines Resonators in Abhängigkeit von Frequenzstörungen einzelner Zellen sind mit Hilfe von Rechnungen mit Ersatzschaltbildern gekoppelter, in Kette ge-

geschalteter Resonanzkreise möglich.^{40,41} Sie ergaben,³⁹ daß bei einem Überhöhungsfaktor am Koppelloch von $H/H_p = 1,2$ eine Verstimmung der Koppelzelle von etwa 7 MHz notwendig ist, um diese Überhöhung zu kompensieren ($H/H_p \leq 1$). Diese Abschätzung wird durch die im folgenden beschriebenen Messungen gut bestätigt. Die Messungen wurden mit einem 4-zelligen Modell (ähnlich Fig. 2.2) durchgeführt, bei dem die Koppelzelle symmetrisch zwischen den Endplatten liegt. Bei der Messung der longitudinalen Feldverteilung (Flatnes) interessiert ausschließlich die Komponente E_z des ablenkenden Feldanteils (siehe 2.3). Als Störkörper wird eine dünne metallische Nadel, deren lange Achse in z-Richtung weist, verwendet.³⁸

Den Meßaufbau zeigt Fig. 7.7. Die Frequenzänderungen wurden direkt von einem Schreiber mitgeschrieben (Fig. 7.8 und 7.10).

Fig. 7.7: Meßaufbau zur Bestimmung der Flatnes



7.3.1 Messungen mit verstimmter und korrigierter Koppelzelle

Alle Zellen haben den gleichen Durchmesser von 12,89 cm. Die Größe und Form des Koppelloches wurde experimentell in mehreren Schritten so ermittelt, daß die Resonanzfrequenz der Koppelzelle um den abgeschätzten Wert von etwa 7,5 MHz niedriger lag als die der anderen Zellen. Die dadurch gestörte longitudinale Feldverteilung zeigt Fig. 7.8. Das Feld in den unerregten Zellen ist gegenüber dem ungestörten Fall erhöht, es beträgt etwa 6,7 % des Feldes der Koppelzelle. Messungen der magnetischen Felder am Koppelloch entlang der in Fig. 7.9 eingezeichneten Wege ergaben keine Überhöhungen. In Tabelle 7.I sind die gemessenen Maximalwerte H/H_p zusammengestellt.

