Diss. Nr. 5756 ex A

BAU EINES ABSTIMMBAREN RESONATOR-SPEKTROMETERS IM X-BAND

A B H A N D L U N G

zur Erlangung
des Titels eines Doktors der technischen Wissenschaften
der

E I D G E N O E S S I S C H E N   T E C H N I S C H E N

H O C H S C H U L E   Z U E R I C H

vorgelegt von

L E O N   P R O S T
dipl. El.-Ing. ETHZ
geboren am 28. April 1936
von Luxembourg

Angenommen auf Antrag von
Prof. Dr. H.H. Günthard, Referent
Prof. Dr. G. Epprecht, Korreferent

1976

I n h a l t s v e r z e i c h n i s

Herrn Prof. Dr. H. H. G ü n t h a r d, an dessen Institut vorliegende Arbeit entstand, möchte ich für seine Unterstützung herzlich danken.

Herrn W. G r o t h und Herrn E. P l e i s c h möchte ich danken für die genaue und sorgfältige Ausführung der mechanischen Arbeiten sowie Herrn M. A n d r i s t für die Ausführung einzelner elektrischer Schaltungen.

1. Einleitung

Mikrowellenspektroskopie, auch MRR (molecular rotational resonance) genannt, betrachtet Uebergänge zwischen Rotationszuständen von Teilchen mit elektrischem Dipolmoment. Eine monochromatische elektromagnetische Welle mit der Frequenz f, (f liegt zwischen einigen GHz und 100 GHz) wird durch ein Hohlleitersystem auf einen Detektor gegeben. Ein Teil des Hohlleitersystemes dient als Probenraum für die gasförmige Substanz. Die Uebergänge können dann als quantenmechanischer Resonator aufgefasst werden, der vom Mikrowellenfeld angeregt wird.

Wenn Mikrowellenfrequenz und MRR-Frequenz übereinstimmen, ergibt sich eine kleine, aber messbare Aenderung des Dämpfungsbelages. Hierbei interessieren vor allem der Wert der Resonanzfrequenz und die Grösse der Dämpfungsänderung. Man arbeitet gewöhnlich mit Mikrowellenleistungen von 0.1 - 10 mW. Das zu untersuchende Gas hat einen Druck von einigen torr. Unter diesen Bedingungen (Druck, Eingangsleistung, Temperatur) ergibt sich ein Gütefaktor des quantenmechanischen Resonators in der Grössenordnung von 10^5 - 10^3, d.h. eine 3 dB Bandbreite von 100 kHz - 10 MHz. Druck und Leistung tragen hauptsächlich zu dieser Bandbreite bei. Diese Bandbreite des quantenmechanischen Resonators wird in der Spektroskopie als Auflösung oder Linienbreite bezeichnet. Wenn zusätzlich zum Mikrowellenfeld noch ein statisches Feld im Probenraum angelegt wird, wird der quantenmechanische Resonator verstimmt, wobei die Verstimmung linear oder nichtlinear von der statischen Feldstärke abhängt, je nach der vorhandenen Substanz. Ein periodisches Ein- und Ausschalten des statischen Feldes (wobei die Schaltfrequenz sehr viel kleiner als die Mikrowellenfrequenz ist), bewirkt eine parametrische Modulation der Elemente des quantenmechanischen Resonators. Diese lässt sich im elektrischen Ersatzschema als variables C darstellen. Dadurch wird die Dämpfungsänderung in Resonanznähe ebenfalls moduliert, es entsteht eine Amplitudenmodulation mit allerdings sehr kleinem Modulationsindex. Bei den Spektrographen der üblichen Bauart wird diese schwach modulierte Welle über einen Diodendetektor empfangen, schmalbandig verstärkt und über einen phasenempfindlichen Detektor auf einen Schreiber gegeben. Da der Modulationsindex klein ist, also auch die Seitenbandleistungen, können die Eingangsleistung und der Druck nicht beliebig herabgesetzt werden. Andererseits kann die Eingangsleistung auch nicht beliebig erhöht werden, da die unerwünschte Trägerleistung die Empfängerverstärker übersteuert.

Daher drängen sich Brückenanordnungen auf, um den Träger weitgehend zu unterdrücken. So wird es möglich, grosse Verstärkungen vorzusehen und entsprechend die Leistung und den Druck herabzusetzen. Dies liefert schmälere MRR-Resonanzen, d.h. eine bessere Frequenzinformation. Eine Möglichkeit dies zu erreichen besteht darin, einen abstimmbaren Mikrowellenresonator, der die Substanz enthält, als Arm einer abgeglichenen, möglichst breitbandigen Brücke auszubilden. Beim Auftreten der quantenmechanischen Resonanz wird die Brücke verstimmt, und das hierbei gemessene Signal als Mass für die quantenmechanische Resonanz benützt. Elektronisch stellt sich somit das Problem, möglichst kleine Aenderungen des Gütefaktors zu messen. Es zeigt sich (s. Kap. 2), dass diese Messung umso empfindlicher ist, je höher der Gütefaktor des leeren Hohlraumresonators ist. Andererseits ist die Eingangsleistung im Resonator dadurch begrenzt, dass die bei hohem Q-Faktor entstehenden elektromagnetischen Felder zu Sättigungserscheinungen des Absorptionsprozesses führen, analog zum Wellenleiterspektrometer und eine Vergrösserung der Linienbreite zur Folge haben.

Ziel der vorliegenden Arbeit war nun, ein schon bestehendes Sender-Empfängersystem so auszubauen, dass MRR-Spektroskopie in Resonatoren ermöglicht wird. Solche Apparaturen sind wegen des elektrischen und mechanischen Aufwandes nicht kommerziell erhältlich. Als Hauptgründe für die Anwendung von Resonatorspektrographen ergeben sich:

1) Die Möglichkeit mit kleinen Leistungen und kleinem Druck zu arbeiten. Dadurch wird es möglich, mit hoher Empfindlichkeit und guter Fequenzauflösung (kleine Linienbreite) zu messen. Bedingt durch die hohe Frequenzauf-

lösung können nahe beieinanderliegende Uebergänge getrennt und so die Zuordnung von Uebergängen erleichtert werden.

2) Die Möglichkeit Radioemissionen von chemischen Reaktionen zu untersuchen.

3) Untersuchungen der Kinetik chemischer Reaktionen. Beim Ablauf von chemischen Reaktionen treten unstabile Zwischenprodukte von kurzer Lebensdauer auf. Bei diesen Zwischenprodukten können Uebergänge auftreten, die bei den Ausgangs- oder Endprodukten nicht vorhanden sind. Wenn der Resonator als Reaktionsraum benützt wird, können diese Uebergänge gemessen werden.

4) Ausführung von Linienformanalysen. Untersuchungen der Mechanismen, die zur Verbreiterung der Linienform beitragen.

Im zweiten Kapital werden die Grundlagen des physikalischen Effektes behandelt und Ausdrücke für die Leistungsabsorption und die Resonanzfrequenz angegeben. Die Resultate einer Computerberechnung für ein bestimmtes Molekül werden angegeben und die maximale Empfindlichkeit (kleinste Q-Aenderung) abgeschätzt. In einer Linienformanalyse werden die Einflüsse von verschiedenen Parameter auf die Form der Absorptionskurve untersucht. Im dritten Kapitel wird der praktische Entwurf des Resonators behandelt und auf einige auftretende Schwierigkeiten eingegangen (unerwünschte Modi, isolierender Kurzschluss). Die Axiallagerung und der Antrieb erfordern einige besondere Betrachtungen. Das vierte Kapital beschreibt den Sender-Empfänger. Die doppelte Mikrowellenbrücke wird etwas näher betrachtet. Die verschiedenen Stabilisationsarten und deren Anwendungen behandelt. Eine Beschreibung der Vakuumanlage erfolgt im fünften Kapitel. Im sechsten Kapitel wird zuerst die Frequenzmessung kurz diskutiert und dann Resultate angegeben. Die für die Aufnahme von Spektren benützte Datenerfassungsanlage wird beschrieben. Theoretische und praktische erreichbare Empfindlichkeit werden verglichen und die Frequenzauflösung anhand zweier Banden geprüft.

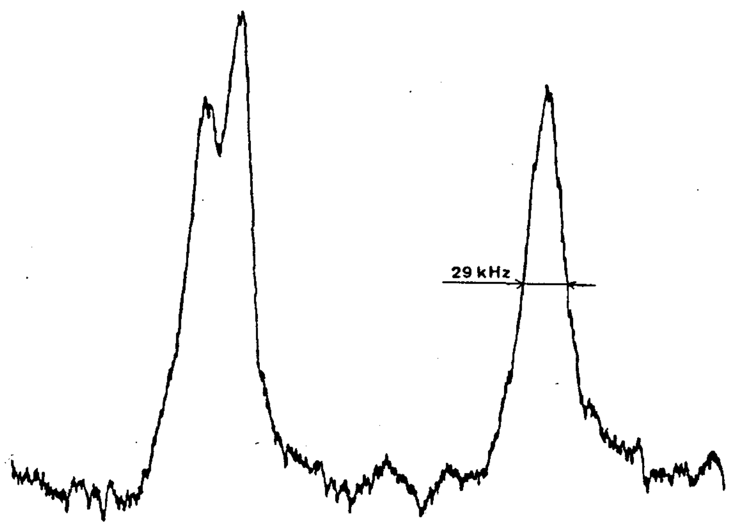

Fig. 1a

Spektrum von Isoxazol in
Resonatorzelle aufgenommen
(Ueberlagerungsempfang)

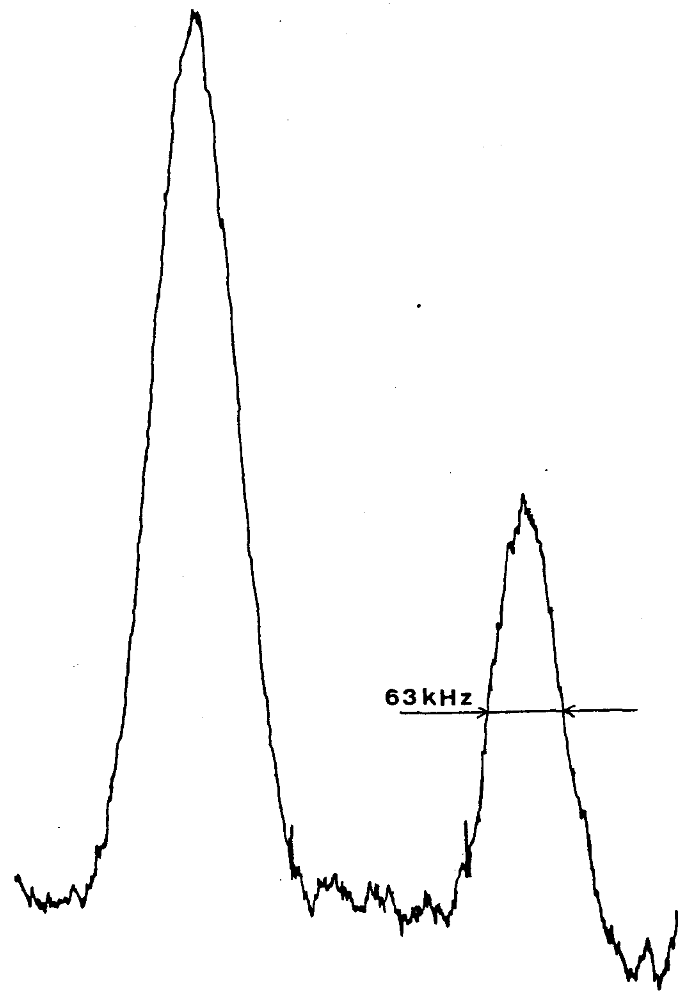

Fig. 1b

Spektrum von Isoxazol in
Hohlleiterzelle aufgenommen

2. Theoretische Grundlagen

Im folgenden wird nur die Mikrowellen-Gasspektroskopie behandelt, für welche die Abkürzung MRR (molecular rotational resonance) verwendet wird. Diese Spektroskopie benützt Rotationsübergänge von Substanzen mit einem elektrischen Dipolmoment.

2.1 Empfindlichkeit der Hohlleiterspektrometer

Um die Resultate des Cavityspektrometers mit denjenigen des Hohlleiterspektrometers zu vergleichen, werden die wichtigsten Resultate des Hohlleiterspektrometers kurz wiederholt.

Durch Anlegen einer genügend hohen Starkspannung mit der Schaltfrequenz f_s erhält man eine Rechteckmodulation des Absorptionskoeffizienten der Zelle. Das an der Detekterdiode einlaufende Signal ist amplitudenmoduliert. Wenn an dem nachfolgenden Verstärker die Bandbreite so gewählt wurde, dass nur die Grundwelle der Modulationsfrequenz f_s verarbeitet wird, kann man zeigen, dass die Leistung in den Seitenbändern sich folgendermassen ausdrückt (3, 4):

$$P_s = \frac{P_i \cdot \exp(-\alpha_o \cdot l) \cdot \alpha_g^2 \cdot l^2}{2\,\Pi^2} \qquad [2.1]$$

Die äquivalente Rauschleistung am Eingang des Detektors beträgt:

$$P_N = \frac{(G \cdot F_g + F_{if} + t - 1) \cdot K \cdot T \cdot \Delta f}{G} = F_{tot} \cdot K \cdot T \cdot \Delta f \qquad [2.2]$$

wobei:

P_i = Leistung am Eingang der Hohlleiterzelle

l = Länge der Hohlleiterzelle

α_o = Leistungsdämpfung der Hohlleiterzelle (entspricht dem 2 a=üblicher Dämpfungsbelag der Leitungstheorie)

α_g = zusätzliche Dämpfung im Gas, bedingt durch MRR Uebergänge

G = Mischgewinn des Detektors ($G < 1$)

F_{if} = Rauschzahl des ZF Verstärkers

F_g = Rauschzahl der Quelle

t = Rauschverhältnis der Detektordiode.

Durch Gleichsetzung von Ps und Pn erhält man eine Abschätzung für

$$\alpha \min = \frac{\Pi}{l} \sqrt{2 \cdot F_{tot} \cdot K \cdot T \cdot \Delta f / \left[P_i \exp(-\alpha_o \cdot l)\right]}$$

Unter gewissen Annahmen (4) kann man zeigen, dass für $l = \frac{2}{\alpha_o}$, $\alpha \min$ minimal wird.

2.2 Theoretische Grundlagen eines Resonator Spektrometers

2.2.1 Qualitative Beschreibung des MRR-Phänomens

Da die Verhältnisse in Resonatorzellen verschieden von denjenigen in Hohlleiterzellen sind, werden die grundlegenden Beziehungen kurz angegeben. Gesucht wird eine Beziehung zwischen der mikroskopisch messbaren Absorption von elektromagentischer Leistung und den quantenmechanischen Effekten im Gas.

Ursache der Wechselwirkung von Teilchen und elektromagnetischem Feld ist das Dipolmoment $\vec{\mu}$ der Teilchen. Wie aus der elementaren Elektrodynamik bekannt ist, besitzt eine Dipol $\vec{\mu}$ in einem elektrischen Feld $\vec{E}$ eine potentielle Energie: $-(\vec{\mu} \cdot \vec{E})$. Je nach Ausrichtung des Teilchens kann dieser Dipol in 2 Extremfällen parallel oder antiparallel zum äusseren Feld $\vec{E}$ sein, also in einem Zustand niedriger oder hoher Energie. Beim Einstrahlen eines zeitabhängigen elektromagnetischen Feldes können dann Uebergänge zwischen Zuständen mit verschiedenen Energieniveaus induziert werden, wobei dem Feld Leistung entzogen wird.

Die absorbierte Leistung beträgt:

$$P_{abs} = \left[N(j,m) - N(j+1,\ m+1)\right] \cdot W_{j,m \to j+1,\ m+1} \cdot \hbar \cdot \omega$$

$N(j,m)$ = Anzahl Teilchen im Zustand j,m

j = charakterisiert den Drehimpuls

m = charakterisiert die Z-Komponente des Drehimpulses

$N(j+1,m+1)$ = Anzahl Teilchen im Zustand $j+1,m+1$

$W_{j,m \rightarrow j+1, m+1}$ = quantenmechanische Uebergangswahrscheinlichkeit vom Zustand j,m zum Zustand $j+1, m+1$.

Diese sind Funktionen der räumlichen HF-Feldverteilung.

2.2.2 Bestimmung der Feldstärke im Resonator

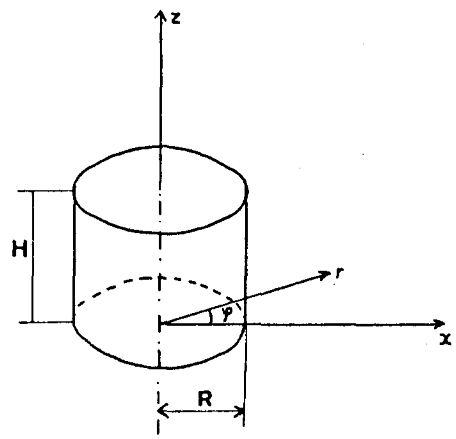

Fig. 2

Zylinderkoordinaten

Nach (5) ist die Feldverteilung in einem Hohlraumresonator im TE lmn Modus gegeben durch folgende Gleichungen:

$$E_r = -E_o \cdot l \cdot \frac{J_l\left(\frac{X'_{lm}}{R} \cdot r\right)}{\frac{X'_{lm}}{R} \quad r} \cdot \sin(l\phi) \cdot \sin\left(\frac{n\Pi}{H} \cdot Z\right) \quad [2.3]$$

$$E_\phi = -E_o \cdot J'_l\left(\frac{X'_{lm}}{R} \cdot r\right) \cdot \cos(l\phi) \cdot \sin\left(\frac{n\Pi}{H} \cdot Z\right) \quad [2.4]$$

$$E_z = O$$

$$H_r = \frac{E_o}{\eta} \, \frac{\frac{n\Pi}{H}}{K} \, J'_l\left(\frac{X'_{lm}}{R} \cdot r\right) \cdot \cos(l\phi) \cdot \cos\left(\frac{n\Pi}{H} \cdot Z\right)$$

$$H_\phi = -\frac{E_o}{\eta} \, \frac{l \cdot \frac{n\Pi}{H}}{K} \cdot \frac{J_l\left(\frac{X'_{lm}}{R} \cdot r\right)}{\frac{X'_{lm}}{R} \cdot r} \sin(l\phi) \cos\left(\frac{n\Pi}{H} \cdot Z\right)$$

$$H_z = j \cdot \frac{E_o}{\eta} \, \frac{\frac{X'_{lm}}{R}}{K} \cdot J_l\left(\frac{X'_{lm}}{R} \cdot r\right) \cos(l\phi) \sin\left(\frac{n\Pi}{H} \cdot Z\right)$$

$J_l(X)$ = Besselfunktion erster Art der Ordnung l

$J'_l(X)$ = Ableitung der Besselfunktion erster Art der Ordnung l

$J'_l(X'_{lm}) = O$; X'_{lm} = mte Wurzel von $J'_l(X) = O$

$$K^2 = K_1^{\,2} + K_3^{\,2}$$

$$K = \frac{2\Pi f}{C}$$

$$K_1 = \frac{X'_{1m}}{R} \quad \text{(für TE 1mn Modi)}$$

$$K_3 = \frac{n\Pi}{H}$$

Die Resonanzfrequenz beträgt:

$$f_{res} = \frac{C}{2} \sqrt{\left(\frac{X'_{1m}}{R\,\Pi}\right)^2 + \left(\frac{n}{H}\right)^2}$$

Bei Resonatoren mit hohem Gütefaktor ($Q > 100$) sind bei Resonanz die magnetischen und elektrischen Felder zeitlich praktisch 90° phasenverschoben. Um die gespeicherte Energie im Rsonator zu berechnen, genügt es, entweder nur die elektrischen Feldstärken oder die magnetischen Feldstärken über das Resonatorvolumen zu integrieren.

$$W_{el} = \frac{\varepsilon}{2} \int_0^R \int_0^{2\Pi} \int_0^H \left[|E_r|^2 + |E_\phi|^2 \right] dr \cdot r d\phi \cdot dz$$

$$= \frac{\varepsilon}{2} E_o^2 \cdot \Pi \cdot H \cdot R^2 \cdot K_{1TE1mn} \qquad [2.5]$$

$$K_{1TE1mn} = \frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{2} \left[- J_1(X'_{1m})\right] \left[J_{1-2}(X'_{1m}) + J_{1+2}(X'_{1m})\right] + \frac{1^2}{X'^2_{1m}} J_1^2 (X'_{1m}) \right] \right\} \qquad [2.6]$$

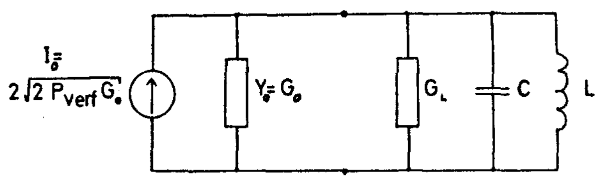

Fig. 3

Resonatorersatzschema in
Resonanznähe und bei
geeigneter Phasenwahl

Die in den Resonator transferierte Leistung beträgt (Fig. 3)

$$P_{res} = P_{verf} \cdot \frac{4\ \beta}{(1+\beta)^2} \cdot \frac{1}{1 + Q'^{\,2}_p\ \eta^2} \qquad [\,2.7\,]$$

P_{verf} = von der Quelle verfügbare Leistung

β = Kopplungsfaktor = $\frac{G_0}{G_L}$

Q'_p = 'belasteter' Gütefaktor = $\frac{Q_p}{1+\beta}$

Q_p = Gütefaktor des Resonators

$= \omega \dfrac{\text{gespeicherte Energie } (W_{el})}{\text{Verlustleistung } (P_{res})}$

η = Verstimmung des Resonators = $\frac{\omega}{\omega_{res}} - \frac{\omega_{res}}{\omega}$

ω = Kreisfrequenz = $2 \cdot \Pi \cdot f$

In Resonanznähe und bei kritischer Kopplung ($\beta \approx 1$) gilt:

$$W_{el} = \frac{\varepsilon}{2} E_o^2 \cdot \Pi \cdot H \cdot R^2 \cdot K_{1TE1mn}$$

$$= \frac{Q_p}{\omega} \quad P_{verf}$$

P_{verf} ist die von der Quelle verfügbare Leistung

$$\boxed{E_o = \left[\frac{Q_p}{\omega_o} \cdot P_{verf} \cdot \frac{2}{\varepsilon \cdot \Pi \cdot H \cdot R^2 \cdot K_{1TE1mn}} \right]^{1/2}} \qquad [\ 2.8\ ]$$

2.2.3 Leistungsabsorption im Resonator

Die Teile im Resonator, die mit dem elektromagnetischen HF-Feld in Wechselwirkung stehen, werden angenommen als starre symmetrische Kreisel mit den Trägheitsmomenten $I_1 = I_2 \neq I_3$ und mit dem elektrischen Dipolmoment $\vec{\mu} \hat{=} (0,0,\mu_3^f)$.

Die kinetische Energie eines starren Kreisels mit festgehaltenem Schwerpunkt lautet:

$$E_{kin.} = \frac{1}{2}\left(\frac{J_1'^2}{I_1} + \frac{J_2'^2}{I_2} + \frac{J_3'^2}{I_3}\right)$$

im körpereigenen Koordinatensystem.

J_1', J_2', J_3' sind die Drehimpulskomponenten in den Hauptachsenrichtungen.

$J_1'^2 + J_2'^2 + J_3'^2 = J'^2$; ist der totale Drehimpuls.

Wenn J_1', J_2', J_3', J'^2 als Operatoren aufgefasst werden, und ψ eine Eigenfunktion der Operatoren J'^2 und J_3' ist, so gelten folgende Beziehungen:

$J'^2\psi = \hbar^2 j(j+1)\cdot\psi$

$\hbar^2 j(j+1)$ = Quadrat des Drehimpulses

$J_3'\psi = \hbar m'\cdot\psi$

$\hbar m'$ = Z-Komponente des Drehimpulses im körpereigenen Koordinatensystem.

$J_3\cdot\psi = \hbar m\cdot\psi$

$\hbar . m$ = Z-Komoponente des Drehimpulses im Laborkoordinatensystem

Der Hamiltonoperator

$$H = \frac{J_1'^2}{2I_1} + \frac{J_2'^2}{2I_2} + \frac{J_3'^2}{2I_3} = \frac{J'^2}{2I_1} + \frac{J_3'^2}{2}\left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_1}\right)$$

angewendet auf ψ ergibt:

$$H \cdot \psi = \frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{1}{I_1} j(j+1) + \left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_1}\right) m'^2\right] \cdot \psi$$

Der Energieeigenwert eines Teilchens im Zustand (j,m',m) ist:

$$E(j,m',m) = \frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{1}{I_1} j(j+1) + \left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_1}\right) m'^2\right] \qquad [2.9]$$

Die Energieeigenwerte sind unabhängig von m und vom Vorzeichen von m', sie sind entartet. Die Teile verteilen sich nach einer Boltzmann-Verteilung auf die verschiedenen Energieeigenwerte gemäss:

$$N(j,m',m) = N \cdot Z_r^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{E(j,m',m)}{KT}\right) \qquad [2.10]$$

N = Teilchendichte in der Cavity = $\frac{p \cdot N_a}{RT}$

Z_r = Zustandssumme

$$Z_r = \frac{2\sqrt{2\pi}\,(KT)^{3/2}\sqrt{I_1^2 I_3}}{\sigma \cdot h^3}$$

σ = Symmetriezahl des betrachteten Moleküls

P = Druck

T = Temperatur

N_a = Lohschmidsche Zahl

R = Gaskonstante

Das Hochfrequenzfeld bewirkt induzierte Uebergänge zwischen den verschiedenen Zuständen mit den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten. Aus den physikalischen Berechnungen (6) ergibt sich, dass nur bestimmte Uebergänge 'ausgewählt' werden.

Für den wichtigen Fall $j = 1 \Rightarrow j = 2$ ergeben sich folgende Möglichkeiten:

(j	m'	m)	$\longrightarrow$	$(\bar{j}$	$\bar{m}'$	m)
1	1	1		2	1	2
				2	1	0
1	1	0		2	1	1
				2	1	-1
1	1	-1		2	1	0
				2	1	-2
1	0	1		2	0	2
				2	0	0
1	0	0		2	0	1
				2	0	-1
1	0	-1		2	0	0
				2	0	-2
1	-1	1		2	-1	2
				2	-1	0
1	-1	0		2	-1	1
				2	-1	-1
1	-1	-1		2	-1	0
				2	-1	-2

Die Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen beträgt:

$$E(j+1,m',m+1) - E(j,m',m) =$$

$$= \frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{1}{I_1}(j+1)(j+2) + \left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_1}\right) m'^2 - \frac{1}{I_1} j(j+1) - \left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_2}\right) m'^2\right]$$

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{1}{I_1} 2(j+1)\right] \qquad [2.11]$$

Dieser Ausdruck ist nur von j abhängig, also fallen alle oben angegebenen Uebergänge zusammen.

Die Uebergangsfrequenz beträgt:

$$\omega_{j \to j+1} = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\hbar}{I_1}(j+1) = 2B(j+1)$$

$$B = \frac{\hbar}{2}\frac{1}{I_1} \qquad [2.11a]$$

ω, B ausgedrückt in rad/sec

B ist die Rotationskonstante um eine Axe senkrecht zur Symmetrieaxe.
Die Uebergangswahrscheinlichkeit für einen Uebergang
$(j,m,m') \to (j+1, m', m+1)$

(induzierte Absorption), sowie für einen Uebergang
$(j+1,m',m+1) \to (j,m',m)$

(induzierte Emmission), unter Einfluss eines Hochfrequenzfeldes mit der elektrischen Feldstärke $E(r,\phi,z)$ und der Kreisfrequenz ω, wird gegeben durch (6):

$$W_{j,m',m \to j+1,m',m+1} = W_{j+1'm',m+1 \to j,m',m} =$$

$$\frac{2\Pi}{4\hbar^2} \cdot \frac{1}{4} \cdot \mu_3^{f^2} \cdot |E(r,\phi,z)|^2 \; \frac{\left[(j+1)^2 - m'^2\right]\left[(j+1+m)(j+2+m)\right]}{(j+1)^2\,(2j+1)(2j+3)} \cdot$$

$$S(\omega, \omega_{j \to j+1}) \qquad [2.12]$$

S ist die sogenannte Linienform (Shape) Funktion. Sie berücksichtigt, dass der Uebergang nicht bei einer scharfen Frequenz stattfindet, sondern über einen gewissen Bereich 'verschmiert' ist. Diese 'Linienbreite' rührt von Dopplereffekten, Relaxationen und von der Sättigung her. Hier wurden nur die Relaxationseffekte (Stösse zwischen den Molekülen, Wandstösse) berücksichtigt. Sie bewirken, dass die Teile nicht im angeregten Zustand verbleiben, sondern nach einer gewissen Zeit strahlungslos wieder in den Grundzustand zurückkehren. Ebenfalls wurde die Sättigung in dieser Approximation nicht berücksichtigt. S hat die Form einer sogenannten 'Lorentzlinie'.

$$S(\omega, \omega_{n \to m}) = \frac{1}{\Pi} \; \frac{\gamma}{(\omega - \omega_{n \to m})^2 + \gamma^2} \qquad [2.13]$$

γ = halbe Halbwertsbreite (Linienbreite)

$\gamma^{-1} = \tau$ = Relaxationszeit für Stossprozesse und Wandprozesse.

Pro Uebergang wird ein Photon $\hbar\omega$ entweder absorbiert oder emittiert. Es entsteht folgende Leistungsbilanz (pro Volumenelement) für einen bestimmten Uebergang:

$$dP_1(\omega, \vec{r}) = \hbar\omega \cdot N(j,m',m)\; d^3r \cdot W_{j,m',m \to j+1,m',m+1}$$

(induzierte Absorption)

$$dP_2(\omega,\vec{r}) = -\hbar\omega \cdot N(j+1,m',m+1)\,d^3r \cdot W_{j,m',m\rightarrow j+1,m',m+1}$$

(induzierte Emission)

$$dP(\omega,\vec{r}) = \hbar\omega\,\left[N(j,m',m)-N(j+1,m',m+1)\right]d^3r \cdot W_{j,m',m\rightarrow j+1,m',m+1}$$

Die gesamte Leistungsabsorption, summiert über alle Uebergänge beträgt:

$$P(\omega) = \sum_{m'=-j}^{+j}\left[N(j,m'm,)-N(j+1,m',m+1)\right]\cdot\frac{2\Pi}{4\hbar^2}\,\frac{1}{4}\left(\mu\frac{f}{3}\right)^2\cdot E_o{}^2\cdot\frac{2}{3}$$
$$\cdot\,\frac{(j+1)^2-m'^2}{j+1}\cdot\hbar\omega\cdot\frac{1}{4}\,\frac{\gamma}{\left[\omega-2B(j+1)\right]^2+\gamma^2}\cdot 2\cdot\Pi\cdot H\cdot R^2$$
$$\cdot\int_0^1\int_0^1\int_0^1 \zeta d\zeta\cdot d\eta\cdot d\xi\left|\varepsilon_r^{LMN}(\zeta R,\eta 2\Pi,\xi H)\right|^2 \qquad [2.14]$$

Dieser Ausdruck gilt nur für kleine Leistungen, da die Sättigung noch nicht berücksichtigt wurde.

Wird dem Hochfrequenzfelde ein quasi-statisches elektrisches Feld E^{SE} überlagert, so entsteht eine zusätzliche Kraftwirkung auf die Dipole der Teile gemäss $-(\vec{\mu}\cdot\vec{E}^{SE})$. Dieses Feld sei rotationsymmetrisch mit den Komponenten ($E_Z^{SE}\neq 0$, $E_r^{SE}\neq 0$, $E_\phi^{SE}=0$) (Im Gegensatz zu den Hohlleiterspektrographen, wo $\vec{E}^{HF}$ und $\vec{E}^{SE}$ parallel, respektiv antiparallel zueinander sind, stehen hier $\vec{E}^{HF}$ und $\vec{E}^{SE}$ senkrecht aufeinander im homogenen Teil des Feldes). Ein solches, langsam variables Feld $\vec{E}^{SE}$ (f^{SE} zwischen 1 kHz und 100 kHz) bewirkt keine Uebergänge zwischen verschiedenen Zuständen, hingegen werden die Energieeigenwerte verschoben.

$$E(j,m',m) = \frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{1}{I_1} j(j+1) + \left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_1}\right) m'^2\right]$$

$$-(\mu_3^f) \cdot \left| (E_r^{SE})^2 + (E_z^{SE})^2 \right|^{\frac{1}{2}} \frac{m' \cdot m}{j(j+1)} \qquad [2.15]$$

Die Entartung der Energieeigenwerte in [2.9] wird teilweise aufgehoben, sie 'spalten auf'.
Für die Uebergänge $(j,-m',-m) \rightarrow (j+1,-m',-m-1)$ und $(j,m',m) \rightarrow (j+1,m',m+1)$ errechnet sich die Uebergangsfrequenz zu:

$$\omega_{j,m',m \rightarrow j+1,m',m+1} = \omega_{j,-m',-m \rightarrow j+1,-m',-m-1}$$

$$= 2B(j+1) - \frac{\mu_3^f}{\hbar} \cdot |E^{SE}| \cdot \frac{m'}{j+1} \cdot \left(\frac{m+1}{j+2} - \frac{m}{j}\right) \qquad [2.16]$$

Der zweite Term in Ausdruck [2.16] gibt die Verstimmung des quantenmechanischen Resonators bei angelegtem E^{SE} an.

Diese Uebergänge haben auch die gleiche Uebergangswahrscheinlichkeit:

$$W_{j,m',m \rightarrow j+1,m',m+1} = W_{j,-m',-m \rightarrow j+1,-m',-m-1}$$

$$= \frac{2\Pi}{4\hbar^2} \cdot \frac{1}{4} \left(\mu_3^f\right)^2 |E(r,\phi,z)|^2 \frac{\left[(j+1)^2 - m'^2\right](j+1+m)(j+2+m)}{(j+1)^2(2j+1)(2j+3)} \cdot S$$

Ausserdem gilt näherungsweise:

$$N(j,m',m) \cong N(j,-m',-m) \cong$$

$$\frac{N}{Z_r} \exp\left\{-\frac{\hbar^2}{2KT}\left[\frac{1}{I_1} j(j+1) + \left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_1}\right) m'^2\right]\right\}$$

$$N(j+1,m',m+1) \cong N(j+1,-m',-m-1) \cong$$

$$\frac{N}{Z_r} \exp\left\{- \frac{\hbar^2}{2KT} \left[\frac{1}{I_1} (j+1)(j+2) + \left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_1}\right) m'^2 \right]\right\}$$

Somit ergibt sich für die absorbierte Leistung

$$dP(\omega,\vec{r}) = \hbar\omega \left[N(j,m',m) - N(j+1,m',m+1)\right] \cdot W_{j,m',m \to j+1,m',m+1} \cdot S$$

$$+ \hbar\omega \left| N(j,-m',-m) - N(j+1,-m',-m-1) \right| \cdot W_{j,-m',-m \to j+1,-m',-m-1} \cdot S$$

$$= \hbar\omega \left[N(j,m',m) - N(j+1,m',m+1)\right] \cdot S(\omega, \omega_{j,m',m \to j+1,m',m+1}) \cdot$$

$$\cdot 2 \cdot \frac{2\Pi}{4\hbar^2} \cdot \frac{1}{4} \left(\mu_3^f\right)^2 \left|E(r,\phi,z)\right|^2 \frac{(j+1)^2 - m'^2}{(j+1)^2 (2j+1)(2j+3)} (j+1+m)(j+2+m)$$

$$\cdot dV \qquad [2.17]$$

Analog erhält man für die Uebergänge

$(j,m',m) \to (j+1,m',m-1)$

und

$(j,-m',-m) \to (j+1,-m',-m+1)$

die Uebergangsfrequenz:

$$\omega_{j,m',m \to j+1,m',m-1} = \omega_{j,-m',-m \to j+1,-m',-m+1} =$$

$$2B(j+1) - \mu_3^f \left| E^{SE} \right| \frac{m'}{j+1} \left(- \frac{m}{j} + \frac{m-1}{j+2}\right)$$

Die Uebergangswahrscheinlichkeiten betragen:

$$W_{j,m',m \to j+1,m',m-1} = W_{j,-m',-m \to j+1,-m',-m+1} =$$

$$\frac{2\Pi}{4\hbar^2}\,\frac{1}{4}\left(\mu\frac{f}{3}\right)^2 |E(r,\phi,z)|^2 \frac{\left[(j+1)^2 - m'^2\right](j-m+1)(j-m+2)}{(j+1)^2\;(2j+1)(2j+3)} \cdot S$$

Die absorbierte Leistung beträgt:

$$dP(\omega,\vec{r}) = \hbar\cdot\omega\;\left[N(j,m',m) - N(j+1,m',m-1)\right]\cdot S(\omega,\omega_{j,m',m \to j+1,m',m-1})$$

$$\cdot 2\cdot\frac{2\Pi}{4\hbar^2}\cdot\frac{1}{4}\cdot\left(\mu\frac{f}{3}\right)^2 |E(r,\phi,z)|^2 \;\frac{\left|(j+1)^2 - m'^2\right|(j-m+1)(j-m+2)}{(j+1)^2\;(2j+1)(2j+3)}$$

[2.18]

In den Ausdrücken [2.17] und [2.18] wurden die thermisch bedingten Uebergänge nicht berücksichtigt. Diese sollen im folgenden berücksichtigt werden. Dabei wird angenommen, dass die Teilchenzahl in jedem Energieniveau zeitlich konstant bleibe und die übrigen Energieniveaus durch das eingestrahlte Hochfrequenzfeld nicht beeinflusst werden.

k_j ist die thermische Uebergangswahrscheinlichkeit im thermischen Gleichgewicht. Diese hängt angenähert von der mittleren Zeit zwischen 2 Kollisionen bzw. zwischen 2 Wandstössen ab:

$$k_j \approx k_{j+1} \approx \frac{2}{\tau_{koll}} + \frac{1}{\tau_{Wand}} = \gamma$$

$$\frac{1}{\tau_{koll}} = \sqrt{\frac{16\Pi \ KT}{m_t}} \qquad \frac{1}{\tau_{Wand}} = \frac{A}{V} \sqrt{\frac{KT}{2\,\Pi\, m_t}}$$

k = Boltzmann-Konstante

T = Temperatur in ^{O}K

D = Deckfläche

N = Anzahl Teile / Volumeneinheit

A = Gesamtfläche

V = Gesamtvolumen

m_t= Masse

Die Anzahl Teile N (j) eines bestimmten Energieniveaus E (j) wird beeinflusst durch die induzierte Emission und Absorption als auch durch thermisch bedingte Uebergänge. (Die spontane Emission kann bei den hier betrachteten Frequenzen vernachlässigt werden).

$$\dot{N}(j) = -k_j \cdot N(j) - W_{j \to j+1} \cdot N(j) + k_{j+1} \cdot N(j+1) + W_{j+1 \to j} \cdot N(j+1)$$

Diese Gleichung gilt nur näherungsweise, da angenommen wurde, dass die thermischen Uebergänge nur zwischen den Niveaus j und j+1 stattfinden. Im stationären Fall, der hier angenommen wird, soll die Teilchenzahl eines Niveaus konstant bleiben.

$$\dot{N}(j) = \dot{N}(j+1) = 0$$

Ausserdem gilt:

$$N(j)+N(j+1) = \frac{N}{Z_r}\left[\exp(-\frac{E(j)}{KT}) + \exp(-\frac{E(j+1)}{KT})\right]$$

$$N(j) = \frac{k_{j+1} + W_{j+1\to j}}{k_j + k_{j+1} + 2W_{j\to j+1}} \cdot \frac{N}{Z_r} \cdot \left[\exp(-\frac{E(j)}{KT}) + \exp(-\frac{E(j+1)}{KT})\right]$$

$$N(j+1) = \frac{k_j + W_{j\to j+1}}{k_j + k_{j+1} + 2W_{j\to j+1}} \cdot \frac{N}{Z_r} \cdot \left[\exp(-\frac{E(j)}{KT}) + \exp(-\frac{E(j+1)}{KT})\right]$$

Nach dem Prinzip der mikroskopischen Reversibilität gilt

$$K_j \cdot \exp(-\frac{E(j)}{KT}) = K_{j+1} \cdot \exp(-\frac{E(j+1)}{KT})$$

Dieses Prinzip garantiert auch, dass im Fall $w_{j\to j+1} = 0$ (kein Hochfrequenzfeld vorhanden) N(j) und N(j+1) wieder eine Boltzmannverteilung haben. Ausserdem sieht man, dass der von j unabhängige Ausdruck k_j auf S. 26) nur näherungsweise gilt.

$$N(j) - N(j+1) = \frac{N}{Z_r} \cdot \exp(-\frac{E(j)}{KT}) \cdot \left[1+\exp(-\frac{\hbar\omega_{j\to j+1}}{KT})\right] \left[\frac{K_{j+1} + W_{j\to j+1} - K_j - W_{j\to j+1}}{K_j + K_{j+1} + 2W_{j\to j+1}}\right]$$

$$= \frac{N}{Z_r} \cdot \exp(-\frac{E(j)}{KT}) \cdot \left[1+\exp(-\frac{\hbar\omega_{j\to j+1}}{KT})\right] \cdot \frac{K_{j+1}(1-\exp(-\frac{\hbar\omega_{j\to j+1}}{KT}))}{K_{j+1}(1+\exp(-\frac{\hbar\omega_{j\to j+1}}{KT}))+2W_{j\to j+1}} \qquad [2.19]$$

Bei Einsetzen und Integration über das Resonatorvolumen ergibt für die Uebergänge $j,m',m \rightarrow j+1,m',m+1$ und $j,-m',-m \rightarrow j+1,-m',-m-1$

$$P(\omega) = \hbar\omega \cdot \left(1-\exp\left(-\frac{h\omega_{j \rightarrow j+1}}{KT}\right)\right) \cdot \frac{N}{Z_r} \cdot \exp\left(-\frac{E(j)}{KT}\right) \cdot 2\,\frac{2\Pi}{4\hbar^2} \cdot$$

$$\frac{1}{4}(\mu_3^f)^2 \cdot \frac{\left[(j+1)^2 - m'^2\right](j+1+m)(j+2+m)}{(j+1)^2\,(2j+1)(2j+3)} \cdot \frac{1}{\Pi\gamma} \cdot$$

$$\int_0^H dz \int_0^R r\,dr \int_0^{2\Pi} d\phi \frac{\left| E^{HF}(r,\phi,z)\right|^2}{\left[\frac{\omega-2B(j+1)}{\gamma} + \frac{1}{\gamma}\frac{\mu_3^f}{\hbar}\left|E^{SE}(r,\phi,z)\right| \frac{m'}{j+1}\left(\frac{m+1}{j+2} - \frac{m}{j}\right)\right]^2 + 1 + D}$$

wobei $D = \frac{2\Pi}{4\hbar^2} \cdot \frac{1}{4}\,(\mu_3^f)^2\,\frac{1}{\Pi\gamma}\,\frac{\left[(j+1)^2+m'\right]\,(j+1+m)(j+2+m)}{(j+1)^2\,(2j+1)(2j+3)}\left|E^{HF}(r,\phi,z)\right|^2 \cdot$

$$\cdot\, 2 \cdot \left\{\left[\left[\frac{\omega-2B(j+1)}{\gamma} + \frac{1}{\gamma}\,\frac{\mu_3^f}{\hbar}\left|E^{SE}(r,\phi,z)\right|\frac{m'}{j+1}\left(\frac{m+1}{j+2} - \frac{m}{j}\right)\right]^2 + 1\right] \cdot \right.$$

$$\left. \cdot\, k_{j+1} \cdot \left[1+\exp\left(-\frac{\hbar\omega_{j \rightarrow j+1}}{KT}\right)\right]\right\}^{-1} \qquad [2.20]$$

Dieses Integral kann nicht geschlossen berechnet werden. Der Ausdruck wurde daher numerisch ausgewertet.

