

KFK-346

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

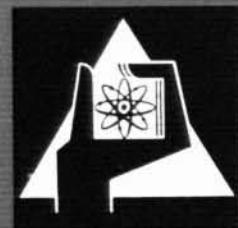
Juli 1965

KFK 346

Institut für Experimentelle Kernphysik

Zwischenbericht über Untersuchungen an Hochfrequenz-Strukturen
für Protonen-Linearbeschleuniger

W. Bauer, H. Eschelbacher, M. Kuntze



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1965

KFK 346

Institut für Experimentelle Kernphysik

Zwischenbericht über Untersuchungen
an Hochfrequenz-Strukturen für
Protonen-Linearbeschleuniger

W. Bauer, H. Eschelbacher, M. Kuntze

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.
Karlsruhe

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

	Seite
1. Forderungen an eine brauchbare Hochfrequenz-Struktur	2
2. Voraussetzungen aus der Theorie der Hohlleiter	3
3. Zusammenstellung der wichtigsten in Betracht kommenden Strukturen	7
3.1. Von der Iris-Struktur abgeleitete Strukturen	7
3.2. Cross - Bar - Struktur	9
4. Meßmethoden und Berechnung der charakteristischen Größen für Hochfrequenzstrukturen	10
5. Messungen am Cross - Bar - Modell	13
5.1. Resonanzfrequenz (Fig.23)	17
5.2. Feldverteilung (Fig.24)	18
5.3. Shuntimpedanz und Transittime-Faktor (Fig.26)	19
Literaturhinweise	22

Die Beschleunigung geladener Teilchen wird in einem Linearbeschleuniger durch ein längs seiner Achse aufgebautes Hochfrequenzfeld $E(z,t)$ bewirkt. Dieses elektrische Feld wird in Resonatoren oder Hohlraumresonatoren ange- regt, die in ihrem Innern eine gewisse Struktur aufweisen. Da diese Strukturen im wesentlichen den Aufbau des geeig- neten Beschleunigungsfeldes bewirken, ist es sinnvoll, Überlegungen zum Bau eines Linearbeschleunigers mit Unter- suchungen an möglichen Strukturen zu beginnen.

Es werden zunächst die Forderungen aufgezählt, die an die Hochfrequenz-Strukturen gestellt werden müssen; daran schließt sich eine Zusammenstellung der in diesem Zusam- menhange wichtigsten Tatsachen aus der Hohlleitertheorie und eine kurze Beschreibung der in Aussicht genommenen Strukturen. Zum Schluß wird über die an einer dieser Struk- turen bis jetzt gemessenen Ergebnisse berichtet.

1. FORDERUNGEN AN EINE BRAUCHBARE HOCHFREQUENZ-STRUKTUR

- a) Möglichst hoher Wirkungsgrad: Als charakteristische Größe hat sich die 'Shuntimpedanz' eingebürgert

$$Z_T^2 = \frac{(\text{Energiegewinn} / \text{Längeneinheit})^2}{\text{Verlustleistung} / \text{Längeneinheit}} \left[\frac{\Omega}{\text{cm}} \right] \quad (1)$$

- b) Eignung zur mechanischen Herstellung: Betrachtet man speziell einen Linearbeschleuniger mit supraleitenden Resonatoren, so wirft diese Forderung zusätzlich vie- le metallurgische Fragen auf.
- c) Möglichkeit, die Struktur innerhalb der technisch er-

reichbaren mechanischen und elektrischen Toleranzen zu bauen und zu betreiben:

Sicherheit in der Frequenzstabilität der HF-Sendestufen; es darf nur die Schwingungsform angeregt werden, die zur Beschleunigung geeignet ist ('Mode-Sicherheit').

In den einzelnen Beschleunigungsstrecken soll ein möglichst gleichgroßes elektrisches Feld herrschen ('Tank flatness').

- d) Möglichkeit, die Probleme der Strahldynamik zu meistern:
Phasenschwingungen,
Radialschwingungen,
Kopplung zwischen Phasen- und Radialschwingungen,
Injektionsprobleme.
- e) Möglichkeit, geeignete Fokussierelemente unterzubringen,
- f) Sicherheit gegen Überschläge ('Sparking'),
- g) Möglichkeit zur Messung und Eichung vor und beim Betrieb des Beschleunigers.

Es ist nun nicht so, daß man durch möglichst gute Erfüllung all dieser Forderungen zwangsläufig auf eine optimale Struktur hin geführt wird. Die Schwierigkeit der theoretischen Berechnung von Strukturen und die Notwendigkeit hinsichtlich mancher Forderungen, Kompromisse zu schließen, bedingen, daß man bis jetzt nur die Möglichkeit hat, aus einer begrenzten Anzahl vorgeschlagener Strukturen eine für den speziellen Zweck am besten geeignete auszuwählen und weiter zu entwickeln.

2. VORAUSSETZUNGEN AUS DER THEORIE DER HOHLLEITER

Ein normaler geradliniger Hohlleiter wird in seinem typischen Frequenzverhalten durch folgende Beziehung beschrieben :

$$\frac{1}{\lambda_o^2} = \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2} \quad (2)$$

- λ_0 Wellenlänge im freien Raum ($c = \lambda_0 \cdot f$),
 λ_g Wellenlänge, die sich im Hohlleiter ausbildet; sie ist außer durch Gleichung (2) durch die geometrischen Abmessungen des Hohlleiters und, daraus folgend, durch die Feldkonfiguration (den 'mode') im Hohlleiter gegeben.
 λ_c Kritische Wellenlänge, oberhalb der sich kein elektromagnetisches Feld im Hohlleiter ausbreiten kann (ihr entspricht die kritische Frequenz f_c).

Die graphische Darstellung von Gleichung (2) ist eine Hyperbel (Fig. 1). Die Bedeutung von Fig.1 für den Beschleuniger wird durch folgende Umdimensionierung der Parameter kenntlich: Die elektrische Komponente des HF-Feldes kann dargestellt werden durch

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j\omega t - \gamma z} \quad (3)$$

Dabei ist $\gamma = \alpha + j\beta_0$ die Fortpflanzungskonstante der (4) elektromagnetischen Welle, mit

- α Dämpfungskonstante, im folgenden vernachlässigt,
 β_0 Phasenkonstante (nicht zu verwechseln mit $\beta = \frac{v}{c}$).

Eine Phase einer solchen Welle ist

$$\omega t - \beta_0 z = \text{const.} \quad , \quad (5)$$

die Phasengeschwindigkeit also

$$\frac{dz}{dt} = v_\varphi = \frac{\omega}{\beta_0} \quad (6)$$

[Die Gruppengeschwindigkeit ist $v_{gr} = \frac{d\omega}{d\beta_0}$] (7)

Mit $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ und $\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta_0}$ (8)

ist $\frac{1}{\lambda_0} = \frac{\omega}{2\pi c}$ und $\frac{1}{\lambda_g} = \frac{\beta_0}{2\pi}$.

Nun kann man Fig.1 mit neuen Abszissen- und Ordinaten - einheiten umzeichnen (Fig.2). Diese, 'Brillouin-Diagramm'

genannte Kurve gibt Auskünfte über die Eigenschaften des Hohlleiters: Die Steigung $\frac{d\omega}{d\beta_0}$ ist die Gruppengeschwindigkeit, der Winkel des Radiusvektors zur Kurve die Phasengeschwindigkeit. Man sieht aus Fig.2, daß ein gewöhnlicher Hohlleiter nicht zur Beschleunigung von Teilchen geeignet ist, denn alle Punkte des Brillouin-Diagramms liegen oberhalb der Geraden $v = c$. Die Welle bewegt sich mit einer Phasengeschwindigkeit, die höher ist als die Lichtgeschwindigkeit, und kann also mit keinem Teilchen synchron laufen.

Durch periodische Belastung des Hohlleiters mit Strukturen wird die Phasengeschwindigkeit der Welle unter die Lichtgeschwindigkeit herabgesetzt. Das Brillouin-Diagramm wird durch die mit der Periode L (Zellenlänge) wiederkehrende Belastung ebenfalls periodisch und nimmt eine Form an, wie sie in Fig.3 wiedergegeben ist. Als Abszisse ist jetzt die aus einem Theorem von Floquet folgende Größe

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{L} \quad (9)$$

aufgetragen ($n =$ Zahl der Zellen der Länge L). Es gibt zwei Kurven, die durch Strukturen spezieller Art gegeben sind. Die ausgezogene Kurve in Fig.3 entspricht einer 'forward wave structure', während die gestrichelt eingezeichnete zu einer 'backward wave structure' gehört. Sie unterscheiden sich durch das Vorzeichen der Gruppengeschwindigkeit. Für die Beschleunigungsstrukturen ist nur der Bereich von 0 bis $\frac{\pi}{L}$ interessant.

Zum Schluß dieses Abschnittes muß nun noch der Übergang von Hohlleitern zu Hohlraumresonatoren erläutert werden, da Beschleuniger von dem zu betrachtenden Typ nicht mit laufenden Wellen, sondern mit stehenden arbeiten. Es ist für das folgende nur wichtig zu wissen, daß ein Resonator aus einem Hohlleiter dadurch gebildet wird, daß ein Teil

des Hohlleiters vorn und hinten elektrisch leitend abgeschlossen wird. Die in dem Resonator dann möglichen Schwingungsformen ('modes') sind erstens durch das Brillouin-Diagramm gegeben; zweitens sind nun aber im Resonator in dem Bereich zwischen 0 und $\frac{\pi}{L}$ der Abszisse nicht mehr unendlich viele Frequenzen möglich, sondern eine durch die Zahl n der in dem Resonator enthaltenen Periodenlängen L gegebene diskrete Anzahl.

Die Zahl der in einem Resonator der Länge nL zwischen 0 und π möglichen modes ist $n+1$. Diese modes werden nach den zugehörigen Abszissen im Brillouin-Diagramm benannt ($\pi/2$ -mode, π -mode, etc.) . Die Bedeutung dieser Bezeichnung sei am Beispiel des π -modes erläutert:

Wenn $L \cdot \beta_0 = \pi$ ist, so gilt nach (8)

$$L \cdot \frac{2\pi}{\lambda_g} = \pi \quad \text{und} \quad \lambda_g = 2L . \quad (10)$$

Das bedeutet aber: Eine halbe Wellenlänge liegt innerhalb einer Zelle L und das HF-Feld hat deshalb von Zelle zu Zelle eine Phasenverschiebung von π .

Die Tatsache, daß bei einem für die Praxis interessanten langen Resonator mit vielen Zellen $n+1$ Schwingungstypen möglich sind, die alle durch je einen Punkt in dem Diagramm zwischen 0 und π gekennzeichnet sind, führt zu einer wichtigen Aussage. Wenn die einzelnen modes sehr dicht beieinander liegen, kann eine kleine Schwankung der Frequenz des HF-Senders einen Sprung aus dem gewünschten mode in einen daneben liegenden mode bewirken. Es muß also angestrebt werden, daß das Frequenzband der Struktur ('Passband')

$$B = \frac{(\omega_{\pi} - \omega_0)^2}{\omega_{\pi} + \omega_0} \quad (11)$$

möglichst breit, d.h. das Brillouin-Diagramm möglichst steil wird. Auch der HF-Energietransport wird durch eine große Steigung $\frac{d\omega}{d\beta_0}$ des Brillouin-Diagramms günstig beeinflusst.