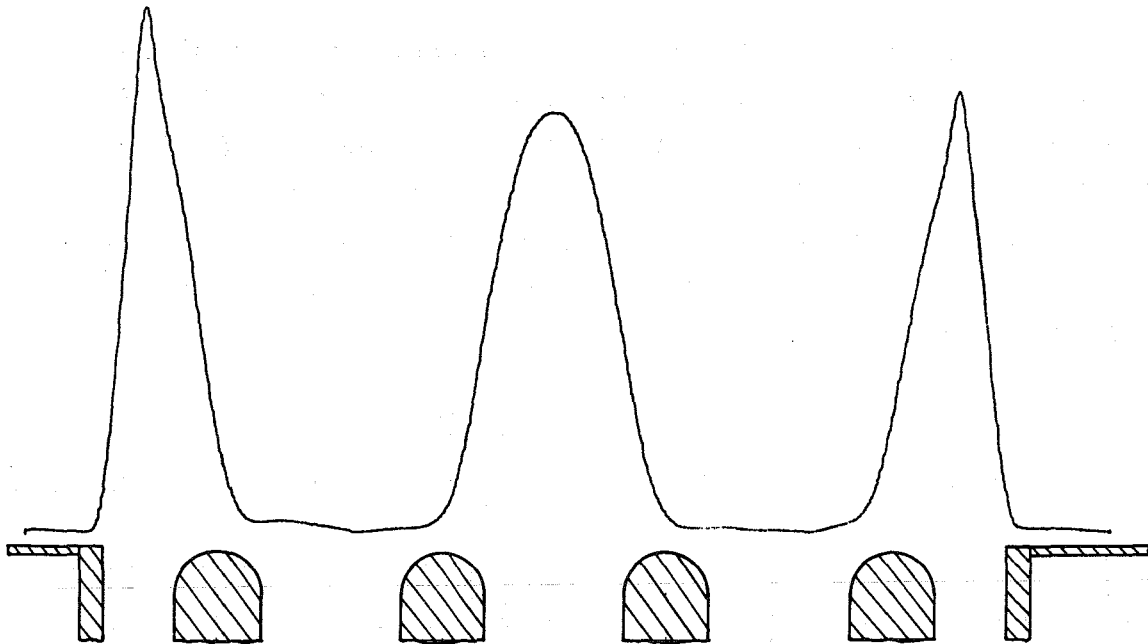


Fig. 7.8: Flatnes des 4-zelligen Resonators bei verstimmtter Koppelzelle

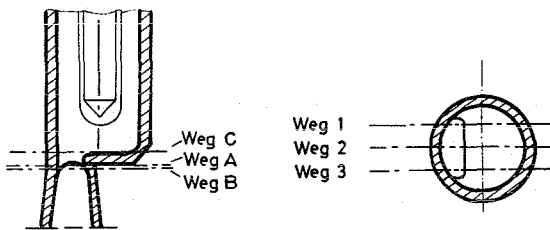


Fig. 7.9: Wege der Messungen zur Bestimmung der Feldüberhöhungen in der Koppelzelle

Im folgenden Schritt wurde die Flatnes verbessert, d.h. das Feld in den unerregten Zellen herabgesetzt, und zwar durch eine Korrektur der Resonanzfrequenz der Koppelzelle, indem die Frequenzerniedrigung aufgrund des Koppelloches durch eine Verkleinerung des Zellendurchmessers kompensiert wurde.

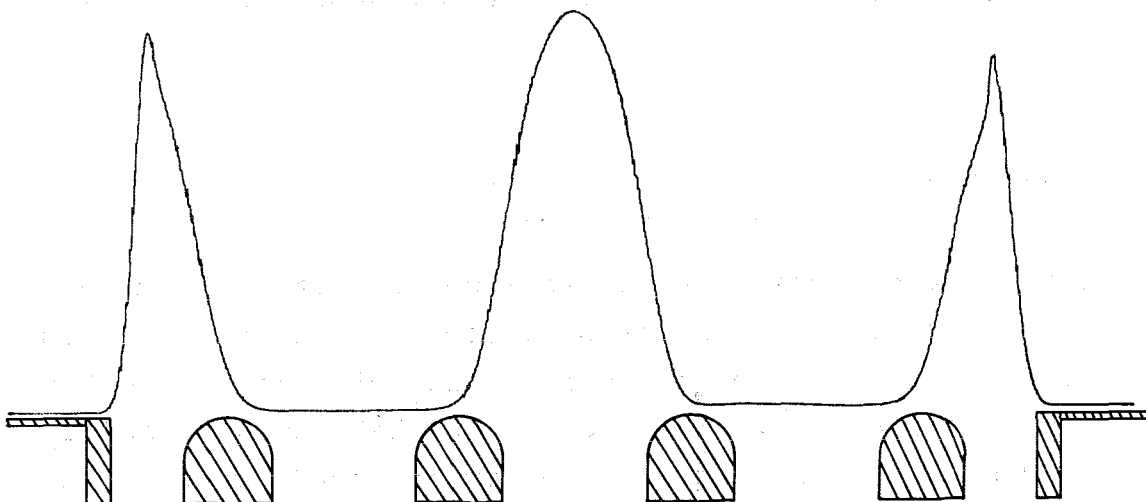


Fig. 7.10: Flatnes des 4-zelligen Resonators bei korrigierter Koppelzelle

Die verbesserte Flatnes bei einem Durchmesser der Koppelzelle von 12,81 cm zeigt Fig. 7.10. Das Feld in den unerregten Zellen beträgt jetzt nur noch 4 % des Feldes der Koppelzelle. Die gemessenen größten Werte der Feldüberhöhungen H/H_p sind in Tabelle 7.II zusammengestellt. Daraus folgt: wenn die Koppelzelle nicht genügend verstimmt ist, tritt am Koppelloch eine große Feldüberhöhung auf.