2.2.4 Auswertung des Leistungsintegrals (Line shape integral)

Zur Vereinfachung der Berechnung wurde im Resonator ein TE 031-Mode angenommen. Das Hochfrequenzfeld ist in diesem Fall rotationssymmetrisch. Konstruktiv wurde der Resonator so ausgebildet, dass der verschiebbare Kurzschluss gleichspannungsmässig vollkommen isoliert von den Resonatorwänden und vom Deckel ist (siehe Fig. No. 4). Die Starkspannung wird zwischen Kurzschluss und Resonatorwänden und Deckel angelegt. Das elektrostatische Feld ist auch rotationssymmetrisch. Die Integration über den Winkel ϕ kann sofort ausgeführt werden, und es bleibt eine Flächenintegration über r und z.

a) Berechnung des elektrostatischen Feldes E^{SE}

Das elektrostatische Feld $E^{SE}(r,z)$ wird bei einem Uebergang nicht betroffen. Die absoluten Feldstärkewerte E wurden einmal berechnet und dann gespeichert, so, dass spätere Berechnungen wegfielen. Um die Flächenintegration numerisch durchzuführen, wurde ein Gitter definiert. Das Verhältnis: Radius/Höhe = 4,5 (des Resonators) wurde gewählt als Kompromiss zwischen möglichst homogenen statischen Fels einerseits und Mikrowelleneigenschaften andererseits. Um dieses Verhältnis ungefähr zu berücksichtigen, wurden 57 Punkte in r-Richtung und 17 Punkte in z-Richtung gewählt. Die Randmaschenpunkte entsprechen den Berandungen.

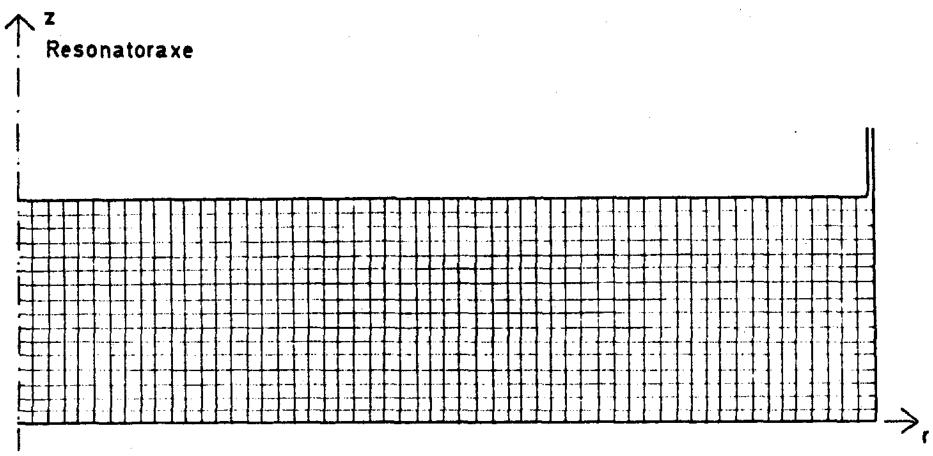

Fig. 4

Netz für die
numerische Integration

Zur Berechnung des Feldes stehen verschiedene Wege offen:

- Die Laplace'sche Differentialgleichung kann iterativ gelöst werden (7). Dieser Weg wurde nicht verwendet.

- Das Potential kann in eine Reihe entwickelt werden (8):

Nach der Differentiation nach z und r erhält man:

$$|E(r,z)| = 2\cdot\frac{U^{SE}}{H}\cdot\frac{H}{R}\left\{\left[\sum_{n=1}^{N}\frac{1}{J_1(k_{on})\cdot Sh(k_{on}\cdot\frac{H}{R})}\cdot SH(k_{on}\frac{z}{R})\cdot J_1(k_{on}\frac{r}{R})\right]^2+\left[\sum_{n=1}^{N}\frac{1}{J_1(k_{on})\cdot Sh(k_{on}\frac{H}{R})}\cdot CH(k_{on}\cdot\frac{z}{R})\cdot J_o(k_{on}\cdot\frac{r}{R})\right]^2\right\} \qquad [2.21]$$

U^{SE} = angelegte Spannung

$J_o(k_{on})=0;k_{on}$ = n-te Wurzel der nullten Besselfunktion.

Diese Reihe konvergiert nur gut für $r < R$; $z < H$.

An den Rändern ist die Konvergenz schlecht. Im TE 031-Mode spielt dieser Sachverhalt keine Rolle, da dort das Hochfrequenzfeld verschwindet, also keine Absorption stattfindet. In den anderen Fällen müsste das Feld an den Rändern mit der ersten Methode genauer bestimmt werden, wobei die durch die Entwicklung gegebenen Werte im Innern des Hohlraumes als erste Näherung verwendet werden können.

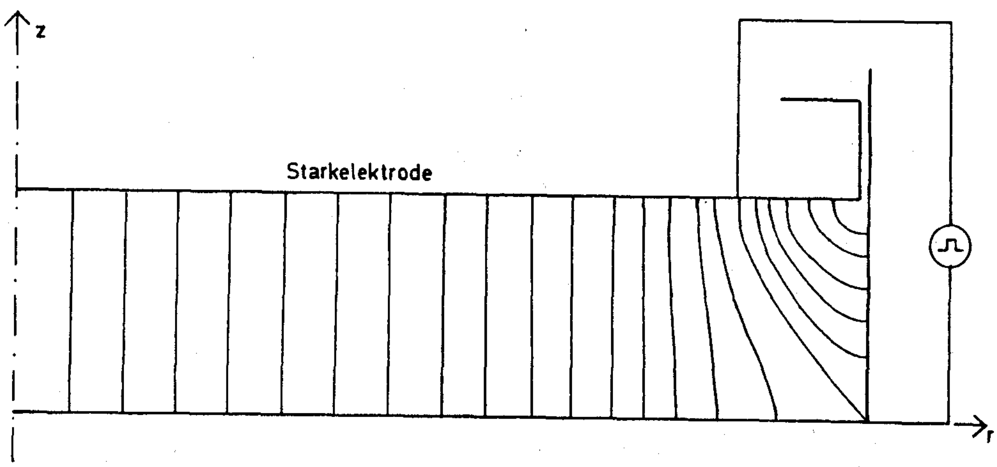

Fig. 5

E-Feldlinien des Starkfeldes

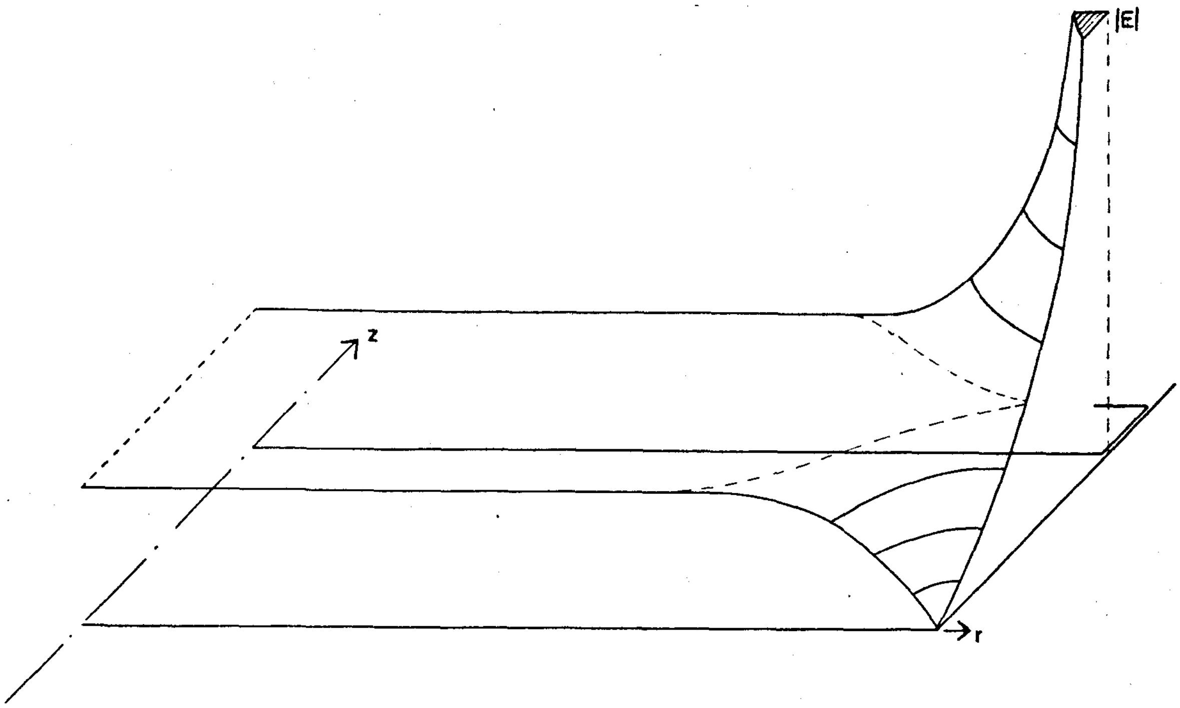

Fig. 6

Verteilung von E über den halben Querschnitt

(für die Richtung der E-Feldlinien siehe Fig. 5)

In Abbildung No. 6 ist die Verteilung des Absolutwertes der Feldstärke in der r-z Ebene dargestellt. Die Höhe entspricht dem Absolutwert. Man sieht, dass sich am Rand eine Zone mit erhöhter Feldstärke und eine Zone mit verminderter Feldstärke ausbildet.

b) Berechnung der Hochfrequenzfeldstärke

Die E-Komponente im TE 031-Modus des Hochfrequenzfeldes lautet:

$$E_\phi = E_o \cdot J_1(k'_{o3} \cdot r) \cdot \sin(\frac{\Pi}{H} z) \cdot \sin \omega t$$

$$\text{mit} \qquad k'_{o3} = \frac{X'_{o3}}{R}$$

$J'_o(X'_{o3}) = 0$; X'_{o3} = 3te Wurzel der Ableitung der Besselfunktion erster Art nullter Ordnung.

Bei bekannter Feldverteilung kann die Integration in [2.20] jetzt ausgeführt werden. Es wird zuerst in r-Richtung integriert und dann in z-Richtung (Integration nach Simpson).

Da die absorbierte Leistung auch bei Resonanz immer viel kleiner als die eingestrahlte Leistung ist, wurde für die Feldverteilung die des unbelasteten Resonators unveränderlich angenommen. Dies gilt auch noch, wenn man die lokale Konzentration der Felder berücksichtigt, da die Energie-Ueberhöhung maximal zehnfach grösser ist, als der Mittelwert über das ganze Volumen. Die Feldverteilung wird daher nur einmal berechnet. Hingegen wird die Aenderung der Uebergangswahrscheinlichkeit, bedingt durch die Aenderung der Energiedichte bei Absorption, durch eine Iteration berücksichtigt. Es wird also angenommen, dass die eingestrahlte Leistung konstant bleibt und die Energiedichte bei Absorption ändert.

Die wichtigsten Parameter, bei festgelegtem Molekül und Uebergang, im Ausdruck [2.20] sind:

- eingestrahlte Leistung P
- Druck p
- Starkspannung U^{SE}

Um die Resultate der Auswertung untereinander vergleichen zu können, wurden die gerechneten Werte als Korrekturwerte einer festen Absorption P_{norm} unter genau festgelegten Bedingungen ausgegeben. Es gilt:

$$\frac{P_{abs}}{\mu\,\mathrm{Watt}} = \frac{P_{norm}}{\mu\mathrm{Watt}} \cdot \frac{\mathrm{Druck}}{\mathrm{torr}} \cdot \frac{P_{ein}}{\mu\mathrm{Watt}} \cdot \mathrm{Korrektur} \cdot 10^4$$

P_{norm} ist nicht normierbar bezüglich der Starkspannung, da diese einen Frequenzshift zur Folge hat, der sich auf das Volumen auswirkt. In den durchgerechneten Beispielen war:

$$\frac{P_{norm}(0V) - P_{norm}(1000V)}{P_{norm}(0V)} = 5 \cdot 10^{-2}$$

Die eigentliche Variable in [2.20] ist die Frequenz. Für einen Uebergang wurden 201 Punkte gerechnet im Bereich:

$$f_{j \to j+1} - 10 \cdot \frac{\gamma}{2\pi} < f < f_{j \to j+1} + 10\frac{\gamma}{2\pi}$$

Bei unverzerrten Linien beträgt die Halbwertsbreite ein Zehntel des gesamten dargestellten Bereiches.

In Fig. 7 sieht man die Plotausgabe eines Beispiels des Moleküls ($F_3C \equiv CH$) unter folgenden Bedingungen:

$P_{ein} = 10^{-3}$; $3{,}2 \cdot 10^{-3}$; 10^{-2}; $3{,}2 \cdot 10^{-2}$; 10^{-1}; $3{,}2 \cdot$
$\cdot\ 10^{-1}$; $1\ \mu W$

$U^{SE} = 1000V \mathrel{\hat{=}} E^{SE} = 625V/cm$

$p = 10^{-3}$ torr

$H = 1{,}597$ cm; $D = 16{,}18$ cm

H = Resonatorhöhe
D = Resonatordurchmesser

Der Starkshift der Frequenz für ein homogenes Feld wird bei dieser Berechnung kompensiert. Die zusätzliche Abweichung von der Mittellinie rührt von der Inhomogenität des Starkfeldes her. Die Abnahme der Linienhöhe bei steigenden Leistungen ist eine Folge der Leistungssättigung.

Fig. 8 zeigt den Einfluss des Druckes auf die Linienbreite. Zwischen 10^{-3} torr und 10^{-2} torr nimmt die Linienbreite stark zu.

Fig. 9 gibt den Zusammenhang zwischen eingestrahlter Leistung und absorbierter Leistung im Resonanzmaximum. Wie zu erwarten, nimmt die Sättigung bei kleinerem Druck schneller zu als bei höherem Druck.

Die absorbierte Leistung bewirkt, wie schon erwähnt, eine Verschlechterung der Kreisgüte des Mikrowellenresonators und daher eine Reflexionsänderung (9):

$$\Gamma + \delta\Gamma = (\beta - 1 - j\eta Q) \cdot \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cdot \beta \cdot Q_p \cdot \delta\left(\frac{1}{Q_p}\right) \qquad [2.22]$$

$$Q_p \cdot \delta\left(\frac{1}{Q_p}\right) = \frac{\delta P}{P_{ein}} \qquad [2.23]$$

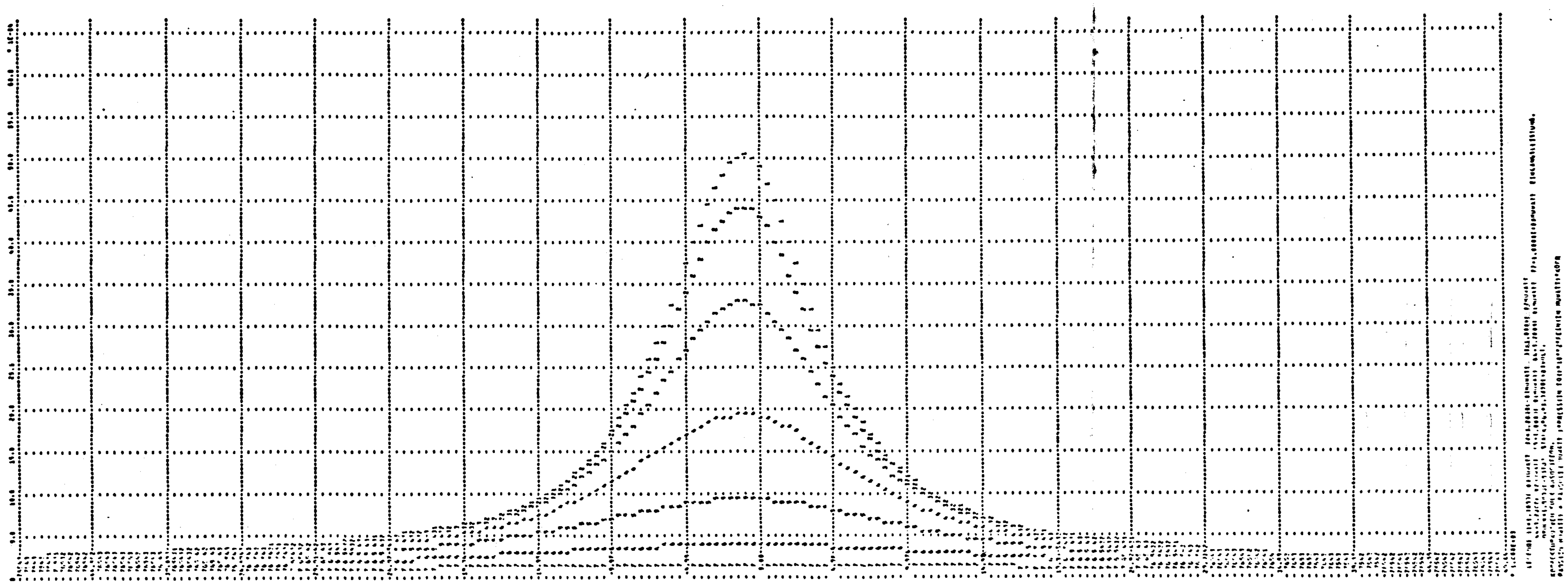

Fig. 7

Plotausgabe von berechneten Absorptionskurven für $F_3C \equiv CH$

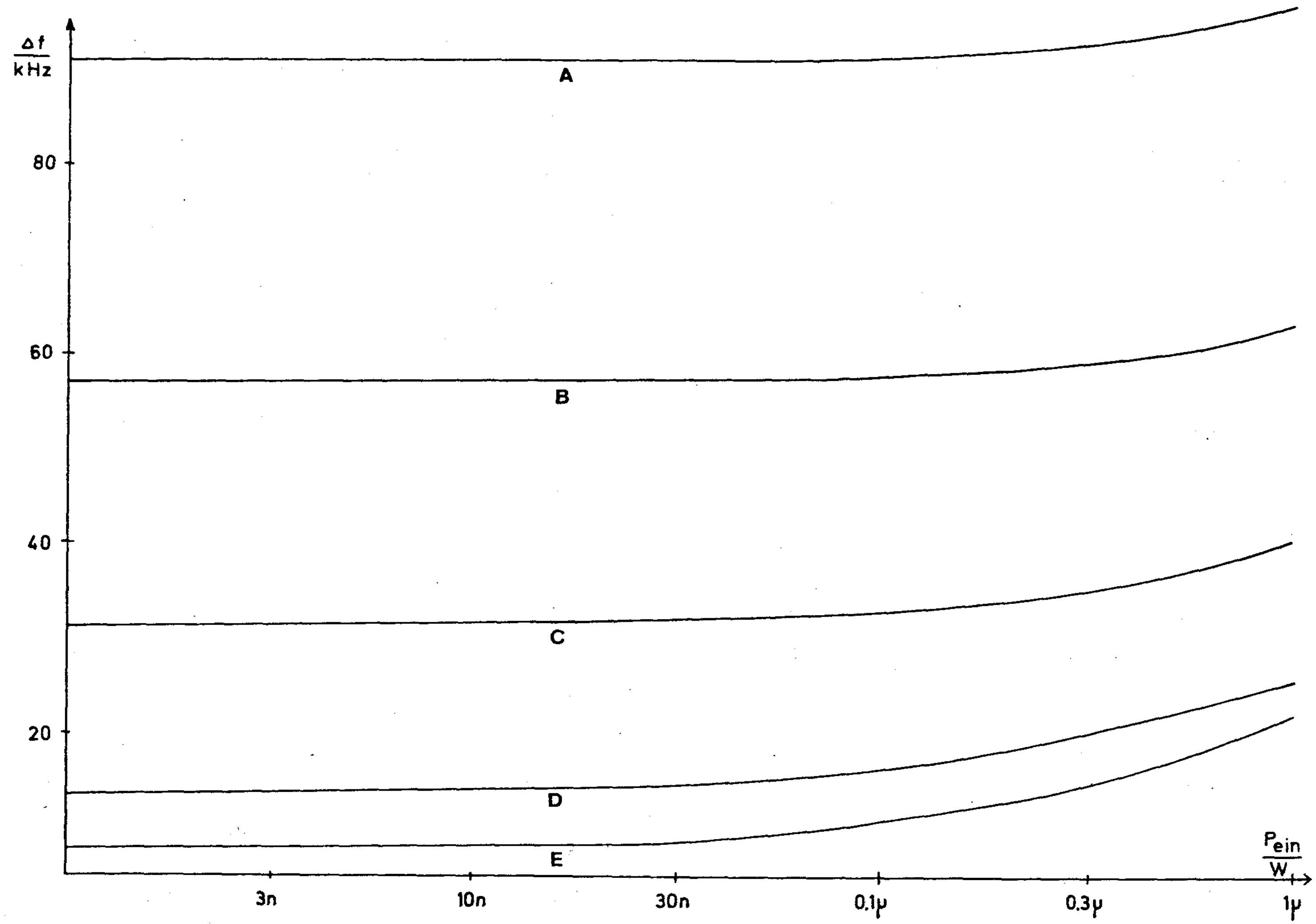

Fig. 8

Berechnete Linienverbreiterung bei steigender Eingangsleistung, Druck als Parameter. A : $p = 10^{-2}$, B : $p = 0\cdot 10^{-3}$, C : $p = 3\cdot 10^{-3}$, D : $p = 10^{-3}$, E : $p = 3\cdot 10^{-4}$, p in mtorr.

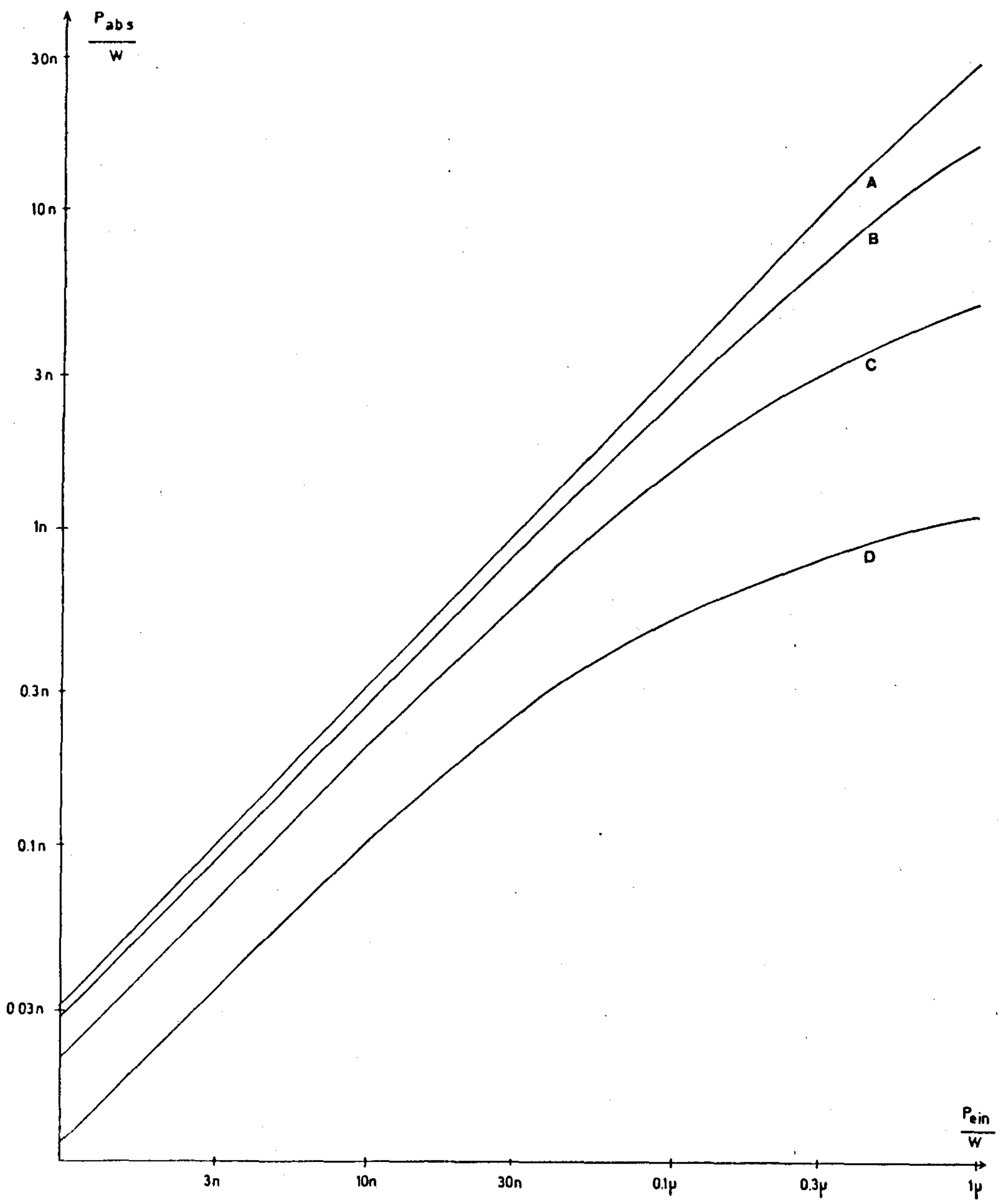

Fig. 9

Berechnete Leistungsabsorption bei steigender Eingangsleistung, Druck als Parameter. A : $p = 10^{-2}$, B : $p = 3 \cdot 10^{-3}$, C : $p = 10^{-3}$, D : $p = 3 \cdot 10^{-4}$, p in mtorr.

Eine ebenfalls auftretende Frequenzänderung $\frac{\delta\omega}{\omega}$ kann in erster Näherung vernachlässigt werden.

Das physikalische Phänomen kann durch folgendes elektrische Ersatzschema dargestellt werden:

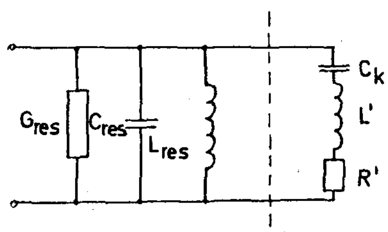

Fig. 10

Ersatzschaltung Resonator — Ersatzschaltung quantenmechanischer Resonator

C_k, L', R' sind reine Rechengrössen

R' berechnet sich aus der absorbierten Leistung

$$R' = \frac{1}{\delta\left(\frac{1}{Q}\right) \cdot G_{Res}}$$

Die Kreisgüte des quantenmechanischen Resonators bestimmt sich aus der Linienbreite (Bandbreite):

$$Q_{QM} = \frac{\omega_{QM}}{2\gamma} \qquad L' = \frac{Q_{QM} \cdot R'}{\omega_{QM}}$$

Eine zu diesem Ersatzbild etwas abweichende Darstellung nimmt die Kapazität C_{res} als komplex an.

$C_{res} = C_o\left[1+4\Pi(\chi' - j\chi'')\right]$

χ'' ist proportional zum Ausdruck für die absorbierte Leistung. χ' und χ'' sind nicht unabhängig voneinander, sondern sind über die Kramers-Kronig-Relationen miteinander verkoppelt. Das Anlegen einer modulierten Starkspannung bewirkt eine parametrische Modulation von C_k und R'. Im einfachsten Fall bei einer rechteckförmigen Starkspannung gilt:

$$R'(t,\omega) = R'(\omega) \cdot S(t)$$

$$S(t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\Pi} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[j(2K+1)\omega_o t\right]}{2K+1}$$

$$\omega_o = \frac{2\Pi}{T_s} \quad ; \quad f_o = \frac{1}{T_s} = \text{Schaltfrequenz}$$

2.3 Linienformanalyse

Wenn im Ausdruck [2.20] die Hochfrequenzfeldstärke E^{HF} und die Starkfeldstärke E^{SE} sehr klein gesetzt werden, kann der Nenner

$$\left[\left(\frac{\omega - 2B(J+1)}{\gamma} \right)^2 + 1 \right]$$

vor das Integral gezogen werden. Die absorbierte Leistung als Funktion der Frequenz der eingestrahlten Leistung ist dann von der Form

$$P(\omega) = \frac{1}{\Pi\gamma} \cdot \frac{K}{\left[\left(\frac{\omega-2B(J+1)}{\gamma}\right)^2 + 1\right]}$$

wobei K ein von der Geometrie, vom Zustand und von der Eingangsleistung abhängiger Parameter ist. In diesem Grenzfall hat die berechnete Absorptionslinie die Form einer Lorentzlinie. Bei steigenden E^{HF} und E^{SE} weichen die Absorptionslinien von dieser Modellinie ab, sie werden verzerrt. Diesen Sachverhalt ersieht man z.B. aus Fig. 7, die die (bezüglich der Leistung) normierten Absorptionskurven bei einem Druck von 1 mtorr und einer Starkfeldstärke von 625 V/cm darstellen. Man erkennt deutlich, dass diese Kurven bezüglich des Mittelpunktes verschoben sind. (Der eigentliche Starkshift wurde <u>nicht</u> dargestellt). Um Informationen über die Grösse der Verzerrungen zu gewinnen, wurde eine einfache Linienformanalyse durchgeführt. Diese bestand darin, das Integral des quadratischen Fehlers (ISE) der verzerrten (berechneten) Linien gegenüber der unverzerrten Bezugslinie zu berechnen.

$$ISE = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[g'(f,f_o) - g(f,f_o)\right]^2 \, df \qquad [2.26]$$

wobei $$g'(f,f_o) = \frac{G'(f,f_o)}{\int_{-\infty}^{+\infty} G'(f,f_o)\,df}$$

$G'(f,f_o)$ ist die unverzerrte Bezugslinie (reine Lorentzlinie).

$$g(f,f_o) = \frac{G(f,f_o)}{\int_{-\infty}^{+\infty} G'(f,f_o)\,df}$$

$G(f,f_o)$ ist die zu untersuchende Linie.

Untersucht wurden verschiedene gemässe Ausdruck [2.20] berechnete Linien. Diese Linien waren unter folgenden Bedingungen berechnet worden:

Molekül: $F_3C{\equiv}CH$

P_{ein}: 10^{-3}; $3{,}2 \cdot 10^{-3}$; 10^{-2}; $3{,}2 \cdot 10^{-2}$; 10^{-1}; $3{,}2 \cdot 10^{-1}$; $1 \mu W$

E^{SE} : 625;62,5;25;6,25;0,625;0,25;0,0625;0,00625 V/cm

P: 1 mtorr

ISE wurde dargestellt als Funktion der Leistung und E^{SE} als Parameter.

Da $G(f,f_o)$ nur in numerischer Form gegeben ist, wurde die Integration mittels einer Simpson-Integration numerisch durchgeführt. Aus praktischen Gründen wurde die Integration aber nur zwischen den Grenzen $f_o - 20 \frac{\gamma}{2\pi}$ und $f_o + 20 \frac{\gamma}{2\pi}$ ausgeführt, d.h., die Schwänze wurden abgeschnitten. Dies wurde auch im Nomierungsintegral berücksichtigt. Der Fehler der durch das Abschneiden der Schwänze entsteht, dürfte wegen der quadratischen Gewichtung nicht allzu viel bedeuten. Die Rechenresultate sind in Fig. 11 dargestellt.

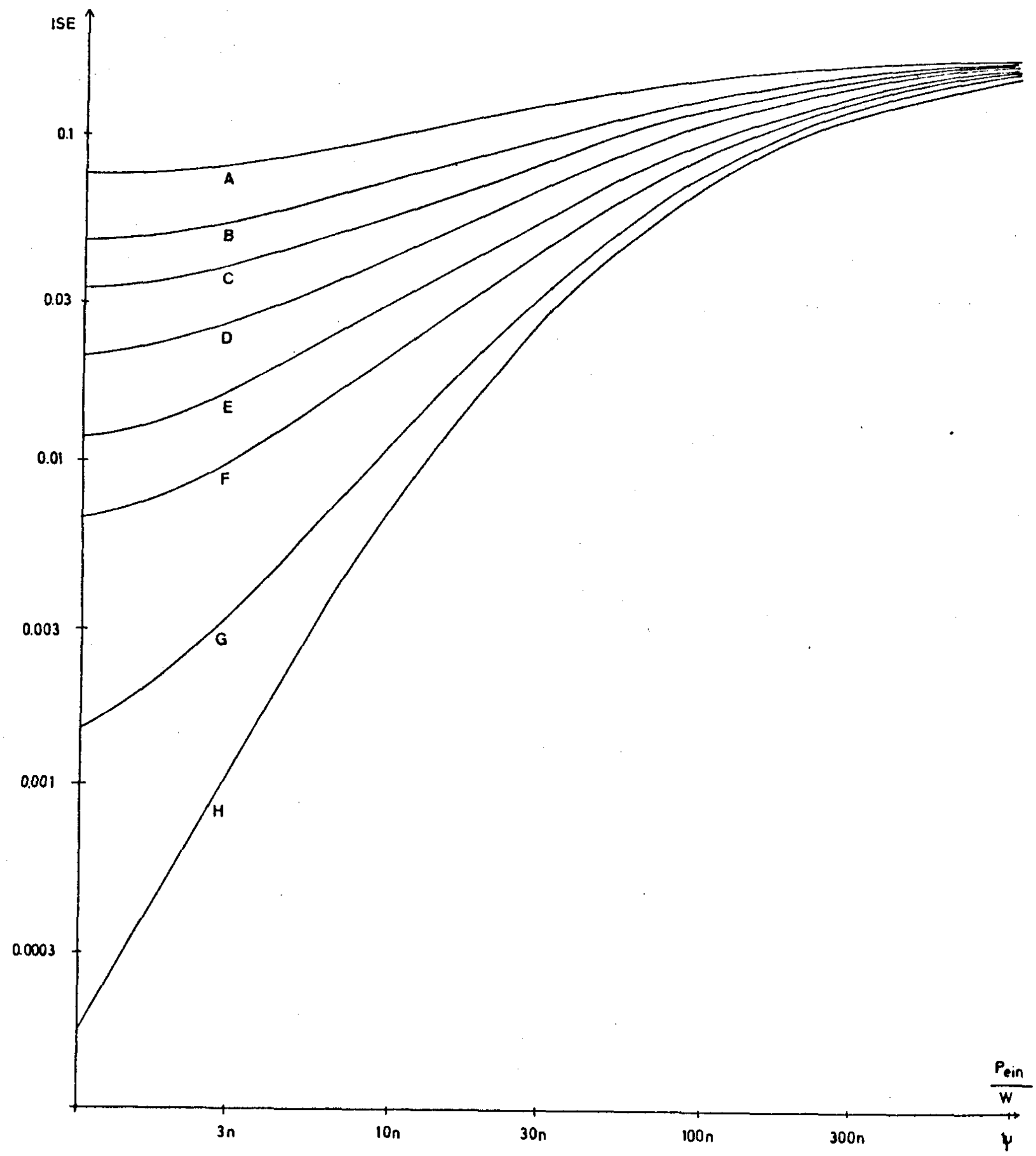

Fig.11

Fehlerquadrat bei steigender Eingangsleistung
Druck: 1 mtorr. Starkspannung als Parameter.
A : 1000 V, B : 100 V, C : 40 V, D : 10 V,
E : 1 V, F : 0,4 V, G : 0,1 V, H : 0,01 V.
10 V ≙ 6,25 V/cm.

Man erkennt, dass die Verzerrungen bei kleinen Leistungen und Starkspannungen sehr schnell zunehmen. Bei der Analyse der ausgegebenen Resultate wurde noch bemerkt, dass für eine Starkspannung von 1 V die Schwänze der Absorptionslinie um einen Faktor 3 höher liegen als bei 0,1 oder 10 V Starkspannung (bei einer Eingangsleistung von 10^{-3} μW).

Da kein Programmfehler entdeckt wurde, ist anzunehmen, dass dieser Effekt von der Inhomogenität des Starkfeldes am Resonatorrand herrührt und die Moleküle in der Randzone andere Starkverschiebungen erreichen. Daraus erkennt man, dass die Zonen, wo das Starkfeld +10 ÷ -15% vom homogenen Feld abweicht, noch eine gewisse Bedeutung haben. Diesen Sachverhalt ersieht man auch aus Fig. 6.

3. Konstruktion des Hohlraumresonators

3.1 Bestimmung der wichtigsten Resonatordaten

Zu Beginn des Projektes wurde eine rechteckige Resonatorversion untersucht. Dies hat vor allem den Vorteil, dass die Berechnung der Absorption eher eine geschlossene mathematische Form erlaubt, als die zylindrische Ausführung, da nur trigonometrische Funktionen auftreten. Aus physikalischen Gründen (Homogenität des Starkfeldes) war man bestrebt, das Verhältnis Breite zu Höhe möglichst gross zu machen. Praktisch hätte das bedeutet, dass man mit TE 30n, eventuell TE 50n Modi arbeiten sollte. Um das Auftreten von unerwünschten Resonanzen zu beurteilen, wurden Modecharts für verschiedene Breiten/Höhenverhältnisse erstellt.

Bei Rechteck Resonatoren treten, abgesehen für $l = 0$, TE und TM Modi immer gemeinsam auf. Durch geeignete Ankopplung kann man erreichen, dass praktisch nur TE-Modi angeregt werden. Bei einer Aenderung der Z-Länge eines 307-Modus z.B. wird dieser von sehr viel andern Modi geschnitten. Eine breitbandige Modeunterdrückung ohne starke Beeinträchtigung des (quasistatischen) Starkfeldes konnte nicht gefunden werden. Ohne geeignete Modeunterdrückung scheint es aber schwierig zu sein, einen gewünschten Mode (d.h. eine bekannte Feldkonfiguration) auszulesen. Ausserdem besteht die Gefahr, dass beim Verändern der Längenausdehnung die Modi untereinander 'springen', was sich in einer unerwünschten Q-Verschlechterung ausdrückt oder die Sweepgeschwindigkeit der Frequenz ändert. Neuerdings werden rechteckige Resonatoren vorgeschlagen, wobei die Existenz vieler Modi benützt wird, um einen grossen Frequenzbereich zu überstreichen (10). Da die geometrischen Abmessungen in diesen Fällen aber unveränderlich sind, hat man nur diskrete Frequenzen zur Verfügung, die man höchstens mit Hilfe von Posts in engen Grenzen variieren kann.

Aus diesen Ueberlegungen heraus erwies sich eine zylindrische Anordnung als günstiger (ebenfalls in der Herstellung) als ein Rechteckresonator. Die Abmessungen des Hohlraumes ergaben sich als Kompromiss gegenüber der Forderung eines möglichst homogenen Starkfeldes (Verhältnis Durchmesser/Höhe möglichst gross) und den Abmessungen der Zelle. Wünschenswert wäre ein Resonatormodus TE Oml mit möglichst hohem m. Im X-Band beschränkte man sich aus praktischen Gründen auf m = 3. Um in der Z-Richtung ähnliche Verhältnisse zu haben, wie im Hohlleiter wurde die 'Cut-Off-Frequenz' $f_{cut-off} = 6$ GHz gewählt. Daraus bestimmte sich der Durchmesser zu

$$D = \frac{P'_{03} \cdot C}{\Pi \cdot fc} \quad ; \; P'_{03} = 10{,}173$$

$$D = 16{,}18 \text{ cm}$$

P'_{o3} = 3te Wurzel der Ableitung der Besselfunktion nullter Ordnung

c = Lichtgeschwindigkeit.

Die Maximalhöhe Hmax errechnet sich bei f = 8 GHz zu:

$$H_{max} = \frac{c}{2f\sqrt{\left[1-({}^{6}/{}_{f})^2\right]}} = 2{,}83 \text{ cm}$$

Die Minimalhöhe Hmin errechnet sich bei f = 12,4 GHz zu:

$$H_{min} = 1{,}38 \text{ cm}$$

Um eine Uebersicht über die auftretende Modes zu erhalten, wurde auch für den zylindrischen Fall eine Modechart berechnet, gemäss:

$$\frac{1}{H^2} = \frac{1}{(n\Pi)^2}\left[\left(\frac{P_{lm}}{R_o}\right)^2 - \left(\frac{2\,\Pi f}{c}\right)^2\right] \qquad [3.1]$$

P_{lm} = mte Wurzel von $J'_l(X) = 0$ für TElmn-Modi

= mte Wurzel von $J_l(X) = 0$ für TMlmn-Modi

R_o = Radius des Zylinderresonators

H = Höhe

f = Frequenz

c = Lichtgeschwindigkeit

n = Anzahl Halbwellen in Z-Richtung

Es wurde ein Computerprogramm mit Plotausgabe geschrieben, um diese Gleichung im interessierenden Gebiet auszuwerten. Man erkennt, dass, abgesehen von den TM-Modi, keine 'kreuzende' Modi auftreten. Durch den konstruktiven Aufbau (isolierender Kurzschluss, Chokes am festen Deckel) sowie von der Art der Kopplung her, sollten TM-Modi stark unterdrückt und schwach angeregt werden. Alle andern Modi laufen parallel.