3. ZUSAMMENSTELLUNG DER WICHTIGSTEN IN BETRACHT KOMMENDEN STRUKTUREN

Es sollen hier einige Strukturtypen beschrieben werden. Von der als 'Runzelröhre' altbekannten Iris-Struktur leiten sich die 'Slotted Iris'- und die 'Clover Leaf' - Struktur ab. Einige äußerliche Verwandtschaft mit der bekannten Alvarez- oder Driftröhrenstruktur hat die 'Cross-Bar-Struktur'.

3.1. Von der Iris-Struktur abgeleitete Strukturen

In einem einfachen zylindrischen Resonator läßt sich ein HF-Feld anregen, das die in Fig.4 gezeigte Konfiguration hat; man mißt eine Resonanzfrequenz. Eine leitende Wand in der Mittelebene, wie sie in Fig.4 gestrichelt eingezeichnet ist, stört diese Feldverteilung nicht. Daraus erhält man nun die Iris-Struktur, wenn diese Mittelebene ein Loch für kapazitive Kopplung in der Mitte bekommt. Diese einfachste Struktur hat jetzt zwei Resonanzfrequenzen, da sich zwei verschiedene Feldkonfigurationen aufbauen können (Fig.5). Das Brillouin-Diagramm dieser einzelligen Struktur besteht also nur aus zwei Punkten, dem 0 -mode und dem π -mode.

Die Lage der Resonanzfrequenzen hängt davon ab, wie stark der jeweilige mode gestört ist, das heißt welchen störenden bzw. verändernden Einfluß das Koppelloch auf die Feldverteilung und damit auf die Frequenz hat. Aus Fig.6, in der das Koppelloch und die es umgebenden elektrischen Feldlinien vergrößert gezeichnet sind, sieht man, daß der Null-mode nur wenig beeinflusst wird, während beim π -mode dagegen eine starke kapazitive Störung auftritt, die eine Verringerung der Resonatorkapazität hervorruft. Deshalb

liegt die Frequenz des π -modes höher als die des o-modes. Das Brillouin-Diagramm der Irisstruktur ist also von der in Fig.3 'forward structure' genannten Art.

Die Iris-Struktur hat sich bei allen bestehenden Elektronenbeschleunigern bewährt. Verbesserungen wünscht man sich indes aus zwei Gründen: Erstens ist man bei den jetzt geplanten Hochenergiebeschleunigern mehr als früher auf einen optimalen Wirkungsgrad, also möglichst hohe Shuntimpedanz angewiesen und strebt auch eine Verbreiterung des Passbands an, zweitens müssen an das Koppelloch von der Seite der Strahldynamik Forderungen gestellt werden, die denen der HF-Technik zuwiderlaufen. Versuche, Strahlloch und Öffnung zur Kopplung des HF-Feldes getrennt anzuordnen, führten zur 'Slotted Iris', zur 'Clover Leaf'-Struktur und schließlich zu Resonatoren mit zusätzlich außen angebrachten Koppelresonatoren.

In Fig.7 ist eine Iris-Struktur mit schmalen Koppelschlitzen für induktive Kopplung in Richtung der magnetischen Feldlinien gezeigt. Durch die Koppelschlitze, die in Fig.8 vergrößert gezeichnet sind, wird die Frequenz des o-modes nicht beeinflusst, da die Wandströme ungestört die Schlitze durchsetzen; beim π -mode erfolgt durch die starke Umlenkung der Ströme am Schlitz eine Vergrößerung der effektiven Resonatorinduktivität, so daß die Frequenz des π -modes erniedrigt wird. Durch Verbreiterung der Koppelschlitze entsteht die in Fig.9 gezeigte 'Slotted Iris'-Struktur, die eine 'backward wave'-Charakteristik nach Fig.3 hat.

Die Clover Leaf - Struktur (Fig.10) besitzt einen Koppelmechanismus, bei dem der o-mode gestört ist und dadurch eine niedrigere Frequenz hat als der ungestörte π -mode. Durch die radial angeordneten Schlitze koppelt das magne-

tische Feld, das durch die in jeder Zelle um 45° versetzten Nasen so umgeleitet wird, daß es parallel zu den Schlitzten verläuft und bei ungestörter Kopplung im π -mode am Umfang von Zelle zu Zelle entgegengesetzt läuft.

3.2. Cross - Bar - Struktur

Die Cross-Bar-Struktur leitet sich aus völlig anderen Überlegungen her. Man betrachtet einen quadratischen Hohlleiter, der mit parallelen Stäben periodisch im Abstand L belastet ist (Fig.11). Es bildet sich eine vom Koaxial - Resonator her bekannte Feldverteilung aus, die in Fig.12 für den o-mode und den π -mode gezeigt ist. Da die Frequenz in beiden Fällen nur durch die Länge der Stäbe bzw. die Seitenlänge des Hohlleiters gegeben ist, sind beide Frequenzen gleich und das Brillouin-Diagramm ist eine waagerechte Gerade (Fig.13). Nun verändert man diese Struktur in folgenden Stufen, wobei man immer eine Erhöhung der o-mode-Frequenz und eine Erniedrigung der π -mode-Frequenz erhält (Fig.13) :

- a) Abrunden der Ecken und dadurch Übergang zu einem runden Resonator stört am stärksten die magnetischen Feldlinien des o-modes (Frequenzerhöhung).
- b) Einführen von Driftröhren in der Mitte der Stäbe beeinflusst nur die elektrischen Feldlinien des π -modes (Frequenzerniedrigung).
- c) Einführen von Stäben mit kürzeren Driftröhren in die Mittelebenen zwischen den ursprünglichen Stäben und zwar senkrecht zu diesen, erniedrigt ebenfalls die π -mode Frequenz.

Die endgültige Cross-Bar-Struktur zeigt Fig.14 . Ein wesentlicher Unterschied zwischen der Cross-Bar-Struktur und den Strukturen, die sich von der Iris-Struktur herleiten, besteht darin, daß das Brillouin-Diagramm (vergl. Fig.3) für die Cross-Bar-Struktur eine Periodenlänge

von $\beta L = 4\pi$ hat. Deshalb interessiert hier der Bereich von $\beta L = 0$ bis $\beta L = 2\pi$, so daß die Zahl der modes in einem n-zelligen Modell gleich $2n-1$ ist. Die Ursache dieses Unterschiedes zu den anderen Strukturen liegt in den vollständig andersgearteten Koppelbedingungen für die HF. In einem zweizelligen Cross-Bar-Modell müssen also 3 modes, und zwar der $\pi/2$ -, π - und $3\pi/2$ - mode existieren. Der 0-mode ist mit dem 2π -mode identisch, beide haben keine Resonanz.

4. MEERMETHODEN UND BERECHNUNG DER CHARAKTERISTISCHEN GRÖßEN FÜR HOCHFREQUENZ-STRUKTUREN

Die üblichen Größen, die zur Beschreibung eines Hohlraumresonators dienen, sind die Resonanzfrequenz f_0 und die Güte Q . Für die Beschleunigung geladener Teilchen interessiert die Verteilung des axialen elektrischen Feldes innerhalb der Struktur sowie der Wirkungsgrad der Struktur bezüglich der aufzuwendenden HF-Energie.

Die Feldverteilung $E(z)$ wird mit Hilfe der Slater'schen Kugelmethode [5] gemessen und daraus die Shuntimpedanz ZT^2 und der Transittime-Faktor T berechnet.

Für die Auswertung der Ergebnisse der Kugelmessung auf der IBM 7070 wurden außer Gleichung (1) folgende Formeln benutzt :

$$Q = \frac{(2\pi f_0)(\text{im Resonator gespeicherte Energie})}{\text{Verlustleistung im Resonator}} \quad (12)$$

$$T = \frac{\text{Wahrer Energiegewinn des Teilchens}}{\text{Energiegewinn bei unendlich schnellem Durchflug}} \quad (13)$$

Entlang der Achse gewinnt ein Teilchen mit dem Phasenwinkel ψ die Energie ΔW

$$\frac{\Delta W}{\cos \varphi} = \int_0^x E(z) \cos \omega t \, dz \quad (14)$$

Wenn man die Verteilung des elektrischen Feldes in einer Struktur durch eine Fourier-Reihe

$$E = \sum_0^{\infty} b_n \cdot \cos\left(n \frac{2\pi z}{\lambda_g}\right) + \sum_0^{\infty} c_n \cdot \sin\left(n \frac{2\pi z}{\lambda_g}\right) \quad (15)$$

beschreibt, verschwindet die zweite Summe, weil die Randbedingungen erfüllt sein müssen, so daß die folgende Beziehung gilt :

$$E(z) = \sum_0^{\infty} b_n \cdot \cos\left(n \frac{2\pi z}{\lambda_g}\right) \quad (16)$$

dann heißt Gleichung (14)

$$\frac{\Delta W}{\cos \varphi} = \int_0^{\lambda_g} \sum_0^{\infty} b_n \cdot \cos\left(n \frac{2\pi z}{\lambda_g}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_g}\right) dz \quad (17)$$

Gleichung (17) ist nur für $n=1 \neq 0$, woraus folgt, daß das Teilchen nur von der Grundwelle beschleunigt werden kann. Es gilt also für den Energiegewinn des Teilchens

$$\frac{\Delta W}{\cos \varphi} = \frac{1}{2} b_1 \lambda_g \quad (18)$$

wobei λ_g die Wellenlänge der Grundwelle des beschleunigenden modes ist.

Für die Shuntimpedanz und die Güte ergibt sich dann

$$Z T^2 = \frac{(b_1/2)^2}{P/\lambda_g} \quad (19)$$

und

$$Q = \frac{\omega \cdot W}{P} \quad (20)$$

$$\frac{Z T^2}{Q} = \frac{b_1^2 \cdot \lambda_g}{4 \omega W} = \frac{\lambda_g}{4 \omega W} \left(\frac{2}{\lambda_g} \int_0^{\lambda_g} E(z) \cos \frac{2\pi z}{\lambda_g} dz \right)^2 \quad (21)$$

Nach Slater ist das axiale elektrische Feld gegeben

$$E(z) = \sqrt{\frac{4W}{3V\epsilon_0} \cdot \frac{\Delta f(z)}{f_0}} \quad (22)$$

mit

V Kugelvolumen,
 ϵ_0 $8.8542 \cdot 10^{-14}$,

$\Delta f(z)$ gemessene Änderung der Resonanzfrequenz.

$$\frac{ZT^2}{Q} = \frac{4}{6\pi f_0^2 V \epsilon_0 \lambda_g} \left(\int_0^{\lambda_g} \sqrt{\Delta f(z)} \cdot \cos \frac{2\pi z}{\lambda_g} dz \right)^2 \quad (23)$$

Wie man hier sieht, ist die Shuntimpedanz nicht direkt zu berechnen, weil die Verlustleistung P im Resonator nicht bekannt ist.

Der Transittime-Faktor war durch Gleichung (13) beschrieben.

$$T = \frac{\int_0^g E(z) \cos \frac{2\pi z}{\lambda_g} dz}{\int_0^g E(z) dz} \quad (24)$$

g Länge des Beschleunigungsspalt .