Tabelle 7.I

H/H_p bei verstimmter Koppelzelle

Weg	1	2	3
A	0,95	0,3	0,95
B	0,89	0,28	0,94
C	0,81	0,25	0,86

Tabelle 7.II

H/H_p bei korrigierter Koppelzelle

Weg	1	2	3
A	1,35	0,5	1,34
B	1,05	0,45	1,10
C	0,9	0,4	0,9

Die Messungen zur Feldverteilung am Koppelloch haben gezeigt, daß die Verstimmung der im Radius unveränderten Koppelzelle durch das gewählte Koppelloch ausreichend groß ist, so daß die Maximalwerte des magnetischen Feldes am Koppelloch unterhalb der Spitzenfelder bleiben. Die Flatnes des Resonators wird dadurch jedoch etwas schlechter. Soll die Flatnes verbessert werden, müssen dafür Feldüberhöhungen am Koppelloch in Kauf genommen werden, die über den Spitzenfeldern liegen. Das kann beim Betrieb Begrenzungen der Supraleitfähigkeit auslösen. Eine Frequenzkorrektur der Koppelzelle wird deshalb zweckmäßigerweise nicht durchgeführt.

8. Ausführung des Einkoppelsystems

Das Prinzip wurde bereits in den Abbildungen Fig. 2.2 und 3.1 gezeigt. Die Hochfrequenzzuleitung geschieht über eine bis ans Ende des Koppelstiftes reflexionsfrei angepaßte Koaxialleitung, die bis zur Stelle $z = \lambda$ einen konstanten Wellenwiderstand Z_L besitzt. Die Reflexionen am Übergang in den verdickten Koppelstift sind vom Querschnittsprung bei konstantem Z_L und von der Anordnung der Federkontakte abhängig. Sie wurden so