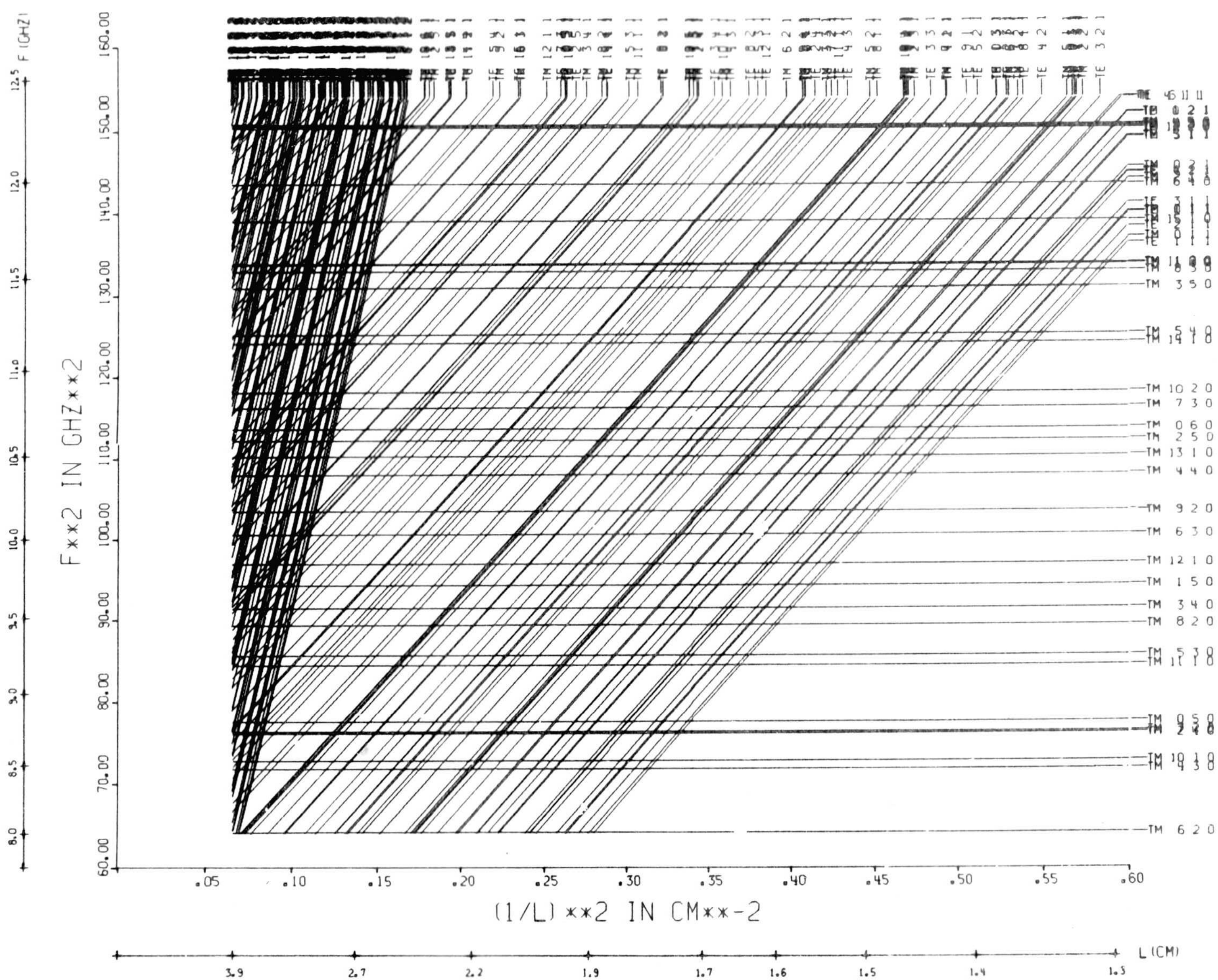

Fig. 12a

Plotausgabe der Modechart
eines zylindrischen Resonators
TE und TM Modi

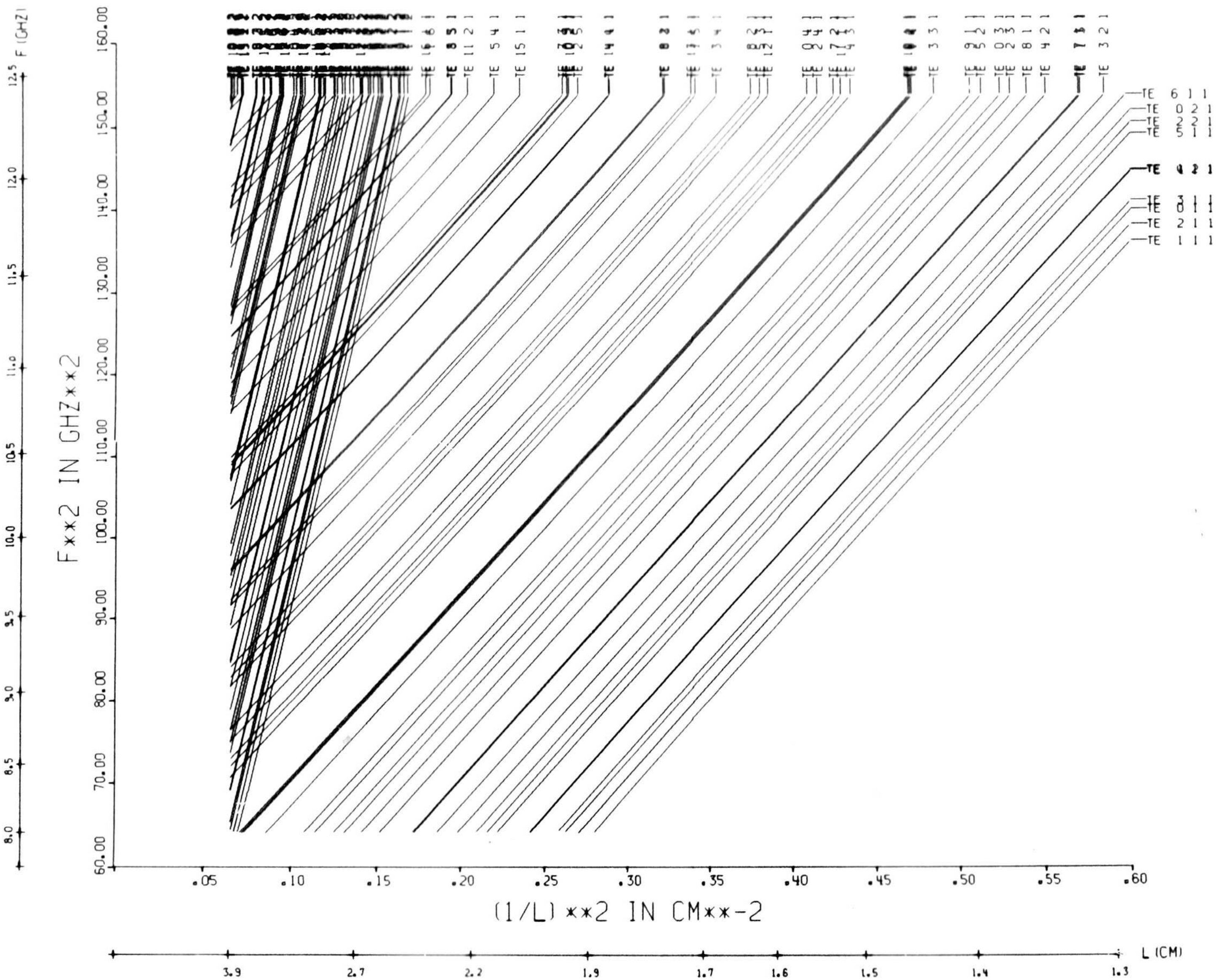

Fig. 12b

Plotausgabe der Modechart
eines zylindrischen Resonators
TE Modi

CAVITYLAENGE (IN CM) TE MODI

FREQUENZ: 9.50000 GHZ

	MODUS		
1.5882	1	1	1
1.6070	2	1	1
1.6244	0	1	1
1.6343	3	1	1
1.6714	4	1	1
1.6719	1	2	1
1.7199	5	1	1
1.7351	2	2	1
1.7525	0	2	1
1.7826	6	1	1
1.8186	3	2	1
1.86[illegible]	1	3	1
1.8636	7	1	1
1.9239	4	2	1
1.9695	8	1	1
2.0079	2	3	1
2.0341	0	3	1
2.0824	5	2	1
2.1113	9	1	1
2.2211	3	3	1
2.2958	1	4	1
2.3013	6	2	1
2.3393	10	1	1
2.5559	4	3	1
2.6048	11	1	1
2.6429	7	2	1
2.7363	2	4	1
2.8329	0	4	1
3.1617	12	1	1
3.1738	5	3	1
3.2668	8	2	1
3.7553	3	4	1
4.0758	1	5	1
4.1827	13	1	1
4.9175	6	3	1
4.9705	9	2	1
11.5531	4	4	1
11.7855	14	1	1

Fig. 12c

Ausgabe eines Programms zur Berechnung der Resonatorhöhe bei einem Durchmesser von 16.18 cm

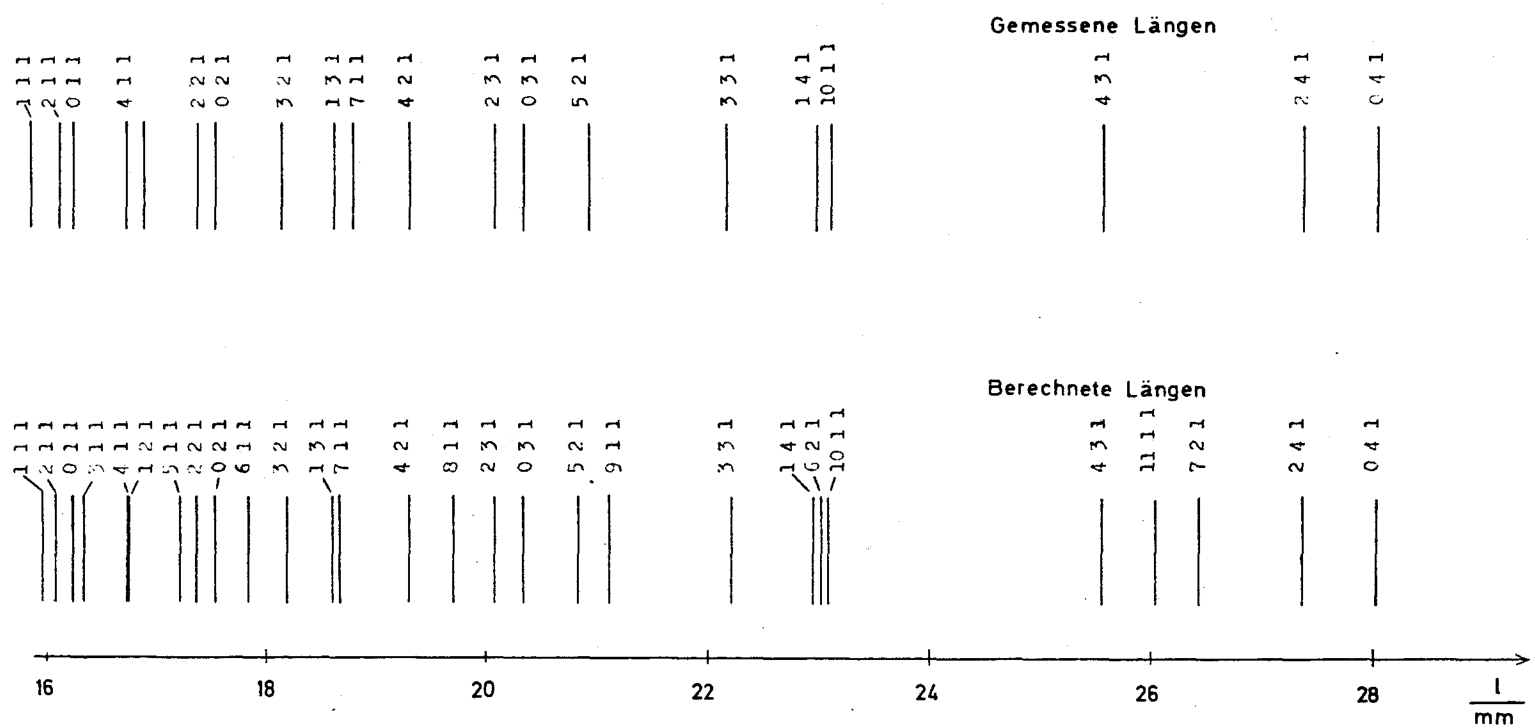

Fig.13

Resonatorhöhe bei 9,5 GHz TE Modi

Ein Hinüberwechseln von einem Modi zum andern mit entsprechender Güteverschlechterung ist also weitgehend ausgeschlossen.

Um eine Zuordnung der Mode zu erhalten wurden diese für eine feste Frequenz und mit variabler Höhe berechnet und mit den gemessenen Höhen verglichen (Messung der Höhenänderung mittels Etalon Messuhr auf 0,1 mm genau, Beobachtung des Resonanz'dips' auf dem Oszillografenschirm). Aus Fig. 13 erkennt man, dass die gemessenen und gerechneten Werte i.A. gut übereinstimmen. Grössere Abstände von berechneter und gemessener Frequenz ergaben sich für den TE 321 und TE 521-Mode. Diese werden offensichtlich durch die Nuten im Kurzschluss-Schieber und die Gaseinlasslöcher gestört und somit ergibt sich eine Frequenzverschiebung.

3.2 Festlegung der Resonatorkopplung

Für die Ankopplung des Resonators an den Wellenleiter steht aus praktischen Gründen nur die Möglichkeit der Koppelöffnung zur Verfügung (12). Die Kopplung geschieht bei runden Oeffnungen sowohl über das H als auch über das E-Feld, bei Schlitzöffnungen, welche parallel zum H-Feld laufen, hauptsächlich über das H-Feld. Um maximale Kopplung zu erhalten, wird die Koppelöffnung an Stellen mit maximaler Feldstärke angebracht. Für den zylindrischen Resonator und die gewünschten TE Modi kommen die Deckelflächen und die Mantelflächen in Frage. An den Deckelflächen koppelt man den TE 031 Modus an den Stellen mit maximalem H_r an.

$(r = 0{,}18R;\ 0{,}524R;\ 0{,}839R)$

Bei radialem Schlitz senkrecht zur E_x Komponente des einfallenden Feldes sollte dann dieser Mode besonders gut angeregt werden, die benachbarten Modi (TE 231, TE 521) schwach, da deren Feldverteilung mit der Lage der Schlitze nicht übereinstimmt. Aus Gründen der Einfachheit der Konstruktion wurde hier eine Wandkopplung verwendet. Dadurch ergibt sich zwar eine grössere Anzahl Möglichkeiten angeregter Modi, hingegen fallen die zusätzlichen Verzerrungen des statischen Feldes E^{SE} nicht allzu stark ins Gewicht. Auch sind die Störungen des Mikrowellenfeldes durch die Koppelöffnung wegen der geringeren Feldstärken am Rand kleiner. Wegen des verschiebbaren Bodens wurde der Abstand X des Koppelloches zum festen Boden so gewählt, dass:

$$X = \frac{H_{max} \cdot H_{min}}{H_{max} + H_{min}}$$

H_{max} = Cavityhöhe bei 8 GHz

H_{min} = Cavityhöhe bei 12,4 GZz

Da der Resonatorraum zum Spektroskopieren einen Druck zwischen 10^{-3} und 10^{-1} torr aufweist, muss die Kopplung auch vakuumdicht sein. Bei den üblichen Zellenspektorgraphen geschieht die Dichtung durch vakuumdichtes Aufkleben eines Glimmerfensters auf einen Flansch. Das Fenster ist bei dieser Anordnung auf Druck beansprucht und daher ziemlich problemlos. Da die Resonatorwand am Kopplungsort sehr dünn ist, konnte dort kein Fenster montiert werden. Das Fenster wurde daher auf das Gegenstück, nämlich die Stirnfläche des Gordonkopplers aufgeklebt. Bei einer Verlegung des Fensters vor den Gordonkoppler wäre dieser im Vakuumraum gewesen, was aus physikalischen Gründen nicht wünschenswert war. Dadurch wird sowohl das Fenstermaterial wie die Klebestelle auf Zug beansprucht. Anfängliche Versuche mit Glimmer verliefen negativ, da dieses Material trotz sorgfältiger Bearbeitung beim Schneiden eines runden Fensters immer wieder etwas aufsplitterte und an diesen Stellen absolut keine Zugfestigkeit mehr besass. Daher wurde Quarz als Fenstermaterial gewählt. Aus elektrischen Gründen sollte die Quarzdicke möglichst klein gehalten werden. Um die minimal zulässige Dicke zu bestimmen, wurde die Quarzplatte als allseitig eingespannte Platte über den Fensterabmessungen 10,16 x 14 mm betrachtet (reduzierte Hohlleiterabmessungen des Gordonkopplers).

Nach (13) ergibt sich die Zugspannung an der kritischen Stelle zu

$$\sigma = 1{,}75 \cdot p \cdot \left(\frac{\text{Länge}}{2 \cdot \text{Dicke}}\right)^2 \qquad [3.2]$$

$$= 1{,}87 \ \text{kg*/mm2}$$

für $p = 1$ atü $\hat{=}$ $1{,}035$ kg*/mm^2

Länge = 10,16 mm

Dicke = 0,50 mm

Da für Quarz $\sigma_{zul} = 5\ kg^*/mm^2$ beträgt, war ein Sicherheitsfaktor von 2,7 gegeben.

Als Klebstoff wurde Araldit (Harz Typ AY 105, Härter Typ HY 991) verwendet. Leider waren über die Zugbeanspruchung von Klebverbindungen keine Angaben erhältlich, da diese Harze in den Anwendungen nur auf Scherung spezifiziert sind. Um die Klebung möglichst homogen zu gestalten, wurde das Gemisch Härter und Harz auf die Klebestelle aufgetragen, bei erhöhter Temperatur ($\sim 65^{\circ}$) während 3 Minuten entgast, dann das Fenster mit einem Druck von 5 kg* während 12 Stunden angepresst.

Aus technischen Gründen musste das Koppelloch in der Zylinderwand rund gemacht werden (wegen der dünnen Zylinderwand konnte nur mit Hilfe eines Spezialwerkzeuges gebohrt werden). Infolgedessen wurde das Quarzplättchen als selektive Koppelöffnung verwendet. Um dieses zu erreichen wurde einseitig eine Goldschicht aufgebracht. Anfänglich geschah dies mit einer Feuervergoldung. Diese Methode ergab nur mässige Resultate bezüglich der Haftbarkeit und Oberflächenbeschaffenheit der Goldschicht. Eine Goldaufdampfung unter Vakuum ergab wesentlich bessere Resultate. Die erzielte Schichtdicke beträgt etwa 15 - 20 μm. Die Kurzschlusseigenschaften waren gut. Eine Lehre mit variabler Maske wurde benützt, um die optimale Koppelöffnung zu ermitteln und das Plättchen mittels Sandstrahlung geätzt. Nach Ermittlung der optimalen Koppelöffnung wurde das endgültige Plättchen zuerst vergoldet, dann vakuumdicht aufgeklebt und zum Schluss geätzt. Ausserdem wurde zum Schutz der Goldoberfläche eine dünne Aralditschicht eingebrannt.

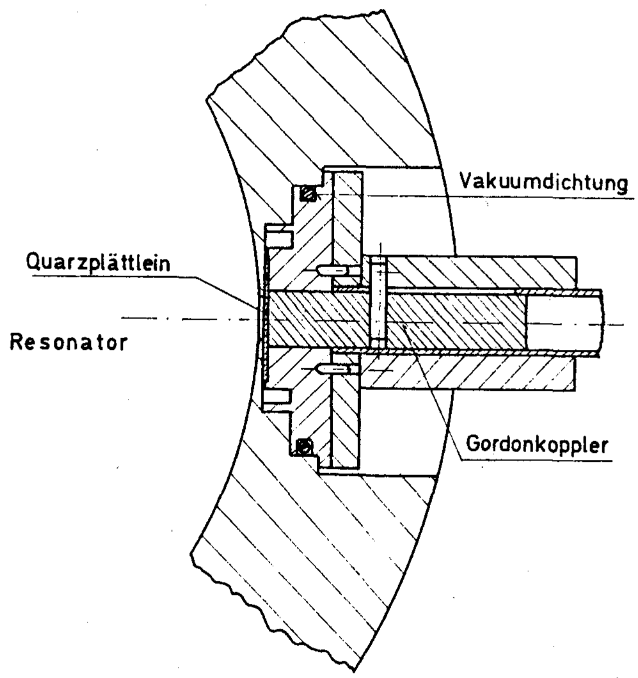

Fig. 14

Kopplung

Um die Festigkeit des Fensters und der Klebung zu prüfen, wurde ein dynamischer und ein Zerstörungstest durchgeführt.

Im dynamischen Versuch wurde das Fenster an ein Vakuumsystem angeschlossen, und es wurde alle 108 sec während 1/10 sec ein Lufteinbruch betätigt. Dieser Versuch wurde während 20 Stunden durchgeführt, ohne dass ein Bruch auftrat.

Bei der Zerstörungsprüfung wurde, von der gewöhnlich unter Normaldruck stehenden Seite, Ueberdruck auf das Fenster bis zum Bruch ausgeübt. Der Bruch trat zwischen 6,5 und 6,9 atü ein für verschiedene Fenster der gleichen Dicke, aber von verschiedener Form. Eine Untersuchung nach dem Bruch ergab, dass nur das Fenster zerstört wurde, die Klebung hingegen immer Stand hielt.

3.3 Aufbau eines Resonators

Der Körper besteht aus Messing Typ Cu Zm 38PB2/AM (sehr reines, antimagnetisches Messing der Metallwerke Dornach AG). Um gute mechanische Verformfestigkeit zu gewährleisten, wurden die Seitenwände sehr kräftig ausgebildet. Die Zylinderhöhe wurde genügend gross gewählt, um dem Kurzschlusskolben eine einwandfreie Führung zu geben. Die Befestigung an einen Aluminiumrahmen erfolgt seitlich. Der Gaseinlass erfolgt durch das feste obere Deckelsystem. Die Löcher verteilen sich auf 2 konzentrische Kreise, welche an den Stellen minimaler Feldstärke für den TE 031 Mode und nahezu minimaler Feldstärke für den TE 231 Mode liegen. Der Lochdurchmesser beträgt 3 mm. Dies entspricht einer Cut-off-Frequenz von 58,6 GHz für den tiefsten Mode. Bei 48 Löchern wird dann das total durchgekoppelte Feld um mindestens 70 dB abgeschwächt. Ein- und Auslass sind vakuumtechnisch getrennt ausgeführt, so dass ein Flow-Betrieb möglich ist. Der Deckelrand ist als Choke ausgebildet, um eine gewisse Modeselektivität zu erreichen.

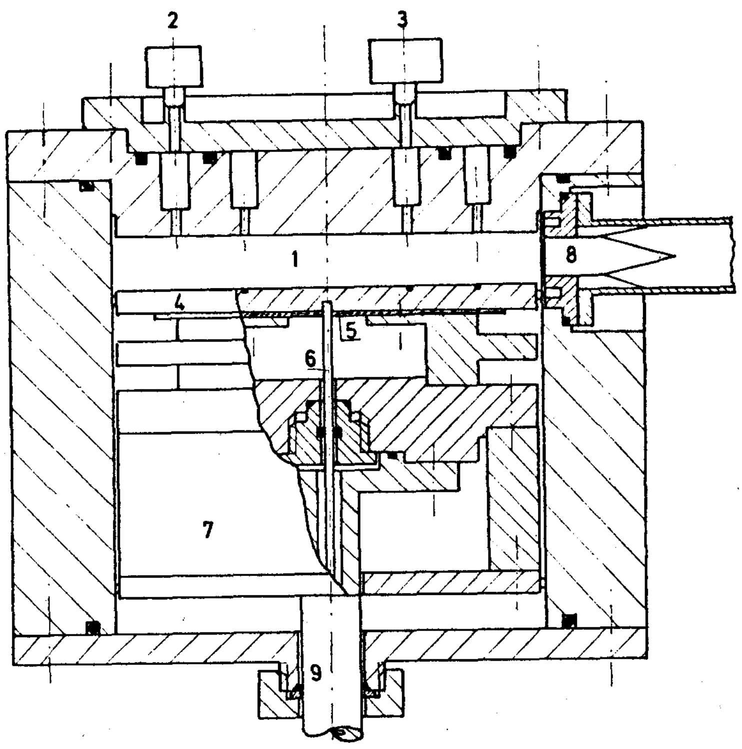

Fig. 15a

1 Resonatorraum

2 Gaseinlass

3 Gaseinlass

4 Starkelektrode

5 Isolation

6 Starkspannungszuführung

7 Kurzschlusskörper

8 Gordonkoppler

9 Antriebskolben

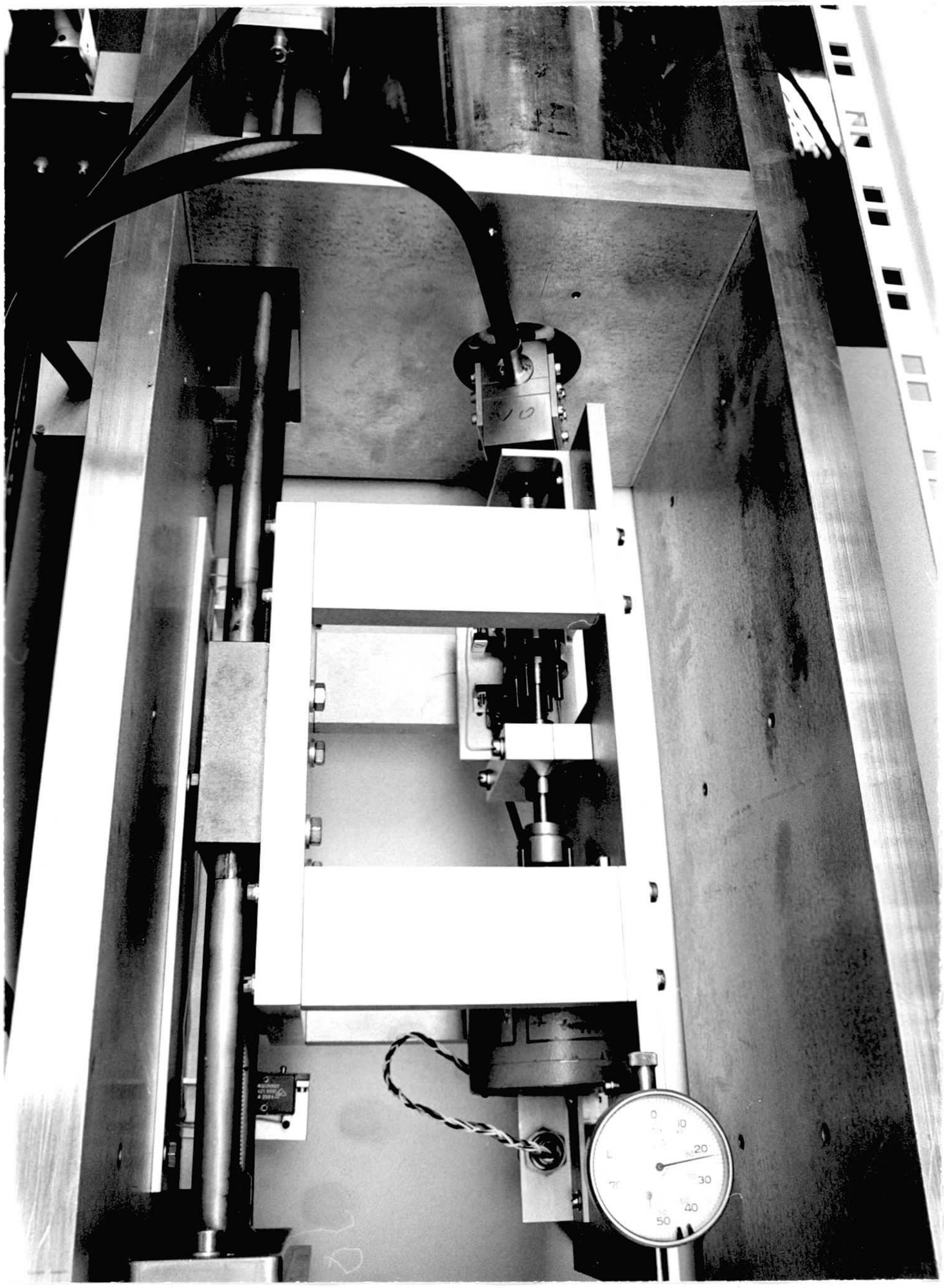

Fig. 15b

Links: Grobantrieb, rechts: Feinantrieb

Oben: Resonator, darunter: Starkspannungzuführung

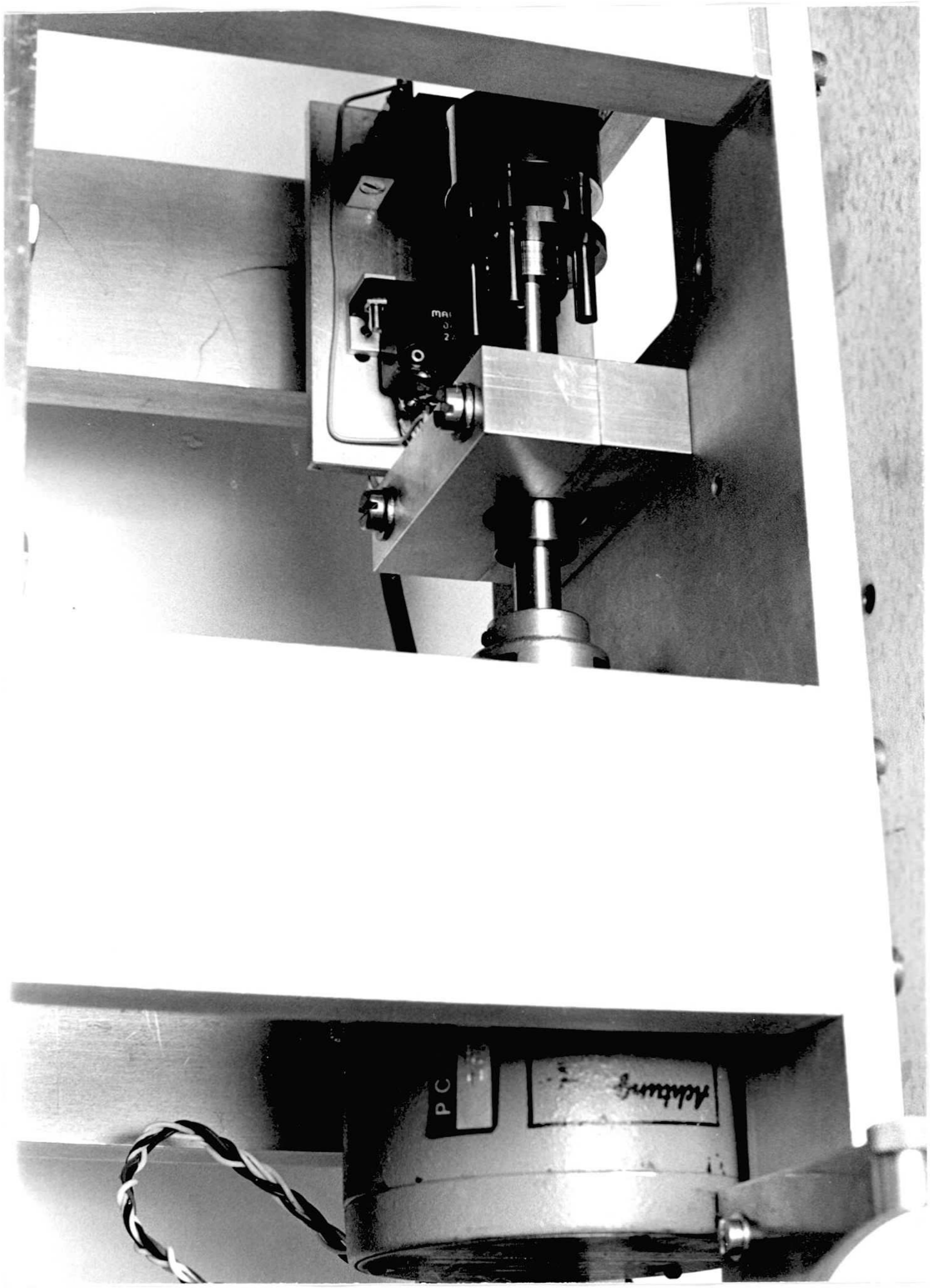

Fig. 15c

Feinantrieb, unten: Schrittmotor

teilweise verdeckt: elastische Kupplung, Radiallager, Längskupplung

3.4 Kurzschluss-Kolben

Der Kurzschluss-Schieber dient gleichzeitig als Abschluss für den Mikrowellenresonatorraum und als Stark-Elektrode. Der vordere Teil muss also isoliert montiert werden. Analog den bekannten kontaktlosen Kurzschlüssen (14), wurde versucht, die Impedanz mittels periodischer Impedanztransformation möglichst klein zu halten. Dabei entsprechen die Regionen mit kleinerem Radius Abschnitten mit höherer Impedanz.

Die Vorderseite wurde gleichzeitig als Modefilter für den TE 031 Mode verwendet. An den Stellen verschwindender elektrischer Feldstärke (des MW-Feldes),d.h. an $r = 0{,}3767 \cdot R_o$ und $r = 0{,}6896 \cdot R_o$ wurden 1 mm breite und 1 mm tiefe Nuten eingedreht. Die Zuführung der Starkspannung geschieht coaxial durch den Antriebskolben. Um eine gute Führung zu gewährleisten, wurde der Schieber in Axenrichtung ziemlich lange ausgebildet. Die Führung selber geschieht mittels zwei mal sechs Teflon-Stützen, die über den Umfang verteilt sind, und zwar an den beiden Enden des Kolbens. Wichtig für die Unterdrückung von Azimutalmodes längs der Kolbenmantelfläche ist eine gute Zentrierung von Kolbenaxe und Resonatoraxe. Aus herstellungstechnischen Gründen musste der Schieber aus verschiedenen Teilen gefertigt werden, und zwar demontierbar. Der Kolben wurde nach der Erstellung der einzelnen Teile zusammengesetzt und erhielt als Ganzes die endgültige Masse. Nach dem Versilbern und Hauchvergolden der einzelnen Teile wurde der Kolben wieder in einem

Winkelbett zusammengebaut so, dass die einzelnen Teile unter sich wieder zentriert wurden, es wurden die Teflonstützen eingesetzt und diese ihrerseits noch einmal überdreht. Da die Resonatoraxe im Betrieb senkrecht steht und somit praktisch keine Radialkräfte auftreten, ist eine gute Zentrierung von Hohlraum und Kolben gewährleistet.

Zwischen der Cavityabschlusswand und der Kolbenabschlusswand besteht auch ein Hohlraum,der ebenfalls als Resonator hoher Güte wirken kann. Solche Resonanzen beeinträchtigen die Wirkungsweise des Kurzschlusses (14). Um auftretende Resonanzen zu dämpfen, wurden beide Seiten des Kolbenabschlusses mit einer Aralditdämpfungsschicht versehen (Araldit AU 1).

Es mussten noch einige zusätzliche vakuumtechnische Anordnung getroffen werden (Verbindung sämtlicher Hohlräume mit dem Cavityraum), um allzu lange Pumpzeiten zu vermeiden.

3.5 Axiallagerung des Kurzschlusskolbens

Um gute Laufeigenschaften des Kolbens zu erreichen, wird eine Einpunktlagerung mit axialer Kraftrichtung angestrebt. In der Feinwirktechnik werden für solche Anwendungen Spitzenlager eingesetzt (15). Eine schematische Darstellung dieses Lagertypus zeigt Figur 16.

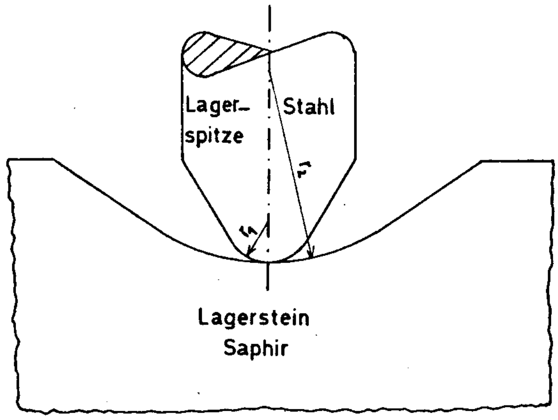

Fig. 16

Prinzip des Axiallagers

Die Kalotte ist härter als der Dorn und besteht entweder aus Saphir oder einer Nickel-Titan-Beryllium-Legierung oder einer Nickel-Beryllium-Legierung. Der Dorn besteht aus gehärtetem Präzisionsrundstahl (1 % Cr, 1 % Wo). Saphirlager wurden bis jetzt immer für relativ kleine Kraftübertragungen verwendet. Vom Hersteller (Fa. Djeva, Monthey) konnten keine Angaben über die Ausbildung der Lagerteile bei höheren Kraftübertragungen gemacht werden.

Aus der Hertz'schen Beziehung (15) errechnet sich der Druck:

$$p = \left[0{,}235 \cdot F \cdot \left(\frac{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}{\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3}} \qquad [3.3]$$

$p_{zul} = 0{,}3 \ p/\mu m^2$

F = Kraft in Pond

r_1 = Radius der Spitze in μm

r_2 = Radius der Kalotte in μm

E_1 = Elastizitätsmodul des Material der Spitze in $p/\mu m^2$

E_1 = $2{,}1 \cdot 10^4$ kp/mm2 (Stahl)

E_2 = Elastizitätsmodul des Materials der Kalotte in $p/\mu m^2$

E_2 = $5 \cdot 10^4$ kp/mm2 (Saphir)

Der Kalottenradius r_2 ist vom Hersteller gegeben. Um diesen zu messen, wurde eine aus der Uhrenindustrie bekannte Methode verwendet. Der Stein wird in eine Küvette mit Methylenjodid getaucht und mit einem festen Vergrösserungsverhältnis auf einen Schirm projeziert (Vergrösserung hier 10:1). Methylenjodid hat den gleichen Brechungsindex wie Saphir,und die Konturen des Steines werden sichtbar so, dass der Kalottenradius bestimmt werden kann. Der gemessene Kalottenradius beträgt 0,41 mm. Die Stahlspitze wurde diesem Radius angepasst und etwas kleiner als der Kalottenradius gewählt. In diesem Fall kann der zulässige Flächendruck unterhalb 0,3 $p/\mu m^2$ gehalten werden, hingegen ist die Bedingung $r_2/r_1 = 2...5$ nicht mehr erfüllt. Es konnte auch nach einer gewissen Betriebszeit keine Beschädigung an Kalotte und Stahlspitze beobachtet werden. Da der Saphir ein hartes Material ist, müssen Stossbelastungen möglichst vermieden werden. Daher wird auch bei entlastetem Kolben am unteren Totende die Spitze mittels Federdruck ($\sim$1 kg*) gegen den Stein gedrückt.

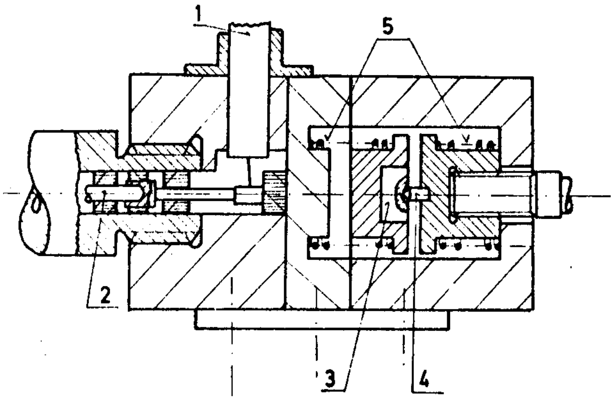

Fig. 17

Vollständige Ansicht des Axiallagers und der Starkspannungszuführung mit Kabelanschluss.

1 Koaxkabel der Spannungszuführung

2 Innenleiter zur Starkelektrode

3 Lagerstein

4 Lagerspitze

5 Druckfedern

3.6 Antrieb des Kurzschlusskolbens

Um den Antrieb möglichst störunempfindlich zu gestalten, wurde der Resonator fest mit einem kräftigen Aluminiumrahmen verbunden. Aus mechanischen Gründen erwies es sich als zweckmässig, Grobantrieb und Feinantrieb elektrisch und mechanisch zu trennen.

a) Für den Grobantrieb wird eine Parallelführung mit einer Spindel (2 mm Steigung) verwendet. Die Parallellführung konnte aus Platzgründen nicht in einer Ebene mit der Resonatoraxe liegen. Das beim Bewegen des Kolbens auftretende Kraftmoment von etwa 24 Nm wird über einen Rahmen auf die Parallelführung übertragen. Die unter Umständen auftretenden Radialkräfte sind für den Antrieb vernachlässigbar, da auch bei kleinen Geschwindigkeiten ein ruckfreies Gleiten des Kolbens erreicht werden konnte.