Zur Auswertung dieser Kugelmessungen ist eine zusätzliche Überlegung nötig, da nach Gl.(22) nur der Betrag der Feldstärke gemessen werden kann. Eine Aussage über das Vorzeichen des Feldes im Beschleunigungsspalt erhält man aus einer genauen Betrachtung der Phasenverhältnisse bei jedem einzelnen mode. Die stehende Welle im Resonator, deren Grundwelle für die Beschleunigung maßgebend ist (Gleichung 18), setzt sich aus zwei Wanderwellen mit ent-

gegengesetzter Fortpflanzungsrichtung zusammen, deren Phasenlage durch die Pfeile \longrightarrow und \longleftarrow gekennzeichnet sei. Führt man die Randbedingung, daß in den Endplatten des Resonators vollständige Reflektion auftritt, ein, so ist die Phasendifferenz zwischen hin- und rücklaufender Welle an den Endplatten 180° . Die Phase der hinlaufenden Welle dreht im Uhrzeigersinn, die der rücklaufenden also entgegengesetzt. Die Phasendrehung von Zelle zu Zelle ist jeweils durch die den mode kennzeichnende Zahl (z.B. $\pi/2$, π , $3\pi/2$ usw.) gegeben. In Fig.16 sind die Ergebnisse dieser Überlegung (nach G.Dome) für die drei modes in einer Cross-Bar-Struktur mit gleichlangen Driftröhren gezeigt. Außerdem sind die aus den Strömen in den Stäben resultierenden Ladungen sowie die Spannungen im Beschleunigungsspalt schematisch angegeben. Der Wert $\Delta f \sim U^2$ entspricht der maximalen Amplitude des mit der Kugelmethode gemessenen Feldes E_z^2 . Beim Vergleich dieser Feldstärken mit unseren Messungen ist zu beachten, daß hier die Länge aller Driftröhren gleich ist.

5. MESSUNGEN AM CROSS - BAR - MODELL

Um die Cross-Bar-Struktur möglichst genau kennenzulernen und zur Prüfung einer Theorie von G.Dome wurde geplant, eine Reihe von Parametern der Struktur systematisch zu verändern. Über den ersten Abschnitt dieser Messungen soll hier berichtet werden.

An einem zweizelligen Cross-Bar-Modell aus Messing, das in einzelne Ringe zerlegbar ist und so das Auswechseln der Driftröhren und Stäbe ermöglicht, wurde als erstes die Abhängigkeit aller meßbaren Eigenschaften von der Länge der langen Driftröhren gemessen. Dabei wurde besonderer Wert darauf gelegt, wirklich nur diesen einen Parameter

zu verändern und nach jedem Zusammenbau des Modells wieder die gleichen Verhältnisse herzustellen. Dazu wurden sämtliche Übergangsstellen mit Indiumdraht (1 mm \emptyset) abgedichtet, alle Koppelschleifen während der gesamten Meßreihe möglichst unverändert gelassen und immer mit demselben Faden und den gleichen HF-Meßgeräten gemessen. Der Meßraum war temperaturstabilisiert, die Meßsonde der Temperaturregelanlage berührte das Modell.

Es folgt zuerst eine Aufzählung der gemessenen Größen ; daran schließt sich die Beschreibung des Meßaufbaues und die Zusammenfassung der Ergebnisse an.

Während die Güte eines zerlegbaren kurzen Messingmodells keine genauen Ergebnisse im Hinblick auf einen Beschleuniger liefern kann und deshalb im Rahmen der vorliegenden Messungen nur zur Kontrolle des ordnungsgemäßen Zusammenbaus von Interesse war, ist die Resonanzfrequenz eine wichtige Größe sowohl für den Beschleuniger selbst als auch zur Prüfung der erwähnten Dome'schen Theorie.

Obwohl die Symmetrie unserer Struktur nur für den π -mode sinnvoll ist und die Überlegungen von Dome nur auf den π -mode anwendbar sind, wurden auch die Resonanzfrequenzen des $\pi/2$ - und $3\pi/2$ -modes gemessen, um eine Aussage über die Bandbreite und mode-Sicherheit machen zu können (vergl. Brillouin-Diagramm, Fig.15).

Auch die Kugelmessungen wurden einmal für alle drei modes durchgeführt, da zu Beginn der Messungen interessant war, in welchem Maße sich eine nicht mit der Symmetrie der Struktur übereinstimmende stehende Welle ungünstig auswirkt.

Der Meßaufbau bestand zuerst aus folgenden Geräten und

Teilen (Fig.17a): Als HF-Generator wurde die Schomandl-Dekade FD3 + ND5 benutzt, und zur Resonanzanzeige diente das Microamperemeter von Hewlett-Packard. Dies erforderte nur wenig (3mm) eintauchende Koppelschleifen (2,5 mm breit aus versilbertem Draht von 1 mm \varnothing), die sich 10 mm von den beiden im π -mode Strom führenden Stäben befanden. Die Frequenz wurde mit einem Hewlett-Packard Zähler mit Einschub 5254 A gemessen. Der Durchmesser der Messingkugel betrug 6 bzw. 10 mm, der Perlonfaden war 0.4 mm stark. Bei den Kugelmessungen wurde der HF Generator quarzstabilisiert und die Resonanzfrequenz mit der frei verstimmbaren 10-kHz-Dekade eingestellt. Die Schrittweite der Kugelmessung betrug bei allen modes $\Delta z = 5$ mm, außer beim π -mode, wo der für die Auswertung besonders interessierende Mittelteil in 2 mm Schritten gemessen wurde.

Ein großer Nachteil der Meßmethode nach Fig.17a besteht darin, daß das Maximum der Resonanzkurve wegen der geringen Güte unseres Modells nur sehr ungenau mit dem Sender von Hand eingestellt werden kann. Diese Ungenauigkeit ist dann besonders deutlich, wenn die Resonanzfrequenz gesucht wird, sobald die Kugel innerhalb einer Driftröhre ist. In diesem Falle sollte die Resonanzfrequenz ungestört sein und sich nicht ändern, jedoch war es nicht möglich, genauer als etwa ± 2 kHz einzustellen, wie die in Fig.18 bis 20 aufgetragenen Meßergebnisse für die drei modes zeigen. In den Bildern ist außerdem die Lage der Driftröhren und Stäbe angedeutet. Man kann den relativen Fehler durch Verwenden einer Kugel mit größerem Durchmesser verringern ; dadurch wird der gesamte Meßeffect vergrößert (Gleichung 22), jedoch bleibt auch hier der absolute Fehler etwa ± 2 kHz. Eine Messung des π -modes mit einer Messingkugel von 10 mm Durchmesser bei einer Spaltlänge

von $g = 56\text{mm}$ zeigt Fig.21. Allerdings wird jetzt die Auflösung der Messung in axialer Richtung vergrößert, da es nur sinnvoll ist, in Schritten von $\Delta z = \text{Kugelradius}$ zu messen.

Eine wesentliche Verbesserung der Meßgenauigkeit haben wir mit Hilfe eines 100 kHz - breitbandigen Verstärkers erreicht, der über unser Modell rückgekoppelt wird (Fig.17b). Die Mittenfrequenz dieses Verstärkers ist zwischen 250 MHz und 750 MHz einstellbar, so daß auch bei größeren mechanischen Änderungen an der Struktur, wie z.B. Verkürzen der Driftröhren und dgl., welche die Resonanzfrequenz um viele MHz verschieben, mit ihm gemessen werden kann. Wenn die Mittenfrequenz des Verstärkers auf eine Resonanzfrequenz des Modells abgestimmt ist, bewirkt die geeignete Rückkopplung, daß der Verstärker dann bei jeder durch die Kugel hervorgerufenen Änderung der Resonanzfrequenz ($\Delta f_{\text{max}} = 90\text{ kHz}$ 'mitzieht'. Die Stärke der Rückkopplung kann mit Hilfe der Eintauchtiefe der Koppelschleifen leicht variiert werden. Die Genauigkeit dieser Methode ist so gut, daß wir wieder eine Kugel mit 6 mm Durchmesser verwenden können und deshalb auch genauere Meßwerte, vor allem in unmittelbarer Nähe der Driftröhren erhalten. Das schwierige Einstellen der jeweiligen Resonanzfrequenz durch Abstimmen des Senders von Hand entfällt, so daß wir nur noch die Kugel schrittweise durchzuziehen haben und die Frequenz dann sofort abgelesen werden kann. Das Ergebnis einer solchen Messung für den π -mode bei einer Spaltlänge von $g = 60\text{ mm}$ ist in Fig.22 aufgetragen.

Ein Vergleich der Kurven in Fig.18, 21 und 22 macht deutlich, daß die z.B. für den Transittime-Faktor einflußreiche unsymmetrische Verteilung des elektrischen Feldes in

den beiden mittleren Beschleunigungsspalten nur durch sehr genaue Meßmethoden gefunden werden kann. Eine Deutung der Felder in den äußeren Spalten ist nicht sinnvoll, da die Felder hier durch den Einfluß der nahen Endplatten verfälscht werden. Auf den störenden Einfluß der Endplatten ist auch der große Unterschied zwischen unserer Messung des $\pi/2$ -modes (Fig.19) und der Vorhersage nach Dome (Fig. 16) zurückzuführen.

Die erste Meßreihe wurde bei Driftröhren mit abgerundeten Stirnflächen (Ausführung A) durchgeführt. Zu Beginn war der Beschleunigungsspalt 32 mm lang ; er wurde dann durch Verkürzen der langen Driftröhren in 8 Schritten um jeweils 4 mm bis auf 64 mm vergrößert. Dabei bleiben die kurzen Driftröhren und alle anderen Maße unverändert :

Länge der kurzen Driftröhre	21,0 mm,
Stab-Durchmesser	21,0 mm,
Resonator-Durchmesser	280,0 mm,
Driftröhren-Durchmesser	65,0 mm,
äußerer Driftröhren-Radius	10,5 mm,
innerer Driftröhren-Radius	5,0 mm,
Driftröhrenbohrung-Durchmesser	17,5 mm,
Zellenlänge	210,0 mm.

Die Meßergebnisse sind in Fig.23 bis 26 in Abhängigkeit von der Spaltlänge zusammengefaßt.

5.1. Resonanzfrequenz (Fig.23)

Bei den drei gemessenen modes steigt die Resonanzfrequenz mit zunehmender Spaltlänge. Diese Tendenz hängt unmittelbar mit der geringer werdenden kapazitiven Störung des axialen Feldes zusammen, wie auch aus den Erläuterungen zu Fig.13 hervorgeht. Dort wurde festgestellt, daß eine zunehmende kapazitive Störung durch Driftröhren die Frequenz erniedrigt. Außerdem wurde anhand der vorläufigen Formeln von Dome die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz

des π -modes vom Spalt berechnet und in das Diagramm eingetragen.

5.2. Feldverteilung (Fig.24)

Die Feldverteilungen für die Spaltlängen $g = 32$ mm bis $g = 52$ mm wurden noch mit dem weniger genauen Meßverfahren nach Fig.17a bestimmt, während für die drei letzten Spaltlängen dieser Meßreihe der Verstärker nach Fig.17b zur Verfügung stand. Für die Auswertung der Messungen zur Bestimmung der typischen Größen unserer Struktur ($\frac{ZT^2}{Q}$ und T) sind, wie bereits erwähnt, nur die Felder in den beiden mittleren Beschleunigungsspalten repräsentativ. Um die Fehler der erstgenannten Meßmethode zu eliminieren, haben wir von den zueinander gehörenden Meßpunkten der beiden Spalte den Mittelwert gebildet, der dann in Fig.24 eingetragen wurde. Diese Mittelung ist erlaubt, weil die Struktur für den π -mode immer symmetrisch ist. Für die Spaltlängen $g = 56$ mm bis $g = 64$ mm ist diese Prozedur nicht erforderlich.

Die mit der Spaltlänge zunehmende Verflachung der Feldverteilungskurven auf der Seite der kurzen Driftröhre ist darauf zurückzuführen, daß die Stäbe der kurzen Driftröhre beim π -mode keinen Nettostrom führen, und sich deshalb keine Ladungen aufbauen können, die ein elektrisches Feld unterstützen (vergl. Fig.14 und Fig.16).