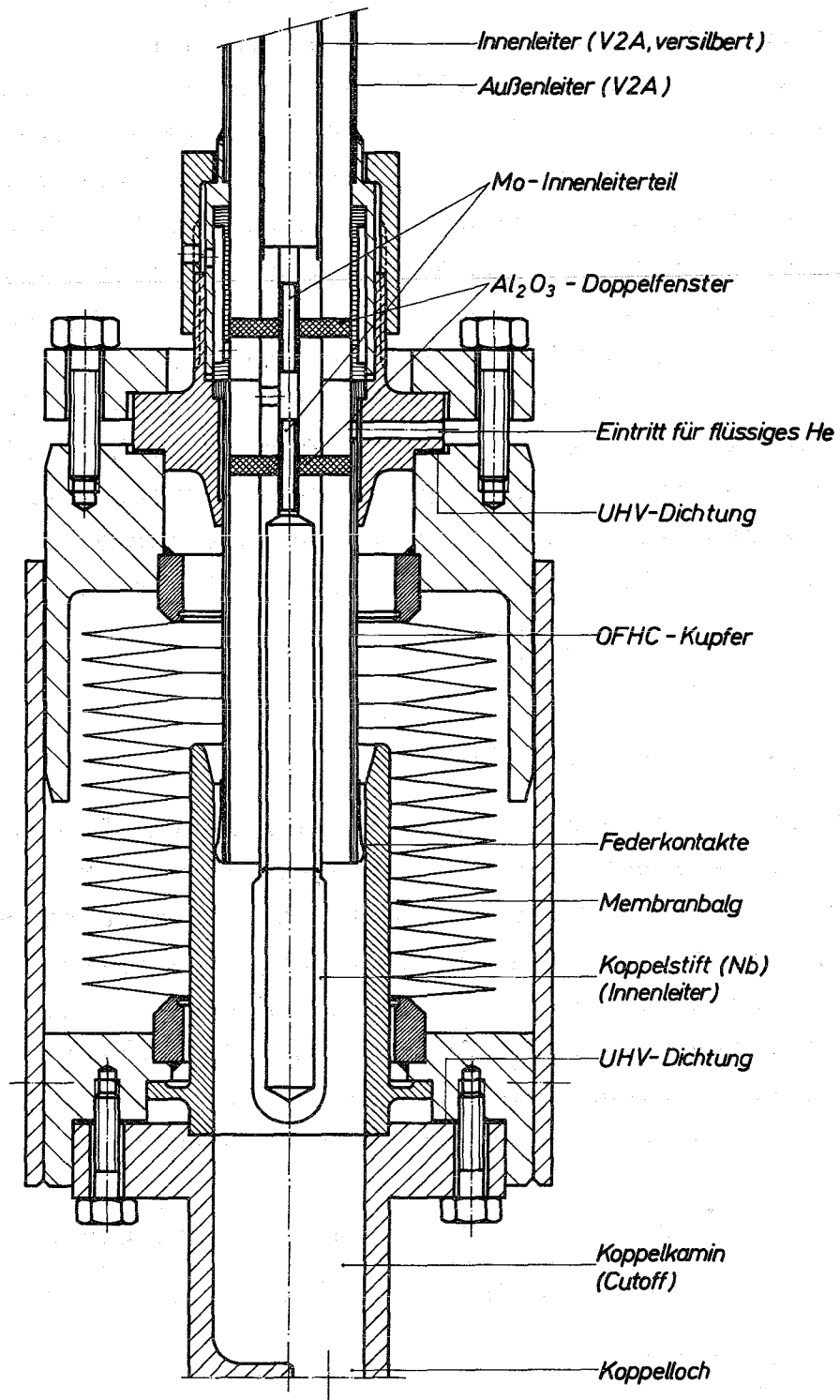


Fig. 8.1: Koppelsystem, vollständig

kompensiert, daß der Reflexionsfaktor im Frequenzbereich zwischen 2,2 und 3,4 GHz kleiner als $|\Gamma| \approx 0,02$ ist. Das vollständige Koppelsystem zeigt Fig. 8.1. Der Koppelstift ist in der herausgezogenen Position l_{\max} gezeigt. Die ausreichende Kühlung des supraleitenden Kamins sowie des gesamten Systems ist gewährleistet, denn das flüssige Helium steht bis zum oberen Flansch. Die Kühlung des Koppelstiftes geschieht über die Kammer des "kalten HF-Doppelfensters", die zwischen den beiden Al_2O_3 -Scheiben den Eintritt von flüssigem Helium in den Innenleiter der Koaxialleitung gestattet. Das Helium in der Kammer hält Innen- und Außenleiter auf Betriebstemperatur und verhindert damit als Wärmedamm die Zufuhr von Wärme aus der nach oben weiterführenden Koaxialleitung. Um die Wärmezu-
leitung von außen noch weiter zu verringern, wird für den Innen- und Außenleiter oberhalb der Kammer dünnwandiges Edelstahlrohr verwendet, das einen extrem niedrigen Wärmeleitungs-
koeffizienten besitzt, jedoch als Leitermaterial den Nachteil eines hohen (nicht supraleitenden) Oberflächenwiderstandes

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta} = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}} \quad (8.1)$$

mit der Eindringtiefe $\delta = \sqrt{2/\omega\sigma\mu_0}$ aufweist.

Die Erwärmung der Koaxialleitung bei höheren HF-Leistungen wird jetzt bemerkenswert, denn die erzeugte Wärme muß durch Helium weggekühlt werden. Die Verluste auf der Leitung hängen stark von den Betriebsbedingungen, d.h. vom Koppelfaktor ab, denn bei $\beta \neq 1$ wird die auf der Leitung vorlaufende und reflektierte Leistung größer als P_0 . Betrachtet man die Ohmschen Leistungsverluste bei Fehlanpassung zwischen Leitung und Resonator, so benutzt man zweckmäßigerweise den Wirkungsgrad:

$$\eta = \frac{\text{in den Resonator eingespeiste Leistung}}{\text{am Leitungseingang eingespeiste Leistung}} \quad (8.2)$$

bzw. $\eta = P_0/P_L(0)$.

Für Leitungslängen $s \gg \lambda/2$ und kleine Dämpfungskonstanten α_L gilt die Näherung⁵²

$$\eta = \left\{ (\cosh \alpha_L s + m \sinh \alpha_L s) \left(\cosh \alpha_L s + \frac{1}{m} \sinh \alpha_L s \right) \right\}^{-1} \quad (8.3)$$

Der Anpassungsfaktor m ist nach Gleichung (4.5) mit dem Koppelfaktor verknüpft ($0 \leq m \leq 1$). Maximaler Wirkungsgrad wird natürlich bei reflexionsfreiem Abschluß der Leitung, d.h. bei angepaßtem Resonator erreicht.