   Als Antriebsmotor dient ein Schrittmotor (Typ HS 50L, Fabrikat Superior Electric) mit 200 Schritten pro Umdrehung. Mit einer Spindelsteigung von 2 mm ergeben sich folgende Frequenzsweepgeschwindigkeiten:

$$\frac{JH}{Jf} = - \frac{\Pi \cdot n}{f} \cdot \left(\frac{2\Pi f}{c}\right)^2 \left[\left(\frac{2\Pi f}{c}\right)^2 - \left(\frac{P_{1m}}{r}\right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}$$

$n = 1;\ P_{1m} = 9{,}97$ (TE231 Mode); $r_a = 8{,}09$ cm

f/GHz	$\frac{Jf}{JH}$ / $\frac{MHz}{mm}$	$\frac{\Delta f}{Schritt}$ /MHz
8.00	132,7	1,327
10.00	353,0	3,530
12.40	699,1	6,991

Der Schrittmotor ist über Schwingungsdämpfer mit dem übrigen System verbunden. Auch die Kraftübertragung an der Welle geschieht über eine elastische Kupplung (Fabrikat Tschanz). Auf diese Weise werden Vibrationen beim Laufen stark vermindert.

b) Der Feinantrieb liegt, im Gegensatz zum Grobantrieb, coaxial mit der Resonatoraxe. Der Antrieb besteht aus einem Schrittmotor (Typ SS 50, Fabrikat Superior Electric), welcher über eine elastische Kupplung (Tschanz) auf eine Differentialschraube wirkt (Typ 22501, Fabrikat Lansing Research). Diese Differentialschraube ist folgendermassen spezifiziert:

Gesamte Weglänge:	0.01i ≙ 0.254 mm
Weglänge/Umdrehung:	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$ i ≙ $6{,}35 \cdot 10^{-3}$ mm
Weglänge/Teilung:	10^{-5} i ≙ $2{,}54 \cdot 10^{-4}$ mm
Weglänge/Schritt:	$1{,}25 \cdot 10^{-6}$ i ≙ $3{,}175 \cdot 10^{-5}$ mm

Damit ergeben sich folgende Frequenzschritte:

f/GHz	$\frac{\partial f}{\partial H}$ / $\frac{MHz}{mm}$	$\frac{\Delta f}{Schritt}$ /KHz
8.00	132,7	4,213
10.00	353,0	11,208
12.40	699,1	22,196

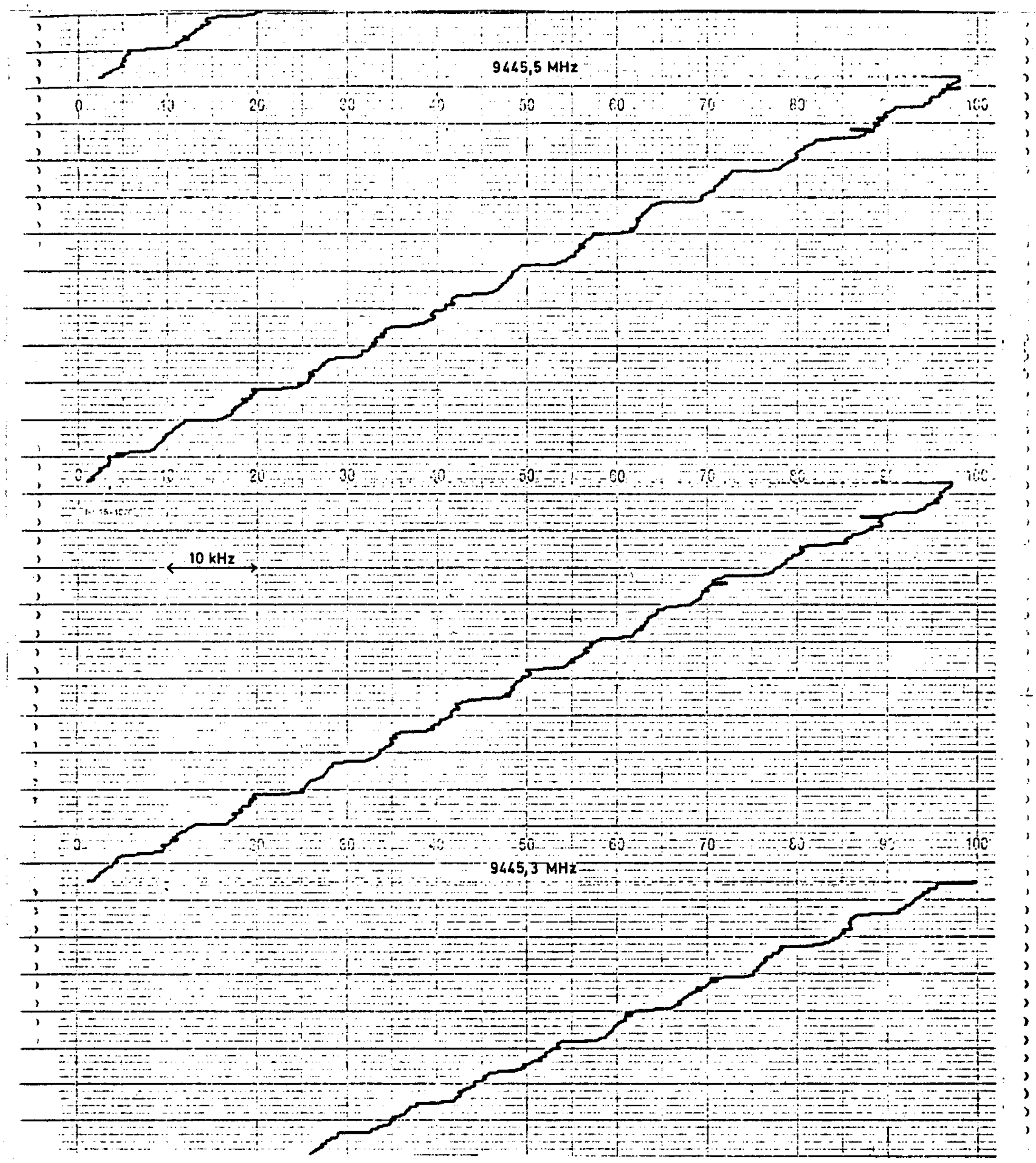

Fig. 18a

Frequenzvorschub bei einer
Eingangsleistung von 1 nW
(reiner AFC)

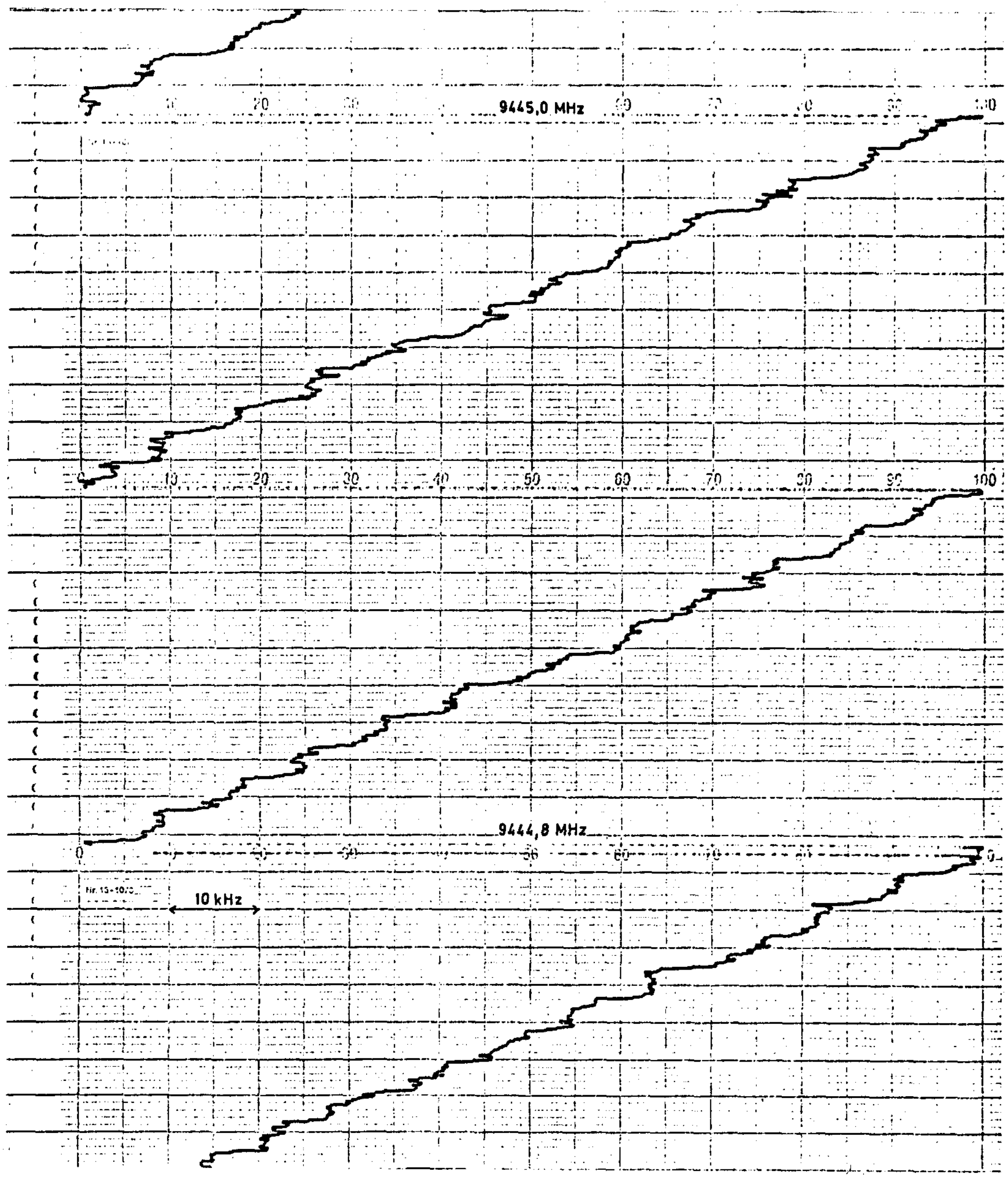

Fig. 18b

Frequenzvorschub bei einer
Eingangsleistung von 0.1 nW
(reiner AFC)

Eine Messung des Frequenzvorschubes zeigt Fig. 18. Wegen der elastischen Kopplung des Kurzschluss-Schiebers an den Schrittmotor und wegen der vorhandenen Reibung wird die Stufenform zur 'Exponentialform' ausgeglättet. Mit Hilfe eines Reduktionsgetriebes könnte der Frequenzvorschub noch besser linearisiert werden. Die Ansteuerung der Schrittmotorsteuergeräte geschieht über TTL kompatible Eingänge. Dadurch ist es möglich, Experimente von Prozessrechnern her zu steuern.

3.7 Temperatureinfluss

Aus den Beziehungen:

$$\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = \left(\frac{P_{lm}}{r_a}\right)^2 + \left(\frac{n\Pi}{H}\right)^2 \qquad [3.4]$$

$$\Delta l = l_o \cdot \alpha \cdot \Delta T \qquad [3.5]$$

erhält man:

$$\frac{\Delta f}{f_o} = -\alpha_o \cdot \Delta T \qquad [3.6]$$

α_o = linearer Ausdehnungskoeffizient des verwendeten Materials.

Für das verwendete Resonatormaterial (Messing Typ Cu ZM 38 PB2/A der Metallwerke Dornach) beträgt der Ausdehnungskoeffizient

$$\alpha_o = 21{,}0 \cdot 10^{-6}\ {}^oC^{-1} \quad \text{zwischen 20 und 200 } {}^oC$$

Für einen Temperaturunterschied von 1 ^oC ergibt sich eine Frequenzverschiebung von 200 kHz (f_o = 9,5 GHz). Der Resonator sollte unter relativ stabilen Temperaturbedingungen betrieben werden.

Aus Messungen ergaben sich folgende Werte:

Messdauer	Frequenzshift
15 min	4 kHz
5 Std	122 kHz

Die realtiv grosse thermische Masse des Resonators glättet kleinere rasche Temperaturschwankungen aus. Beim Sweepen wird die Frequenz bewusst verschoben und da während einer Messung sowohl die Absorption wie die Frequenz gemessen werden, spielt der Temperaturdrift keine allzu grosse Rolle.

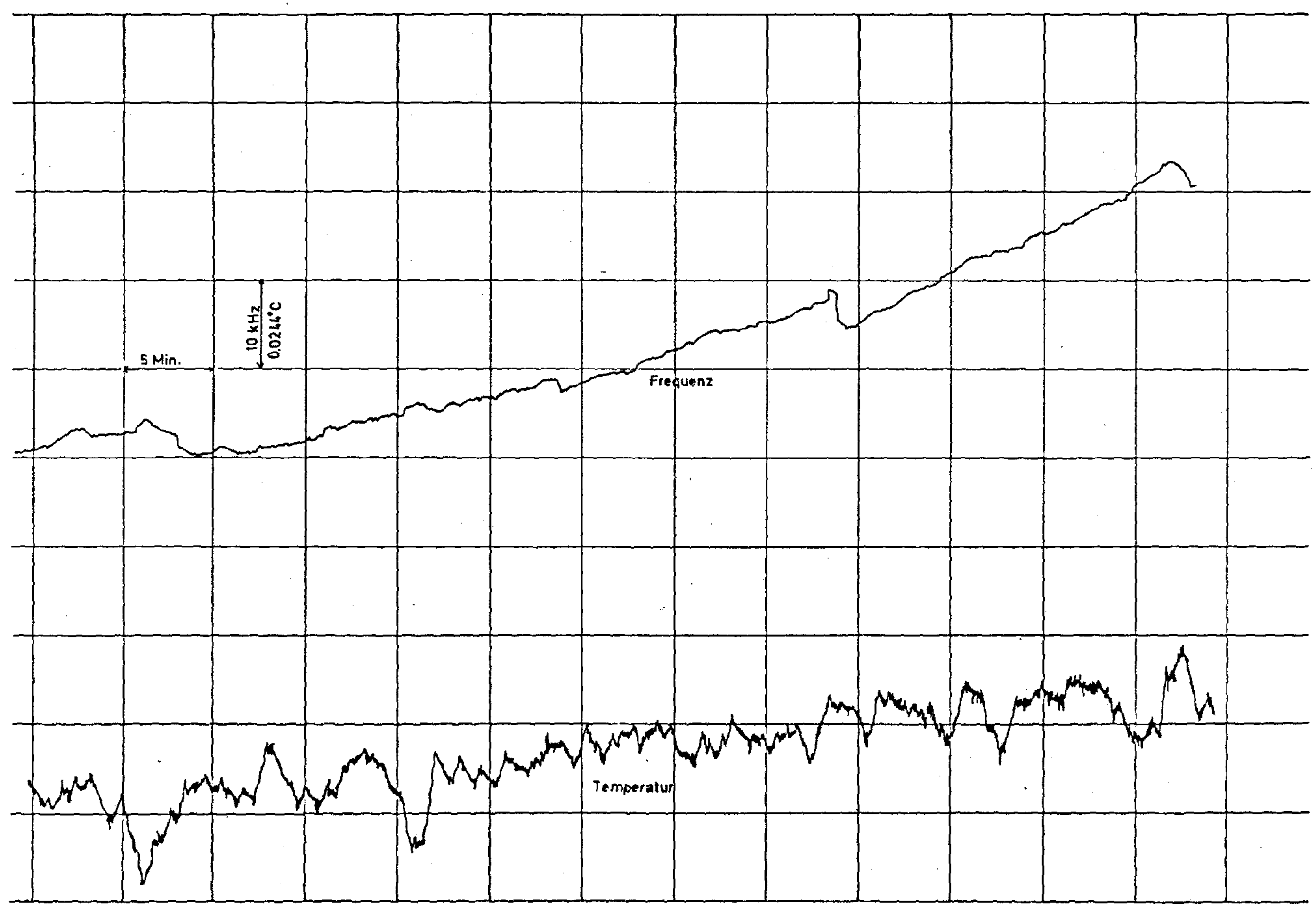

Fig. 19a

Temperatur und Frequenzvariation (Dauer: 1 Stunde)

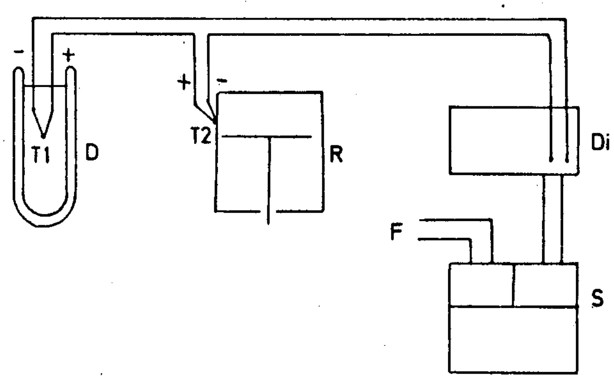

Fig. 19b

Messordnung

Tl, T2	Thermoelemente (Chromel-Alumel)
D	Dewar mit Eiswasser
R	Resonator
Di	Differentialvoltmeter
F	Frequenzangabe (analog, vom Frequenzzähler)
S	Schreiber

In Figur 19 sieht man eine gleichzeitige Messung von Frequenz und Temperatur am Resonator.

Aus dem gemessenen Temperaturdrift ergibt sich ein Frequenzdrift von 16,6 kHz. Der gemessene Frequenzdrift ist um einen Faktor 5 grösser. Dieser Unterschied ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass der Kurzschlusskolben nicht starr mit dem Resonator verbunden ist und die Ausdehnung der übrigen Teile vernachlässigt wurde. Der Einfluss dieser Teile ist rechnerisch schwierig zu erfassen.

4. Sender-Empfängereinrichtung

4.1 Aufbau des Mikrowellenteiles

Um die hohe Auflösung und Empfindlichkeit am besten auszunützen, empfiehlt es sich, einen Ueberlagerungsempfänger als Detektor einzusetzen. Verwendet wird ein am Laboratorium entwickelter Ueberlagerungsempfänger (4). Diese Apparatur, die vorerst für den Betrieb von ESR-Spektroskopie (bei fester Frequenz und daher festen Phaseneinstellungen) oder konventioneller Starkspektroskopie (Referenzsignal für Signal PSD wird aus dem Signalkanal selbst gewonnen, es kann nur das Signal in Phase verarbeitet werden) bestimmt war, musste erweitert werden, um einen phasenempfindlichen Empfang über grössere Frequenzbereiche zu gestatten.

Wie man aus Fig. 20 ersieht, besteht der Empfänger aus 2 Brücken, der Signalbrücke und der Referenzbrücke, die zu einer 'Superbrücke' miteinander verbunden werden. Um die massgebenden elektrischen Wege möglichst gleich zu halten, wurde die Hohlleiterschaltung symmetrisch aufgebaut. Als Leistungsteiler (Power splitter) wurden 2 käufliche H-Verzweigungen gewählt, die aber nicht auf hochsymmetrisches Verhalten gezüchtet sind. Es genügt, dass beide ein ähnliches Verhalten zeigen, dass das 'Tracking' innerhalb 30 MHz gewährleistet ist. Auch die Einstellung der beiden Attenuatoren d_{3s} und d_{3r} kann nicht gleich gewählt werden. Bei Experimenten mit sehr kleinen Leistungen (10^{-3} µW bis 1 µW) müssen Dämpfungen von 50 bis 80 dB eingestellt werden, die sich auf die Attenuatoren (d_1, d_2, d_3) verteilen. Im Referenzkanal muss die Wellenamplitude noch gross genug sein, um das Signal-Rauschverhältnis nicht zu stark zu verschlechtern und die Amplitude mit den vorhandenen Verstärker noch anständig begrenzen zu können. Eine praktische Einstellung ergab 10 + 40 dB Dämpfung für d_1 und d_2 und 4 dB für Att d_{3r}. Die Attenuatoren d_2, d_{3r}, d_{3s} sind vom Typ 6052 / E (Fabrikat Marconi), welche sehr wenig Phasenschiebung (2^o max.) aufweisen, wobei der grösste Teil im Bereich zwischen 45 dB und 60 dB auftritt.

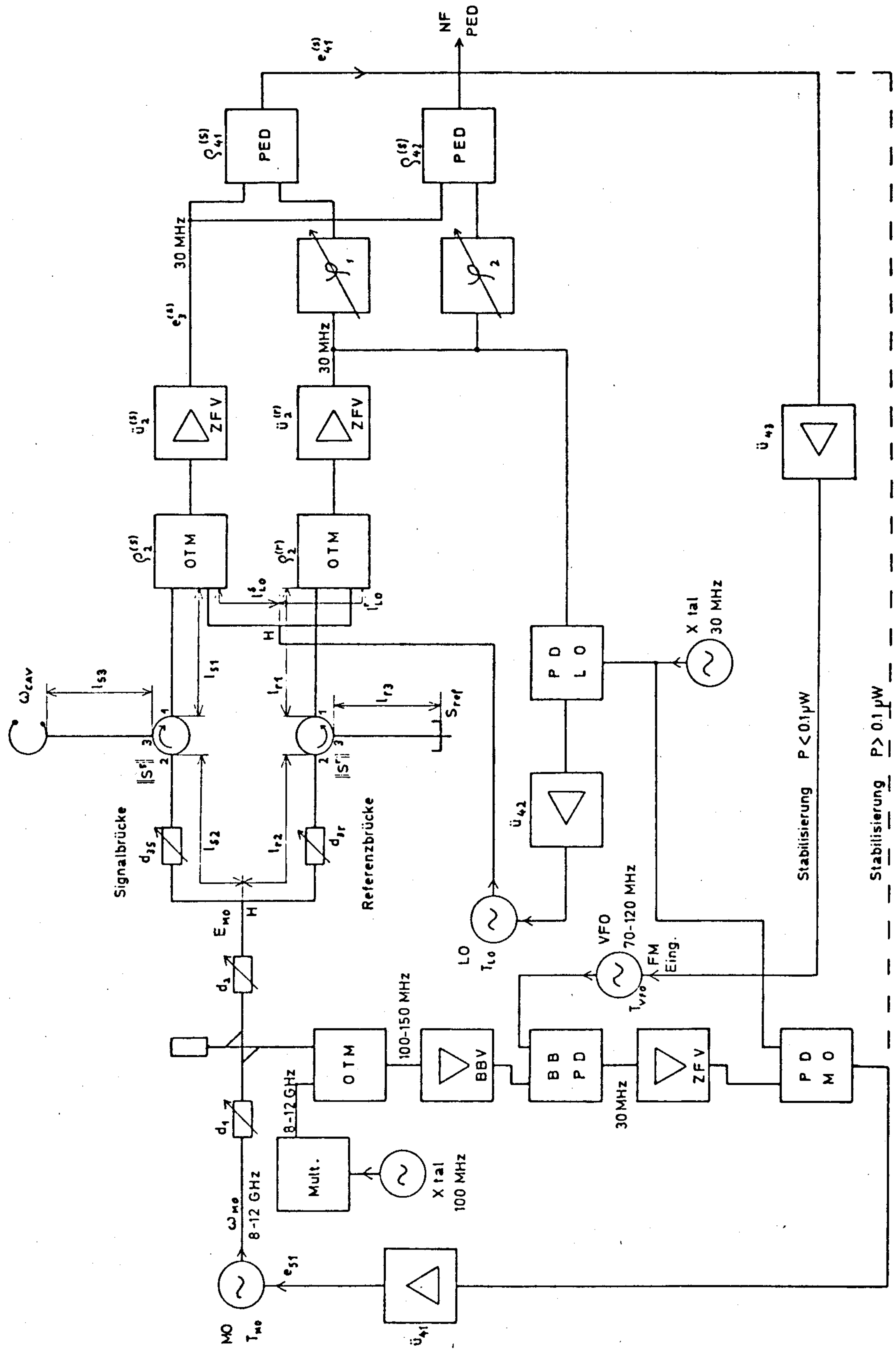
NF
PED
PED
PED
30 MHz
30 MHz
ZFV
ZFV
OTM
OTM
Signalbrücke
Referenzbrücke
H
H
P D
L O
X tal
30 MHz
LO
VFO
70-120 MHz
FM
Eing.
OTM
100-150 MHz
BBV
B B
P D
30MHz
ZFV
P D
M O
8-12 GHz
Mult.
X tal
100 MHz
MO
8-12 GHz
Stabilisierung P < 0.1 μW
Stabilisierung P > 0.1 μW

Fig. 20

Blockschema des Frequenzstabilisators

MO	Sendeklystron
LO	Lokaloszilatorklystron
$T_{\substack{MO\\LO}}$	Regelsteilheit der Klystrons
d_1, d_2	einstellbare Dämpfungsglieder
E_{MO}	Amplitude der MO Welle am T-Eingang
OTM	Orthoteemixer
$s_2^{(\nu)}$	Konversionsfaktor des OTM
$\lVert s^{(\nu)} \rVert$	Streumatrix der Zirkulatoren
$ü_2^{(\nu)}$	Uebertragungsfunktion der ZF Verstärker
PED	Phasenempfindlicher Detektor
$s_{4\nu}^{(S)}$	Konversionfaktor der PED
$\phi\nu$	Phasenschieber
$ü_{41}$	Treiberverstärker für MO Klystron
$ü_{42}$	Treiberverstärker für LO Klystron
$ü_{43}$	Uebertrangungsfaktor für Treiberverst. VFO
VFO	variabler Frequenzoszillator
BBPD	Breitband Phasendetektor
PD	Phasendetektor
Mult	Frequenzvervielfacher
BBV	Breitbandverstärker
ZFV	Zwischenfrequenzverstärker

4.2 Berechnung der Uebertragungsfunktion

Für ein Dreitor, welches am Tor 3 im Abstand l_3 mit einer Admittanz Y_o abgeschlossen ist, kann folgende Streumatrix geschrieben werden:

$$b_\alpha = \left(S_{\alpha 1} + \frac{S_{\alpha 3}\cdot\exp(-2\cdot jk(\omega)\cdot l_3)\cdot\Gamma_3\; S_{31}}{1 - S_{33}\cdot\exp(-2\cdot j\cdot k(\omega)\cdot l_3)\cdot\Gamma_3}\right) a_1 +$$

$$\left(S_{\alpha 2} + \frac{S_{\alpha 3}\cdot\exp(-2\cdot j\cdot k(\omega)\cdot l_3)\cdot\Gamma_3\cdot S_{32}}{1 - S_{33}\cdot\exp(-2j\cdot k(\omega)\cdot l_3)\cdot\Gamma_3}\right) a_2 \qquad \alpha = 1,2 \qquad [4.1]$$

$$\Gamma_3 = \frac{Y_o - Y_L}{Y_o + Y_L}$$

a_2 ist die am Tor 2 in den Zirkulator einlaufende Welle und kann geschrieben werden als:

$$a_a^{(\nu)} = \frac{E_{MO}}{\sqrt{Z_{VTE}}}\left[\exp(j\omega_{MO})\cdot t\right]\cdot T_{MO}^{(\nu)}\cdot A_{MO}^{(\nu)}\cdot L_{MO}^{(\nu)}\cdot \left[\exp(-j\cdot k(\omega_{MO}))\, l_{\nu 2}\right] + \Phi_{MO}^{(t)}$$

E_{MO} = Spannungsamplitude der Signalwelle

$A_{MO}^{(\nu)}$ = Dämpfung des Attenuators d_{3s} resp. d_{3r}

$T_{MO}^{(\nu)}$ = Leistungsteilung am T-Stück

$L_{MO}^{(\nu)}$ = Dämpfung im Isolator

$A_{MO}^{(\nu)}$, $T_{MO}^{(\nu)}$, $L_{MO}^{(\nu)}$ sind im allgemeinen komplexe frequenzabhängige Grössen

$l_{\nu 2}$ = Weglänge T-Stück-Zirkulator

$Z_{VTE} = \frac{E_T}{H_T}$ = Hohlleiterfeldimpedanz

$$\Phi_{MO}(t) = \phi_{MO}(t) + \int_0^t e_{51}(T) \cdot dT$$ Phase am Eingang des Power-Splitters

[4.4]

ν = s (Signalkanal)
r (Referenzkanal)

T = Klystronsteilheit in Hz/V

$e_{s1}(t)$ = Reflektorkorrekturspannung

$$a_2^{(\nu)} = \varepsilon_{MO}^{(\nu)} \cdot \exp(j[\omega_{MO} \cdot t - K(\omega_{MO}) \cdot l_{\nu 2} + \Phi_{MO}(t)])$$

wobei $$\varepsilon_{MO}^{(\nu)} = \frac{E_{MO}^{(\nu)}}{\sqrt{Z_{VTE}}} \; T_{MO}^{(\nu)} \; A_{MO}^{(\nu)} \; L_{MO}^{(\nu)}$$ [4.3a]

Mit den Anschlusslasten

$$Y_s = G_{res}(1+j\,\eta Q); \; Y_r \approx \infty$$

erhält man die Reflexionsfaktoren:

$$\Gamma_s = \frac{Y_o - G_{res}(1+j\eta Q)}{Y_o + G_{res}(1+j\eta Q)}$$

$$= \frac{\beta - 1 - j\eta Q}{\beta + 1 + j\eta Q} \qquad [\ 4.5\ ]$$

$$\Gamma_r \approx -1 \qquad [\ 4.6\ ]$$

Die Kopplung ist definiert als: $\beta = \frac{Y_o}{G_{res}}$

Bei kritischer Kopplung ist:

$$\beta = 1 - \varepsilon \quad \text{mit } \varepsilon \ll 1; \quad Q' = \frac{Q}{1+\beta}$$

$$\Gamma_s \approx \frac{\frac{\varepsilon}{2} - j\eta Q'}{1 + j\eta Q'}$$

Unter der Annahme, dass die Reflexionen am Mixer vernachlässigt werden können, laufen an den Mixern folgende Wellen ein:

Signalkanal:
$$\varepsilon_{MO}^{(s)} \cdot \left(S_{12}^{(s)} + \frac{S_{13}^{(s)} \cdot S_{32}^{(s)} \frac{\frac{\varepsilon}{2} - j\eta Q'}{1+j\eta Q'} \cdot \exp(-j2k(\omega_{MO}) l_{s3})}{1 - S_{33}^{(s)} \frac{\frac{\varepsilon}{2} - j\eta Q'}{1+j\eta Q'} \cdot \exp(-j2k(\omega_{MO}) \cdot l_{s3})} \right)$$
$$\cdot \exp(-jk(\omega_{MO}) \cdot (l_{s1} + l_{s2}))$$

[4.7]

Referenzkanal:
$$\varepsilon_{MO}^{(r)} \left(S_{12}^{(r)} + \frac{S_{13}^{(r)} \cdot S_{32}^{(r)} \cdot \exp(-j\Pi) \cdot \exp(-2jk(\omega_{MO}) l_{r3})}{1 - S_{33}^{(r)} \cdot \exp(2jk(\omega_{MO}) \cdot l_{r3})} \right)$$
$$\cdot \exp(-jk(\omega_{MO}) \cdot (l_{r1} + l_{r2}))$$

[4.8]

Die Streumatrix des Zirkulators lautet:

$$S^{(\nu)} = \begin{bmatrix} 0,05 & 0,5 & 0,966 \\ -0,966 & 0,05 & 0,05 \\ 0,05 & 0,966 & 0,05 \end{bmatrix}$$

Zirkulatordaten:

Freq.Bereich: 8-10 GHz

Min.Jsol: 26 dB $\hat{=}$ 0.05

Max. Durchlassdämpfung:
0,3 dB $\hat{=}$ 0,966

Im Betrieb ist die Verstimmung:

$$\eta \approx 10^{-7}$$
$$Q \approx 1,5\ 10^{+4}$$
$$\eta Q \approx 1,5\ 10^{-3} \ll 1$$

Die Ausdrücke für die Wellen lauten in 1 ter Näherung im Signalkanal:

$$U_{sig} \cong \varepsilon_{MO}^{(S)} \left[S_{12} + S_{13} \cdot S_{32} \cdot \exp(-2jkl_{s3}(\tfrac{\varepsilon}{2} - j\eta Q)\right] \exp(-jk(l_{1} + l_{2}))$$

im Referenzkanal:

$$U_{ref} \cong \varepsilon_{MO}^{(r)} \left[S_{12} + S_{13} \cdot S_{32}\ \exp(-j\Pi)\ \exp(-2jkl_{r3})\,(1 + S_{33}\ \exp(-2jkl_{r3}))\ \exp(-j\Pi)\right] \cdot \exp(-jk(l_{r1} + l_{r2}))$$

Damit ergeben sich die Uebertragungsfunktionen:

$$ü^{(s)} = \left[A_{MO}^{(s)} \cdot L_{MO}^{(s)} \cdot T_{MO}^{(s)} \cdot \exp(-jk(l_{s2} + 2\ l_{s3} + l_{s1}))\ \frac{S_{13}\ S_{32}}{2} \right] \cdot \left[\varepsilon - 2j\eta Q + \frac{2 \cdot S_{12}}{S_{13} S_{32}}\ \exp(j2kl_{s3})\right]$$

$$= |Ü_{11}^{(s)}| \cdot \exp(j\beta_{11}^{(s)}) \cdot |Ü_{12}^{(s)}| \cdot \exp(-j\beta_{12}^{(s)}) \qquad [4.9]$$

$$\mho^{(r)} = \left[A_{MO}^{(r)} \cdot L_{MO}^{(r)} \cdot T_{MO}^{(r)} \cdot \exp(jk(l_{r2}+2l_{r3}+l_{r1})) \cdot S_{13} \cdot S_{32}\right]$$

$$\cdot \exp(-j\Pi) \left[1 - \frac{S_{12}}{S_{13}S_{32}} \exp(+j2kl_{r3}) - S_{33} \exp(-j2kl_{r3})\right]$$

$$= \mho_{11}^{(r)}| \cdot \exp(j\beta_{11}^{(r)}) \qquad \cdot |\mho_{12}^{(r)}| \exp(j\beta_{12}^{(r)}) \qquad [4.10]$$

In Gleichung [4.9] bedeuten ε und $\frac{2 \cdot S_{12}}{S_{13} \cdot S_{32}}$ Lecksignale, wobei der zweite Term fest durch die Zirkulatoreigenschaften gegeben ist. Bei sehr hohen Brückenisolationen $Re(\mho^{(s)}) = O(10^{-4})$; $Q = O(10^4)$ können in Resonanznähe, bedingt durch die Phasenschwankungen $\Phi_{MO}(t)$ in der einlaufenden Welle, Amplituden- und Phasenverzerrungen auftreten (16). Im Gegensatz aber zu den bei festen Frequenzen arbeitenden ESR-Spektrographen, sollen die Lecksignale hier nicht mit zusätzlichen Abstimmelementen kompensiert werden, da sonst ein breitbandiger Betrieb nicht mehr gewährleistet ist. Im praktischen Betrieb kann das Lecksignal nur mit der Resonatorkoppelung minimisiert werden. $\mho_{12}^{(r)}$ zeigt bei variabler Frequenz ebenfalls Amplituden- und Frequenzschwankungen auf. Diese Schwankungen rühren von den nicht-idealen Komponenten her und können innerhalb gewisser Grenzen gehalten werden. Die Amplitudenschwankungen werden durch Begrenzen in den ZF-Stufen des Referenzkanals herabgesetzt.
Die Phasenschwankungen betragen $O(10^o)$.

Die an den Orthoteemixern einlaufenden Signal- und Referenzwellen werden mit den LO-Wellen:

$$\alpha_{LO}^{(\nu)} = \frac{E_{LO}}{\sqrt{Z_{VTE}}} \cdot T_{LO}^{(\nu)} \cdot \exp\left(j\left[\omega_{LO} \cdot t - K(\omega_{LO}) \cdot l_{LO}^{(\nu)} + \Phi_{LO}(t)\right]\right)$$

$$\nu = \begin{array}{ll} s & \text{Signalkanal} \\ r & \text{Referenzkanal} \end{array}$$

gemischt und auf die Zwischenfrequenz herabgesetzt.

Das Referenzsignal dient sowohl zur Phasenstabilisation des LO-Klystrons wie als Referenz zur zweiten Frequenzumsetzung des Signals im Signalkanal.

Unter diesen Voraussetzungen beträgt das Signal am Ausgang der PED's (16):

$$\begin{aligned} e_{4\tau}^{(s)} = \vartheta_{4\tau}^{(s)} \cdot \varepsilon_{MO}^{(s)} \cdot \vartheta_{2}^{(s)} \cdot \mho_{2}^{(s)} \cdot \Big\{ & \left|\mho_{11}^{(s)}\right| \cdot \left|\mho_{12}^{(s)}\right| \cdot \cos(\beta_{11}^{(s)} + \beta_{12}^{(s)} \\ & - \beta_{11}^{(r)} - \beta_{12}^{(r)} + \theta(t) - \phi_{\tau}) + \\ \Phi_{MO}(t) * \left[\sin(\omega_{MO} \cdot t + \beta_{11}^{(s)} + \beta_{12}^{(s)})\right] & \cdot \cos(\beta_{11}^{(s)} + \beta_{12}^{(s)} - \beta_{11}^{(r)} - \beta_{12}^{(r)} \\ & + \theta(t) - \phi_{\tau})\Big\} + \vartheta_{4\tau}^{(s)} \cdot \eta_{3}(t) \\ & \cdot \cos\left[\phi_{o} - \phi_{\tau} - \phi_{n3}(t)\right] \end{aligned} \qquad [4.11]$$

θ = Phasenverzerrung

$$\begin{aligned} &= \left|\mho_{11}^{(s)}\right|^{-1} \left|\mho_{12}^{(s)}\right|^{-1} \cdot \left[\Phi_{MO}(t) * \cos(\omega_{MO} \cdot t + \beta_{11}^{(s)} + \beta_{12}^{(s)}\right] - \\ & \left|\mho_{11}^{(r)}\right|^{-1} \left|\mho_{12}^{(r)}\right|^{-1} \cdot \left[\Phi_{MO}(t) * \cos(\omega_{MO} \cdot t + \beta_{11}^{(r)} + \beta_{12}^{(s)}\right] \end{aligned} \qquad [4.12]$$

$$\Phi_{MO}(t)=\left[\ \phi_{MO}(t)\ +2\Pi T \int_{0}^{t} e_{51}(\tau^1)\,d\tau^1\ \right]$$

$\eta_3(t)$	= Rauschspannung am Eingang des PED
ϕ_τ	= einstellbarer Phasenwinkel der Referenz
τ	= 1 Stabilisationssignal
τ	= 2 Informationssignal
$\mathfrak{s}_{4\tau}^{(s)}$	= Wirkungsgrad der phasenempfindlichen Detektoren

Je nach der Einstellung von ϕ_τ wird das In-Phasensignal für die anschliessende Signalverarbeitung oder das Quadratursignal (für die Frequenzstabilisation) gewonnen (16).

4.3 Bestimmung des Rückkopplungsnetzwerkes

Bei der Wahl von $\phi_\tau = \frac{\Pi}{2} + \beta_{11}^{(s)} - \beta_{11}^{(r)} + \beta_{12}^{(s)} - \beta_{12}^{(r)} + \Theta$ und unter Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung kann die Gleichung 4.11 für kleine Frequenzabweichungen von der Resonanzfrequenz f_o des Resonators linearisiert werden und ergibt am Ausgang des Verstärkers $\ddot{U}_{41}$ in Laplace-Schreibweise:

$$\Delta E_{51}(p) = \varepsilon_{MO}^{(s)} \left|\frac{S_{13}\ S_{32}}{2}\right| \left(2\frac{\Delta f}{f_{CAV}} \cdot Q\right) \cdot \rho_2^{(s)} \cdot \ddot{U}_2^{(s)} \cdot \rho_{41}^{(s)} \cdot \ddot{U}_{41}(p)$$

$$= D^{(s)} \cdot \Delta f \cdot \ddot{U}_{41}(p)$$

$$\Delta f = f_{CAV} - f_{MO} - \delta f_{st\ddot{o}} - T \cdot \Delta E_{51}(p)$$

$$D^{(s)} = \frac{E_{MO}^{(s)}}{\sqrt{Z_{VTE}}} \cdot \left| A_{MO}^{(s)} \right| \cdot \left| L_{MO}^{(s)} \right| \cdot \left| T_{MO}^{(s)} \right| \cdot \left|\frac{S_{13}\ S_{32}}{2}\right| \cdot \frac{2Q}{f_{CAV}}$$

$$\rho_2^{(s)} \cdot \ddot{U}_2^{(s)} \cdot \rho_{41}^{(s)}$$

= Diskriminatorsteilheit in V/Hz

T = Regelsteilheit des Klystrons in Hz/V

f_{CAV} = Resonatorfrequenz

f_{MO} = statische Klystronfrequenz im offenen Kreis

$\delta f_{st\ddot{o}}$ = Rauschen, Drift der Klystronfrequenz

$$\Delta E_{51}(p) = \frac{(f_{CAV}-f_{MO}-\delta f_{stö}(p)\cdot)\, D\cdot \ddot{U}_{41}(p)}{1 + T\cdot D^{(s)}\cdot \ddot{U}_{41}(p)} \qquad [4.13]$$

$$= \frac{(f_{CAV}-f_{MO})D\ \ddot{U}_{41}(p)}{1+T\ D^{(s)}\cdot \ddot{U}_{41}(p)} - \frac{\delta f_{stö}(p)\cdot D\cdot \ddot{U}_{41}(p)}{1+T\cdot D^{(s)}\cdot \ddot{U}_{41}(p)}$$

statische Frequenz-abweichung | Störeinflüsse

Die Frequenz im geschlossenen Kreis beträgt

$$f'_{MO} = f_{CAV} - \frac{f_{CAV} - f_{MO}}{1+T\cdot D^{(s)}\ddot{U}_{41}(p)} - \frac{\delta f_{stö}}{1+T\cdot D^{(s)}\ddot{U}_{41}(p)} \qquad [4.14]$$

Die Diskriminatorsteilheit D ist also von der in den Resonator einlaufenden Leistung abhängig. D lässt sich aus den Systemdaten ermitteln und beträgt in diesem Fall:

$$D/dB = 9 + \ddot{U}_{if/dB} - A_{tt\ MO/dB}$$

$\ddot{U}_{if}$ = Zwischenfrequenzverstärkung

$A_{tt\ MO}$ = Attenuatoreinstellung aller Attenuatoren im Signalkreis

Q_{CAV} = $1{,}4 \cdot 10^4$

f_o = 9,4 GHz

P_{MO} $\cong$ 20 dBm

Die Regelsteilheit der Klystrons (Typ X-13 , Varian) beträgt:

$$T = 0.4\ \mathrm{MHz/V}$$

$$\hat{=} -8\ \mathrm{dB}\ \text{(bezogen auf 1 MHz/V)}$$

Um die Verstärkung $\ddot{U}_{41}(p)$ zu bestimmen, wurde angenommen, dass der statische Fehler kleiner als 100 kHz gehalten werden kann (gute Potentionmeter in den Stromversorgungsgeräten, kleine Drifts der Detektoren und Verstärker) und, dass die Störeinflüsse grössenordnungsmässig 200 kHz betragen. Um eine Frequenzstabilität von 200 Hz zu erreichen, muss die gesamte Kreisverstärkung 60 dB betragen.

$$T/dB + D/dB + \ddot{U}_{41}(O)/dB = 60\ dB;\ \ddot{U}_{41}(O) = \text{DC-Verstärkung}$$

$$\ddot{U}_{41}(O)/dB = 60\ dB + 8 - 9 - \ddot{U}_{if/dB} + A_{tt\ MO/dB}$$

$$= 59 - \ddot{U}_{if/dB} + A_{tt\ MO/dB}$$

Bei einer verfügbaren Klystronleistung von 20 dBm und einer eingestrahlten Resonatorleistung von-57 dBm müssen die Attenuatoren 77 dB dämpfen. Die anfängliche ZF-Verstärkung beträgt 40 dB. Damit ergibt sich eine DC-Verstärkung (für $\ddot{U}_{41}(O)$) von 96 dB. Mit den heute erhältlichen Komponenten kann der O-dB-Punkt des Operationsverstärkers $\ddot{u}_4$ praktisch nicht höher als 1 MHz gewählt werden. Das heisst, dass der O-dB-Punkt des geschlossenen Kreises bei einer totalen Kreisverstärkung von 60 dB etwas oberhalb

10 kHz liegt, der Anteil der Störungen oberhalb 10 kHz also nicht mehr unterdrückt wird.