In Fig.25 haben wir außerdem noch das Quadrat der Feldstärke in dem mittleren Spalt aufgetragen. Das ist insofern interessant, weil beim $\pi/2$ -mode höhere Feldstärken auftreten als beim π -mode, was den Überlegungen von G. Dome widerspricht (Fig.16). Eine Erklärung hierfür haben

wir zur Zeit noch nicht, doch könnte es sein, daß es ein Einfluß der stark gekürzten mittleren Driftröhre ist. Die relativ große Streuung der Werte E^2 beim $\pi/2$ - und $3\pi/2$ -mode gegenüber den Werten beim π -mode liegt daran, daß die Struktur bei jeder Spaltlänge für den π -mode symmetrisch ist, während die beiden anderen modes nie mit der Struktur symmetrisch sein können und durch unterschiedliche Spaltlängen immer wieder verschieden stark beeinflußt werden.

5.3. Shuntimpedanz und Transittime-Faktor (Fig.26)

Die Berechnung der Shuntimpedanz wurde auf der IBM 7070 nach den in Abschnitt 4 genannten Formeln durchgeführt. Da wir über die Güte unseres Modells keine Angaben machen wollen, ist in Fig.26 $\frac{ZT^2}{Q}$ aufgetragen. Es zeigt sich eine qualitative Übereinstimmung mit den Formeln von Dome und ein ausgeprägtes Maximum bei $g = 40 \text{ mm}$. Bei zu erwartenden Güten von etwa $1,5 \times 10^4$ bis 2×10^4 ergeben sich Shuntimpedanzen in der Größenordnung zwischen $32 \text{ M}\Omega/\text{m}$ und $43 \text{ M}\Omega/\text{m}$. Dabei ist noch keine Optimierung der Struktur berücksichtigt; dies wird zur Zeit bei CERN von A. Carne durchgeführt.

Der Transittime-Faktor wird mit zunehmender Spaltlänge deutlich geringer: Bei $g = 32 \text{ mm}$ ist $T = 0,92$ und bei $g = 64 \text{ mm}$ ist $T = 0,74$. Diese Abnahme erklärt sich anschaulich bereits aus Fig.24, wenn man die zunehmende Verflachung des Feldes im Spalt betrachtet und aus Fig.25, die zeigt, daß das maximale Feld mit zunehmender Spaltlänge kleiner wird. Der nach Dome berechnete Transittime-Faktor stimmt sehr gut mit unseren Meßwerten überein.

Eine zweite Meßreihe wurde mit zylindrischen langen Driftröhren ohne Abrundungen an den Stirnflächen durchgeführt (Ausführung B). Da aber hier noch die abgerundeten kurzen Driftröhren der ersten Meßreihe verwendet wurden, war der Spalt also durch eine gerade und eine abgerundete Driftröhrenseite begrenzt. Es wurden insgesamt, wiederum durch Verkürzen der langen Driftröhren, fünf Variationen der Spaltlänge gemessen ($g = 32; 40; 48; 56; 64$ mm), deren Resultate nicht interessant genug sind, um hier erwähnt zu werden. Gegenüber Ausführung A sind keine wesentlichen Unterschiede festzustellen bis auf die Resonanzfrequenzen, die bei Ausführung B durchweg 8 MHz niedriger sind.

Eine dritte Meßreihe wird zur Zeit mit zylindrischen langen und kurzen Driftröhren durchgeführt (Ausführung C). Von dieser Messung erwarten wir eine bessere Übereinstimmung mit der Theorie von Dome, da die Formeln für zylindrische Driftröhren mit geraden Stirnflächen entwickelt worden sind.

Zum Abschluß soll noch eine Messung der drei modes erwähnt werden, die am selben Modell, aber ohne alle Driftröhren, sondern nur mit den Stäben von 21 mm Durchmesser gemacht wurde. Die Stäbe haben in ihrer Mitte ein der Driftröhrenbohrung entsprechendes Loch von 17,5 mm Durchmesser, um die Kugel (6 mm \varnothing) durchziehen zu können. Diese spezielle Messung wurde von G.Dome und A.Carne angeregt. Sie interessiert allerdings nur für einen Vergleich mit den Dome'schen Überlegungen bezüglich der axialen Feldverteilung (Fig.27 bis 29). Eine Diskussion dieser Ergebnisse mit Dome fand bisher noch nicht statt.

Wie zu erwarten war, steigt die Resonanzfrequenz bei Wegfall der Driftröhren erheblich an :

Beim $\frac{3\pi}{2}$ - mode ist $f_0 = 508,44$ MHz,
beim π - mode ist $f_0 = 559,57$ MHz,
beim $\frac{\pi}{2}$ - mode ist $f_0 = 636,4$ MHz.

Die Feldverteilungen konnten auch noch mit unserem Verstärker (Fig.17b) gemessen werden.

Mit Hilfe der beiden letzten Kurven (Fig.30 und 31) konnten wir Fehler eliminieren, die auftreten, wenn z.B. beim Umbau des Modells die Eintauchtiefen der Koppelschleifen verstellt oder wenn Messungen mit unterschiedlichen Eintauchtiefen durchgeführt worden sind. Die Kurven wurden so aufgenommen, daß zuerst die Einkoppelschleife schrittweise herausgezogen wurde und dann bei Stellung 0 mm belassen wurde. Danach wurde dasselbe mit der Auskoppelschleife gemacht. Da wir bei den drei erwähnten Meßreihen nur die Spaltlänge variieren wollten, war es nötig, diese Abhängigkeiten zu kennen, da zu tief eintauchende Koppelschleifen die Resonanzfrequenz zu höheren Werten verschieben und durch Dämpfung des Resonators die Güte verringern.

Literaturhinweise :

- [1] A.Carne Konferenz Dubna, USSR (Aug.1963)
- [2] A.Carne Konferenz Yale, USA (Okt.1963)
- [3] A.Carne Konferenz Mura, USA (Juli 1964)
- [4] A.Carne P.L.A. Progress Report 1964 NIRL/R/81
 S. 20
- [5] J.C.Slater Journ.Appl.Phys. 23, (1952)
- [6] G.Dome unveröffentlichte Berichte
- [7] M.Chodorow, Proc. I.R.E. (Aug.1957) Seite 1106
 R.A.Craig
- [8] L.Brillouin Journ.Appl.Phys. 19, 1023 (1948)
- [9] L.Brillouin 'Wave Propagation in Periodic Structures',
 Dover Publications (1953)