Mit $m = \beta = 1$ wird

$$\eta_{\max} = e^{-2\alpha_L s} \quad (8.4)$$

Auf der Leitung der Länge s wird

$$P_L(s) = P_L(0) - P_0 \quad \text{bzw.} \quad \frac{P_L(s)}{P_0} = \frac{1}{\eta} - 1 \quad (8.5)$$

durch Dämpfung in Wärme umgesetzt. Die Dämpfungskonstante setzt sich additiv aus zwei Anteilen zusammen, von denen hier nur die sogenannte Längsdämpfung für die Ohmschen Verluste berücksichtigt werden muß, denn der Raum zwischen Innen- und Außenleiter (außer in der Kammer des Doppelfensters) ist evakuiert. Die dielektrischen Verluste (Querdämpfung) in den nur 3 mm dicken Al_2O_3 -Scheiben sind vernachlässigbar, denn ihr Verlustfaktor bei 1,8 K ist kleiner als $\tan\delta < 10^{-6}$. Der Verlustfaktor des flüssigen Heliums in der Kammer beträgt $\tan\delta < 10^{-10}$. Dann ist:

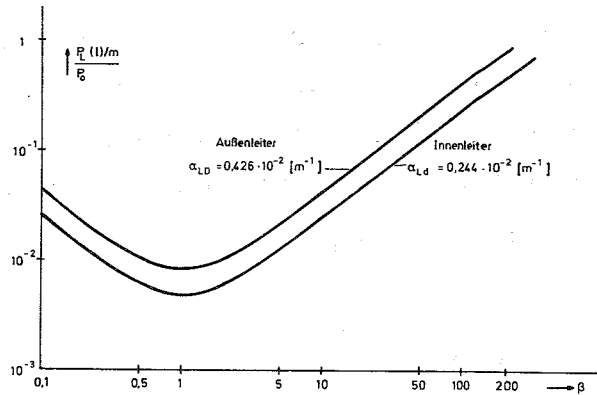
$$\alpha_L = \frac{1}{Z_0 \ln D/d} \left(\frac{R_{sD}}{D} + \frac{R_{sd}}{d} \right) \quad (8.6)$$

mit R_s als Oberflächenwiderstand des Innen(d)- bzw. des Außenleiters(D). Für R_s wird als vorsichtige Schätzung wegen des anomalen Skin-effektes eine integrale Verringerung um den Faktor 2 gegenüber Raumtemperatur angenommen. Dann wird mit den folgenden Zahlenwerten für den Außenleiter (Edelstahl; $D = 2,1$ cm):
 $R_{sD} \approx 25$ m Ω und den Innenleiter (Edelstahl, versilbert; $d = 1$ cm):
 $R_{sd} \approx 6,8$ m Ω

$$\alpha_L = 0,67 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1} .$$

Die Beiträge pro Meter Leitungslänge des Innen- und Außenleiters zu den Verlusten sind auf die im Resonator umgesetzte Leistung P_0 bezogen und in Fig. 8.2 dargestellt. Die Verluste auf dem Außenleiter können durch "Anbinden" an die Temperatur des

Fig. 8.2: Verluste auf der Speiseleitung in Abhängigkeit vom Koppelfaktor



flüssigen Stickstoffs leicht weggekühlt werden, so daß im wesentlichen nur die Verluste auf dem Innenleiter Helium kosten.

Die UHV-Anforderungen des Resonators verlangen ein bei tiefen Temperaturen im superfluiden Helium UHV-dichtes Koppelsystem. Die Ausführung als "Doppelfenster" bietet sich aus zwei Gründen an,

1. Unerwünschte Reflexionen des einen Fensters können sehr einfach durch ein zweites gleiches Fenster in richtig gewähltem Abstand kompensiert werden.^{53, 54}
2. Zwischen den Fenstern kann in eine räumlich begrenzte Kammer flüssiges Helium zur Kühlung des Innenleiters bzw. Koppelstiftes einfließen.