Um höhere Kreisverstärkungen zu erreichen, wurde eine zusätzliche, wahlweise einschaltbare ZF-Verstärkung vorgesehen (Varian, Bandbreite 10 MHz). Das frequenzbestimmende Netzwerk des Operationsverstärkers wurde auch umschaltbar vorgesehen, um dem grossen Bereich der totalen Kreisverstärkung (je nach Einsatz: ESR-grössere Leistungen, Starkspektroskopie-kleine Leistungen) Rechnung zu tragen. In Fig. 21 sind der Frequenzgang des Verstärkers und einige Fälle der Kreisverstärkung eingetragen.

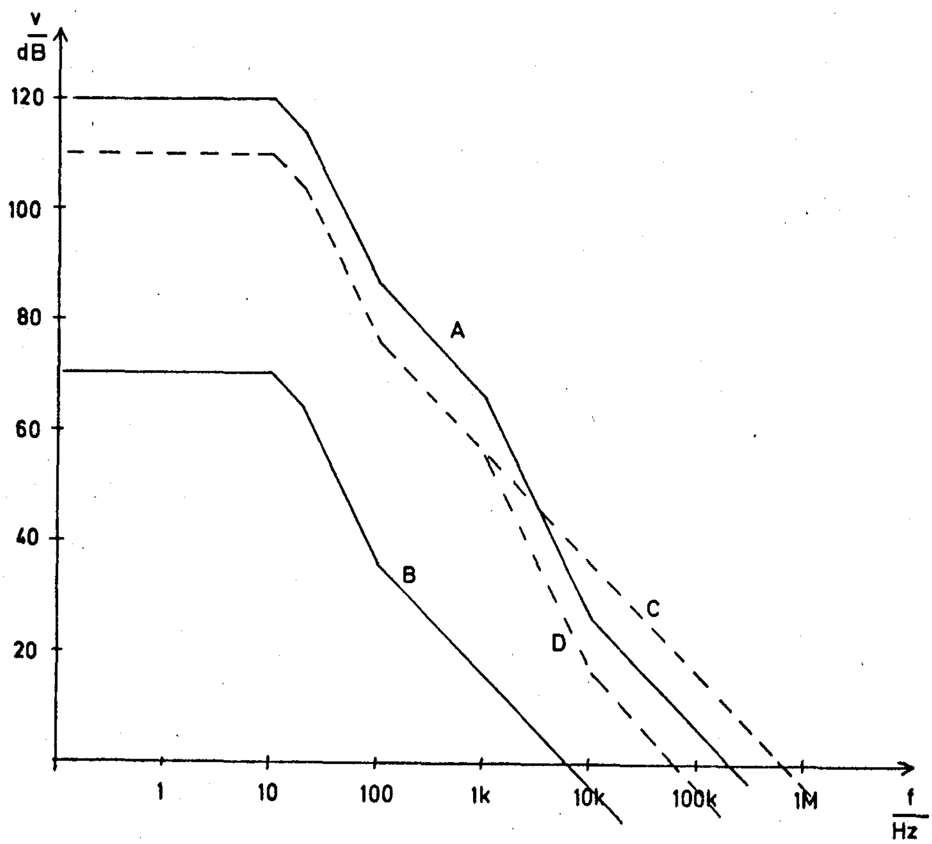

Fig. 21

Frequenzkurve bei Frequenzstab

A totale Kreisverstärkung bei $P = 3{,}1 \cdot 10^{-2}$ mW

B totale Kreisverstärkung bei $P = 10^{-6}$ mW

C MO Treiber für AFC kleine Eingangsleistung

D MO Treiber für AFC grosse Eingangsleistung ($P_{ein} > 0.01$ mW)

4.4 Kombinierte Phasen-Frequenzstabilisation

Für die Seite 86 definierte MO-Welle (im offenen Regelkreis am Klystron-Ausgang)

$$a_{MO} = \frac{E_{MO}}{\sqrt{Z_{VTE}}} \cdot \exp\left[j(\omega_{MO} \cdot t + \phi_{MO}(t) - 2\Pi\ T \int_{o}^{t} e_{51}(\tau)\, d\tau \right]$$

$$= \frac{E_{MO}}{\sqrt{Z_{VTE}}} \cdot \exp\left[j(\omega_{MO} \cdot t + \Phi(t)) \right]$$

kann im geschlossenen Kreis folgender Ausdruck für das Power-Spektrum des Frequenzrauschanteils angegeben werden (16):

$$P_{\dot{\Phi}\dot{\Phi}} = \frac{P_{\dot{\phi}\dot{\phi}} + P_{rr} \left| \ddot{U}_2^{(s)} \right|^2 \cdot \left(\rho_{41}^{(s)} \right)^2 \cdot \left| \ddot{U}_4(\omega) \right|^2 \cdot (2\Pi\ T)^2}{\left| 1 - T \cdot D^{(s)} \cdot \ddot{U}_{41}(\omega) \right|^2} \qquad [4.16]$$

P_{rr} = Rauschspektrum am Mischerausgang

Das Minus-Vorzeichen im Nenner rührt daher, dass ausgehend von Gl[4.11] Frequenzstabilisierung angenommen wurde, also der statische Frequenzfehler klein sei und daher exakter Dispersionsempfang vorliege. Dann müssen die Rausch- und Verzerrungsglieder berücksichtigt werden, was auf obigen Ausdruck führt (16). Man erkennt auch hier, wie sehr kleine MO-Leistungen die Rauschleistungen des Frequenzrauschens weniger unterdrücken und die Bandbreite des 'spektralreinen' Bereiches abnimmt. Für die Resultate der Kurzzeitstabilitätsmessung sei auf Seite123 verwiesen.

Bei kleinen MO-Leistungen spielen auch die aufgelesenen Lecksignale eine beträchtliche Rolle. Die grösste Leckquelle ist der Anschlussstecker für die Speisespannungen im Klystronkühlkörper. Isolierende Flanschverbindungen wirken ebenfalls als Leckquellen. Diese im Raum vagabundierenden Streusignale werden hauptsächlich an den Mixern wiederaufgelesen und detektiert. Um eine anständige Trennung des Starkgenerators vom übrigen System zu gewühren, muss aber der Resonator gleichspannungsmässig vom übrigen System isoliert sein, wodurch eine isolierende Flanschverbindung im kritischen Signalarm unvermeidlich wird. Diese Trennstelle kann natürlich auch äussere Signale auflesen. Die Streusignale ändern Phase und Amplitude bei Bewegungen in der Nähe der Apparatur. Durch Umwickeln des Flansches mit Absorptionsmaterial und Einpacken des gesamten Empfängerteiles, Mischer und Vorverstärkers in einen kleinen, echofreien Raum, konnten diese Einflüsse auf die Frequenzstabilität und folglich auch auf die Qualität des Signal-Rauschverhältnisses vermindert werden. Diese Verbesserungen wirken sich hauptsächlich im unteren Teil des Frequenzspektrums aus.

Um eine Verbesserung des Spektrums bei höheren Frequenzen zu erreichen, wurde der Frequenz-Sweep für gewöhnliche Starkexperimente in Hohlleiterzellen benützt. In diesem Operationsmode wird das MO-Klystron phasenstarr auf eine Harmonische eines Kristalloscillators und auf und auf einen Interpolationsoscillator stabilisiert. Bei den gewöhnlichen Starkexperimenten wirkt der mit einem Schrittmotor gesteuerte Interpolationsoscillator als Sweeper, der den ganzen Kreis mitschleppt. Der Interpolationsoscillator wird ersetzt durch einen Hewlett-Packard Sweeper Typ 8601, mit einem FM-Eingang. Die Modulationsempfindlichkeit (T_{VCO}) am FM-Eingang beträgt 5 MHz/Volt. Da die höchste Ausgangsfrequenz nur 110 MHz beträgt, hier aber im Bereich 70-120 MHz gearbeitet wird, wird das Ausgangssignal in einem Diodenverdoppler verdoppelt. Damit verschiebt sich die Frequenzstabilisation vom Klystron zum Sweeper. Der Ausgang des AFC-PSD wird über einen sehr stark integrierenden Operationsverstärker ($Ü_{43}$) auf den EXT FM-Eingang des Sweepers gegeben.

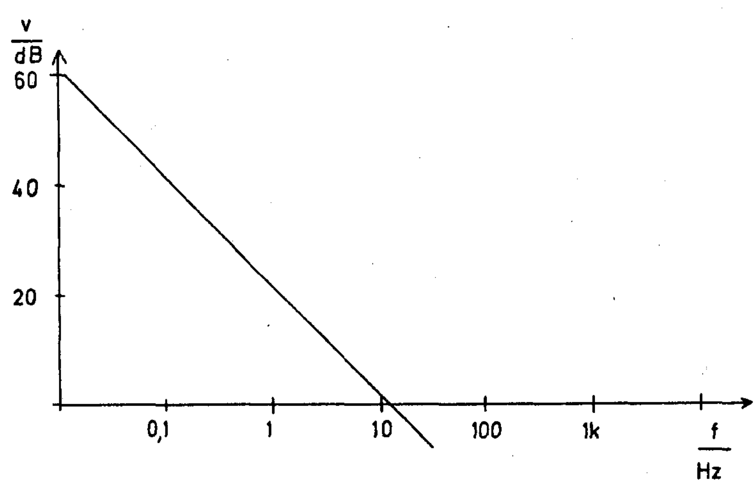

Fig. 22

Frequenzgangkurve des VFO-Treibers

Mit der sehr grossen Zeitkonstante soll erreicht werden, dass nur die langsamen Schwankungen, wie sie z.B. vom mechanischen Sweep am Resonator herrühren, durchkommen, die schnelleren Schwankungen hingegen nicht. Praktisch wird dadurch erreicht, dass die mittlere Frequenz $\bar{\omega}_{MO}$ von der Cavity gegeben wird, die höheren Komponenten der Spektrums jedoch von ω_{VCO}, ω_{xtal} und ω_{if} beeinflusst werden. Durch eine ähnliche Rechnung wird bei der gewöhnlichen Frequenzstabilisierung kann die Frequenz im geschlossenen Regelkreis berechnet werden.

$$\omega_{MO} = \frac{n \cdot \omega_{xtal} \pm \omega_{VCO} \pm \omega_{if} + 2 \cdot T_{VCO} \cdot D \cdot \ddot{U}_{43}(p) \cdot \omega_{CAV}}{1 + 2\, T_{VCO} \cdot D \cdot \ddot{U}_{43}(p)}$$

$\ddot{U}_{43}(p)$ = Uebertragungsfunktion des Servoverstärkers $\ddot{U}_{43}$.

D ist die gleiche Diskriminatorsteilheit wie bei der einfachen Frequenzstabilisation. Es wird angenommen, dass D und T_{VCO} für die tiefen Frequenzen (<10 kHz) konstant bleiben. Bei einer MO-Leistung von ungefähr 1 nW beträgt die Diskriminatorsteilheit ungefähr 2,6 mV/MHz. Die totale Kreisverstärkung ergibt sich zu:

$$2 \cdot T_{VCO} \cdot D \cdot \ddot{U}_{43}(0) = 2 \cdot 5 \cdot 2{,}6 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{+3} = 26$$

$$\hat{=}\ 28{,}4 \text{ dB}$$

Statische Frequenzfehler bei der Einstellung des VCO werden um diesen Betrag reduziert. Der unvermeidliche Restfehler bewirkt eine gewisse Verstimmung zwischen Resonatorfrequenz und MO-Frequenz. Bei einem ursprünglichen Frequenzfehler von 5 MHz wird dieser bis auf den Betrag von 190 kHz korrigiert. Dieser Fehler von 190 kHz ergibt dann eine Verstimmung, die sich in einer Phasenverschiebung von 9° zwischen ein und auslaufender Welle am Resonator äussert.

Beim Sweepen über grössere Frequenzbereiche sollte die statische Einstellung des Sweepers von Zeit zu Zeit nachgestellt werden, damit allzu grosse Verstimmungen vermieden werden. Um das Schliessen des Kreises zu erleichtern, wird der Ausgang des Verstärkers über ein Potentiometer an den FM-Eingang des Sweepers geschaltet.

4.5 LO und MO-Phasenstabilisation

Der LO und MO-Phasenstabilisator sind nach den in (16) angegebenen Prinzipien ausgelegt. Da in den beiden Fällen mit den gleichen Phasendetektoren und gleichen IF-Amplituden gearbeitet wird, verhalten sie sich von der Ausgangsseite her betrachtet völlig analog. Das Korrektursignal für das LO-Klystron kann im Laplace-Bereich folgendermassen dargestellt werden (16):

$$e_{52}(p) = D\left[\phi''(p)+\phi'(p) - 2\Pi T\cdot p\cdot e_{52}(p)+\varepsilon''\cdot S_n''(p)\right]\cdot \ddot{U}_{42}(p)$$

[4.18]

ϕ'' = Phase des freilaufenden LO-Klystrons

ϕ' = Phase des MO-Klystrons

$\varepsilon''\cdot S_n''$ = Rauschamplitude am Ausgang des PD

$\ddot{U}_{42}(p)$ = Frequenzgang des Servoverstärkers

D = Phasendiskriminatorkonstante in V/rad = 76,4 mV/rad

$\ddot{U}_{42}(p)$ enthält ein 2-stufiges Rückkopplungsnetzwerk. Die Uebertragungsfunktion von $\ddot{U}_{42}(p)$ sowie die gesamte Kreisverstärkung für diesen Integralregler sind in Fig. 23 dargestellt.

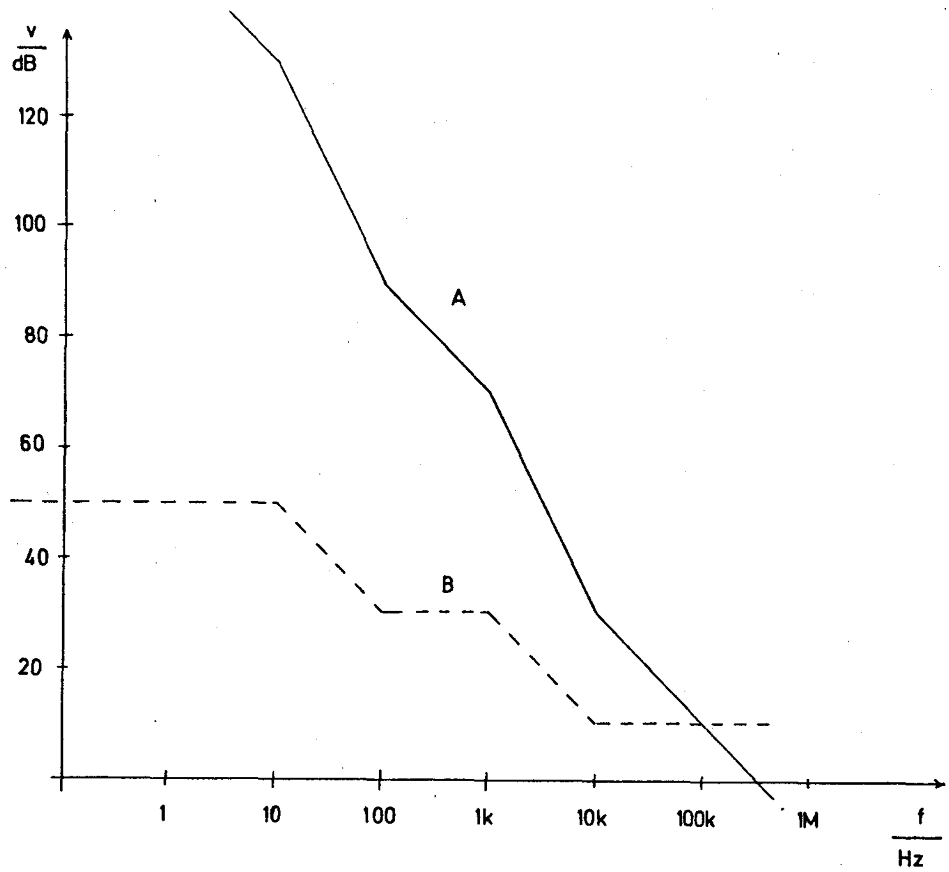

Fig. 23

Frequenzgangkurver bei Phasenstabilisation

A totale Kreisverstärkung

B MO, LO-Treiber

4.6 Empfindlichkeit

Bei einem Ueberlagerungsempfänger kann bei genügend hoher Lokaloszillatorleistung und kleiner Signalleistung lineare Detektion vorausgesetzt werden. Im vorliegenden Fall wird die Empfindlichkeit definiert, indem die kleinste messbare Signalleistung gleich der Rauschleistung gesetzt wird. Dies entspricht einem Signal/Rauschverhältnis von 1 (oder 0 dB).

Die mittlere Rauschspannung bezogen auf den Mixerausgang beträgt:

$$(\overline{e_n^2})^{1/2} = \sqrt{K \cdot T \cdot 4 \cdot \mathrm{Re}(Z_{if}) \cdot F \cdot B} \qquad [4.19]$$

Der quadratische Mittelwert der Signalspannung e_s, hervorgerufen durch eine Reflexionsänderung $\delta\Gamma_{am}$ Resonatoranschluss beträgt (ebenfalls bezogen auf den Mixerausgang):

$$e_s = \delta\Gamma \sqrt{P_{ein} \cdot 4 \cdot \mathrm{Re}(Z_{if})} \quad \frac{2}{\Pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad [4.20]$$

$e_{s\,min} = (\overline{e_n^2})^{1/2}$ gemäss Definition.

Damit ergibt sich als kleinste feststellbare Reflexion:

$$\delta\Gamma_{min} = \frac{\sqrt{KTBF} \cdot \Pi\sqrt{2}}{\sqrt{P_{ein}} \quad 2}$$

Für ein Experiment mit:

B = 0,5 Hz (Rauschbandbreite des NF-PSD bei τ = 1 sec)

F = 4,467 ≙ 6,5 dB (Rauschzahl der Verstärkerkette)

P_{ein} = 1 nW ≙ 10^{-9} W ,

$\delta\Gamma_{min}$ = $6{,}64 \cdot 10^{-6}$

Da mit sehr kleinen MO-Leistungen gearbeitet wird, ist die Rauschunterdrückung sowohl des Kristall- und ZF-Rauschens wie des Klystronrauschens ziemlich beschränkt. Das bedeutet, dass die effektive Rauschzahl höher ist als die oben angegebene, die sich rein aus den Eigenschaften des Orthoteemixers, der Detektordioden und des Eingangszwischenfrequenzverstärkers ergibt.

Wegen der Sättigungserscheinungen kann die Eingangsleistung in [4.20] nicht beliebig erhöht werden (25). Analog zu (25) kann auch hier eine kritische Feldstärke definiert werden, wenn die durch Sättigung bedingte Linienverbreiterung den Faktor 2 überschreitet. E_{krit} ist diese über das Volumen des Resonators gemittelte Felstärke. Aus dem Ausdruck [2.20] erhält man:

$$\langle E_{krit} \rangle^2 = \frac{8\hbar^2 \gamma^2}{|\mu|^2} \qquad [\,4.21\,]$$

$|\mu|$ Matrixelement des Dipolmomentes

Damit beträgt die maximale Eingangsleistung

$$P_{ein\ max} = \left(\frac{\hbar\gamma}{\mu}\right)^2 \frac{4\cdot\varepsilon\cdot Vol\cdot\omega}{Q} \qquad [4.22]$$

und das minimal feststellbare Signal:

$$\Gamma_{min} = \left(\frac{\mu}{\hbar\gamma}\right) \frac{\Pi}{2\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{KT\ B\ F\ Q}{\varepsilon\ \cdot Vol\cdot\ \omega}\right)} \qquad [4.23]$$

Bei einem Druck grösser als einige millitorr gilt über relativ grossen Druckbereich die Beziehung (22):

$$\frac{\gamma}{p} = 2\cdot\Pi\cdot 25\cdot 10^3 \text{ rad } s^{-1} \text{ mtorr}^{-1}$$

γ = halbe Halbwertsbreite

Durch Einsetzen der Konstanten ergibt sich folgende Praktikerformel für das kleinste, überhaupt feststellbare Signal:

$$\Gamma_{min} = 2\cdot Q\cdot\delta\left(\frac{1}{Q}\right) = 1{,}88\cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{\frac{B}{Hz}\cdot F\cdot Q}{\frac{f}{MHz}\cdot\frac{Vol_{res}}{cm3}}}\cdot\frac{\frac{\mu}{Debye}}{\frac{p}{mtorr}} \qquad [4.24]$$

mit $\frac{\Gamma}{2} = Q\cdot\delta\left(\frac{1}{Q}\right) = \frac{2\cdot Q\cdot\alpha}{Z_{VTE}\cdot\omega\cdot\varepsilon}$ errechnet sich der minimale Absorptionskoeffizient:

$$\frac{\alpha_{min}}{cm^{-1}} = 3{,}93 \cdot 10^{-12} \sqrt{\frac{\frac{B}{Hz} \cdot F \cdot \frac{f}{MHz}}{\frac{Vol_{res}}{cm^3}}} \quad \frac{\frac{\mu}{Debye}}{\frac{p}{mtorr}} \qquad [4.24a]$$

Bei dieser Umrechnung wurde

$$Q = 14400$$

$$Z_{VTE} = 450\Omega \quad \text{(Hohlleiterfeldimpedanz } \frac{E_{TE}}{H_{TE}}\text{) gesetzt.}$$

Für die Umrechnung Γ auf α sei auf Seite 129 verwiesen.

4.7 Vergleich Hohlleiter-Resonatorspektrographen

Ein Vergleich Ueberlagerungsempfang-NF-Detektion wurde in (4) angestellt. Daher wird hier nur ein Vergleich Hohlleiter-Resonator unternommen. Es sei nochmals kurz an die Funktionsweise des Hohlleiter-Spektrographen erinnert. Der Sender (MO) sendet eine Welle durch ein Stück Hohlleiter, das gleichzeitig als Probenraum für das zu untersuchende Gas dient. Durch Einbringen einer geeigneten isolierten Elektrode, z.B. in halber Höhe des Hohlleiters, ist es möglich, dem Mikrowellenfeld ein mit der Frequenz f_s geschaltetes Hochspannungsfeld zu überlagern. Dieses Feld E^{SE} bewirkt bekanntlich eine Verschiebung sowie eine Aufspaltung der Resonanzfrequenz des quantenmechanischen Resonators (s. S. 23). In der

Nähe einer Absorptionslinie entsteht im Probenraum eine kleine zusätzliche, zeitlich variable Dämpfungsänderung, die eine kleine Amplitudenmodulation am Ausgang des Probenraumes zur Folge hat. Die Enveloppe dieser AM ist ein Rechteck entsprechend der Schaltfrequenz f_s des Hochspannungsfeldes E^{SE}.

Die am Empfänger einlaufende Welle kann geschrieben werden:

$$U_{d1} = \hat{U}_o \left[1 - \frac{\alpha l}{2} \cdot \frac{2}{\Pi} \cos\,(\omega_s \cdot t)\right] \cos(\omega_{HF} \cdot t) + n(t) \qquad [\ 4.25\ ]$$

$$\hat{U}_o = \sqrt{P_{ein}\ Z_{VTE}}$$

P_{ein} = in Zelle einlaufende Leistung

Z_{VTE} = Hohlleiterfeldimpedanz im TE 10 Mode = $\frac{E_{TE}}{H_{TE}}$

α = zusätzliche Dämpfung durch quantenmechanische Resonanz

l = Zellenlänge

$n(t)$ = Rauschspannung an den Dioden

ω_s = Schaltfrequenz der Starkspannung

$\frac{\omega_s}{2\,\Pi} = f_s$

Die vorhandene Hohlleiterdämpfung α_o wurde einfachheitshalber = 0 gesetzt.

Der Modulationsindex $\frac{\alpha l}{2}$ ist von der Ordnung $10^{-4} - 10^{-8}$.

Für den Resonatorspektrographen ergeben sich die Spannungen an den Dioden zu:

$$U_{de} = \hat{U}_o \left[\Gamma_o + \Gamma_{sign} \left(\frac{1}{2} + \left(\frac{1}{\Pi}\right) \cos(\omega_s \cdot t)\right) \right] \cos(\omega_{HF} \cdot t) + n(t) \qquad [4.26]$$

Γ_o = Reflexionssignal herrührend von unvollständiger Resonatoranpassung

Γ_{sign} = Reflexion bedingt durch QM-Resonanz.

Ein Vergleich von [4.25] und [4.26] zeigt, dass [4.25] dem Fall von relativ grossen Trägerleistung mit kleinem Modulationsindex entspricht, während in [4.26] Träger ($\Gamma_o + \frac{1}{2}\Gamma_{sign}$) und Seitenbänder-Leistungen wesentlich weniger stark voneinander abweichen. Daraus ergeben sich im ersten Fall grosse Anforderungen an die Verstärker und Detektoren, damit die Linearität erhalten bleibt und keine zusätzlichen Mischungen zwischen Träger und Rauschen das Signal-Rauschverhältnis verschlechtern. Die Leistung kann aber wegen des kleinen Modulationsindexes auch nicht beliebig verringert werden. Fall 2 ist jedoch praktisch nur nach unten begrenzt, wobei die Grenze in der gleichen Grössenordnung liegt wie im Fall 1 (rein lineare,unverzerrte Uebertragung vorausgesetzt).

Bei der Annahme, dass die Linienbreiten hauptsächlich durch den Druck (Stossverbreiterung, pressure broadening) und Wandkollisionen (wall broadening) bestimmt werden, ergibt sich für den Zellenspektrographen für die halbe Halbwertsbreite $\frac{\gamma}{2\pi}$:

$$\frac{\gamma_{wall}}{\mathrm{rad\cdot sec^{-1}}} = 7{,}276\cdot 10^3 \left[\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} + \frac{1}{a_3} \right] \sqrt{\frac{T}{m_t}} \qquad [\ 4.27\ ]$$

$$\frac{\gamma_{press}}{\mathrm{rad\cdot sec^{-1}}} = 6{,}245\cdot 10^{23}\cdot p\cdot D^2 (m_t\cdot T)^{-\frac{1}{2}} \qquad [\ 4.28\ ]$$

a_1 = Länge = 600 cm

a_2 = Breite = 2,3 cm

a_3 = 0,5 Höhe = 0,5 cm

T = Temperatur = 295° K

m_t = Masse in gr mol^{-1} = 94,041

p = Druck in torr = 10^{-3}

D^2 = Streuquerschnitt in cm^2 = $(7.6\cdot 10^{-8})^2$

$$\frac{\gamma_{wall}}{2\pi} = 5\ \mathrm{kHz} \qquad \frac{\gamma_{press}}{2\pi} = 3{,}45\ \mathrm{kHz}$$

$$\frac{\gamma_{tot}}{2\pi} = 8{,}45\ \mathrm{kHz} \quad \text{Hohlleiter}$$

Für den Resonatorspektrographen erhält man

$$\gamma_{wall} = 7{,}276 \cdot 10^3 \left(\frac{2}{d} + \frac{1}{l}\right) \sqrt{\frac{T}{m_t}} \qquad [4.27a]$$

d = Resonatordurchmesser = 16,18 cm

l = Resonatorhöhe = 1,526 cm

$$\frac{\gamma_{tot}}{2\Pi} = 5{,}3 \text{ kHz} \quad \text{Resonator}$$

Wie erwartet, wird die Linienbreite oberhalb ein paar millitorr hauptsächlich durch die Stossverbreiterung (collision broadening) bestimmt. Bei sehr tiefem Druck ist die Linienbreite beim Resonatorspektrographen etwas schmäler wegen des besseren Oberflächen-Volumen-Verhältnisses im Wall-broadening Ausdruck.

4.8 Darstellung eines Spektrums

Bei der Aufnahme eines Spektrums wird die Mikrowellenfrequenz über einen bestimmten Bereich verschoben. Ausserdem wird gleichzeitig die Starkspannung U^{SE} mit der Schaltfrequenz f_s angelegt. Während der Zeit $0 < t < \frac{T_s}{2}$ sei $U^{SE}(t) = 0$ V und während der Zeit $\frac{T_s}{2} < t < T_s$ sei $U^{SE}(t) = U$ V; $U \neq 0$ V ($T_s = \frac{1}{f_s}$). Dadurch wird während der zweiten Periodenhälfte die quantenmechanische Resonanz verschoben und spaltet gleichzeitig auf. Wenn die Mikrowellenfrequenz von tieferen zu höheren Frequenzen gesweept wird, so wird in der Nähe eines Ueberganges zuerst die eigentliche quantenmechanische Resonanz gemessen, und zwar während der ersten Periodenhälfte wo $U^{SE} \neq 0$ V ist und Mirowellenleistung absorbiert wird. Während der zweiten Periodenhälfte ($U^{SE} = 0$ V) wird keine Leistung absorbiert. Es tritt eine kleine Amplitudenmodulation auf mit der Modulationsfrequenz f_s. Wenn die Mirkowellenfrequenz weiter erhöht wird, kommt man wieder aus der Linie heraus. Hingegen kommt man jetzt in das Gebiet, wo die quantenmechanischen Resonanzen für $U^{SE} \neq 0$ V auftreten. Auch hier erhält man eine kleine AM. Da aber jetzt in der zweiten Periodenhälfte absorbiert wird, sind die Resonanzen für $U^{SE} \neq 0$ V gegenüber der Resonanz, welche bei $U^{SE} = 0$ V auftritt, um 180° verschoben (bezüglich der Frequenz f_s). Auf dem Schreiber erscheinen also Hauptlinie und aufgespaltete Linien (die sogenannten Starkkomponenten) auf verschiedenen Seiten der Nullinie (siehe Fig. 27a).

5. Beschreibung der Vakuumanlage

Um den im Resonator benötigten Druck von 10^{-4} bis 10^{-2} torr zu erzeugen, wird der Resonator an einen Standardpumpstand angeschlossen (Fig. 24). Als Vorvakuumpumpe dient eine Rotationspumpe (Fabrikat Edwards, Typ Speedivac ED 50), welche ein Vorvakuum von ungefähr $5 \cdot 10^{-3}$ torr herstellt. Der Vorvakuumpumpe ist eine Oeldiffusionspumpe (Fabrikat Balzers, Typ Diff 60 W) nachgeschaltet, die das erforderliche Hochvakuum von $2 \cdot 10^{-5}$ torr erzeugt. Eine erste Metallkühlfalle dient zur Verbesserung des Vakuums, indem einesteils vom Pumpensystem herrührende Oeldämpfe und Wasserdampf auskondensiert und andererseits schädliche Chemiedämpfe vom Pumpensystem ferngehalten werden. Die zu untersuchende Substanz wird über die Glasleitung dem Resonator zugeführt. Anfänglich war der Resonator nur über die Zuführleitung mit dem übrigen Vakuumsystem verbunden. Beim Experimentieren wurde der Resonator auf ungefähr 0,5 mtorr abgepumpt, dann liess man eine gewisse Menge Substanz in den Resonator ein,und anschliessend wurde der Resonator wieder auf den gewünschten Druck abgepumpt. Bei dieser einfachen Anordnung war es nicht möglich, den gewünschten kleinen Druck über längere Zeit im Resonator zu behalten. Der mechanische Aufbau des Resonators lässt es nicht zu, dass sämtliche Hohlräume, besonders im Kurzschlussschieber, innert kürzerer Zeit von Fremdgasen total leergepumpt werden. Der Resonator 'leckt' und bewirkt dadurch einen Druckanstieg. Es empfiehlt sich, diese einfache Anordnung zu verlassen und ein Flusssystem einzurichten. Gemäss Fig. 24 wird in diesem Fall der Inhalt des Resonators über die Flowleitung ständig abgepumpt, während über die Zuführleitung die zu untersuchende Substanz nachgeliefert wird. Das Brooksregelventil erlaubt eine ziemlich feine Steuerung des gewünschten Druckes im Resonator, der über längere Zeiten beibehalten wird. Der Druck von 1 mtorr kann über mindestens eine Stunde ohne Schwierigkeiten gehalten werden.

Die Absaugleitung ist normalerweise geschlossen und dient nur zum rascheren Abpumpen des Resonators beim Substanzwechsel. Das Baratronvakuummessgerät erlaubt es, den differentiellen Druck zwischen Messleitung und Referenzleitung zu messen. Auf dem empfindlichsten Bereich beträgt der Druckunterschied bei Vollausschlag: $3 \cdot 10^{-4}$ torr. Der Druck in der Referenzleitung beträgt ungefähr $2 \cdot 10^{-5}$ torr, sodass man die Ablesung bei einem Druck von 10^{-3} torr in der Messleitung als absolut auffassen kann (Fehler: $\approx 1\%$).

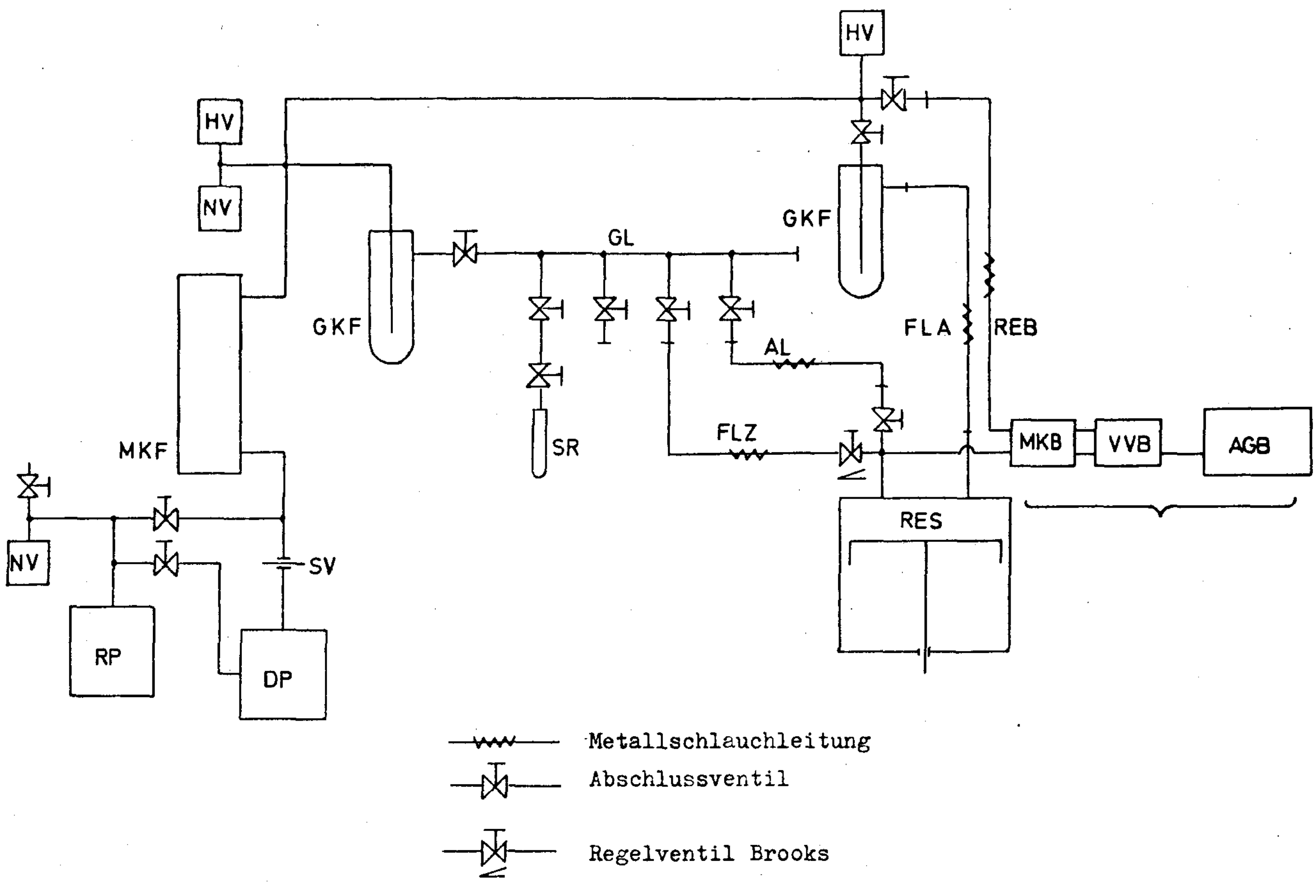

Fig. 24
Vakuumanlage

NV	Niedervakuumzelle	FLZ	Flussleitung Zufuhr
HV	Hochvakuumzelle	AL	Absaugleitung
RP	Rotationspumpe	FLA	Flussleitung Abfuhr
DP	Diffusionspumpe	RES	Resonator
SV	Schiebeventil	MKB	Messkopf Baratron
MKF	Metallkühlfalle	VVB	Vorverstärker Bar.
GKF	Glaskühlfalle	REB	Referenzleitung Baratron
SR	Probenröhrchen	AGB	Anzeigegerät Baratron
GL	Glasleitung		

6. Messungen

6.1 Messungen der Frequenzstabilität

Frequenzmessungen werden mittels elektronischen Zählern ausgeführt. Beim Messen werden die Nulldurchgänge der zu messenden Frequenz während einer bestimmten Zeit (Gating-Zeit) gezählt. Diese Gating-Zeit wird gegeben durch einen hochstabilen Quarzoscillator. Um die Einflüsse dieses Referenzoscillators abzuschätzen, wird folgendes einfache Modell gewählt:

Die Phase der zu messenden Welle sei gegeben durch:

$$\Phi_1(t) = 2\Pi f_1 \cdot t + \phi_1(t) = \omega_1 \cdot t + \phi_1(t) \qquad [6.1]$$

f_1 = mittlere Frequenz = konstant

$\phi_1(t)$ = Phasenrauschen

$\langle\phi_1(t)\rangle = 0; \; \dot{\phi}_1 \ll \omega_1$

Das Referenzsignal ist gegeben durch:

$$\Phi_{ref}(t) = 2\Pi \cdot f_{ref} \cdot t + \phi_{ref}(t) = \omega_{ref} \cdot t + \phi_{ref}(t) \qquad [6.2]$$

f_{ref} = mittlere Oscillatorfrequenz = konstant

ϕ_{ref} = Phasenrauschen

$\langle\phi_{ref}(t)\rangle = 0; \; \dot{\phi}_{ref} \ll \omega_{ref}$

Die Gating-Zeit T_g kann folgendermassen definiert werden:

$$\Phi_{ref}(t+T_g) - \Phi_{ref}(t) = 2\cdot\Pi\cdot N;\ N \in \mathbb{Z}$$

$$= \omega_{ref}\cdot N\cdot T_{ref} = \omega_{ref}\cdot\overline{T}$$

$$\omega_{ref}\cdot t + \omega_{ref}\cdot T_g + \phi_{ref}(t+T_g) - \omega_{ref}\cdot t - \phi_{ref}(t) = \omega_{ref}\cdot\overline{T}$$

$$T_g = \overline{T} - \frac{\phi_{ref}(t+T_g) - \phi_{ref}(t)}{\omega_{ref}}$$

$$T_g \approx \overline{T} - \frac{\phi_{ref}(t+\overline{T}) - \phi_{ref}(t)}{\omega_{ref}} \qquad [6.3]$$

Die Frequenzmessung ergibt:

$$\Omega(t,T_g) = \frac{[\Phi_1(t+T_g) - \Phi_1(t)]}{\overline{T} - \frac{\phi_{ref}(t+T_g) - \phi_{ref}(t)}{\omega_{ref}}}$$

$$= \frac{\omega_1\cdot T_g + \phi_1(t+T_g) - \phi_1(t)}{\overline{T} - \frac{\phi_{ref}(t+T_g) - \phi_{ref}(t)}{\omega_{ref}}}$$

$$\approx \omega_1 + \frac{1}{\overline{T}}\left[\phi_1(t+\overline{T}) - \phi_1(t)\right]\left[1 + \frac{\phi_{ref}(t+\overline{T}) - \phi_{ref}(t)}{\omega_{ref}\cdot\overline{T}}\right]$$

$$[6.4]$$

Die Messzeit T_g fällt normalerweise nicht mit einem Nulldurchgang von $\cos[\omega_1 \cdot t + \phi_1(t)]$ zusammen. Dadurch entsteht am Anfang und am Ende ein weiterer Phasenfehler $\phi_2(t)$ und $\phi_2(t+T_g)$.