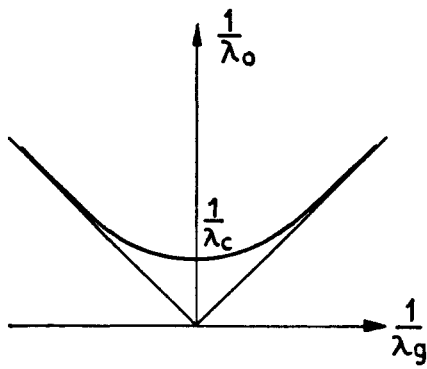


Fig. 1 Frequenzcharakteristik eines Hohlleiters

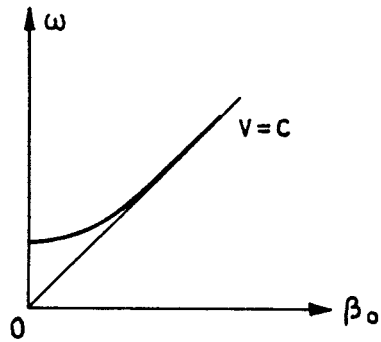


Fig. 2 Brillouin-Diagramm

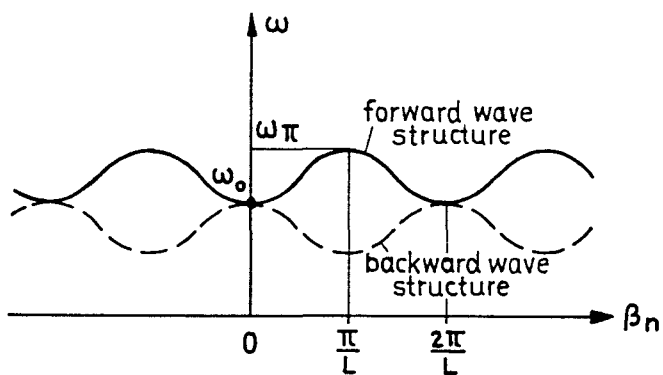


Fig. 3 Brillouin-Diagramm eines periodisch belasteten Hohlleiters

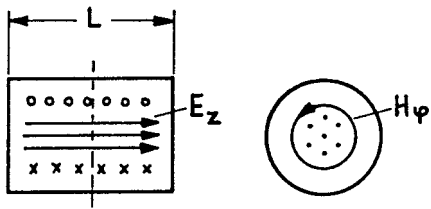


Fig. 4 TM₀₁₀ mode in zyl. Resonator

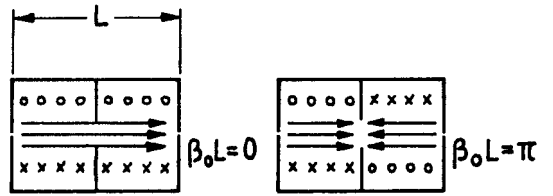


Fig. 5 Einzellige Struktur im 0-mode und π-mode

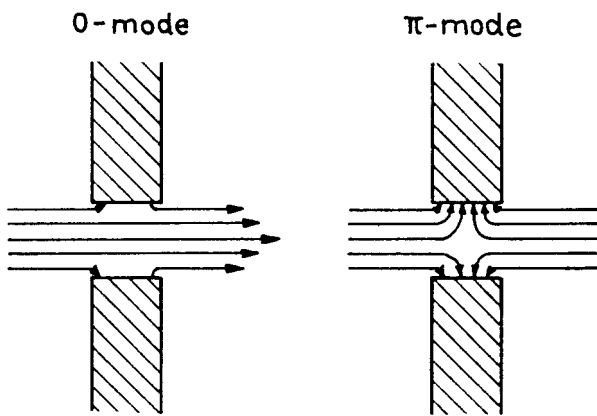


Fig. 6 Einfluß des Koppelloches auf das axiale E-Feld

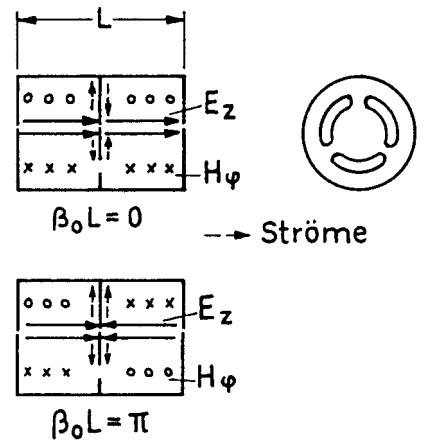


Fig. 7 Iris mit Koppelschlitzen für das Magnetfeld

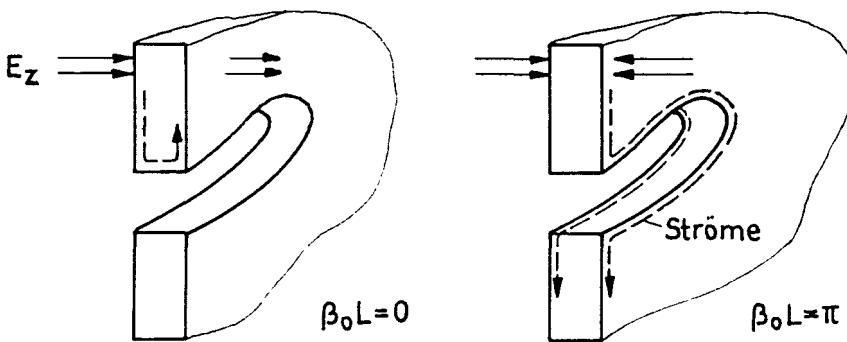


Fig. 8 Einfluß der Schlitze auf die Ströme in den Trennwänden

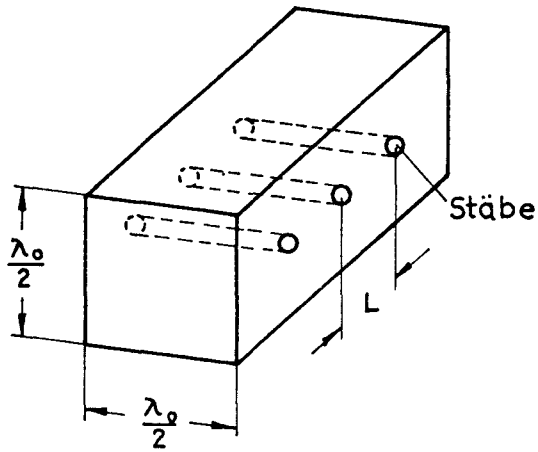


Fig. 11 Periodisch mit Stäben belasteter Hohlleiter

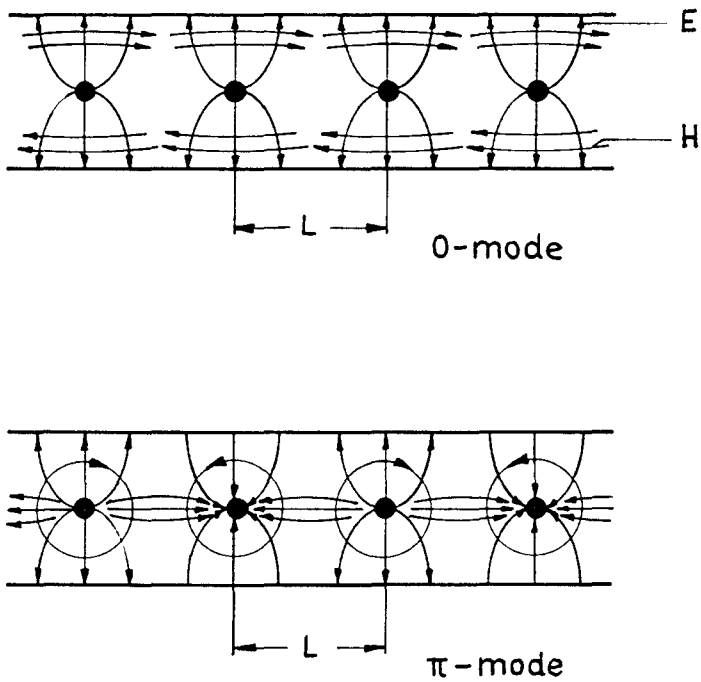


Fig. 12 Verteilung der Felder in einem Hohlleiter nach Fig. 11

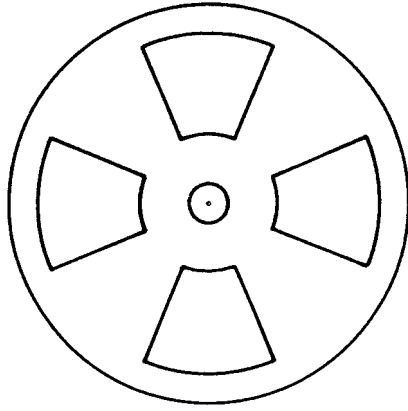


Fig. 9 "Slotted Iris" Struktur

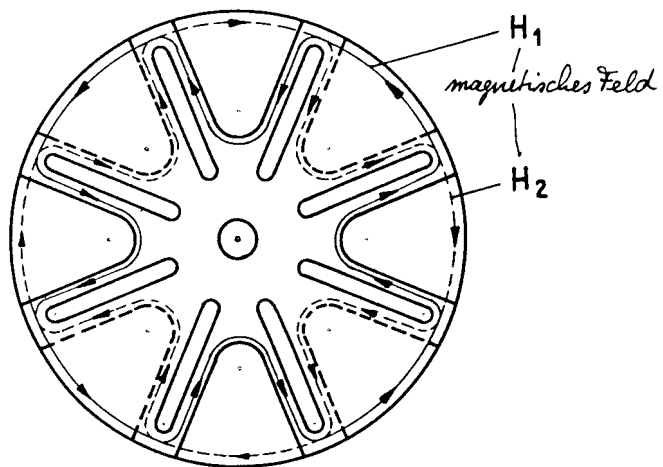


Fig. 10 "Clover-Leaf" Struktur

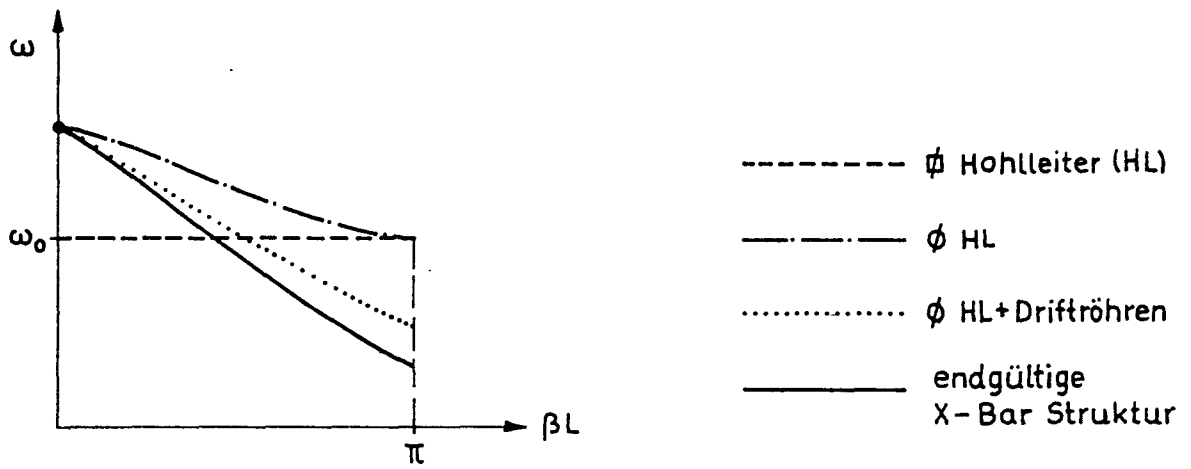


Fig. 13 Brillouin-Diagramm für die Cross-Bar-Struktur

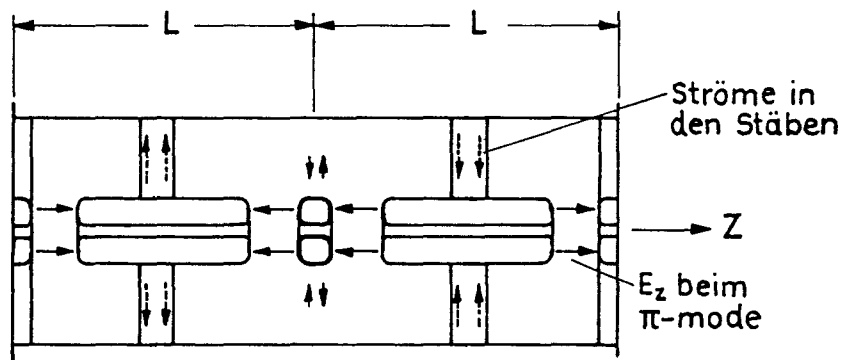
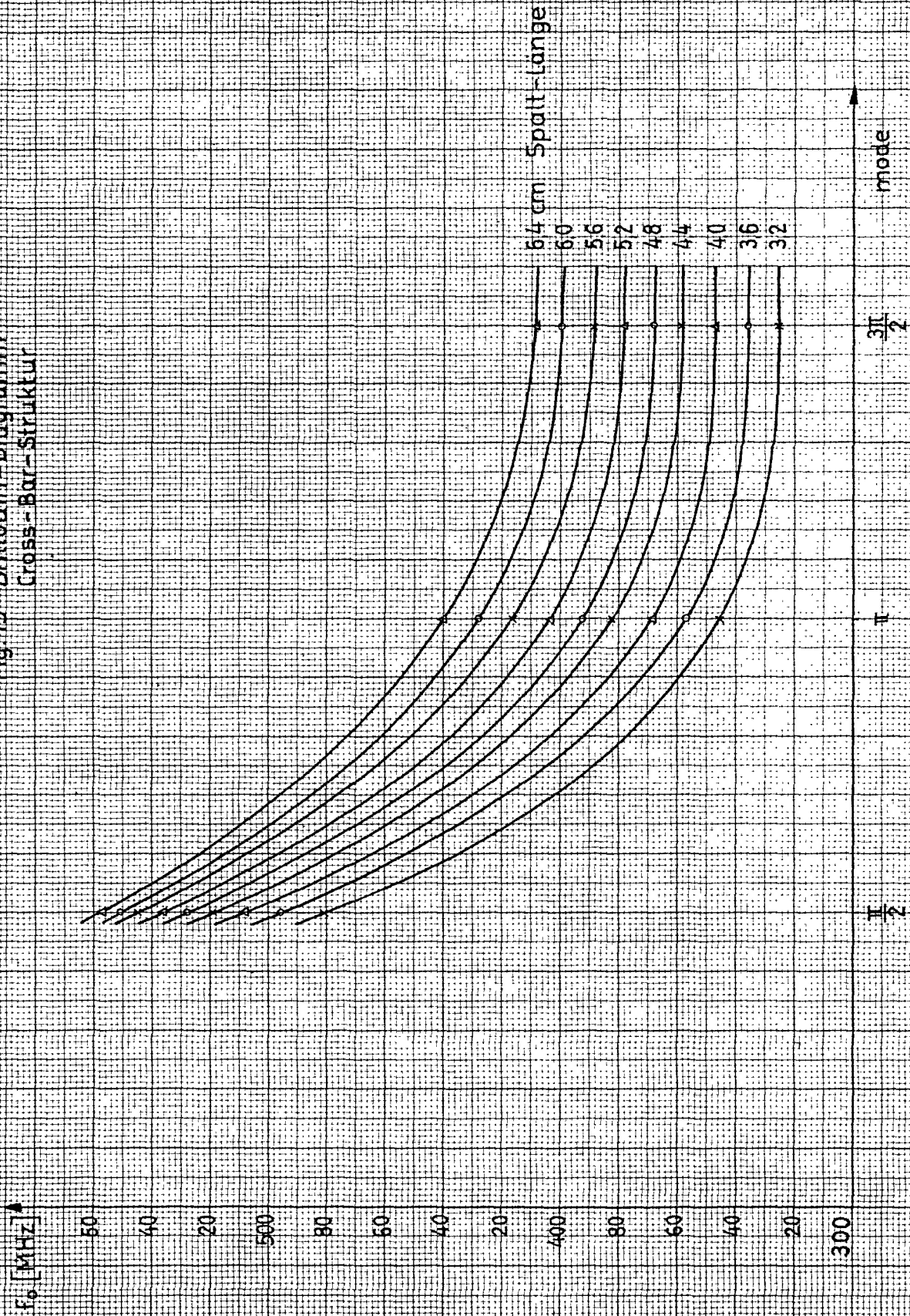