Ein geeignetes Material, das als HF-Fenster für diese Anwendung infrage kommt, ist gesintertes Aluminiumoxid ($\epsilon_r = 9$).

Organische Stoffe sind im UHV bei tiefen Temperaturen unbrauchbar und andere keramische Stoffe sind mechanisch zu schwach, als daß sie die Spannungen sowohl beim Löten (etwa 860°C) als auch beim Abkühlen auf die Betriebstemperatur vertragen. Die Metalle, mit denen die Al_2O_3 -Scheiben verlötet werden, müssen Ausdehnungskoeffizienten besitzen, die denen von Al_2O_3 annähernd gleich sind. Die gelöteten Flächen und das Al_2O_3 sollen im gesamten Temperaturbereich möglichst nur auf Druck beansprucht werden.

Deshalb wurde für den Innenleiter Molybdänrohr und für das Außenleiterteil dünnwandiges OFHC*-Kupferrohr verwendet. Höhere Anforderungen an die Reinheit des Aluminiumoxids als etwa 97 - 98 % bringen keine Vorteile, da eine gute UHV-dichte Metallisierung dadurch nur schwieriger wird und andererseits bei 1,8 K kein nennenswerter Gewinn im $\tan \delta$ mehr zu erzielen ist.

* Handelsname: Oxygen Free High Conductivity

Literatur:

- ¹K.Pöschl, Mathematische Methoden in der Hochfrequenztechnik, Springer Verlag (1956)
- ²G.Megla, Dezimeterwellentechnik, Verlag Berliner Union, Stuttgart (1962)
- ³J.C.Slater, Microwave Electronics, Van Nostrand, New York (1950) und Microwave Transmission, Dover Publ., New York (1959)
- ⁴H.G.Unger, Elektromagnetische Wellen I,II, Fr.Vieweg & Sohn, Braunschweig (1967)
- ⁵N.Marcuvitz, Waveguide Handbook, McGraw-Hill, New York (1951)
- ⁶H.Friedburg, Hochfrequenztechnik IV, Vorlesungen an der Universität Karlsruhe (1962)
- ⁷H.Kaden, Die elektromagnetische Schirmung in der Fernmelde- und Hochfrequenztechnik, Springer Verlag (1950)
- ⁸R.E.Collin, Field Theory of Guided Waves, McGraw-Hill, New York (1960) und Foundation for Microwave Engineering, McGraw-Hill, New York (1966)
- ⁹H.A.Bethe, Theory of Diffraction by Small Holes, Phys.Rev.66, No.7,8, 163 (1944)
- ¹⁰Montgomery, Dicke, Purcell, Principles of Microwave Circuits, McGraw-Hill, New York (1948)
- ¹¹E.L.Ginzton, Microwave Measurements, McGraw-Hill, New York (1957)
- ¹²K.Pack, Diplomarbeit, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Bericht 3/69-20 (1969)
- ¹³A.F.Harvey, Microwave Engineering, Acad.Press, London (1963)
- ¹⁴W.Bauer, Dissertation Universität Karlsruhe (1971), Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 1505
- ¹⁵H.C.Eschelbacher, (unveröffentlicht)
- ¹⁶J.Halbritter, (unveröffentlicht)
- ¹⁷B.W.Montague, Progr.Nucl.Techn.& Instr., North Holland Publ., Amsterdam, Vol.3 (1968)
- ¹⁸W.Schnell, CERN-Report 61-5 (1961)
- ¹⁹J.P.Turneure, I.Weissmann, J.Appl.Phys.39, 4417 (1968)
- ²⁰J.Halbritter, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externe Berichte 3/69-2 und 3/70-6 und Z.Physik 238, 466 (1970), und J.Appl.Phys. 42, 82, (1971); H.C.Eschelbacher NTZ 4, 193 (1972)
- ²¹Y.Garault, Compt.Rend.255, 2920 (1962); 256, 3268 (1963)
- ²²Panofsky, Ann.Phys.(Paris) 10, 641 (1965) Zitat in Seminarvorträge über Linearbeschleuniger, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Bericht 3/66-4 (1966)
- ²³Jahnke-Emde, Teubner Verlag, Stuttgart (1966)
- ²⁴P.Kneisel, Dissertation, Universität Karlsruhe (1972), Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 1645
- ²⁵H.Hahn, Rev.Sci.Instr. 34, 1094 (1963)
- ²⁶M.Bell, H.C.Hereward, CERN-Report 63-33(1963) und 65-37 (1965)
- ²⁷P.Bernard, H.Lengeler, V.Vaghin, CERN-Report 68-30 (1968)