Bei nicht korrelierten Oscillatoren ω_1 und ω_2 und genügend langen Messzeiten T_g kann angenommen werden, dass ϕ_2 gleichmässig zwischen 0 und 2Π verteilt ist. Bei sukzessiven Messungen, wo die Periode $\frac{1}{f_{rep}}$ der Messwiederholungsfrequenz nicht sehr stark von der Messzeit T_g abweicht, ist diese Bedingung zwischen Endzeit einer Messung und Beginn der nächsten Messung nicht mehr erfüllt.

$$\Omega(t,T_g) = \omega_1 + \frac{1}{\bar{T}} [\phi_1(t+\bar{T}) - \phi_1(t) + \phi_2(t+\bar{T}) + \phi_2(t)] \cdot \\ \cdot [1 + \frac{\phi_{ref}(t+\bar{T}) - \phi_{ref}(t)}{\omega_{ref} \cdot \bar{T}}] \qquad [6.5]$$

Bei Benützung eines Computing Counters (Typ 5360 A, hp) kann der Fehler herrührend von $\phi_2(t+T_g)$ und $\phi_2(t)$ um den Faktor 10^3 verringert werden. Unter der Annahme, dass ω_{ref} auch langzeitmässig stabil ist, also keine Drifterscheinungen aufweist, gehen die Phasenschwankungen des Referenzoscillators erst in 2ter Ordnung in das Messresultat ein.

Für die Korrelationsfunktion $(K_{\Omega\Omega}(t,\tau,T_g)$ ergibt sich aus [6.5] unter der Annahme $\langle\phi_1(t)\phi_2(t)\rangle = 0$, $\langle\phi_2(t)\phi_{ref}(t)\rangle = 0$:

$$K_{\Omega\Omega}(t,\tau,T_g) = \langle \Omega(t+\tau,T_g)\ \Omega(t,T_g)\rangle$$

$$= \omega_1^{\,2} + \frac{1}{\overline{T}^2}\Big\{\Big[\,2K_{\phi_1\phi_1}(\tau) - K_{\phi_1\phi_1}(\tau-\overline{T}) - K_{\phi_1\phi_1}(\tau+\overline{T})\Big] + \Big[\,2K_{\phi_2\phi_2}(\tau) - K_{\phi_{22}}(\tau-\overline{T}) - K_{\phi_2\phi_2}(\tau+\overline{T})\Big]\Big\}\cdot\Big\{1 + \frac{1}{\omega_{ref}^{\,2}\,\overline{T}^2}\Big[2K_{\phi_r\phi_r}(\tau) - K_{\phi_r\phi_r}(\tau-\overline{T}) - K_{\phi_r\phi_r}(\tau+\overline{T})\Big]\Big\}$$

[6.6]

und das Streuungsquadrat

$$\sigma^2_{\Omega\Omega} = \frac{2}{\overline{T}^2}\cdot\Big[\sigma^2_{\phi_1\phi_1} - K_{\phi_1\phi_1}(\overline{T}) + \sigma^2_{\phi_2\phi_2} - K_{\phi_2\phi_2}(\overline{T})\Big]\cdot\Big\{1 + \frac{1}{\omega^2_{ref}}\Big[\sigma^2_{\phi_r\phi_r} - K_{\phi_r\phi_r}(\overline{T})\Big]\Big\} \qquad [\ 6.7\ ]$$

Es ist also günstig, die Grundfrequenz des Referenzoscillators möglichst hoch zu halten, um den Einfluss des Phasenrauschens des Referenzoscillators einzuschränken.

Die Ausdrücke $\frac{2}{\overline{T}^2}\,|\sigma^2_{\phi\phi} - K_{\phi\phi}(\overline{T})|$ sind aus der Literatur (16), (17) bekannte Ausdrücke für die Streuung von $\langle\dot{\phi}\rangle$:

$$<\dot{\phi}>(t,\bar{T}) = \int_t^{t+\bar{T}} \dot{\phi}(t')\, dt' = \frac{1}{\bar{T}}\left[\phi(t+\bar{T}) - \phi(t) \right]$$

$$\sigma^2_{<\dot{\phi}><\dot{\phi}>}(t,\bar{T}) = \frac{2}{\bar{T}^2}\left[\sigma^2_{\phi\phi} - K_{\phi\phi}(\bar{T})\right]$$

Die Kurzzeitstabilität wurde durch Bestimmungen der 'Allan-Varianz' einer Frequenzmessreihe ermittelt (4), (18), (19) (bei unbewegtem Kolben). Es wurde auch hier die in (4) vorgeschlagene Messmethode verwendet. Bei dieser Methode wird die im X-Band liegende Frequenz mit der Vielfachen einer stabilen Quarzfrequenz gemischt und die Differenzfrequenz von ungefähr 2 MHz wird auf einen hp-Computing-Counter gegeben. Die Streuung errechnet sich zu

$$\bar{\sigma}(T,\bar{T},N) = \frac{1}{f_1}\sqrt{\frac{1}{2N} \sum_{i=1}^{N} (f_{2i} - f_{2i-1})^2} \qquad [6.8]$$

T = Wiederholungszeit der Frequenzmessungen

$\bar{T}$ = Mittelungszeit. Diese variiert von 1μs bis 1s

N = Anzahl Messpaare über die gemittelt wird.

$$f_{2i} = \frac{1}{2\Pi}\,\Omega(2iT,\bar{T}) = f_1 + \frac{\phi_1(2iT+\bar{T}) - \phi_1(2iT)}{2\Pi\,\bar{T}}$$

Hierbei wurden die Zählerunstabilitäten (Einflüsse von $\phi_2(t)$ und $\phi_{ref}(t)$) vernachlässigt. Der Ensemblemittelwert des Streuungsquadrats berechnet sich als (21):

$$<\overline{\sigma}^2(T,\overline{T},\ N)> = \frac{2}{(2\Pi f_1\overline{T})^2}\Big\{\Big[\sigma^2_{\phi_1\phi_1} - K_{\phi_1\phi_1}(\overline{T})\Big] - \Big[2K_{\phi\phi}(T) - K_{\phi\phi}(T+\overline{T}) - K_{\phi\phi}(T-\overline{T})\Big]\Big\} \qquad [6.9]$$

Unter der Annahme $T \ll \overline{T} \ll \tau_\phi$ (τ_ϕ ist die Korrelationszeit des Prozesses $\phi(t)$) gilt angenähert:

$$<\overline{\sigma}^2(T,\overline{T},\ N)> \cong \frac{2}{(2\Pi f_1\overline{T})^2}\Big[\sigma^2_{\phi_1\phi_1} - K_{\phi_1\phi_1}(\overline{T})\Big]$$

In Tab. 6.1 sind die gemessenen Kurzzeitstabilitäten für verschiedene Betriebsarten angegeben.

Aus den Resultaten ist ersichtlich, dass bei sehr kleinen Leistungen die gemischte Stabilisationsart eine bessere Kurzzeitstabilität ergibt, als die reine Frequenzstabilisation.

Stab.	P_{ein}	$\sigma(\tau)$ N; m	$\sigma(\tau)$ N; m	$\sigma(\tau)$ N; m	$\sigma(\tau)$ N; m	$\sigma(\tau)$ N; m	$\sigma(\tau)$ N; m	$\sigma(\tau)$ N; m
		1 µs	10 µs	100 µs	1 ms	10 ms	100 ms	1 s
AFC	-35 dBm	$1.309 \cdot 10^{-6}$ 1000; 8	$6.581 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$1.180 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$6.482 \cdot 10^{-8}$ 1000; 8	$1.242 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$4.327 \cdot 10^{-8}$ 100; 8	$4.467 \cdot 10^{-9}$ 100; 6
AFC	-55 dBm	$1.666 \cdot 10^{-6}$ 1000; 8	$8.519 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$2.140 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$1.065 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$1.304 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$4.528 \cdot 10^{-8}$ 100; 8	$2.634 \cdot 10^{-8}$ 100; 6
APC-AFC	-35 dBm	$1.552 \cdot 10^{-6}$ 1000; 8	$7.299 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$1.867 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$5.522 \cdot 10^{-8}$ 1000; 8	$1.122 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$4.108 \cdot 10^{-8}$ 100; 8	$4.104 \cdot 10^{-9}$ 100; 6
APC-AFC	-55 dBm	$1.840 \cdot 10^{-6}$ 1000; 8	$8.466 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$1.797 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$4.457 \cdot 10^{-8}$ 1000; 8	$3.227 \cdot 10^{-8}$ 1000; 8	$1.602 \cdot 10^{-8}$ 100; 8	$1.983 \cdot 10^{-8}$ 100; 6
APC		$4.120 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$4.628 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$1.739 \cdot 10^{-7}$ 1000; 8	$5.578 \cdot 10^{-8}$ 1000; 8	$1.811 \cdot 10^{-8}$ 1000; 8	$5.563 \cdot 10^{-9}$ 100; 8	$1.921 \cdot 10^{-9}$ 100; 6

N = Anzahl Messungen für eine Frequenzvarianz

m = Anzahl Messungen

τ = Gating-Zeit

Tabelle 6.1

Allanvarianz für verschiedene Stabilisationsarten

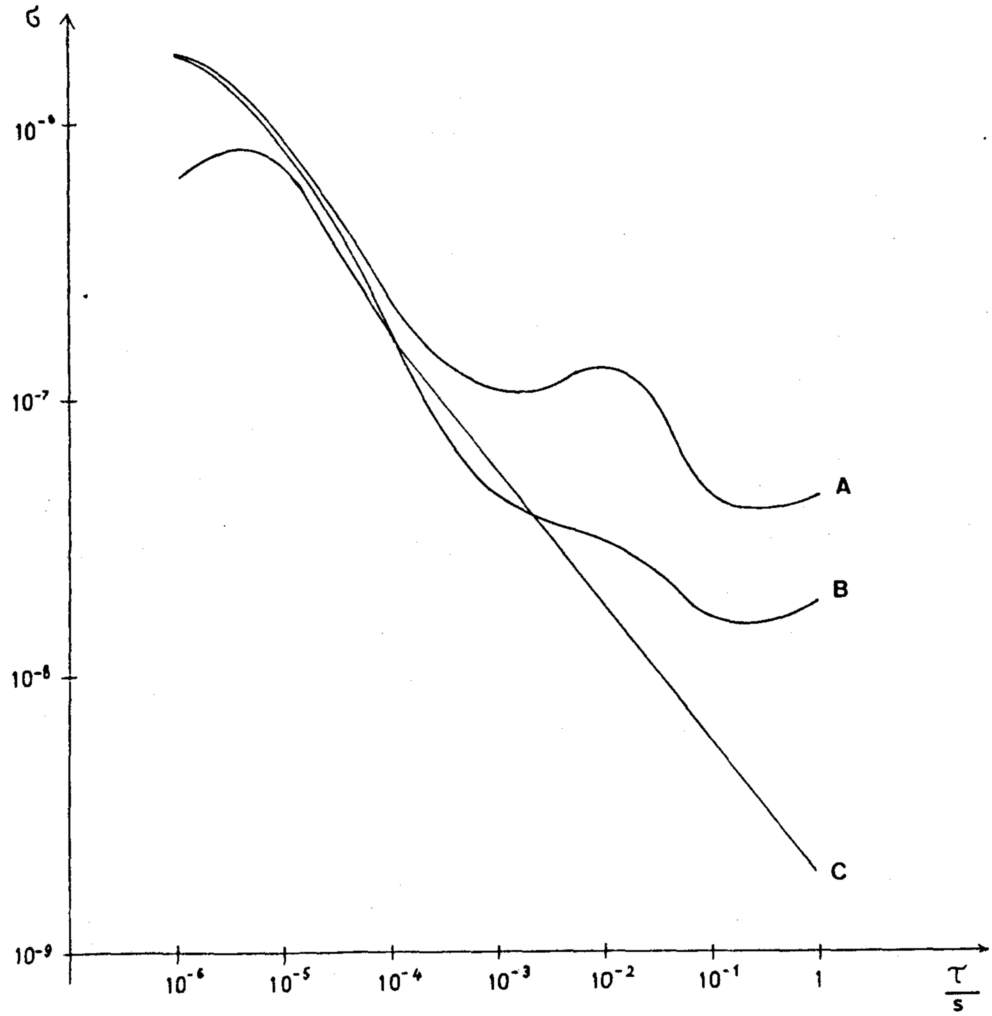

Fig. 25

Allan Varianz

A AFC Eingangsleistung: - 55 dBm

B APC-AFC Eingangsleistung: - 55 dBm

C APC

6.2 Datenerfassungssystem

Eine Ausgabe der Messresultate (Grösse der Absorption und entsprechende Frequenz) kann erfolgen:

- auf einen Schreiber
- auf Lochstreifen für eine spätere Auswertung auf einem Grossrechner
- Sofort-Auswertung auf einem Prozessrechner, der gleichzeitig die Messung steuert.

Die Ausgabe geschah hier nach den beiden ersten Methoden, wobei der Schreiber hauptsächlich als sofort sichtbare Kontrolle diente. Das Schema der Datenerfassung zeigt Fig. 26. Das Schreibersignal wird am niederfrequenz-phasenempfindlichen Detektor (NF-PED) abgegriffen. Hier wird auch die Bandbreite ($= 1/_\tau$) eingestellt, welche die Rauschbandbreite B_r bestimmt ($B_r = \frac{1}{2\tau_1}$ wenn das Tiefpassfilter mit der 3-db Bandbreite $\frac{1}{2\Pi\tau}$ auf einen PED folgt). Ausserdem wird das gleiche Signal mit einem Digitalvoltmeter (DVM) gemessen, welches vom Serializer her abgefragt wird. Ein Teil des MO-Signals wird über einen Kreuzkoppler abgekoppelt und auf einen Frequenzzähler gegeben, der ebenfalls vom Serializer abgefragt wird. Spannungsmessung und Frequenzmessung erfolgen praktisch gleichzeitig in einem Rhythmus der vom Serializer diktiert wird. Diese abgefragten Werte werden dann auf einen Fernschreiber gegeben, der ein Protokoll erstellt und gleichzeitig einen Lochstreifen stanzt. Da der Fernschreiber die Werte nicht beliebig schnell ausdrucken kann, ist die Abtastrate (sampling rate) τ_s praktisch beschränkt. Im vorliegenden Fall betrug die Abtastrate ungefähr 3,5 - 4 Sekunden.

Dadurch sind auch die Aufnahmebedingungen bei stark verrauschten Signalen (kleines Signal-zu-Rauschverhältnis) gegeben. Gemäss Nyquistbedingung sollte $f_s > 2B$ oder $\tau_s < \Pi\tau$ sein. Nach (26) ergibt sich ein optimaler Wert bezüglich S/N für $\tau_s \approx 2\tau$. Für $\tau > 3$ sec sind diese Bedingungen erfüllt. Praktisch ergab sich daraus eine Zeitkonstante von 3 oder 10 sec. am NF-PED.

Durch die Vorgabe von τ ist die Geschwindigkeit der Frequenzänderung (Sweep) ebenfalls festgelegt. Um Linienverzerrungen möglichst klein zu halten, sollte

$$\frac{\Delta f}{\dot{f}} > 10\tau \qquad \text{sein (26)}$$

$$\Delta f = \frac{\gamma}{2\Pi} = \qquad \text{halbe Halbwertsbreite,}$$

$$\dot{f} = \qquad \text{Sweepgeschwindigkeit.}$$

Daraus ergibt sich die obere Grenze des Sweeps als:

$$\dot{f} \leqslant \frac{\Delta f}{10\tau} \qquad [6.10]$$

Um eine gewisse Flexibilität bei der Behandlung der Messdaten zu bewahren, wurden diese ab Lochstreifen konvertiert, (dies ist notwendig, denn die Information der

Instrumente über Vorzeichen und Messbereich sind in codierter Form vorhanden, siehe Fig. 27c) und im richtigen Format wieder auf Lochkarten ausgestanzt. Diese Lochkartendecks wurden dann als Datendeck für die Auswertungsprogramme benützt.

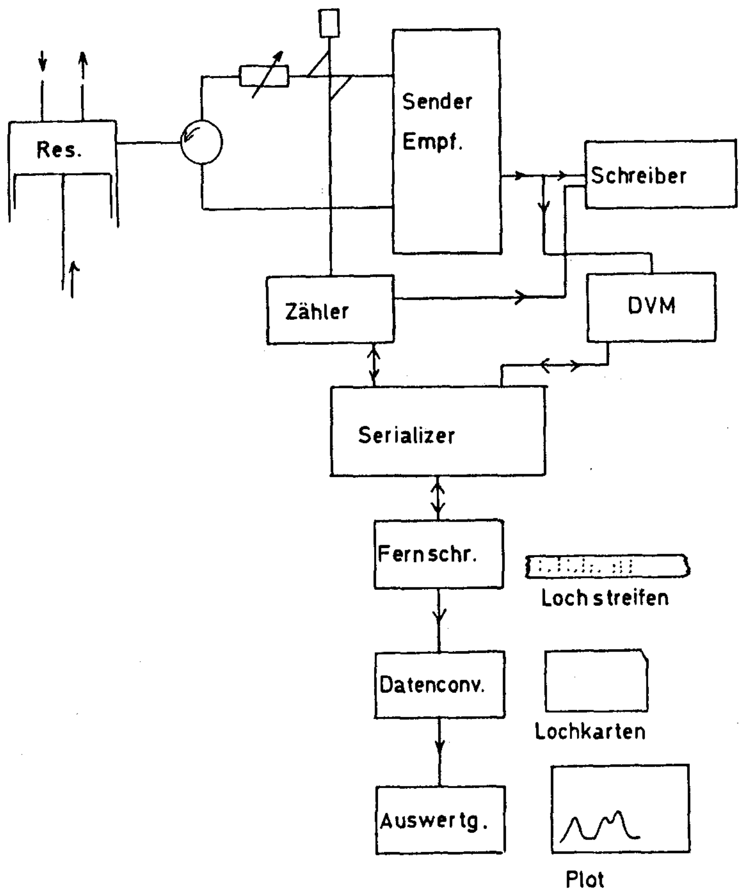

Fig. 26

Schema der Datenerfassung

6.3 Empfindlichkeitsmessungen

Um die Empfindlichkeit zu messen, wird die Absorption einer Substanz mit bekannten Absorptionskoeffizienten verwendet. Als Testsubstanz wurde Formaldhyd CH_2O gewählt. Für den Uebergang $7_{26} \rightarrow 7_{25}$ gilt (22):

$$f_o = 8884{,}87 \text{ MHz}$$

$$\alpha = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$$

Der Zusammenhang zwischen der absorbierten Leistung im Hohlleiter und im Resonator kann aus Gleichung [2.20] errechnet werden. Für den Fall vernachlässigbarer Sättigung und $E^{SE} = 0$ ergibt sich für den Resonator (in diesem Fall kann die Integration ohne weiteres ausgeführt werden):

$$P'_{abs}(\omega) = K \iiint\limits_{Vol.Res} | E^{HF} |^2 \cdot dV = K \cdot \frac{2 W_{el}}{\varepsilon}$$

$$= K \cdot P_{verf} \cdot \frac{2 Q_p}{\omega \cdot \varepsilon} \qquad [6.11]$$

Für die Hohlleiterzelle ergibt sich:

$$P''_{abs}(\omega) = K \iiint\limits_{Vol.Hohl.} | E^{HF} |^2 dV = K \cdot Z_{TE} \cdot l \cdot P_{verf}$$

$$= \alpha \cdot l \cdot P_{verf} \qquad [6.12]$$

Die Konstante K ist in beiden Fällen gleich gross.

$$K = \frac{\alpha}{Z_{TE}}$$

Somit erhält man folgende Umrechnungsformel:

$$\frac{P_{abs}}{P_{verf}} = Q \cdot \delta \cdot (\frac{1}{Q}) = \frac{2 \cdot Q \cdot \alpha}{Z_{TE} \cdot \omega \cdot \varepsilon}$$

Mit $Q = 14\,400$

$Z_{TE} \cong 565\ \Omega$

$\varepsilon = 8{,}854 \cdot 10^{-12}\ \frac{As}{Vm}$

errechnet sich:

$$Q \cdot \delta\ (\frac{1}{Q}) = 1{,}03 \cdot 10^{-2}$$

$$\Gamma = 5{,}15 \cdot 10^{-3}$$

Unter den Messbedingungen:

$P_{ein} = 0{,}4\ nW$

$F = 4{,}467$

$B = 0{,}5\ Hz$

kann das Signal/Rauschverhältnis abgeschätzt werden:

$$\frac{S}{N} = \frac{e_s}{(\overline{e_n^2})^{1/2}} = \frac{\delta\,\Gamma \cdot \sqrt{P_{ein}} \cdot 2}{\sqrt{KT\ BF} \cdot \Pi \cdot \sqrt{2}}$$

$$(\frac{S}{N})_{berechnet} = 4{,}90 \cdot 10^2$$

Die gemessene Linie zeigt Fig. 27a. Man erkennt ausserdem noch einige Starkkomponenenten. Die Rauschspannung wurde mit einer 10 mal höheren Empfindlichkeit gemessen (Erhöhung der Empfindlichkeit am NF-PED) (Fig. 27b).

Mit den gemessenen Werten ergibt sich aus 27a und 27b:

$$(\frac{S}{N})_{gemessen} \approx 2 \cdot 10^2$$

Da der Absorptionsfaktor α für diese Substanz gemäss (22) nicht gemessen, sondern berechnet wurde, ist wahrscheinlich keine grössere Genauigkeit zu erwarten.

Eine Extrapolation dieser Messungen für höhere Empfindlichkeiten ist nicht ohne weiteres möglich. Es wurden daher schwächere Uebergänge gesucht, die in das im Augenblick zur Verfügung stehende Frequenzband fallen. Dabei ergaben sich folgende zwei Möglichkeiten für H C D O (natürliche Konzentration des deuterierten Formaldehyds):

Uebergang	Frequenz
$6_{24} \rightarrow 6_{25}$	8922,5 MHz
$12_{3\ 9} \rightarrow 12_{3\ 10}$	9412,2 MHz

Da die Intensitäten schwach sind, (Grössenordnung $\alpha = 10^{-8}\ m^{-1}$) wurden die Messungen unter den Bedingungen für minimal feststellbare Signale aufgenommen (s.S.106).

Unter der Annahme, dass das Dipolmoment von H C D O nicht stark vom Moment von Formaldehyd abweicht, (μ_a = 2,34 Debye $\hat{=}$ $7{,}8\cdot 10^{-30}$ Asm) ergibt sich die Eingangsleistung:

$$P_{ein} = \left(\frac{h\gamma}{\mu}\right)^2 \frac{4\cdot\varepsilon\cdot Vol\cdot\omega_{res}}{Q} \qquad [4.22]$$

$$\gamma = 2\cdot\Pi\cdot \text{ halbe Halbwertsbreite}$$

$$\approx 2\cdot\Pi\cdot 75\cdot 10^3 \text{ rad/sec bei einem Druck von 3 mtorr}$$

$$Vol = \Pi R^2\cdot H = (8{,}2)^2\cdot 2{,}1\cdot 10^{-6} = 0{,}444\cdot 10^{-3}\ m3$$

$$Q = 14400$$

Die Messung dieser beiden Uebergänge zeigen Fig. 28 und 29. Die zweite Messung wurde ausserdem über das Daten-

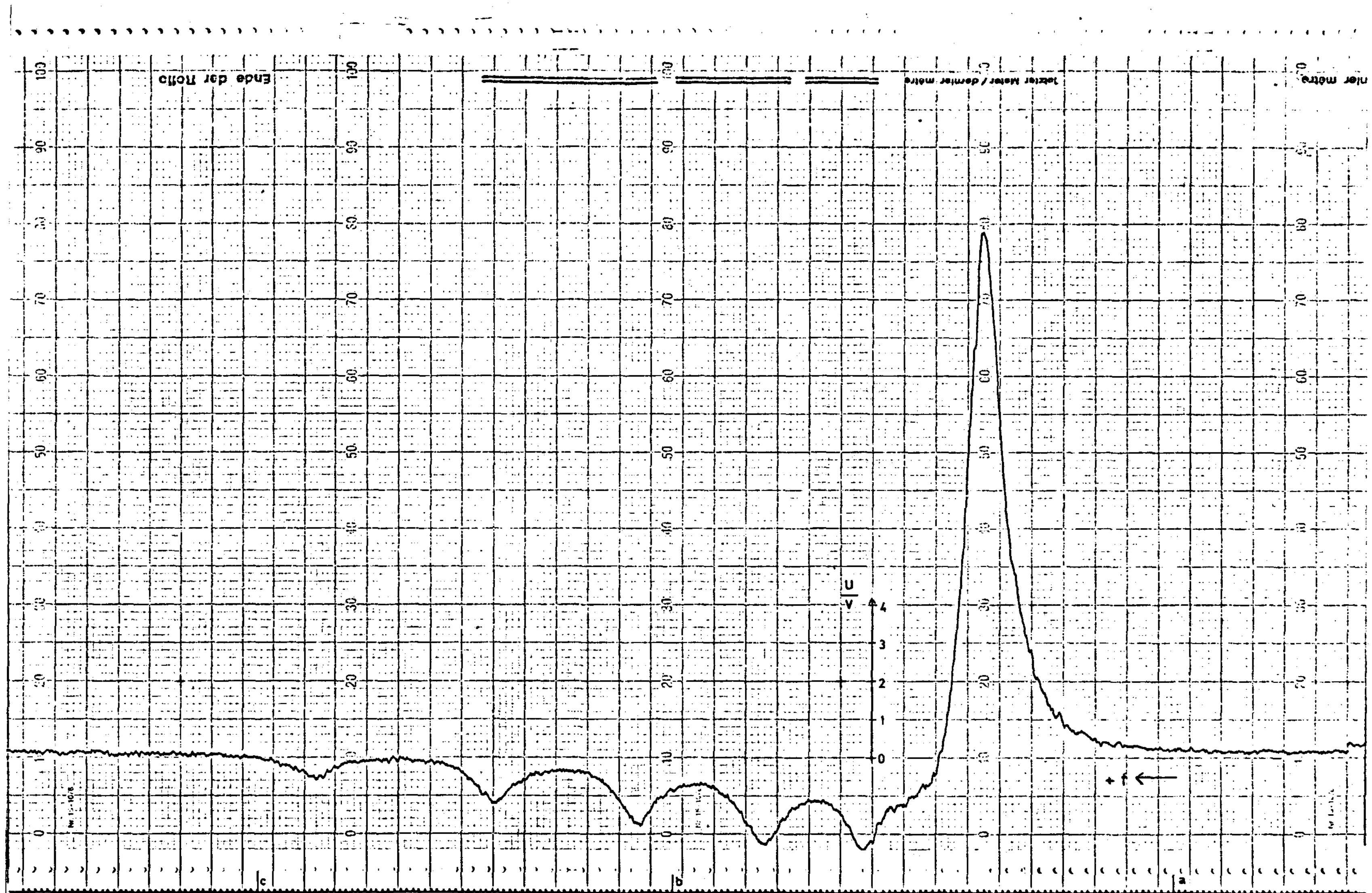

Fig. 27 a

Spektrum Formaldehyd

Eingangsleistung: 0,4 nW Druck: 6 mtorr PAR Einstellung: 20 µV

Starkspannung: 1100 V Zeitkonstante: 1 s

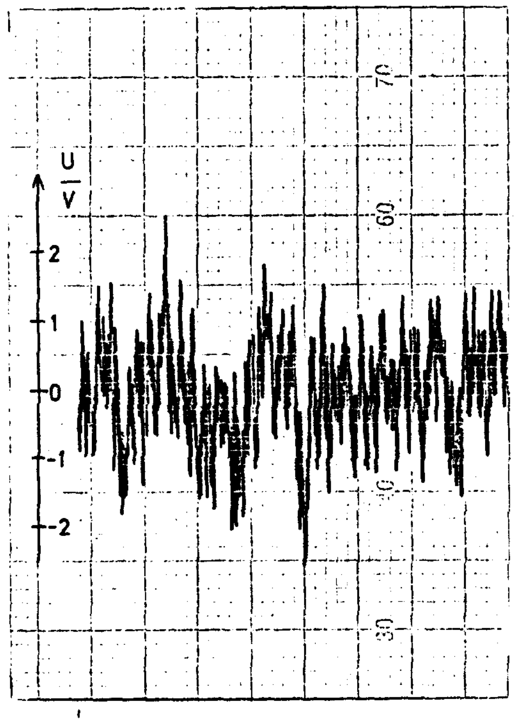

Fig. 27 b

Rauschsignal bei 10 mal höherer NF-Verstärkung. Alle übrigen Daten gleich wie 27 a

A792513	B0825001122	A788313	B0825272122	A788213	B0825362622	
A786413	B0825477622	A789413	B0825585722	A784413	B0825731022	
A786213	B0825970722	A788313	B0826234922	A789413	B0826494422	
A793613	B0826736222	A788313	B0826928022	A786713	B0827142722	
A783113	B0827375622	A785813	B0827663922	A783913	B0828005122	
A785713	B0828276722	A789413	B0828605222	A785313	B0828965222	
A785313	B0829346922	A789713	B0829659722	A790713	B0829990122	
A784713	B0830351922	A791213	B0830709222	A784713	B0831061622	
A784513	B0831408222	A785413	B0831744322	A785413	B0832056022	
A784513	B0832470222	A786213	B0832943422	A786013	B0833403522	a
A787213	B0833935222	A776113	B0834450322	A783713	B0834813322	
A781213	B0835304022	A775313	B0835695622	A772613	B0836167422	
A773313	B0836709222	A773813	B0837295322	A767113	B0837795822	
A766713	B0838259222	A762113	B0838862122	A762413	B0839254922	
A754113	B0839753622	A737113	B0840352522	A737713	B0840783722	
A728813	B0841231522	A715913	B0841649322	A669813	B0842097722	
A689413	B0842621722	A660213	B0842985322	A624013	B0843461822	
A590613	B0843988322	A528113	B0844429822	A459513	B0844922722	
A361913	B0845363422	A289213	B0845804722	A118813	B0846156822	
A110103	B0846696722	A388703	B0847159722	A556503	B0847626822	
A527303	B0848138722	A260903	B0848764322	A134213	B0849254622	
A357913	B0849770322	A554913	B0850215322	A675613	B0850644922	
A782313	B0851119522	A841213	B0851525422	A873213	B0851951622	
A879613	B0852333122	A895813	B0852662022	A907513	B0853196522	
A932113	B0853673822	A929613	B0854102322	A941313	B0854478122	
A936513	B0854799822	A974713	B0855168022	A102212	B0855538122	
A103112	B0856158122	A104012	B0856690522	A102012	B0857075122	
A098512	B0857567022	A096512	B0858079222	A094312	B0858512022	
A092812	B0859018622	A092212	B0859471722	A092012	B0859900622	
A091912	B0860354822	A092112	B0860819322	A092612	B0861178622	
A093912	B0861620722	A095112	B0861958722	A096912	B0862398022	
A099712	B0862896422	A101812	B0863386622	A103012	B0863887222	
A101712	B0864457222	A098612	B0864870722	A097012	B0865351722	
A094912	B0865742922	A092412	B0866264422	A903913	B0866671422	
A897213	B0867226322	A878413	B0867698422	A877713	B0868267722	
A868313	B0868733522	A872813	B0869214122	A876713	B0869711922	
A881013	B0870211822	A886513	B0870737622	A885913	B0871328722	b
A904013	B0871729722	A910513	B0872255422	A931913	B0872659322	
A953413	B0873199222	A979313	B0873835422	A969413	B0874494822	
A947013	B0875083922	A924413	B0875584522	A907613	B0876170222	
A890513	B0876582522	A872813	B0877154922	A858513	B0877759622	
A851913	B0878281222	A842513	B0878820322	A839213	B0879457022	
A841813	B0880084622	A839813	B0880564222	A841813	B0881091122	
A841213	B0881551722	A843313	B0882015122	A844613	B0882596422	
A844913	B0883100422	A853213	B0883562322	A863313	B0884016022	
A869913	B0884532922	A873813	B0885024222	A892213	B0885600722	
A914413	B0886158422	A922413	B0886676822	A915213	B0887254422	
A904113	B0887807222	A878613	B0888280322	A863413	B0888753922	
A852313	B0889270022	A837713	B0889817622	A829413	B0890415222	
A825813	B0890955822	A820413	B0891422522	A823813	B0892009422	
A818813	B0892523822	A814213	B0892987822	A813413	B0893436622	
A811613	B0893901522	A810413	B0894347722	A817313	B0894900022	
A806013	B0895458022	A814013	B0895889222	A813313	B0896331322	
A812913	B0896984522	A815513	B0897538422	A816013	B0898156422	
A815813	B0898682822	A815513	B0899120122	A824413	B0899669722	
A832013	B0900146222	A839713	B0900738022	A851713	B0901296922	
A851413	B0901755122	A853613	B0902349922	A852213	B0902891722	
A838613	B0903424322	A829313	B0903816622	A825913	B0904320922	
A825113	B0904836622	A817213	B0905261722	A811313	B0905776622	
A811713	B0906292622	A805413	B0906762622	A803113	B0907300322	c
A804913	B0907877622	A804713	B0908453822	A802613	B0908970422	
A800213	B0909451122	A800713	B0910099522	A794113	B0910658322	
A796013	B0911078422	A800813	B0911513922	A793013	B0911935422	
A797913	B0912436022	A801913	B0912920522	A797013	B0913558422	
A793713	B0914036022	A793213	B0914329622	A796213	B0914868522	
A796713	B0915455122	A791513	B0915855422	A794513	B0916289522	
A788413	B0916753422	A790713	B0917242022	A797413	B0917763022	
A797113	B0918162222	A798513	B0918750422	A794713	B0919212822	
A794313	B0919853622	A788013	B0920352822	A783913	B0920900222	
A791313	B0921494522	A790313	B0921899322	A792213	B0922422922	
A792413	B0922788422	A791513	B0923285022	A791413	B0923800822	
A788913	B0924332822	A791913	B0924904422	A791313	B0925388722	
A792013	B0925741022	A791913	B0926236022	A788113	B0926701122	

Fig. 27 c

Messwertprotokoll für Messung 27 a

Messwert B0833403522 entspricht einer

Frequenz von 8883,34035 MHz

Bemerkung zu Fig. 27 c

In jeder Zeile stehen 3 aufeinanderfolgende Messwerte. Jeder Messwert besteht aus einer Spannungs- und einer Frequenzmessung. Der erste Messwert z.B. ist folgendermassen zu interpretieren:

A792513 B08225001122

- A — Spannungsmessung
- 7925 — Messwert
- 1 — negative Spannung
- 3 — 10 V Bereich
- B — Frequenzmessung
- 0822500112 — Messwert
- 2 — kHz Bereich
- 2 — Multiplikator, hier 10^{-2}

Der erste Teilmesswert zeigt eine Spannung von - 7.925 V.
Der zweite Teilmesswert zeigt eine Frequenz von 8.8 GHz + 822 500.11 kHz.
Der 8.8 GHz Wert wird am Heterodyne-Converter des Zählers eingestellt und wird nicht ausgedruckt.

In einer Minute erfolgen etwa 12 Messwertangaben, bestehend aus je einer Spannungsmessung und einer Frequenzmessung.

erfassungssystem gespeichert. Bei dieser Messung wurde die Linie bei auf- und absteigender Frequenz überstrichen. Ausserdem wurde das Rauschsignal bei einer Frequenz von etwa 9411,85 MHz während 15 Minuten aufgenommen. (Anzahl Messpunkte: 223).

Um die Nyquistbedingung gut zu erfüllen, wurde τ= 10 sec. gewählt. Damit ergab sich ein maximaler Frequenzsweep von $\sim \frac{75 \cdot 10^3}{100} = 750$ Hz/sec. für die Messung. Praktisch betrug der Sweep etwa 440 Hz/sec. Die Schätzung der Varianz der aufgenommenen Werte gemäss

$$U_r^2 = \sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^{N} \left(y_k - \frac{1}{N} \sum_{l=1}^{N} y_l\right)^2 \qquad [6.13]$$

ergab eine Rauschspannung: U = 0.43 V. Die aufgenommene Linie wurde mit dem im Hause vorhandenen Analysenprogramm STEPAN untersucht.*) Dieses Programm optimiert die drei Parameter: f_o, Δf, A einer Lorentzlinie:

$$y(f) = \frac{A}{\left(\frac{f-f_o}{\Delta f}\right)^2 + 1}$$

an die gemessenen Werte.
Die Auswertung ergab folgende Werte:

A = 10.8 V

Δf = 63.71 kHz (halbe Halbwertsbreite)

f_o = 9412.267 MHz

*) Herrn M. Forster, dipl. Natw. ETHZ möchte ich für das Ueberlassen des Programmes danken.

Bei einem Druck von 3 mtorr (welchem ein Δf von ungefähr 75 kHz ergeben würde, bei reiner Druckverbreiterung), ist der Einfluss der Leistungssättigung auf die Linienbreite noch relativ klein. Das gemessene Signal/Rausch-Verhältnis beträgt:

$$\frac{S}{N} = \frac{10.8}{0.43} = 25$$

Anhand der im ersten Kapitel dargestellten Theorie wurde der Absorptionskoeffizient abgeschätzt, um eine Aussage über das theoretisch mögliche Signal/Rausch-Verhältnis zu erhalten. Der Ausdruck für die Absorption lautet für den allgemeinen Fall:

$$P_{abs} = \hbar\omega (N_m - N_n) \cdot W_{m \to n}; \quad E_m < E_n$$

wobei die Leistungssättigung vernachlässigt wurde.

Die Uebergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit lautet für einen allgemeinen Kreisel:

$$W_{m \to n} = \frac{2\Pi}{4\hbar^2} | H_{m \to n} |^2 \cdot S(\omega, \omega_{m \to n})$$

$$| H_{m \to n} |^2 = | \langle m | \vec{\mu} \cdot \vec{E}_o | n \rangle |^2 = | \langle m | \vec{\mu} \cdot \vec{e}_E | n \rangle |^2 E_o^2$$

Da der Absorptionskoeffizient gewöhnlich in cm^{-1}, also für Hohlleiterspektrographen angegeben wird, wird die Abschätzung auch für diesen Fall durchgeführt. Für eine rein fortschreitende Welle im freien Raum beträgt der

Zusammenhang zwischen Leistung pro Flächeneinheit und der totalen Leistungsdichte:

$$\frac{P}{A} = \varepsilon_o \frac{E_o^2}{2} \cdot C$$

bei einer cos-Welle: $E_o \cdot \cos(\omega t - k \cdot z)$

A = Fläche in m2

Im Hohlleiter gilt analog:

$$\frac{P_{HL}}{A_{HL}} = \varepsilon_o \frac{E_o^2}{4} \cdot C \cdot \sqrt{1 - (fc/f)^2} = \varepsilon_o \cdot \frac{\overline{E}_o^2}{2} \cdot C$$

$\overline{E}_o$ entspricht der mittleren Feldstärke über den Hohlleiterquerschnitt. Im Ausdruck für das Matrixelement kommt nur die Dipolkomponente in E-Richtung vor. Bei isotroper Verteilung der Dipole kann jedoch das Matrixelement durch das totale Dipolmoment ausgedrückt werden, wobei dieser Ausdruck dann durch 3 zu teilen ist, da die Strahlung nur in einer Richtung vorliegt.

$$W_{m \to n} = \frac{2\Pi}{4\hbar^2} \cdot \frac{1}{3} \left|\langle m|\mu|n\rangle\right|^2 \frac{2}{\varepsilon_o} \cdot \frac{P_{ein}}{A \cdot C} \cdot S(\omega, \omega_{m \to n})$$

Für die absorbierte Leistung ergibt sich:

$$P_{abs} = \frac{1}{4\Pi\varepsilon_o} \cdot \frac{4\Pi^2}{3\hbar^2} \cdot \frac{P_{ein}}{A \cdot C} \cdot \hbar\omega \left[N_m - N_n\right] \left|\langle m|\mu|n\rangle\right|^2 S(\omega,_{m \to n})$$

Der Ausdruck $\frac{1}{4\Pi\varepsilon_o} \cdot \frac{4\Pi^2}{3\hbar^2} |< m|\mu|n>|^2$ ist der Einsteinkoeffizient für induzierte Emission und Absorption (27).

N = Anzahl Teilchen/Volumeneinheit

$$N/_{m^{-3}} = 9{,}68 \cdot 10^{21} \frac{P/\mathrm{mtorr}}{T\ /^{o}K}$$

$F_m \cdot N$ = Anzahl Teilchen im Zustand m

$$\left[N_m - N_n\right] = N \cdot F_m \cdot \frac{\hbar\omega}{KT} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\hbar\omega}{KT}\right] \cdot A \cdot 1$$

Somit ergibt sich für den Absorptionskoeffizienten pro Längeneinheit:

$$\frac{P_{abs}}{P_{ein} \cdot 1} \equiv \alpha \cong \frac{1}{4\Pi\varepsilon_o} \frac{4\Pi^2}{3\hbar^2} \frac{N \cdot F_m}{C} \frac{\hbar^2\omega^2}{KT} |<m|\mu|n>|^2 \cdot \frac{1}{\Pi} \cdot \frac{\gamma}{(\omega - \omega_{m\to n})^2 + \gamma^2}$$

wobei für $S\ (\omega, \omega_{m \to n})$ die normierte Lorentzfunktion eingesetzt wurde.