Fig. 14 X-Bar Struktur

Fig. 15 Brillouin-Diagramm
Cross-Bar-Struktur



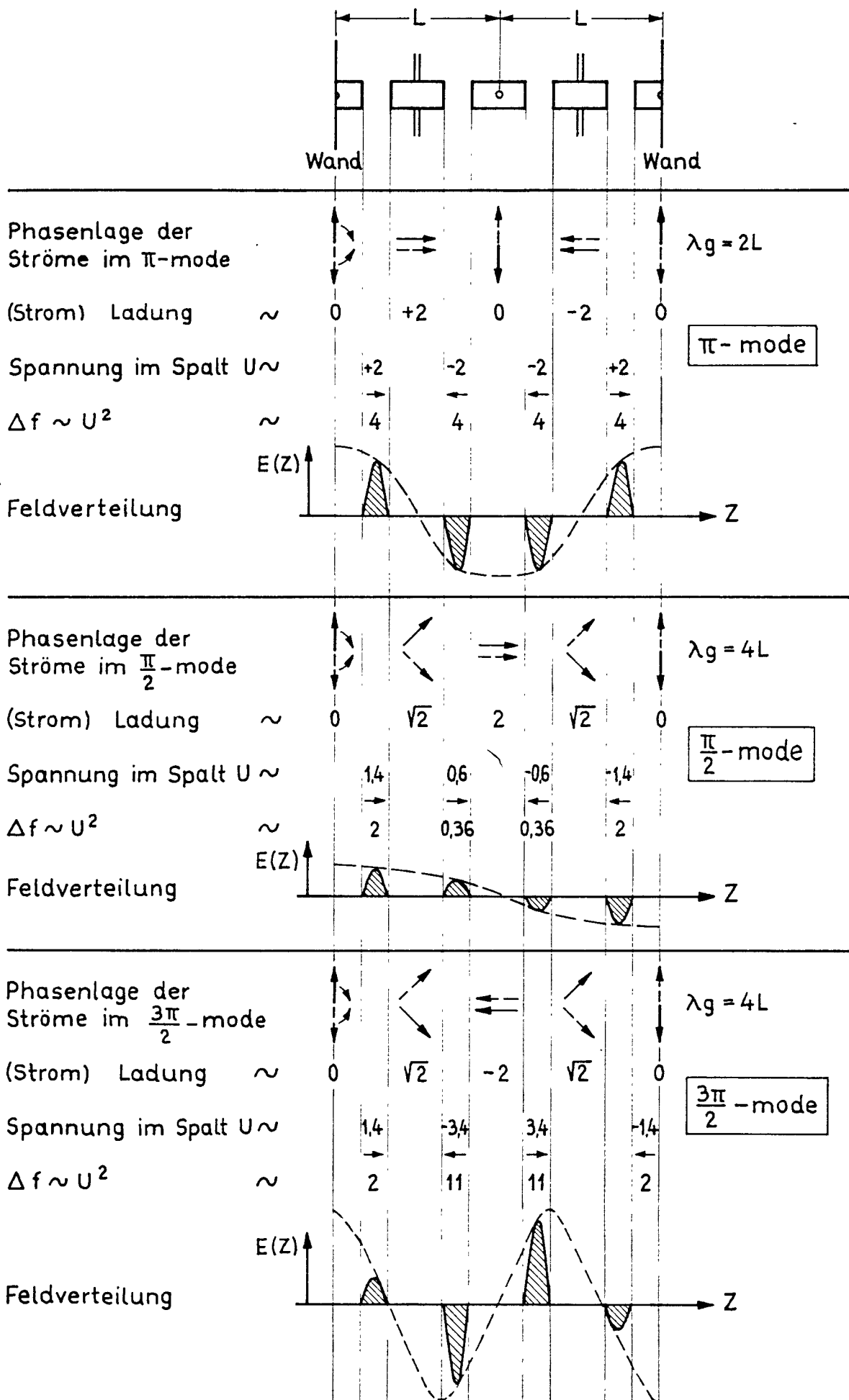


Fig. 16 Bestimmung des Vorzeichens und der Amplitude des Feldes im Beschleunigungsspalt nach G. Döme

Fig. 17a Meßaufbau für die
Cross-Bar-Struktur

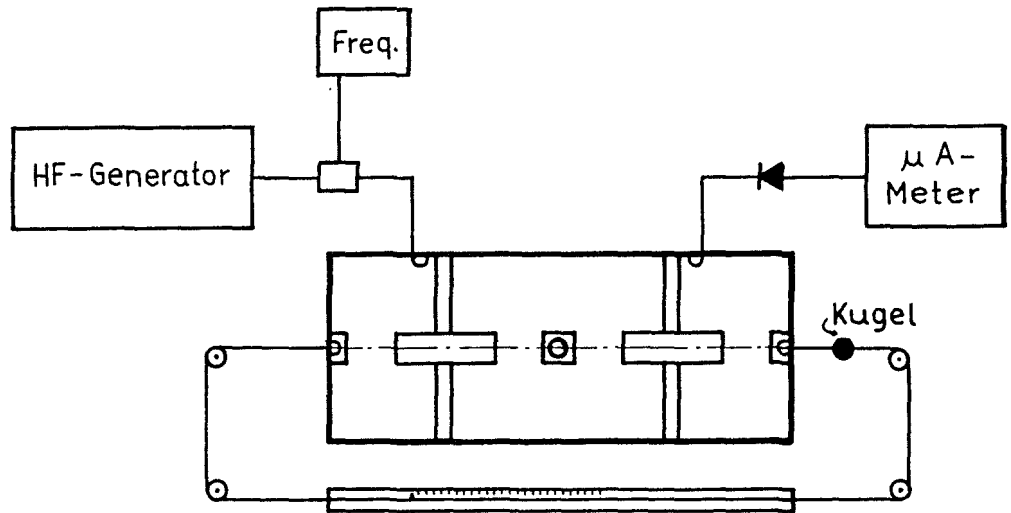


Fig. 17b

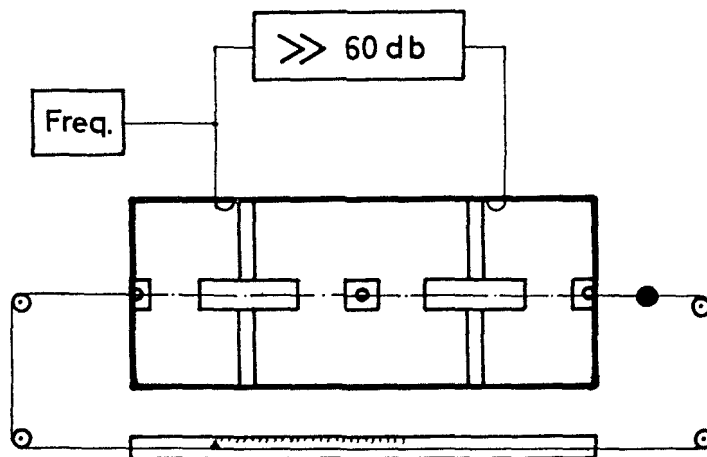


Fig. 18 Axiales E-Feld beim π -mode

$\Delta f \sim E_z^2$ Kugel $\phi: 6\text{ mm}$

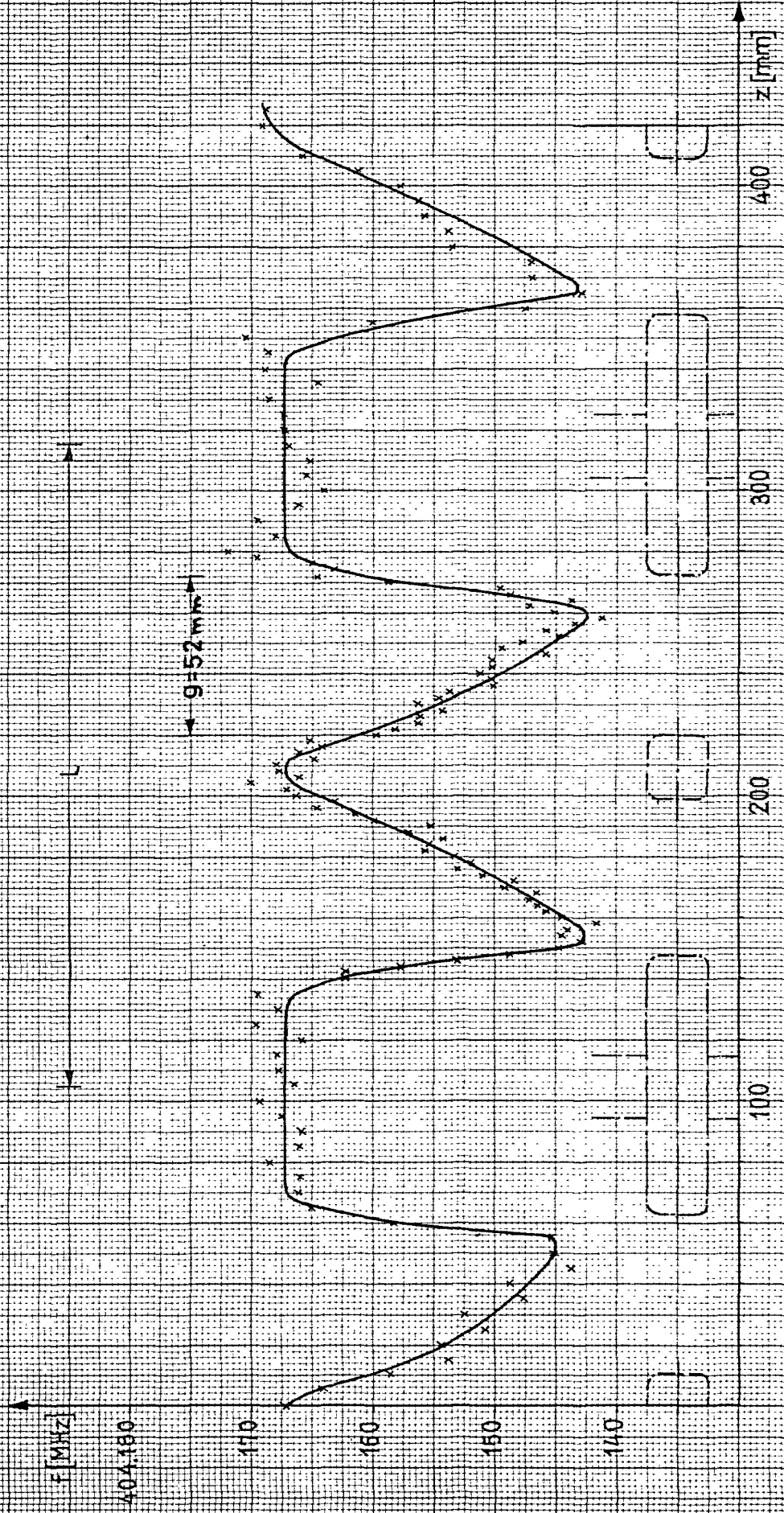


Fig. 19 Axiales E-Feld beim $\frac{H}{2}$ -mode
 $\Delta f \sim E_z^2$ Kugel $\phi: 6\text{mm}$