- ²⁸V.Vaghin, CERN-Report 71-4 (1971)
- ²⁹W.Jüngst, private Mitteilung
- ³⁰J.Halbritter, R.Hietschold, P.Kneisel, H.Schopper, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 758 (1968)
- ³¹L.B.Mullet, Perturbation of a Resonator, AERE Harwell, Berkshire 1957
- ³²L.C.Maier, J.C.Slater, J.Appl.Phys.23, 68 (1952)
- ³³W.W.Hansen, R.F.Post, J.Appl.Phys.19, 1059 (1948)
- ³⁴J.Müller, Zeitschr.Hochfrequenztechnik u.Elektroakustik 54, 157 (1937)
- ³⁵G.Goubau, Electromagnetic Waveguides and Cavities, Pergamon, New York (1961)
- ³⁶H.Hahn, H.J.Halama, Rev.Sci.Instr.36, 1788 (1965)
- ³⁷P.Bramham, High Energy Physics Lab., Stanford University, Stanford, Report No.HEPL-TN-70-3 (1970)
- ³⁸H.Hahn, H.J.Halama, IEEE Transactions, MTT-16, 20 (1968)
- ³⁹P.Bramham, private Mitteilung
- ⁴⁰W.Jüngst, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Bericht 3/69-16 (1969)
- ⁴¹T.I.Smith, Report HEPL-583, Stanford University, Stanford (1968)
- ⁴²S.B.Cohn, Proc.IRE, 1069 (1952), und Proc.IRE 1416 (1951)
- ⁴³Advances in Microwaves, Vol.1, 135, Acad.Press, New York (1966)
- ⁴⁴W.Bauer, H.C.Eschelbacher, L.Husson, R.Lehm, L.List, F.Schürerer in Proc.Joint CERN-Karlsruhe Symposium on Superconducting Sep. Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Ber. 3/69-19 (1969)
- ⁴⁵W.Bauer, G.Dammertz, H.C.Eschelbacher, H.Hahn, W.Jüngst, E.Rathgeber, J.Votruba, H.Diepers. Particle Acc.Conf., Chicago Trans.IEEE, NS-18, No.3, 181 (1971)
- ⁴⁶W.Bauer, A.Citron, G.Dammertz, H.C.Eschelbacher, W.Jüngst, H.Lengeler, H.Miller, E.Rathgeber, H.Diepers; 1972 Appl.Superconductivity Conference, Annapolis (1972), to be published
- ⁴⁷H.C.Eschelbacher, (unveröffentlicht)
- ⁴⁸W.Bauer, G.Dammertz, H.C.Eschelbacher, H.Hahn, W.Jüngst, E.Rathgeber, J.Votruba; Intern.Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Dubna, UdSSR (1970)
- ⁴⁹W.Bauer, A.Citron, G.Dammertz, H.C.Eschelbacher, H.Hahn, W.Jüngst, H.Miller, E.Rathgeber, H.Diepers; Intern.Conference on High Energy Accelerators, CERN, Genf (1971)
- ⁵⁰E.Rathgeber, private Mitteilung und L.Suelzle, HEPL-564, Stanford University, Stanford (1968)
- ⁵¹G.Dammertz, private Mitteilung
- ⁵²Meinke-Gundlach, Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Springer-Verl.
- ⁵³H.H.Meinke, Einführung in die Technik der Dezimeterwellen (1948)
- ⁵⁴T.Moreno, Microwave Transmission Design Data, Dover Publ., New York (1948)
- ⁵⁵H.Friedburg, (unveröffentlicht)