Die maximale Absorption beträgt:

$$\frac{\alpha_{max}}{m^{-1}} = \frac{1}{4\Pi\ \varepsilon_o} \frac{4\Pi^2}{3\hbar^2} \frac{\hbar^2\omega^2}{KTC} \cdot N \cdot F_m \cdot \frac{1}{\Pi\gamma} |<m|\mu|n>|^2 \qquad [6.14]$$

Die Besetzungszahl F_m lässt sich wie folgt berechnen (27):

$$F_m = \frac{\exp(-\frac{E_m}{KT})\cdot(2J+1)}{5{,}331\cdot 10^6\cdot\left(\frac{T^3}{ABC}\right)^{1/2}} \qquad [6.15]$$

J = Quantenzahl des gesamten Drehimpulses

T = Temperatur in Grad ^oK

A,B,C = Rotationskonstanten in MHz

E_m = Energie im Zustand m

Für H C D O sind A,B,C bekannt (28)

A = 198122 MHz

B = 34910,15 MHz

C = 29562,35 MHz

μ_a = 2,34 Debye = $7{,}78\cdot 10^{-30}$ Asm

$(2J+1)\cdot 3|<m|\mu|n>|^2$ und E_m (ausgedrückt im MHz, d.h. $\frac{E_m}{MHz} = \frac{E_m}{W_s}\cdot\frac{1}{h}\cdot 10^{-6}$) wurden durch das im Hause vorhandene Programm ASRO 40 geliefert.

$3\,(2J+1)\cdot|<m|\mu|n>|^2$ = 7,6957

E_m = $6532\cdot 10^3$ MHz

(H C D O ist ein asymmetrischer Kreisel, und daher sind die in [2.12] angegebenen Ausdrücke, die sich auf den symmetrischen Kreisel beziehen, nicht mehr gültig).

Diese Werte eingesetzt ergeben:

$$\alpha_{max} = 1,375 \cdot 10^{-4}\ m^{-1}$$

Ausserdem muss noch die natürliche Konzentration von Deuterium berücksichtigt werden.

Diese beträgt (27): $1,5 \cdot 10^{-4}$

$$\alpha_{max\ H\ C\ D\ O} = 2,06 \cdot 10^{-8}\ m^{-1}$$

Umgerechnet auf den Cavity-Spektrographen erhält man:

$$\delta\Gamma_{max} = \frac{\alpha_{max} \cdot Q_p}{Z_{TE} \cdot \omega \cdot \varepsilon} = 1,05 \cdot 10^{-6}$$

Das theoretische Signal/Rauschverhältnis errechnet sich somit unter den S. 130 angegebenen Messbedingungen zu:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{th} = \frac{\delta\Gamma_{max} \sqrt{P_{ein}} \cdot 2}{\sqrt{2 \cdot K \cdot T \cdot F \cdot B}\ \Pi} = 25$$

Die Werte für gemessene und berechnete Werte stimmen gut überein.

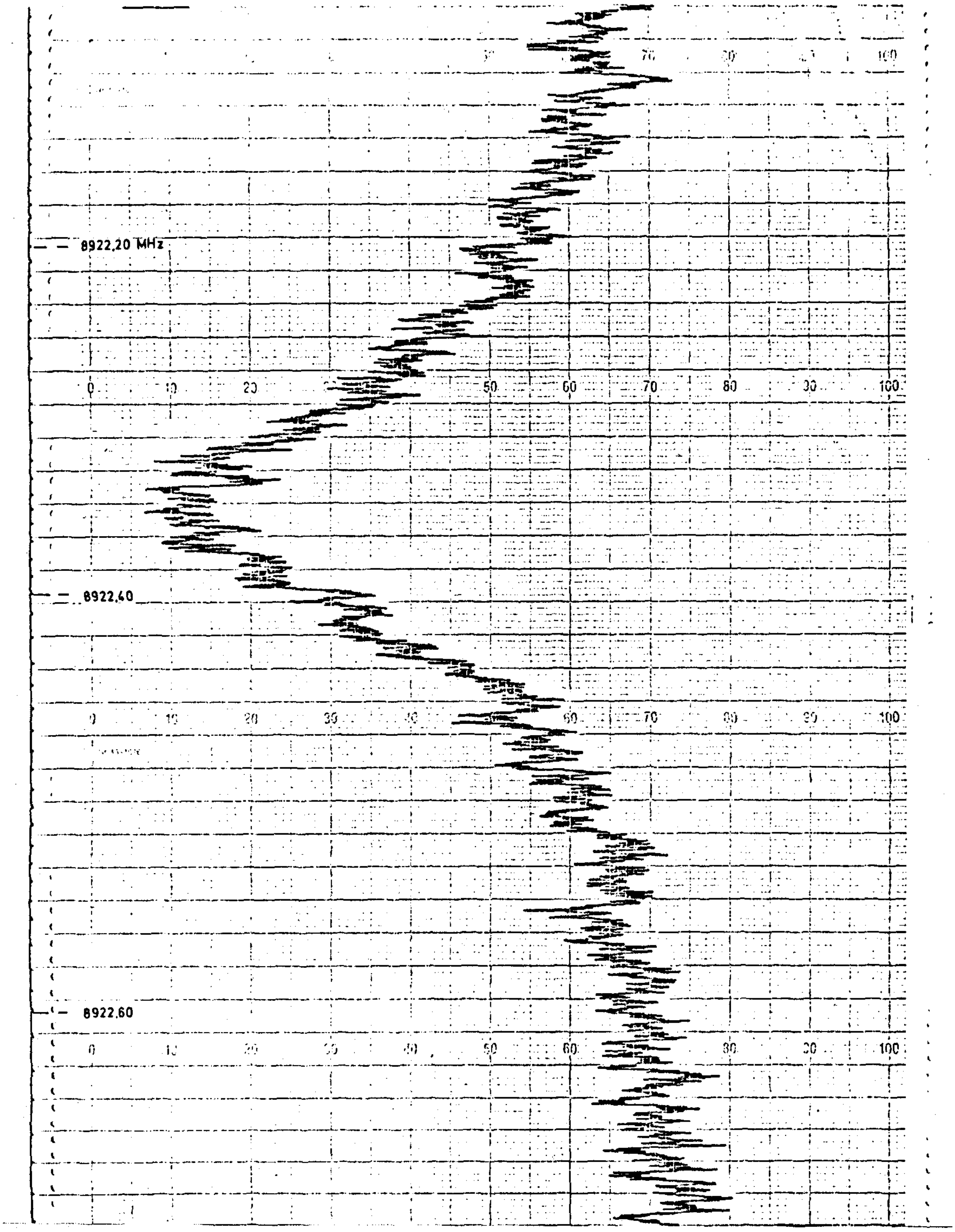

Fig. 28

Spektrum von H C D O

Resonanzfrequenz:	8922,32 MHz
Eingangsleistung:	2μW
Starkspannung:	1200 V
Druck	4 mtorr
Zeitkonstant	3 s
PAR Einstellung:	2μV

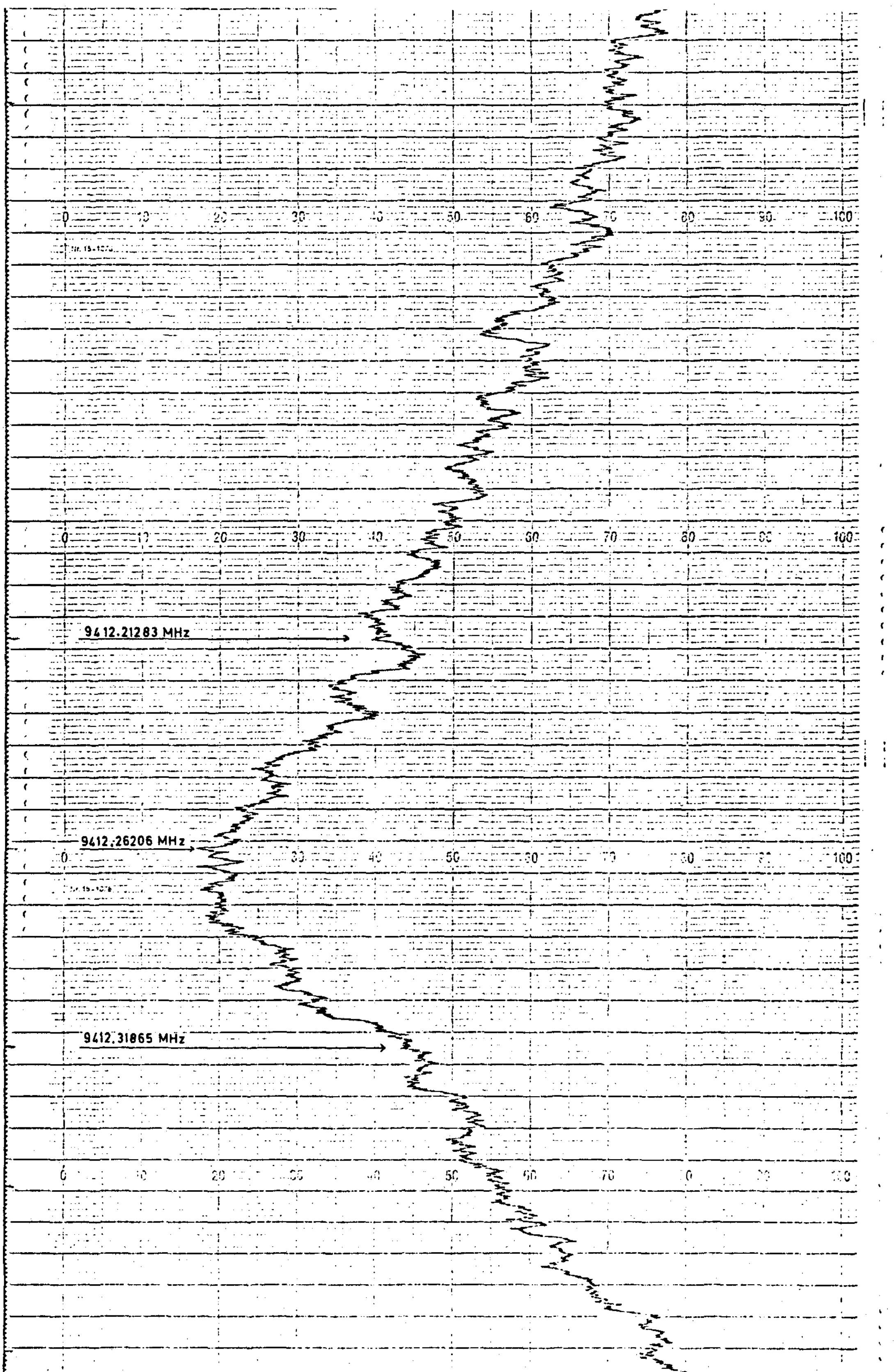

Fig. 29

Spektrum von H C D O

Resonanzfrequenz:	9412,2671 MHz
Eingangsleistung:	2.5μW
Starkspannung:	1200 V
Druck:	3 mtorr
Zeitkonstante:	10 s
PAR Einstellung:	1μV

6.4 Frequenzauflösung

Bei diesem Experiment wurde als Substanz Isoxazol ($\overline{ONCHCHCH}$) verwendet.*) Die errechnete Uebergangsfrequenz beträgt: 9644.5 MHz (Uebergang $8_{7\,1} \rightarrow 8_{8\,0}$). Um eine Linienformanalyse zu ermöglichen, wurden die Daten (Frequenz und Amplitude) auf Lochstreifen gespeichert, konvertiert und mit Hilfe von STEPAN ausgewertet. Das Resultat der Auswertung ist in Tabelle 6.2 zusammengefasst. In den Fig. 30 a - f sind Plotausgaben der einzelnen Messungen dargestellt. Man erkennt die ursprüngliche Messung, das ausgemittelte und optimierte Spektrum sowie die einzelnen Banden. Frequenz-Hin- und Rücklauf sind ausserdem aufeinander geklappt. In den Fig. 30e und 30f merkt man deutlich das Auftreten einer Starkkomponente, die in der Optimierung nicht berücksichtigt wurde.

Als Ursache der Aufspaltung in drei Banden wurde eine Quadrupolausspaltung vermutet. Mit Hilfe der aus (25) bekannten Daten und des im Hause vorhandenen Programmes ASROQU wurden die Uebergänge berechnet. **) Die Resultate dieser Rechnung sowie eine Gegenüberstellung mit der ersten Messung aus Tabelle 6.2 zeigt Tabelle 6.3. Die niedrige Modulationsfrequenz von 1 kHz erlaubt die Aufspaltung der beiden um 35 kHz benachbarten Linien.

---

*) Herrn Dr. P. Nösberger möchte ich für die Ueberlassung der Substanz und der Angabe der wichtigsten spektroskopischen Daten danken

**) Herrn W. Bossert, dipl. Natw. ETHZ möchte ich für das Ueberlassen des Programmes danken.

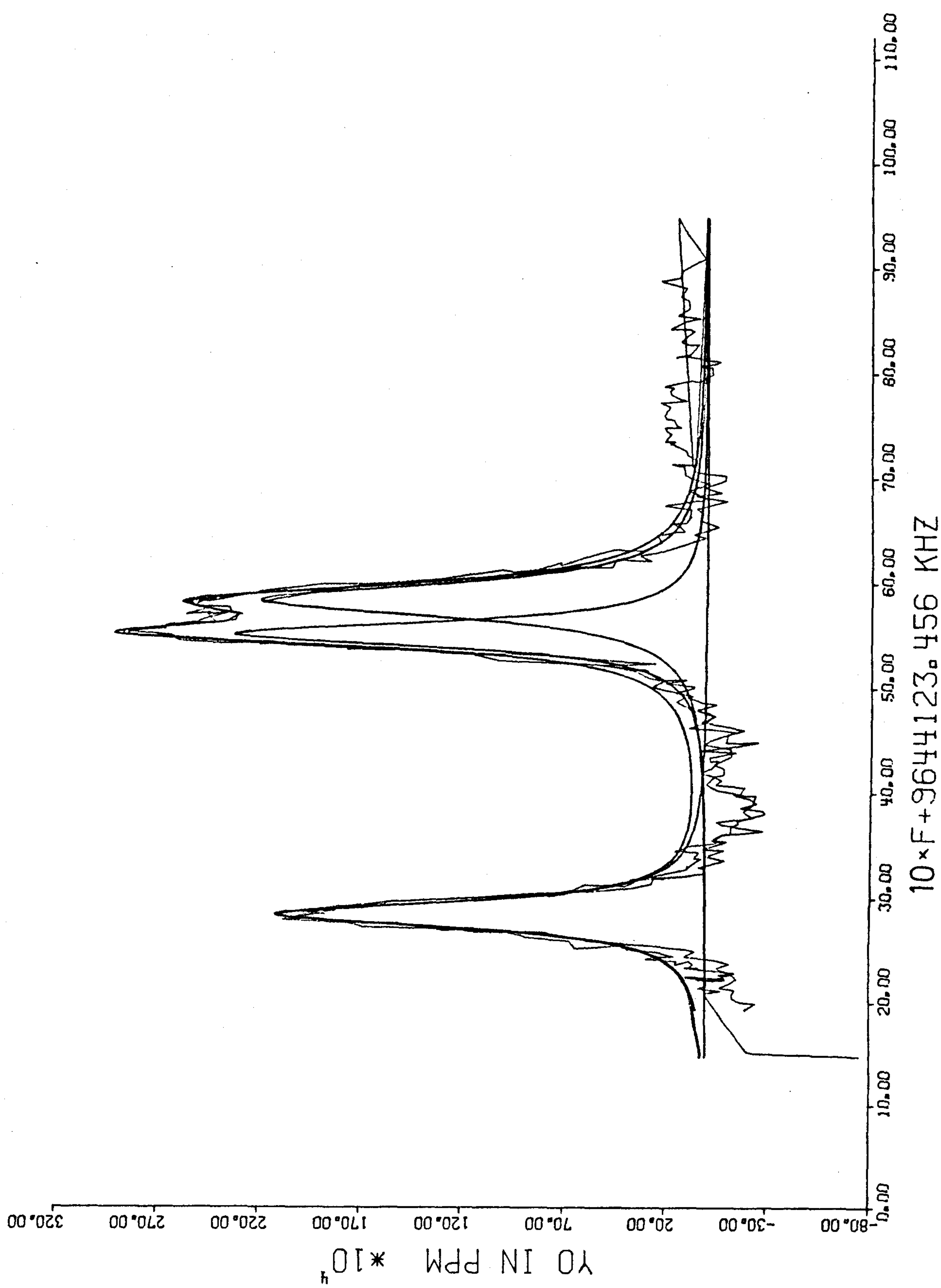

Fig. 30 a

Spektrum von Isoxazol (Plot)

Eingangsleistung: 1 nW   Starkspannung: 300 V   Druck: 0.5 mtorr

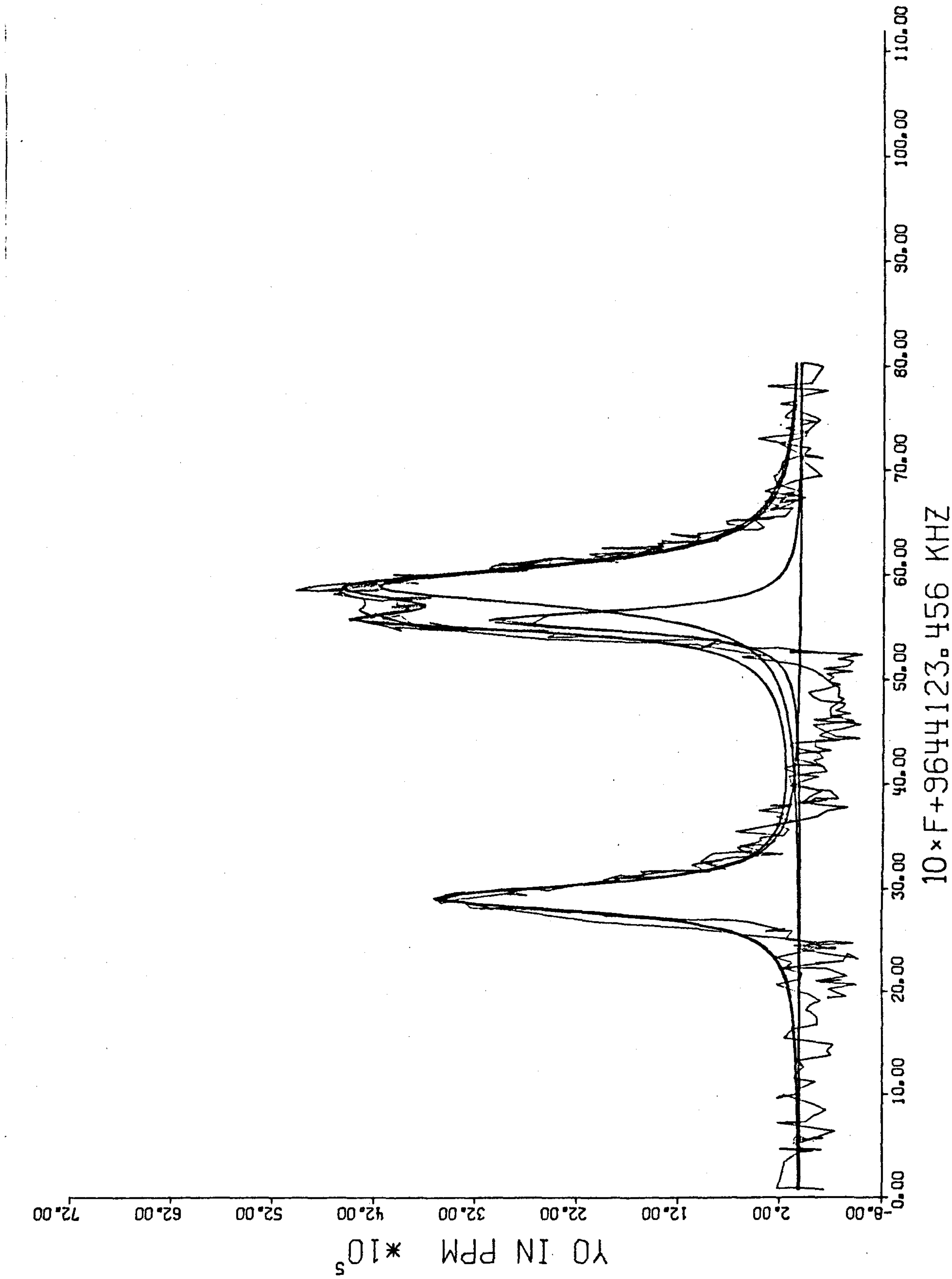

Fig. 30 b

Spektrum von Isoxazol (Plot)

Eingangsleistung: 0.5 nW   Starkspannung: 300 V   Druck: 0.5 mtorr

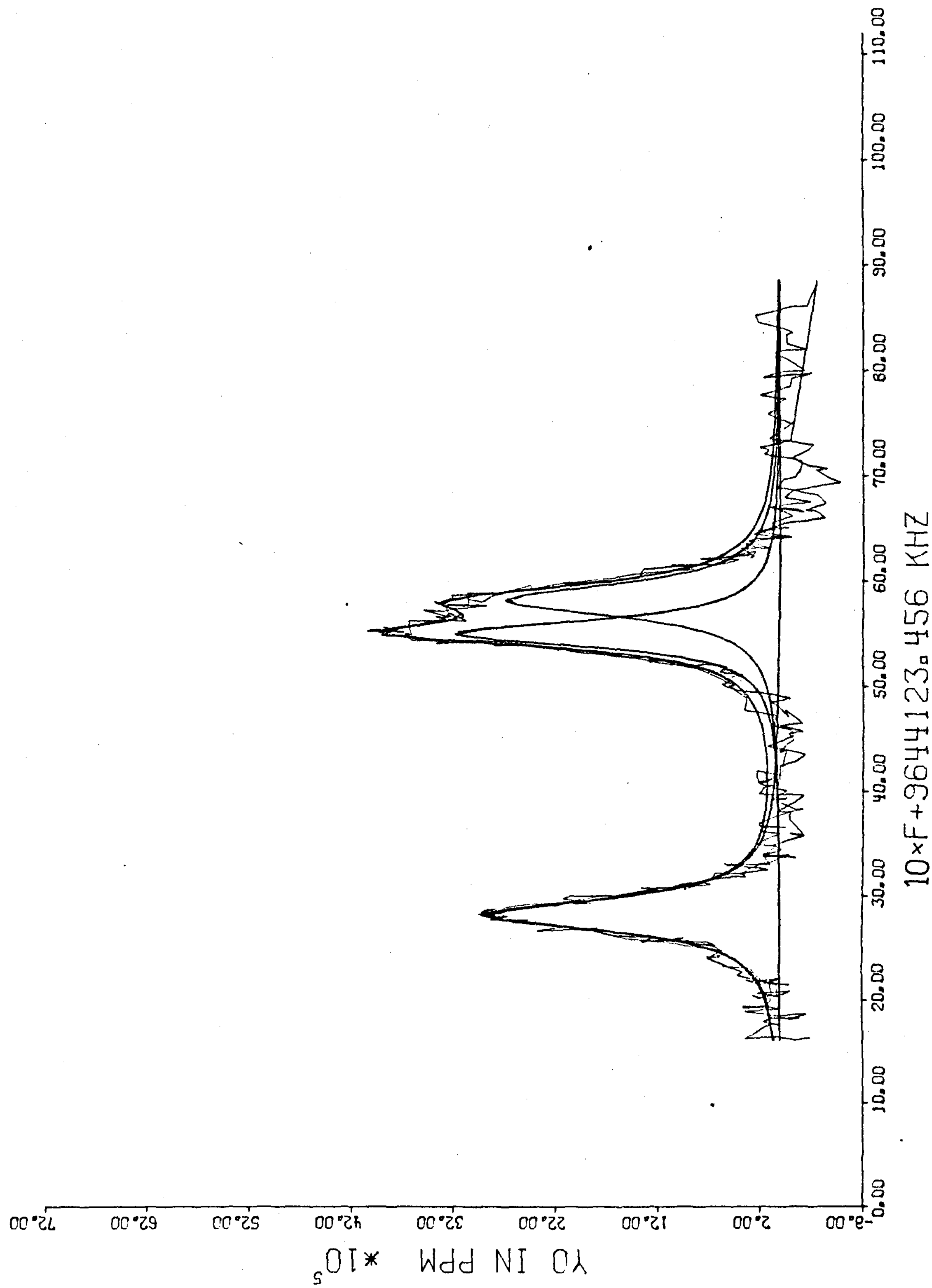

Fig. 30 c

Spektrum von Isoxazol (Plot)

Eingangsleistung: 0.25 nW   Starkspannung: 300 V   Druck: 0.5 mtorr

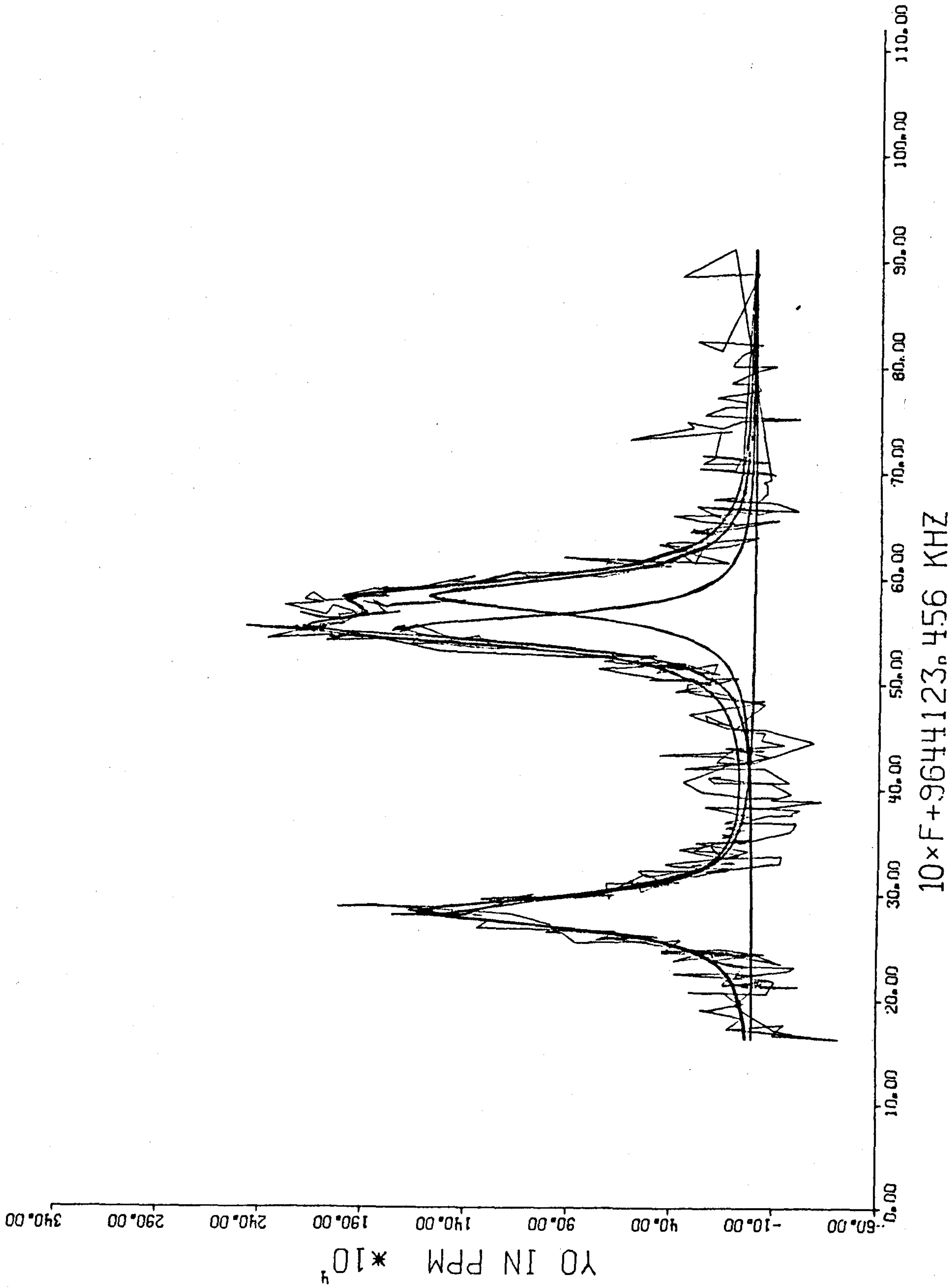

Fig. 30 d

Spektrum von Isoxazol (Plot)

Eingangsleistung: 0.1 nW   Starkspannung: 300 V   Druck: 0.5 mtorr

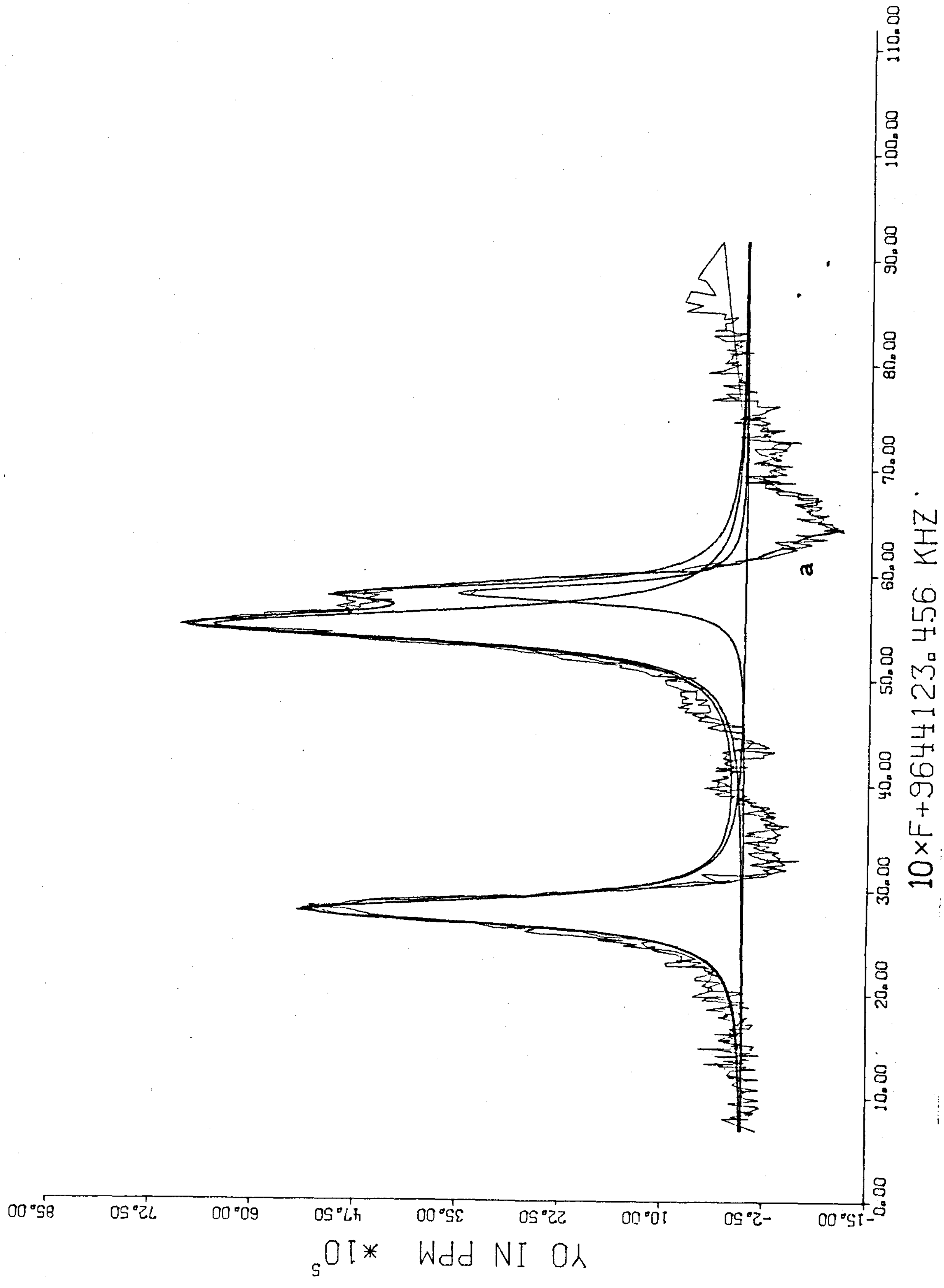

Fig. 30 e

Spektrum von Isoxazol (Plot)

Eingangsleistung: 1 nW   Starkspannung: 100 V   Druck: 0.5 mtorr

Das 'Ueberschwingen' in a der gemessenen Linie ist bedingt durch eine Starkkomponente.

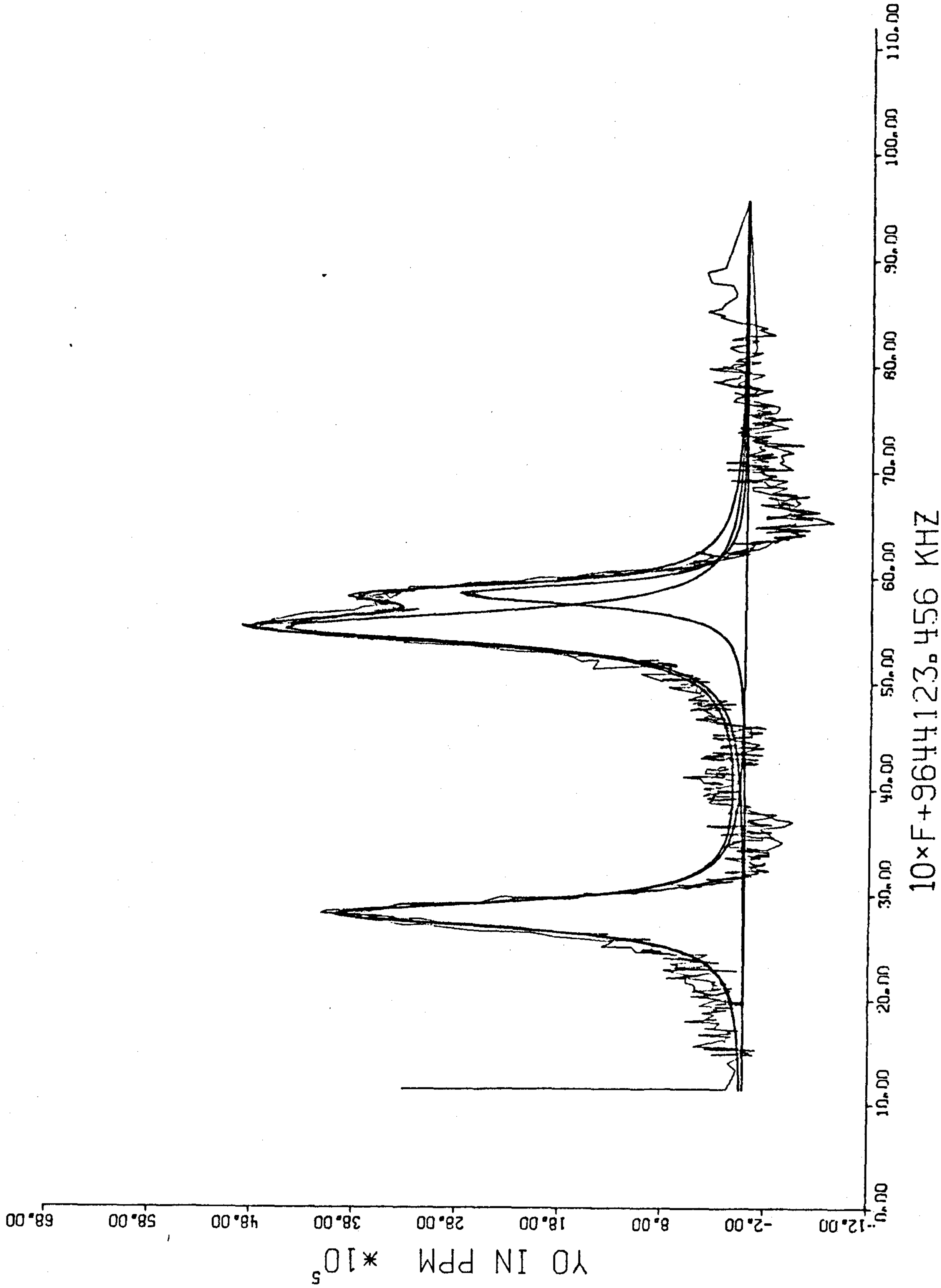

Fig. 30 f

Spektrum von Isoxazol (Plot)

Eingangsleistung: 0.5 nW Starkspannung: 100 V Druck: 0.5 mtorr

P_{ein}	U_{STA}	Druck	f_1 9644.MHz	f_2 9644.MHz	f_3 9644.MHz	Δf_1 (kHz)	Δf_2 (kHz)	Δf_3 (kHz)	A_1	A_2	A_3
1 nW	300 V	0.5 mtorr	408 182	.675 877	.708 261	14.468	13.867	19.035	5.275	5.85	5.50
0.5 nW	300 V	0.5 mtorr	414 786	.680 222	.713 300	15.497	11.544	22.667	3.59	3.08	4.17
0.25nW	300 V	0.5 mtorr	405 936	.674 769	.706 111	18.476	14.924	18.768	2.86	3.18	2.69
0.1 nW	300 V	0.5 mtorr	407 715	.675 094	.707 321	16.913	16.623	20.159	1.61	1.78	1.59
1 nW	100 V	0.5 mtorr	402 367	.674 379	.705 681	13.897	16.964	10.021	5.43	6.52	3.53
0.5 nW	100 V	0.5 mtorr	404 213	.675 679	.707 277	14.614	17.216	11.637	3.97	4.50	2.82

Tabelle 6.2

Isoxazol. Uebergang $8_{7\,1} \rightarrow 8_{8\,0}$.

Auswertung der Messungen mit

Programm STEPAN.

Berechnete Werte			Gemessene Werte (nach Optimierung)			
Rel.-Intens.	Freq. (MHz)	Freq. diff.	Rel.-Intens.	Freq. (MHz)	Freq. diff.	Uebergang
8.0623	9645.130 991		5.275	9644.408 182		$871\frac{16}{2} \rightarrow 880\frac{16}{2}$
		0.283 077			0.267 695	
9.1521	9645.414 068		5.85	9644.675 877		$871\frac{18}{2} \rightarrow 880\frac{18}{2}$
		0.035 646			0.032 384	
7.2013	9645.449 714		5.50	9644.708 261		$871\frac{14}{2} \rightarrow 880\frac{14}{2}$

Tabelle 6.3

Quadrupolaufspaltung

6.5 Sättigung und Linienverbreiterung

Mit Hilfe einer Messerie, bei der Druck und Eingangsleistung als Parameter variiert wurden, wurde der Einfluss dieser Grössen auf die Linienhöhe und die Linienbreite untersucht. In Fig. 31 ist der gemessene Zusammenhang zwischen Linienhöhe und Eingangsleistung bei einem konstanten Druck von 0,5 mtorr dargestellt.

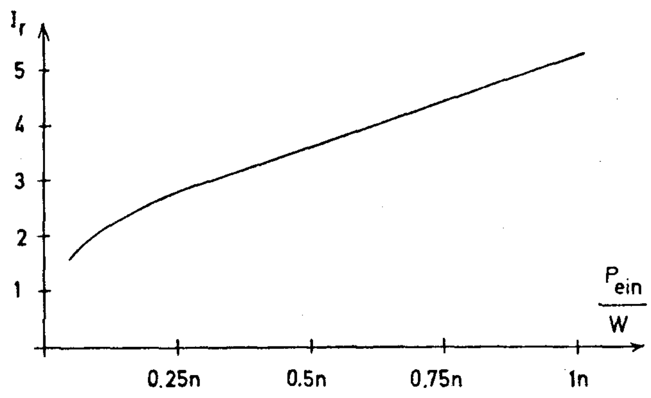

Fig. 31

Isoxazol, relative Intensität der ersten Bande bei steigender Eingangsleistung (Druck 0.5 mtorr)

Man erkennt, dass eine gewisse Sättigung auftritt. In Figur 32 ist die Linienverbreiterung bei steigendem Druck und für verschiedene Eingangsleistungen angegeben.

Die Linienbreite steigt mit dem Druck rasch an. Hingegen konnte keine eindeutige Abhängigkeit für die Linienverbreiterung bei steigender Eingangsleistung festgestellt werden. Die Sättigung wirkt sich offenbar in diesem Druckbereich hauptsächlich auf die Amplitude aus. Dieser Sachverhalt stimmt mit der in Fig. 8 angegebenen, theoretisch berechneten Linienverbreiterung überein. Dort tritt die Leistungssättigung als Verbreiterungsursache erst für relativ hohe Eingangsleistungen auf.

Aus Formel [4.28] und [4.27a] wurde die Linienbreite für Isoxazol berechnet und das Resultat ebenfalls in Fig. 32 dargestellt. Diese berechneten Linienbreiten sind um einen Faktor 5 kleiner als die gemessenen. Das angenommene einfache Modell für die Linienverbreiterung ist nur sehr beschränkt anwendbar. Bei einem Druck über 2 mtorr ist die Linienbreite proportional zum Druck wie in Formel. [4.28] angegeben. Die Schwierigkeit besteht darin, dass der Streuquerschnitt D^2 in dem Ausdruck [4.28] nicht eindeutig angegeben werden kann. Dieser hängt ab von der Art der Kraftwirkung zwischen den stossenden Teilchen. Diese Kräfte (Van der Waals Kräfte) können aus Potentialen der Form $\frac{1}{r^n}$ abgeleitet werden, wobei n zwischen 3 und 7 variieren kann (2). Experimentell gilt über einen Bereich von einigen mtorr bis zu einigen torr:

$$\frac{\gamma'_{press}}{2\Pi} / \text{kHz} = 25 \cdot p/\text{mtorr} \qquad [6.16]$$

Die totale Linienbreite beträgt dann:

$$\frac{\gamma}{2\Pi} = \frac{\gamma_{wall}}{2} + \frac{\gamma'_{press}}{2\Pi} \qquad [6.16a]$$

Auch dieser empirische Ausdruck wurde in Fig. 32 dargestellt. Bei höherem Druck (2 mtorr) ist die Approximation relativ gut. Die kleinste bis jetzt erreichte halbe Halbwertsbreite betrug 10 kHz bei einem Druck unterhalb 0.2 mtorr.