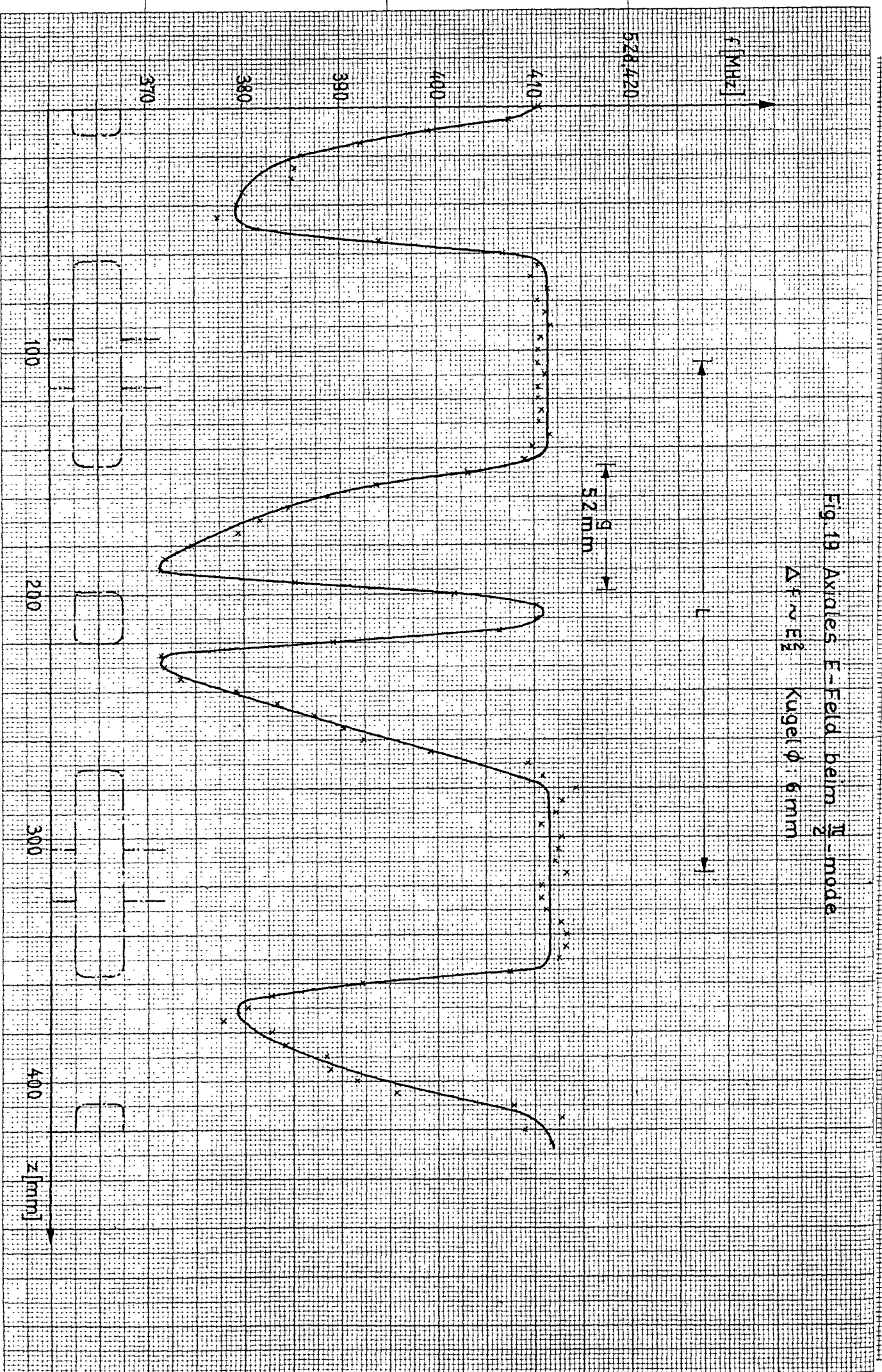
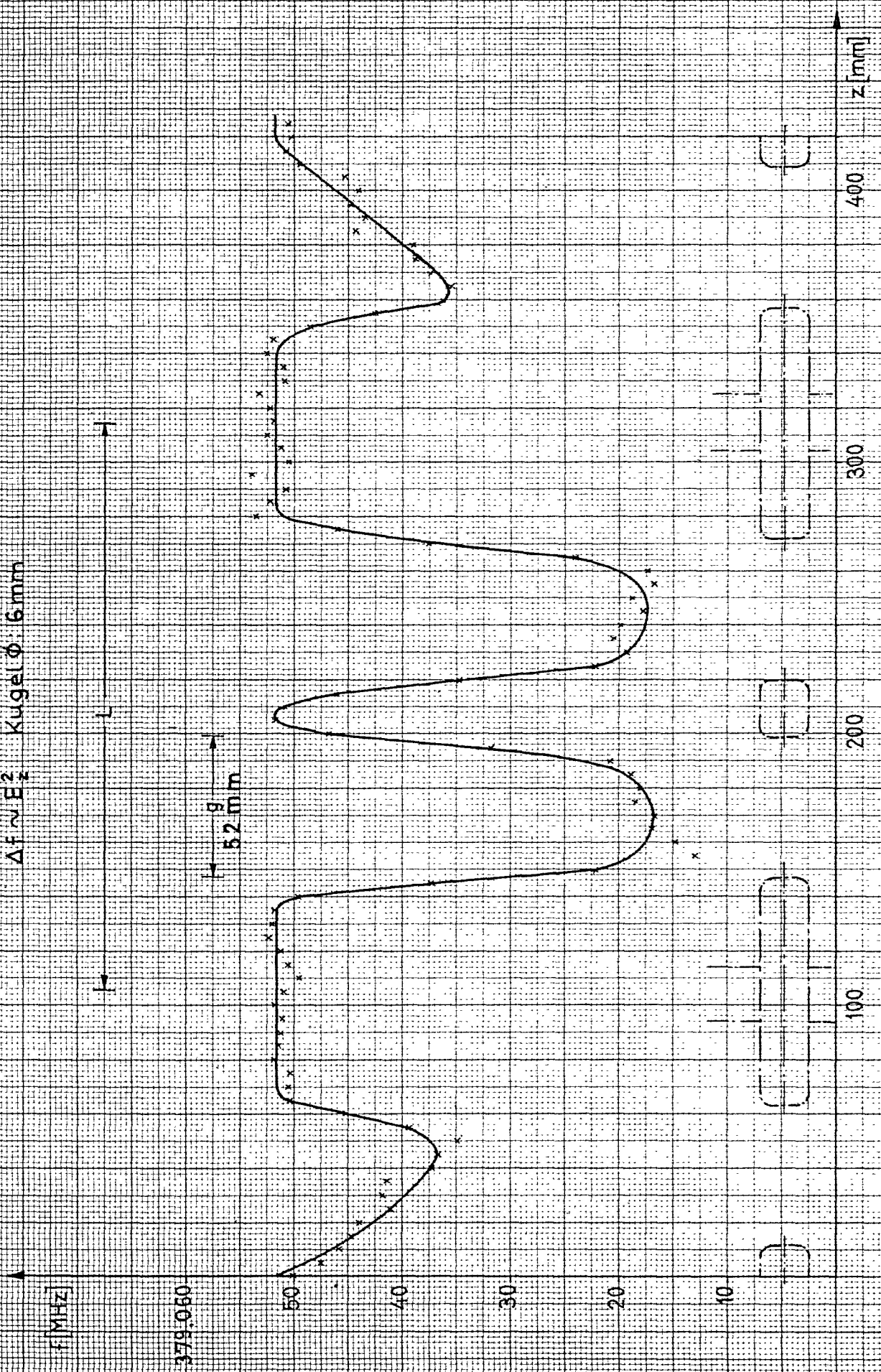


Fig. 20 Axiales E-Feld beim $\frac{3\pi}{2}$ -mode

$\Delta f \sim E_z^2$ Kugel $\phi = 6\text{mm}$



f_0 [MHz]

Fig. 21

Kugel- ϕ : 10 mm

$g = 56$ mm

416,120

110

416,100

090

080

070

060

416,050

040

030

020

416,010

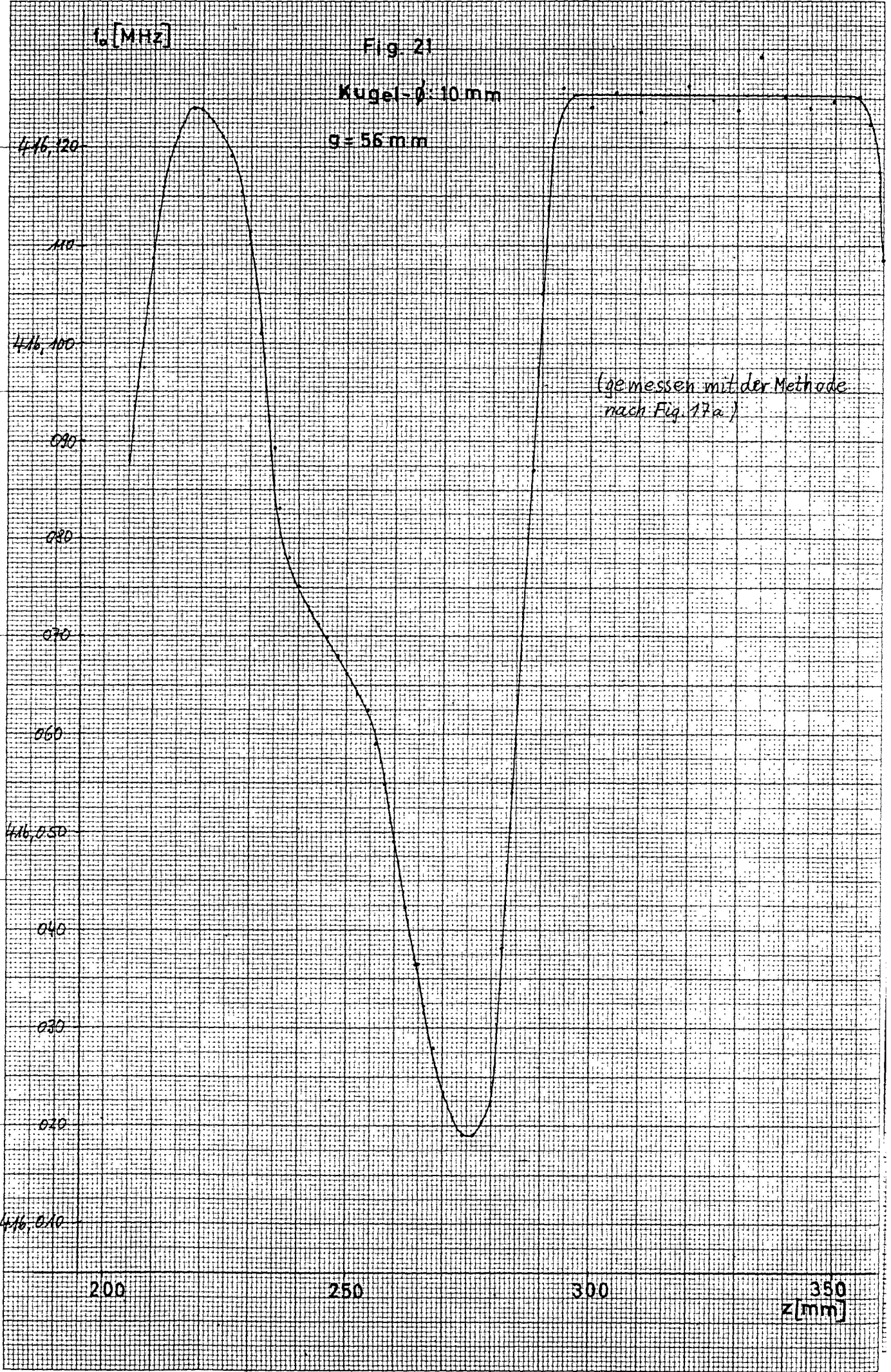
200

250

300

350
z [mm]

(gemessen mit der Methode
nach Fig. 17a.)