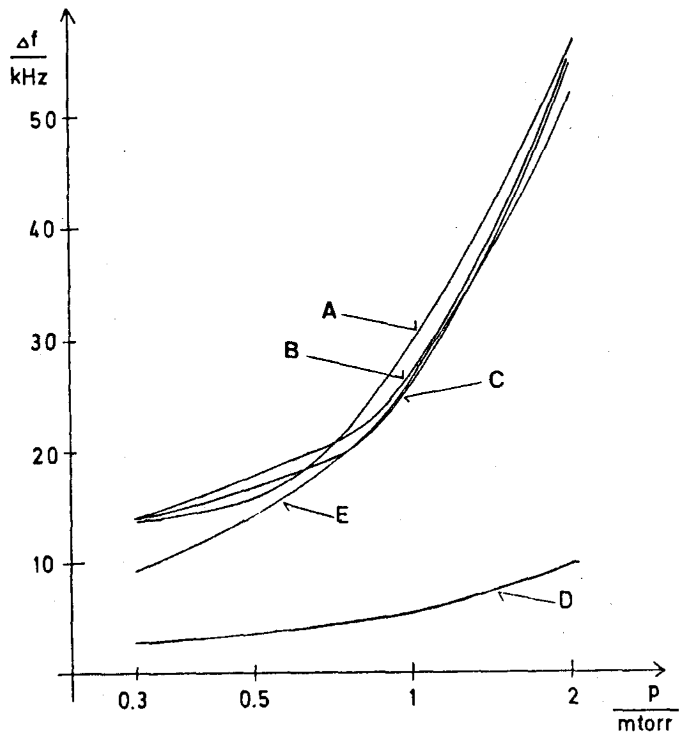

Fig. 32

Isoxazol erste Bande, Linienverbreiterung bei steigendem Druck.

A	Eingangsleistung	= 1 nW
B	Eingangsleistung	= 0.5 nW
C	Eingangsleistung	= 0.25 nW
D	Berechnete Linienbreite für kleine Eingangsleistung gemäss [4.27]	
E	Berechnete Linienbreite für kleine Eingangsleistung gemäss [6.16a]	

6.6 Berechnung der Starkkomponenten von Formaldehyd

Fig. 33 zeigt den schon erwähnten $7_{2\,6} \rightarrow 7_{2\,5}$ Uebergang von Formaldehyd (f = 8884,87 MHz). Ausserdem sind noch sämtliche messbaren Starkkomponenten aufgenommen worden. Die Abstände der Starklinien von der Hauptlinie sind in Tabelle 6.4.1 angegeben.

Linie	Abstand (kHz)
1	906
2	1626
3	2678
4	3934
5	5472

Tabelle 6.4.1

Für einen Uebergang $j,\tau \rightarrow j,\tau'$ errechnet sich die Frequenzverschiebung gemäss (2):

$$\Delta f_{\pm} = (E^{SE})^2 \left[A(j,\tau) - A(j,\tau')\right] + M^2 \cdot B(j,\tau) - (M \pm 1) \cdot B(j,\tau') \qquad [6.17]$$

E^{SE} = Starkfeld in V/cm

$A(j,\tau)$, $A(j,\tau')$, $B(j,\tau)$, $B(j,\tau')$ sind die Starkkoeffizienten, die vom entsprechenden Zustand abhängen.

Hierbei wurde berücksichtigt, dass Starkfeld und Hochfrequenzfeld senkrecht aufeinander stehen. Es werden nämlich nur Uebergänge ausgewählt, bei welchen $M \rightarrow M + 1$ oder $M \rightarrow M - 1$ übergeht.

Unter Angabe der Rotationskonstanten (28):

$A = 282\,029{,}0$ MHz

$B = 38\,835{,}37$ MHz

$C = 34\,003{,}28$ MHz

des Dipolmomentes:

$\mu_A = 2.34$ Debye

und einer Starkspannung von 100 V können die Koeffizienten berechnet werden (Programm STARK).

Zustand	A/kHz	B/kHz
$7_{2\ 6}$	0,6883	1,9277
$7_{2\ 5}$	0,6748	-2,0087

Die angelegte Starkspannung konnte nicht genau gemessen werden. Es wurde im Resonator eine Feldstärke von 490 V/cm angenommen (entspricht einer Starkspannung von 1100 V).

Die Auswertung von Beziehung [6.16] ergibt:

Abstand (kHz)	Uebergang M → M'	Dublett
48,55 46,61	0 1 1 0	A
239,52 233,69	1 2 2 1	B
619,52 609,80	2 3 3 2	C
1 188,54 1 174,92	3 4 4 3	D
1 946,59 1 929,08	4 5 5 4	E
2 893,66 2 872,27	5 6 6 5	F
4 029,76 4 004,48	6 7 7 6	G

Tabelle 6.4.2

Es treten 14 Linien auf, wobei je 2 Linien als Dublett. Da das Spektrum bei einem Druck von etwa 6 mtorr aufgenommen wurde, war die halbe Halbwertsbreite ungefähr 180 kHz und die Dubletts in einem Abstand von 2 kHz bis 25 kHz wurden nicht mehr aufgelöst. Ein Vergleich der beiden Tabellen 6.4.1 und 6.4.2 zeigt, dass folgende

Korrespondenz zwischen berechneten und gemessenen Linien besteht:

5 → G
4 → F
3 → E
2 → D
1 → C

Die gemessenen Werte sind im Durchschnitt um den Faktor 1,37 mal grösser als die gerechneten Werte. Offenbar war E^{SE} um diesen Betrag zu klein. Ausserdem fallen die 2 Dubletts A und B in den Bereich der Grundlinie und wurden nicht mehr aufgelöst. Hingegen trugen sie zur Verzerrung der Grundlinie bei. Durch Druckverminderung auf einen Druck von 0,5 mtorr gelang es, sämtliche Dubletts darzustellen. Hingegen war es nicht möglich, die einzelnen Dubletts aufzulösen (Fig. 34).

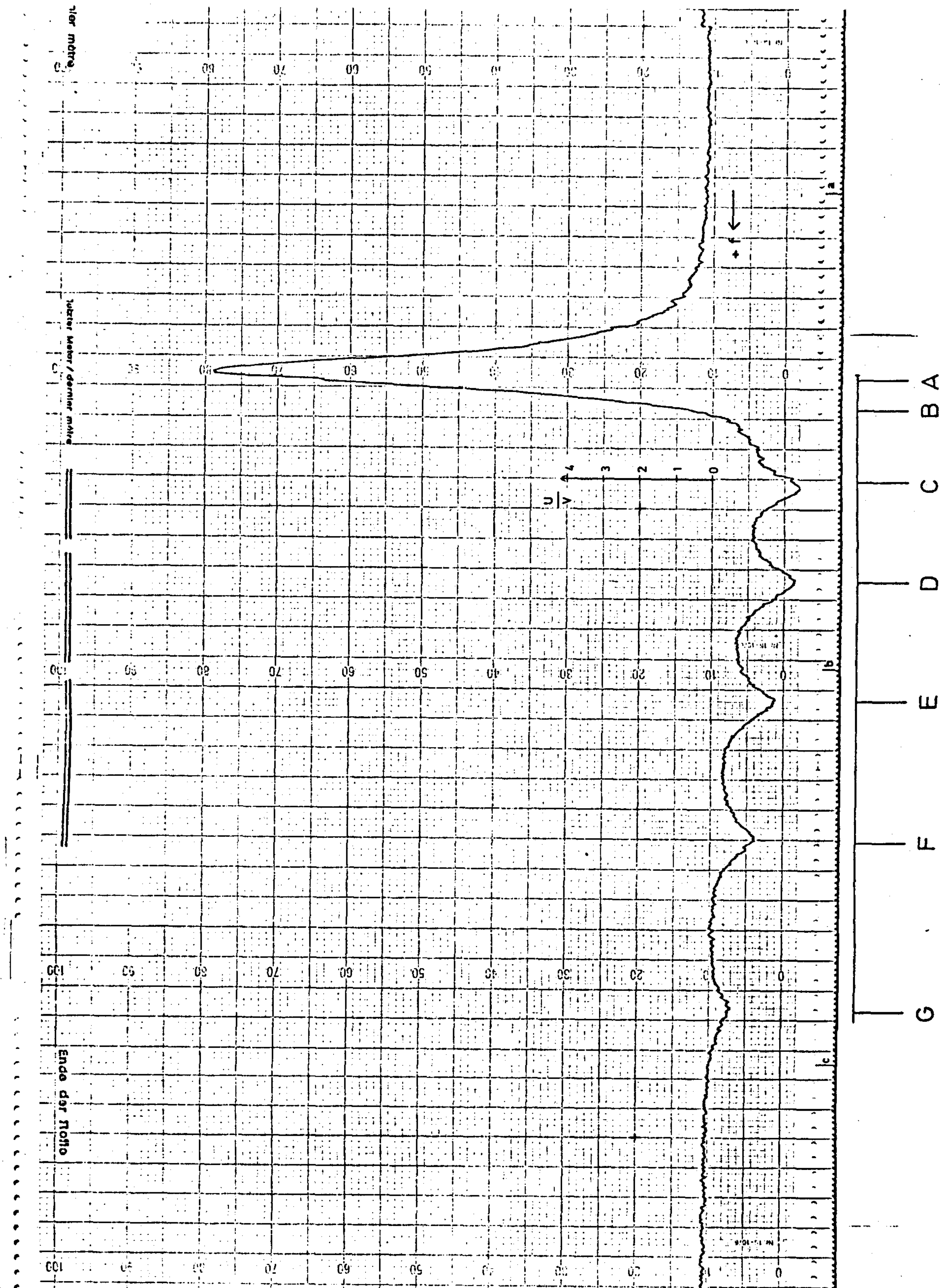

Fig. 33

Gemessene und berechnete Starkkomponenten von Formaldehyd

Aufnahmebedingungen siehe Fig. 27a

Messwertprotokoll siehe Fig. 27c

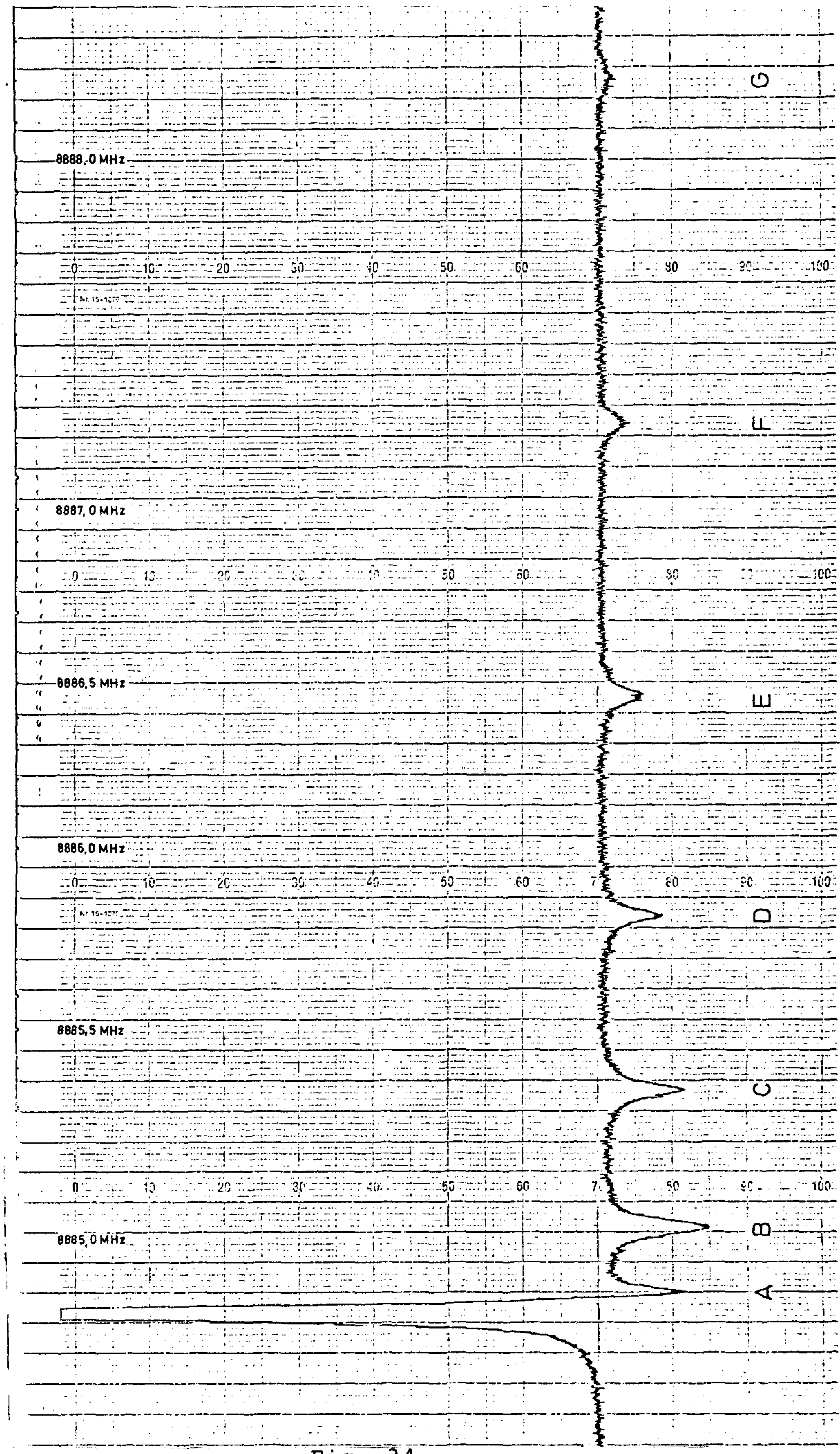

Fig. 34

Gemessene Starkkomponenten von Formaldehyd bei verringertem Druck

Eingangsleistung: 0.4 nW Druck: 0.5 mtorr PAR-Einstellung: 50µV

Starkspannung: 1200 V Zeitkonstante: 1 ms

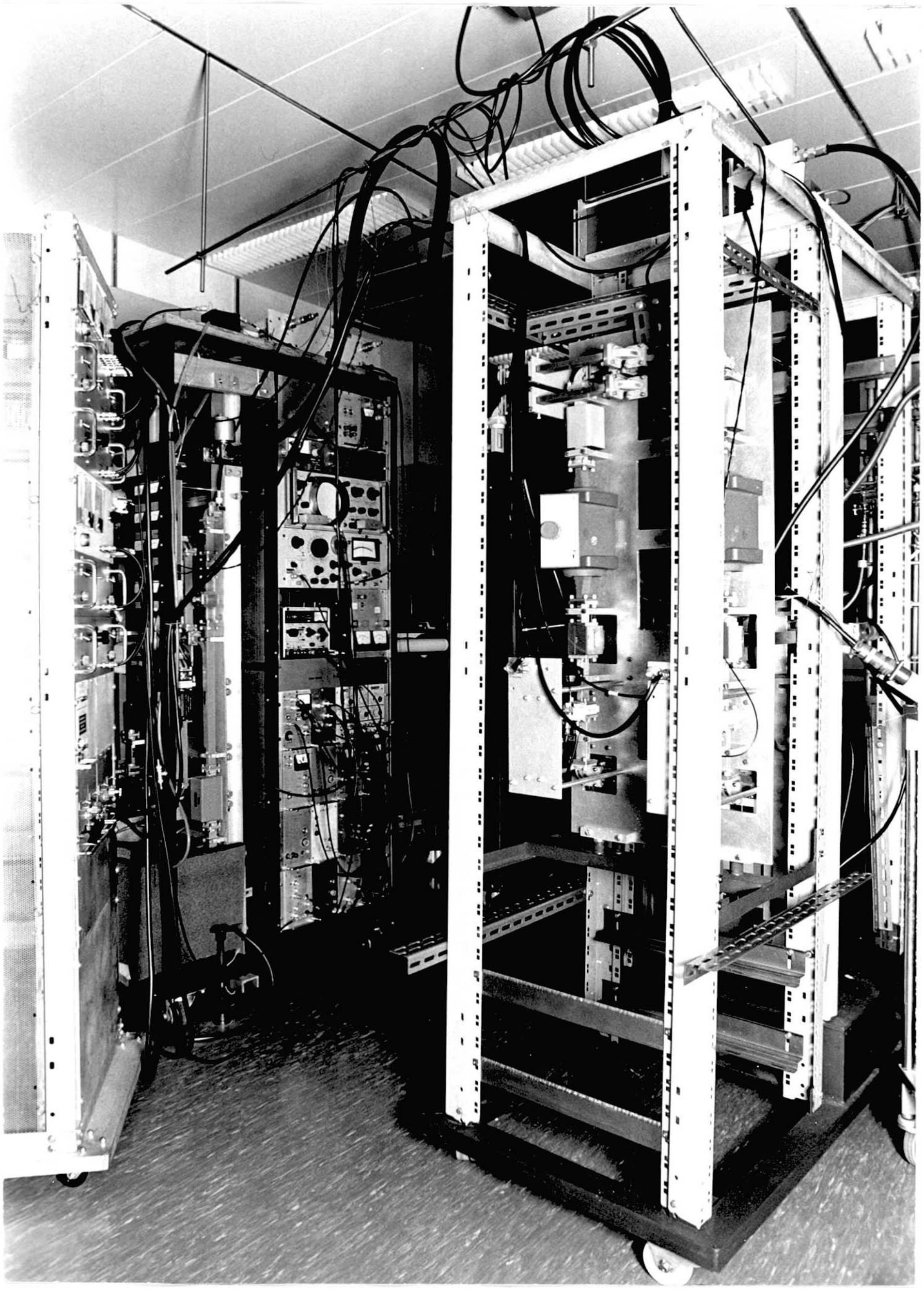

Fig. 35

Rechts: Mikrowellenbrücken,

Links: Sender-Empfänger-Teil

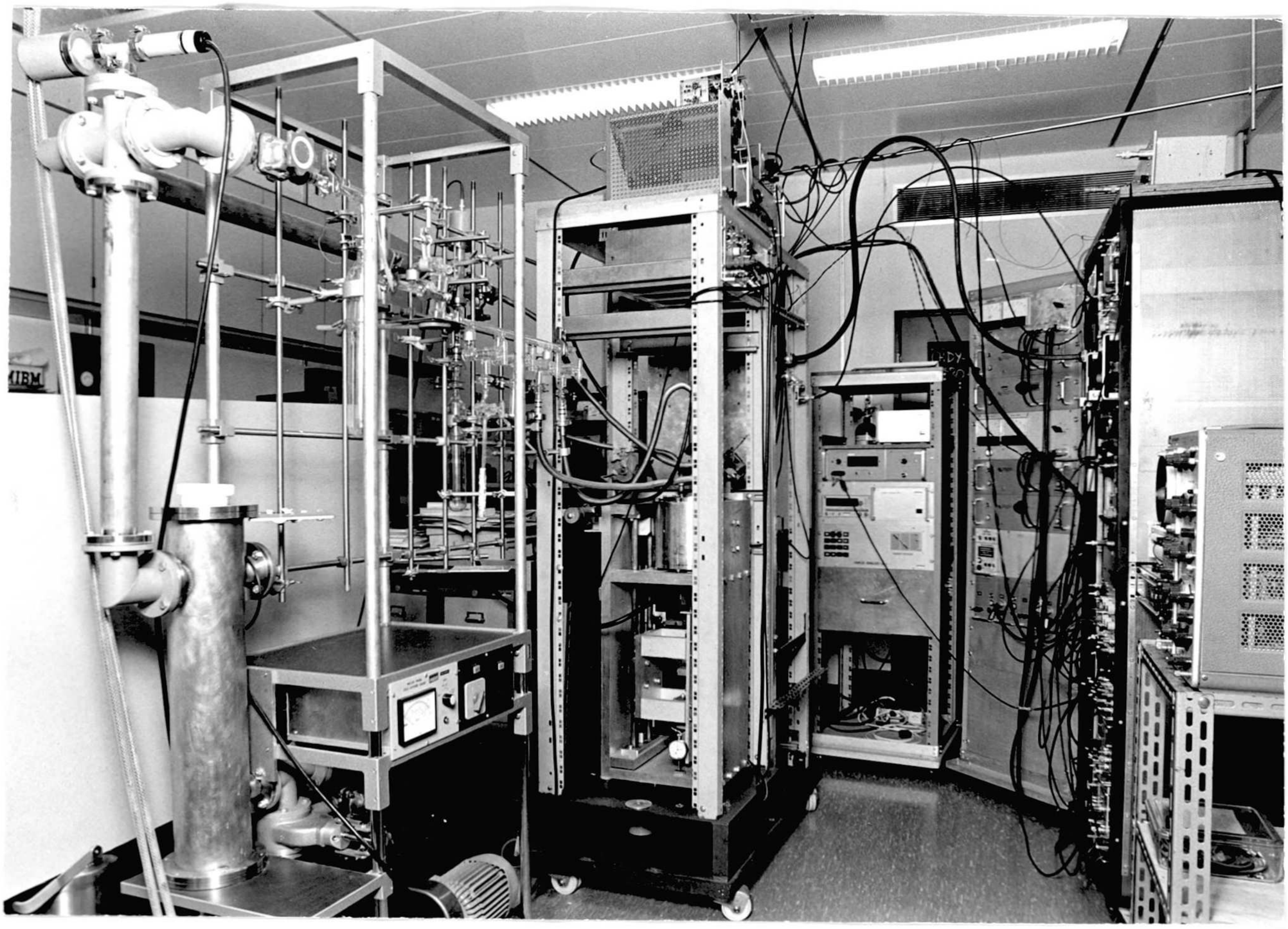

Fig. 36

Gesamtansicht

Links: Vakuumanlage

Mitte: Resonator mit Mikrowellenbrücken

Rechts: Sender-Empfänger

Hintergrund: Datenerfassungssystem

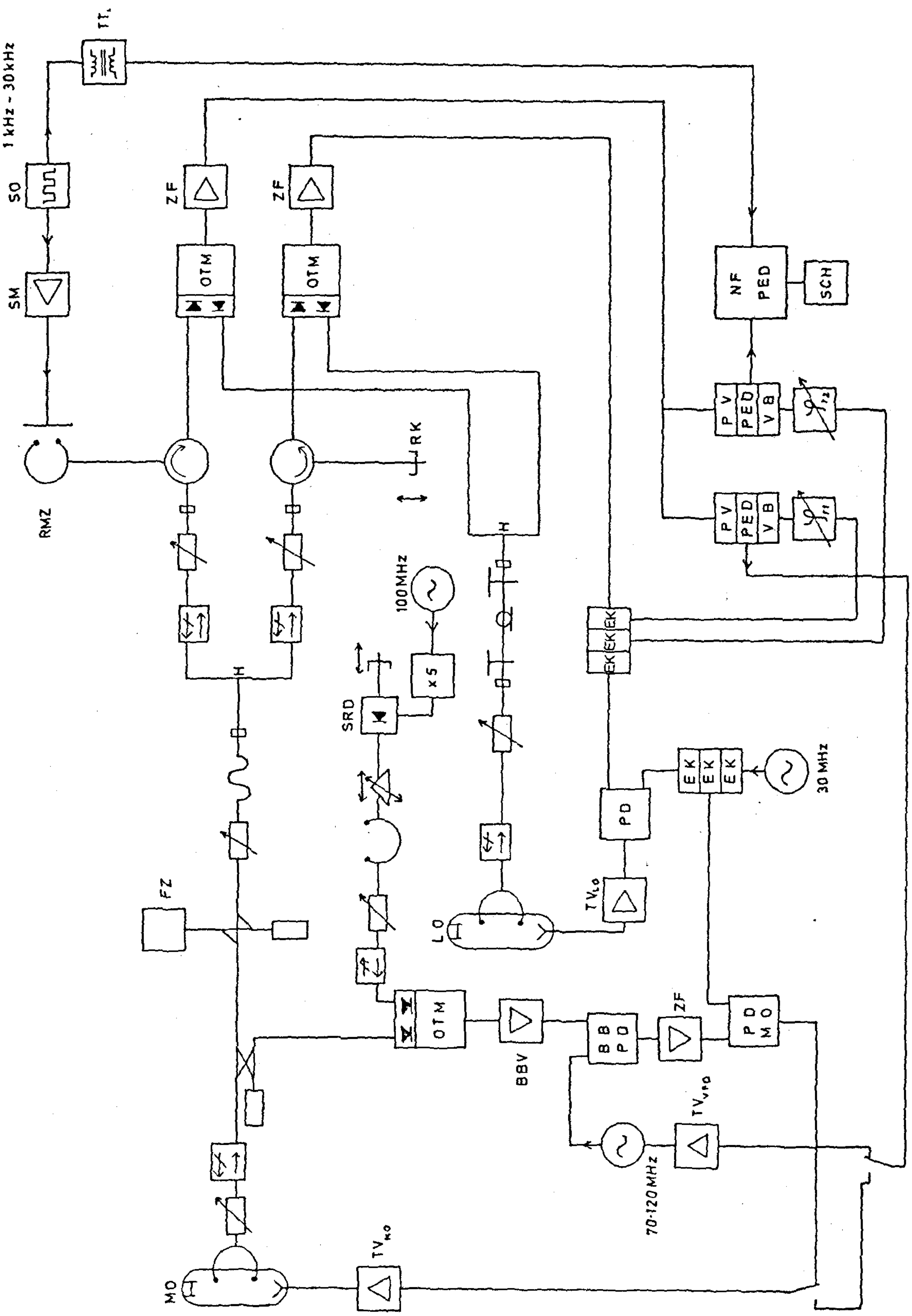
1 kHz - 30 kHz
SO
SM
ZF
OTM
ZF
OTM
NF
PED
SCH
PV
PED
VB
RK
RMZ
100 MHz
x 5
SRD
EK
EK
EK
PD
30 MHz
FZ
LO
OTM
BBV
BB
PD
ZF
PD
MO
70-120 MHz
MO

Fig. 37

Gesamtschema

MO	Masteroscillator
LO	Lokaloscillator
RMZ	Resonatormesszelle
RK	Referenzkurzschluss
OTM	Orthoteemixer
SRD	Steprecoverydiode
ZF	Zwischenfrequenzverstärker
BBV	Breitbandverstärker
PV	Pufferverstärker
VB	Verstärkerbegrenzer
PED	Phasenempfindlicher Detektor
ϕ	Phasenschieber
EK	Entkopplungsverstärker
PD	Phasendetektor
BBPD	Breitbandphasendetektor
TV	Treiberverstärker
NFPD	Niederfrequenzphasenempfindlicher Detektor (PAR)
SCH	Schreiber
SM	Starkmodulator
TT	Trenntrafo
FZ	Frequenzzähler

7. Zusammenfassung

Das physikalische Phänomen der Rotationsübergänge in einem Mikrowellenfeld wird kurz beschrieben und die wichtigsten Beziehungen hergeleitet. Als HF-Feld wird ein rotationssymmetrisches Feld angenommen und die Teilchen als symmetrische Kreisel mit dem Dipolmoment in der Symmetrieachse. Die Uebergangswahrscheinlichkeit und die Uebergangsfrequenz werden angegeben und ein Ausdruck für die Leistungsabsorption hergeleitet. Bei der Berücksichtigung der thermischen Uebergänge kann das Leistungsintegral nicht mehr geschlossen berechnet werden, sondern wird numerisch ausgewertet. Der Einfluss der Einstrahlleistung und des Druckes auf die Linienform werden besonders untersucht. Die Absorption bewirkt eine Reflexionsänderung, welche über ein Empfangssystem messbar ist. Bei dem vorliegenden Ueberlagerungsempfang kann das kleinste feststellbare Signal abgeschätzt und ein Kriterium für die Empfindlichkeit angegeben werden. Es wird ein Vergleich Hohlleiter-Resonator angestellt und eine Linienformanalyse der berechneten Kurven durchgeführt.
Bei der Konstruktion des Resonators war man bestrebt, eine gute Homogenität des Starkfeldes zu erreichen und unerwünschte Modi, speziell TM-Modi, zu unterdrücken. Die Koppelöffnung wurde am Zylindermantel angebracht, wobei die variable Höhe des Resonators berücksichtigt wurde. Als Koppelelement wird ein Gordonkoppler verwendet,

der gleichzeitig als Vakuumdichtung für den Hohlleiteranschluss dient. Der Mantel des Resonators aus sehr reinem antimagnetischem Messing wurde kräftig ausgebildet. Um eine gute Führung des Kurzschlusses zu gewährleisten, wurde die gesamte Höhe wesentlich grösser gewählt, als die eigentliche Resonatorhöhe. Der obere Deckel dient als Gaseinlass. Der Kurzschluss-Schieber dient gleichzeitig als Starkelektrode und wird isoliert montiert. Um gute Kurzschlusseigenschaften für das HF-Feld zu erreichen, wird eine periodische Impedanztransformation ausgeführt. Die Zuführung der Starkspannung geschieht koaxial im Antriebsarm. Als Axiallager dient ein Spitzenlager (Lagerstein Saphir, Lagerspitze Stahl). Es ist ein schneller Vorschub (Grobantrieb) und langsamer Vorschub (Feinantrieb) vorhanden. Beide Antriebe sind mechanisch und elektrisch getrennt. Die kleinste Auflösung für den Feinantrieb beträgt zwischen 4 kHz (unteres Frequenzband) bis 20 kHz (oberes Frequenzband) pro Schritt des Antriebmotors.

Für die Signaldetektion wird ein bestehender Ueberlagerungs-Sender-Empfänger verwendet. Um einen breitbandigen Betrieb zu ermöglichen, werden Absorptionssignal und Referenzsignal aus zwei symmetrischen Mikrowellenkreisen gewonnen, wobei im Referenzkreis der Resonator durch einen präzisen Kurzschluss ersetzt wird. Aus den Uebertragungsfunktionen ergeben sich die Bedingungen für einen optimalen Empfang. Bei sehr kleinen Leistungen müssen besondere Massnahmen getroffen werden, um äussere

Störungen zu minimalisieren. Diese waren schaltungstechnischer Art (kombinierte AFC - APC Frequenzstabilisation) sowie konstruktiver Art (gute Abschirmung der Klystrons und des empfindlichen Teils der Empfängerkette).

Die Substanzzuführung geschieht über ein Vakuumsystem mit der Möglichkeit eines Flowbetriebes. Dadurch kann ein kleiner Druck über längere Zeit beibehalten werden.

Um einen Vergleich für verschiedene Stabilisationsarten zu gewinnen, wurde die Allan Varianz für diese Fälle gemessen. Durch Messung einer schwachen Linie (H C D O) wurde die Empfindlichkeit (S / N) gemessen und mit dem erwarteten Wert verglichen. Die Auflösung von zwei separaten Linien im Abstand von 33 kHz gelang ebenfalls problemlos.

Die von der Theorie her zu erwartende Empfindlichkeit wurde erreicht. Ein Absorptionskoeffizient von $2 \cdot 10^{-8}$ m^{-1} konnte mit einem S/N von 25 gemessen werden. In der Literatur (24) wurde ein Absorptionskoeffizient von $4 \cdot 10^{-7}$ m^{-1} mit einem S/N von 25 gemessen. Ausserdem stimmen theoretische Abschätzung und Messung bezüglich Empfindlichkeit gut überein. Die Annahme, dass der Hauptteil des Rauschens vom Detektor herrührt und dass die Sender (MO)-Welle sehr spektralrein sei, scheint gut erfüllt. Eine Verbesserung der Empfindlichkeit kann im Augenblick nur über eine Verbesserung des Detektionssystems erreicht werden. Wenn gute rauscharme Mikrowellenverstärker (NF < 5.5 dB) zur Verfügung stehen, könnten diese vor dem Detektor eingesetzt werden, wobei dann an den Detektor keine besonderen Ansprüche mehr gestellt werden.

Hingegen konnte die Linienbreite nicht unter die bis jetzt schon bekannten Grenzen gebracht werden. Ein einfaches Modell, welches die Linienverbreiterung adäquat beschreibt, konnte leider nicht gefunden werden. Dank der hohen Empfindlichkeit ist es aber möglich, mit sehr kleinem Druck zu arbeiten und so trotzdem relativ kleine Linienbreiten zu erreichen.

8. Symbolverzeichnis

A_s	Attenuatordämpfung (S. 86)
A	Fläche (S. 135)
$A(j,\tau)$	Starkkoeffizienten (S. 158)
B	Rotationskonstante (S. 20)
$B(j,\tau)$	Starkkoeffizient (S. 158)
c	Lichtgeschwindigkeit
C	Rotationskonstante (S. 141)
D	Streuquerschnitt eines Teilchens (S.26)
D	Diskriminatorsteilheit in V/MHz (S. 93)
E_r, E_ϕ, E_z	Komponenten des elektrischen Feldes in Zylinderkoordinaten (S. 13)
E_o	Mittlere elektrische Feldstärke (S.16)
E_{kin}	kinetische Energie (S. 17)
$E(k)$	Energieeigenwert eines Teilchens im Zustand k (S.18)
E^{SE}	Elektrische Feldstärke des Starkfeldes (S. 22)
E_1, E_2	Elastizitätsmodul (S. 69)
E_{MO}, E_{LO}	Elektr. Feldstärke des Senders resp. LOs (S. 86)

F	Rauschzahl (S. 106)
F_{if}	Rauschzahl des ZF-Verstärkers (S. 10)
F_q	Rauschzahl der Quelle (S. 10)
F	Kraft in Pond (S. 69)
F_m	Besetzungszahl von Zuständen (S. 141)
f_{res}	Resonanzfrequenz
G	Mischgewinn der Diode, $G < 1$ (S. 10)
$H_{r,\phi,z}$	Komponenten der magnetischen Feldstärke (S. 13)
H	Höhe des Resonators (S. 14)
$\hbar$	Plancksche Konstante = $1{,}05 \cdot 10^{-34}$ Ws^2
H	Hamiltonoperator (S. 17)
j	Komponente des totalen Drehimpulses (S. 11)
$J_1(x)$	Besselfunktion erster Art der Ord. 1 (S. 13)
$J'_1(x)$	Ableitg. der Besselfkt. erster Art der Ordnung 1 (S. 13)
k	Wellenzahl (S. 13)
k_1	radiale Wellenzahl (S. 13)
k_3	axiale Wellenzahl (S. 13)
k_j	thermische Uebergangswahrscheinlichkeit im Zustand j (S. 25)
K	Boltzmannkonstante = $1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Ws/grad K
K_{nn}	Korrelationsfunktion des Prozesses n (S. 119)
LO	Lokaloszillator (S. 85)
L_s	Dämpfung im Isolator (S. 86)
l	Hohlleiterlängen (S. 10)

l_{ab}	Länge der Leitungsabschnitte in den Brücken (S. 87)
MO	Senderoszillator (Seite 85)
m	z-Komponente des Drehimpulses (S. 11)
m_t	Masse eines Teilchens (S. 111)
$N_{j,m}$	Anzahl Teilchen im Zustand j,m (S. 11)
N	totale Anzahl Teilchen (S. 140)
P_s	Signalleistung (S. 9)
P_i	einlaufende Leistung (S. 9)
P_n	Rauschleistung (S. 10)
P_{abs}	absorbierte Leistung (S. 11)
$P(\omega)$	absorbierte Leistung bei der Frequenz ω (S. 24)
P_{verf}	verfügbare Quellenleistung (S. 15)
p	Druck (S. 18)
P_{nn}	Leistungsspektrum des Prozesses n (S. 98)
Q_p	Gütefaktor des Resonators (S. 16)
Q'_p	Gütefaktor des belasteten Resonators (S. 16)
S	Linienformfunktion (S. 21)
s_{ab}	Komponenten der Streumatrix (S. 86)
t	Rauschverhältnis der Diode (S. 10)
T	Temperatur in Grad K
$T^{(\nu)}_{MO}$	Leistungsteilung (S. 86)
T	Klystronsteilheit (in Hz/V) (S. 87)

TE_{lmn}	TE(H) Schwingmodus in einem Wellenleiter
ü	Uebertragungsfunktion (S. 89)
V	Volumen
$W_{j\to j+1}$	quantenmechanische Uebergangswahrscheinlichkeit vom Zustand j in den Zustand j+1 (S. 20)
Y	Admittanz
Z_r	Zustandssumme (S. 18)
Z_{VTE}	Hohlleiterfeldimpedanz im TE 10 Modus (S. 87)
α_o	Leistungsdämpfung in Hohlleitern (S. 10)
α_g	zusätzliche Dämpfung im Gas bedingt durch Uebergänge (S. 10)
α	linearer Ausdehnungskoeffizient (S. 77)
β	Kopplungsfaktor des Resonators (S. 15)
$\beta_{12}^{(\nu)}$	Phasenbetrag der komplexen Uebertragungsfunktion $\lvert ü_{12}^{(\nu)} \rvert \cdot e^{j\beta_{12}^{(\nu)}}$ (S. 89)
γ	halbe Halbwertsbreite einer Linie (S. 20)
Γ	Reflexion
Θ	Phasenverzerrung (S. 91)
ε	Dielektrizitätskonstante
η	Verstimmung des Resonators (S. 16)
$\eta=\frac{\phi}{2\Pi}$	normierte ϕ-Variable (S. 22)
μ_ν	νte Komponente des Dipolmomentes (S. 17)
$\xi=\frac{Z}{H}$	normierte z-Variable (S. 22)
$\rho=\frac{r}{R}$	normierte r-Variable (S. 22)
ρ	Diodenwirkungsgrad in ZF-Mischern

σ	Symmetriezahl eines Teilchens (S. 18)
σ	Zugspannung (S. 58)
σ^2_{nn}	Streuungsquadrat des Prozesses n (S. 120)
τ	Relaxationszeit (S. 21)
τ_{koll}	Relaxationszeit bedingt durch Stösse (S. 26)
τ_{wand}	Relaxationszeit bedingt durch Wandstösse (S. 26)
$\Phi(t)$	totale Phase einer Welle = $\omega \cdot t+\phi(t)$
$\phi(t)$	Phasenschwankung
ω	Kreisfrequenz

9. Literatur

(1) C. Pool Jr., Electron Spin Resonance, Interscience Publisher (1967)

(2) C.H. Townes, A.L. Schawlow, Microwave Spectroscopy, McGraw-Hill (1955)

(3) M.W.P. Strandberg et al., Rev. Sci. Instr. 25, (1954) 776

(4) F. Schoch, Diss. ETHZ Nr. 4673, (1971)

(5) C.G. Montgomery, Technique of Microwave Measurement, McGraw-Hill (1947)

(6) H.H. Günthard, Vorlesung Physikalische Chemie

(7) M. Strutt, Vorlesung Höhere Elektrotechnik, Zürich (1957)

(8) P.M. Morse, H. Feshbach, Methods of Mathematical Physics, MacGraw-Hill (1953)

(9) P.E. Schmid, H.H. Günthard, Z A M P 17, (1966) 404

(10) F. Bridges, Rev. Sci. Instr. 45, (1974) 130

(11) A. Dymanus, Rev. Sci. Instr. 30, (1959) 191

(12) G.E. Epprecht, Vorlesung Mikrowellentechnik, Beilage MH-1

(13) Hütte, Taschenbuch, Band 1, Berlin (1955)

(14) G. Epprecht, P. Herrmann, Bericht Nr. 67-04, Zürich (1967)

(15) S. Hildebrand, Feinmechanische Bauelemente, Carl Hauser (1968)

(16) P.E. Schmid, Diss. ETHZ Nr. 3574, (1965)

(17) L.S. Cutler, C.L. Searle, Proc. IEEE 54, (1966) 136

(18) hp Application Note Nr. 116

(19) J.A. Barnes et al., IEEE Trans. on Instr. and Measmt. IM-20, (1971) 105

(20) F. Schoch et al., J. Sci. Instr. 8, (1975) 563

(21) H.H. Günthard, Unveröffentlichte Notizen

(22) N B S Circular Nr. 518, Molecular Microwave Spectra Tables, Washington (1952)

(23) O.L. Stiefvater et al., Chem. Phys. 9, (1975) 435

(24) H.E. Radford, Rev. Sci. Instr. 39, (1968) 1687

(25) Y. Beers, Rev. Sci. Instr. 3, (1951) 9

(26) J.P. Porchet, H.H. Günthard, J. Sci. Instr. 3, (1970) 261

(27) W. Gordy, R.L. Cook, Microwave Molecular Spectra, Wiley Interscience (1970)

(28) Landolt-Börnstein, Gruppe II, Band 4, Springer (1967).

Abstract

The power absorption formula due to rotational transitions of particles with an electric dipole moment in the RF field of a cavity resonator has been derived. The influence of a superimposed (electrostatic) Stark field is included. The numerical computation of the power absorption for a simple molecule and a simple line-shape analysis have been carried out. A cylindrical resonator (goldplated brass) is preferred to a rectangular one, due to the difficulties of suppressing spurious modes in the latter case. The ratio radius/height is chosen to be about 4.5, to obtain a constant electric field in about 3/4 of the cavity volume. Coupling is performed by a coupling hole in the cylinder wall which must also be vacuum-tight. The height of the cavity may be changed by varying the position of the insulated bottom, which serves as a resonator tuner and as an electrode for the Stark field. The axial bearing of the vertically oriented tuner axis is carried out by a sapphire bearing. The microwave part of the heterodyne receiver consists of a double bridge, thus allowing a broad-banded operation. Depending on the employed RF power range, several stabilization modes for the transmitter frequency may be chosen. Measurements on frequency stability (Allan variance) and a check of the expected sensitivity and frequency resolution have been carried out.

LEBENSLAUF

Am 28. April 1936 wurde ich in Grevenmacher (Grossherzogtum Luxemburg) geboren. Von 1942 bis 1948 besuchte ich die Primarschule und von 1948 bis 1954 die Mittelschule in Luxemburg, die ich mit dem Reifezeugnis abschloss. Von 1954 bis Ende 1958 studierte ich an der ETH Zürich Elektrotechnik und erwarb das Diplom als Elektroingenieur Richtung Schwachstrom.

Von 1959 bis Mitte 1960 war ich bei der Firma BBC Baden als Verkaufsingenieur in der Abteilung für Trägerfrequenzanlagen auf Hochspannungsleitungen angestellt. Anschliessend absolvierte ich den Militärdienst in Luxemburg während 15 Monaten.

Vom November 1961 bis Februar 1964 war ich am Lehrstuhl für technische Elektrizitätslehre als Vorlesungs-Uebungsassistent tätig. Ab März 1964 bin ich Assistent am Labor für physikalische Chemie, wo zwischen 1970 und 1976 die vorliegende Arbeit entstand.