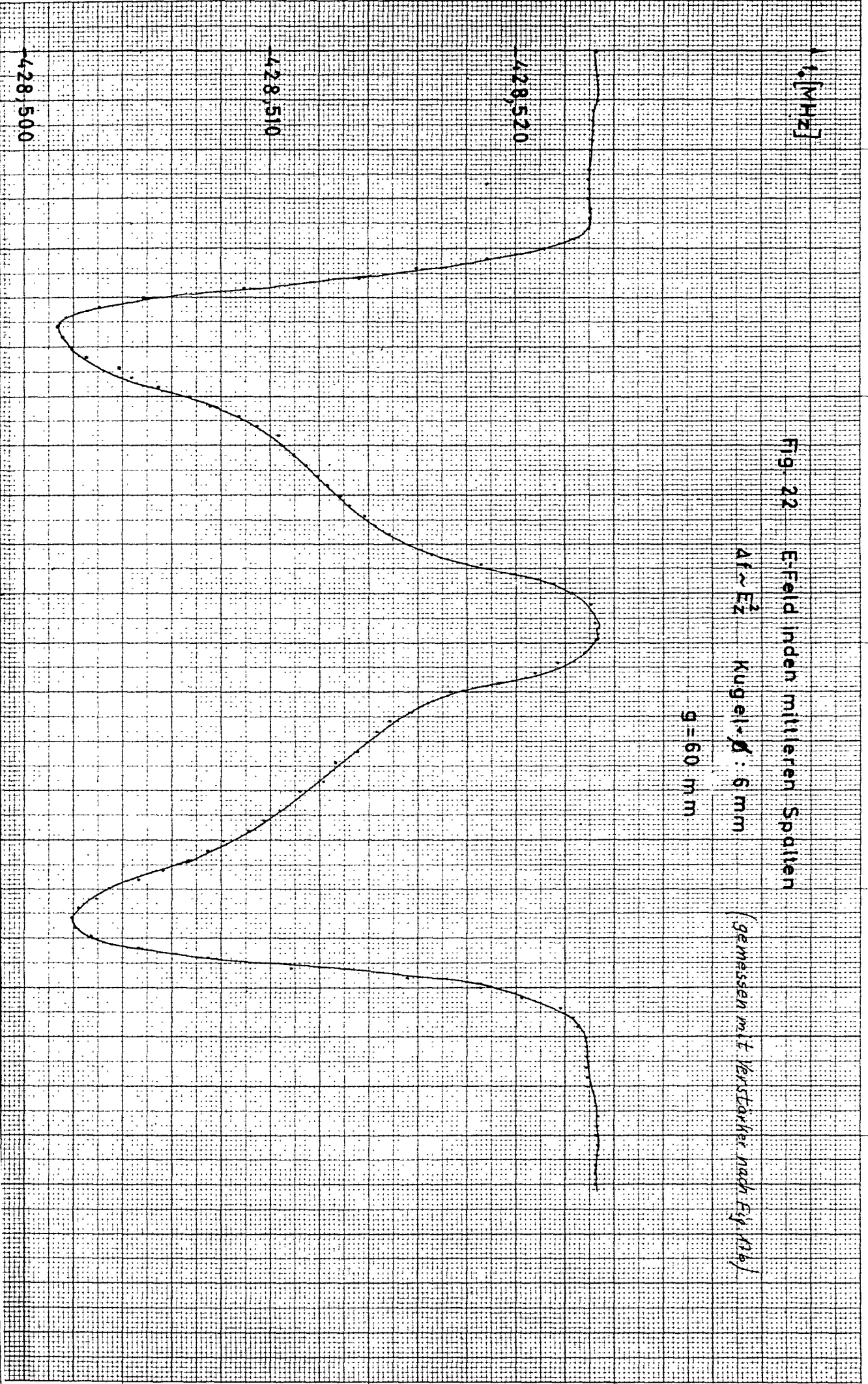


Fig. 22 E-Feld inden mittleren Spalten

$\Delta f \sim E^2$ Kugel $\cdot \varnothing$: 6 mm

$g = 60$ mm

(gemessen mit Verstärker nach Fig. 12b)

Fig. 23 Resonanzfrequenzen der
Cross-Bar Struktur

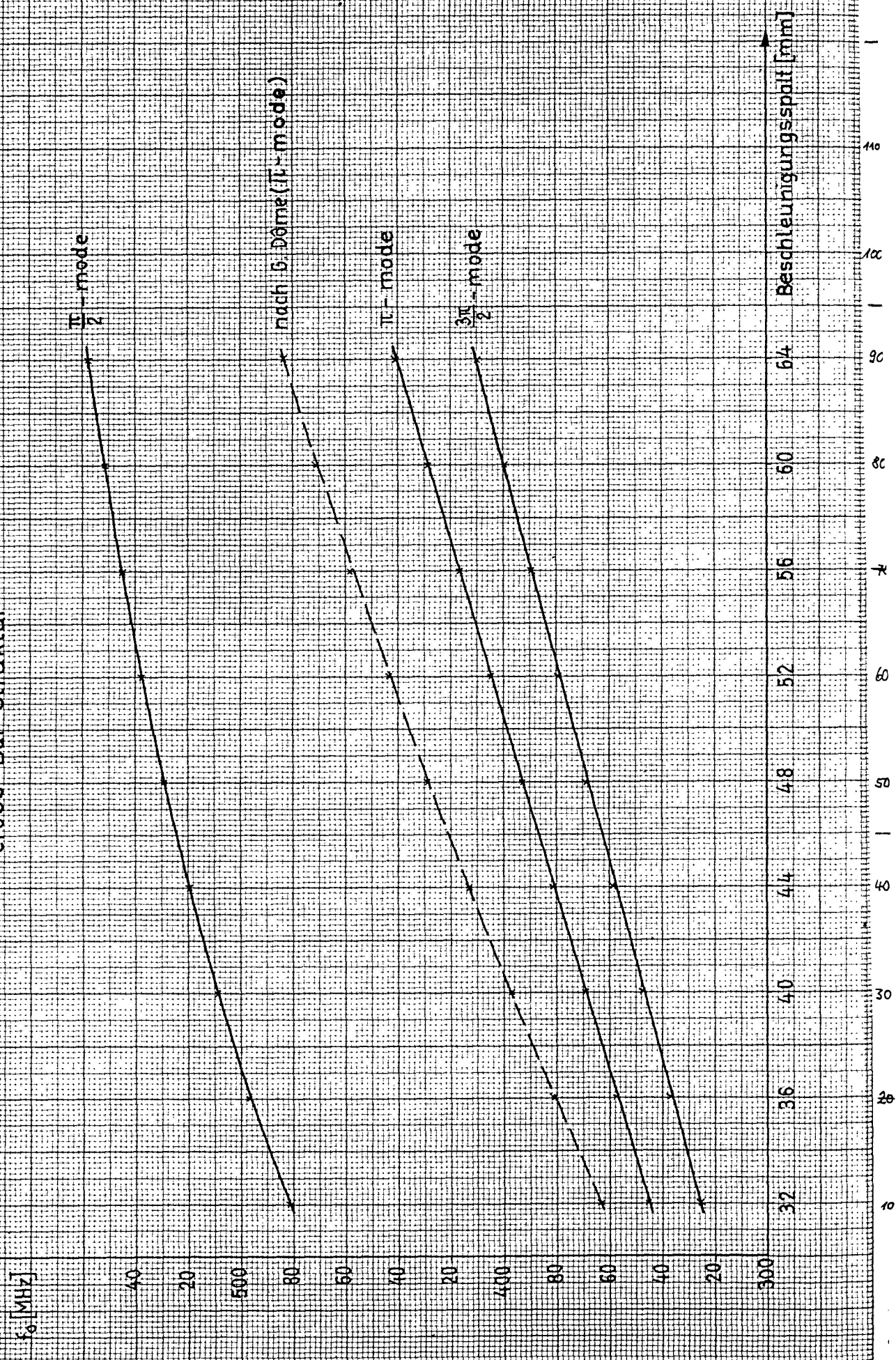
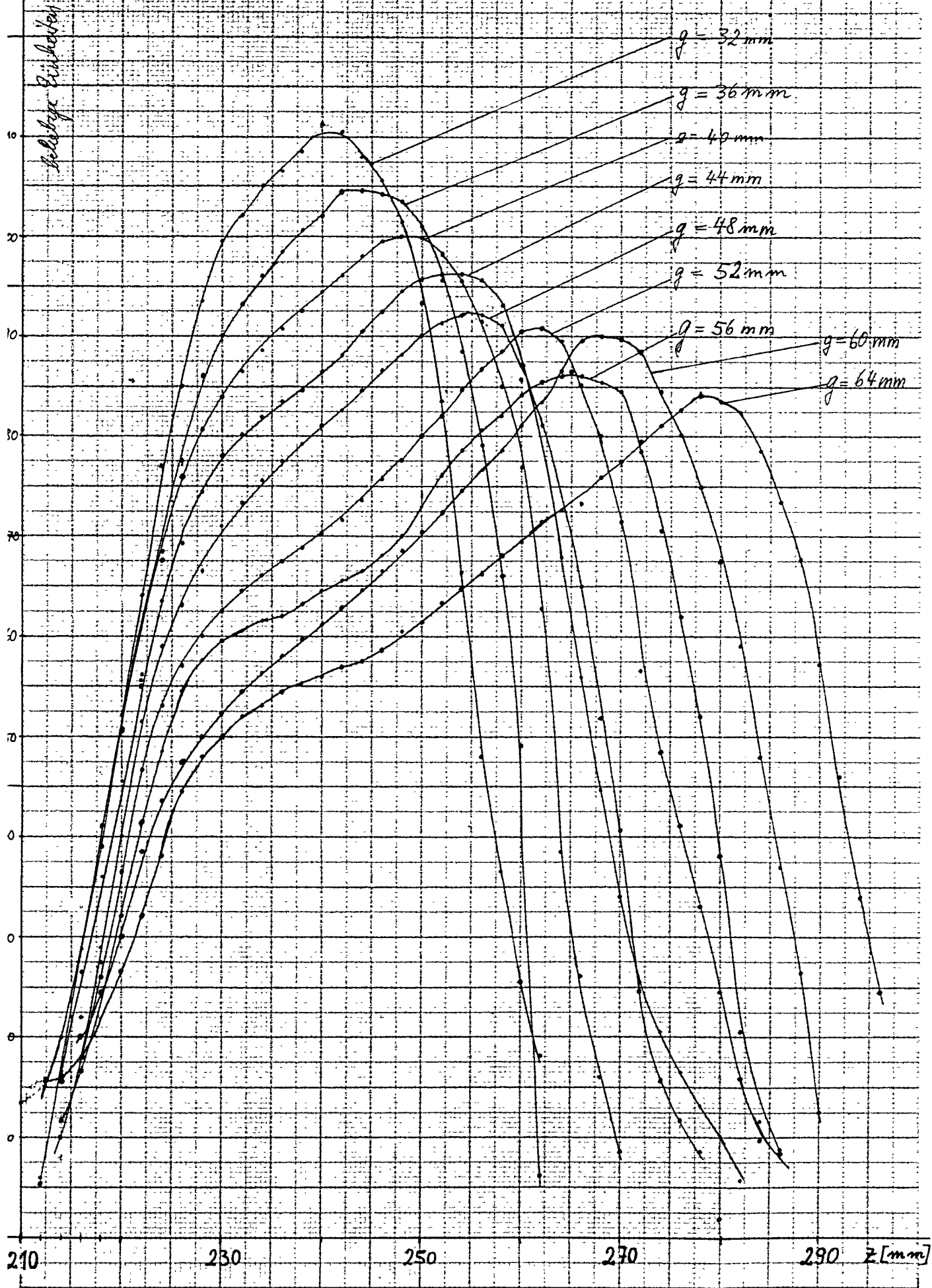


Fig. 24

Feldverteilung bei Gross-BAR



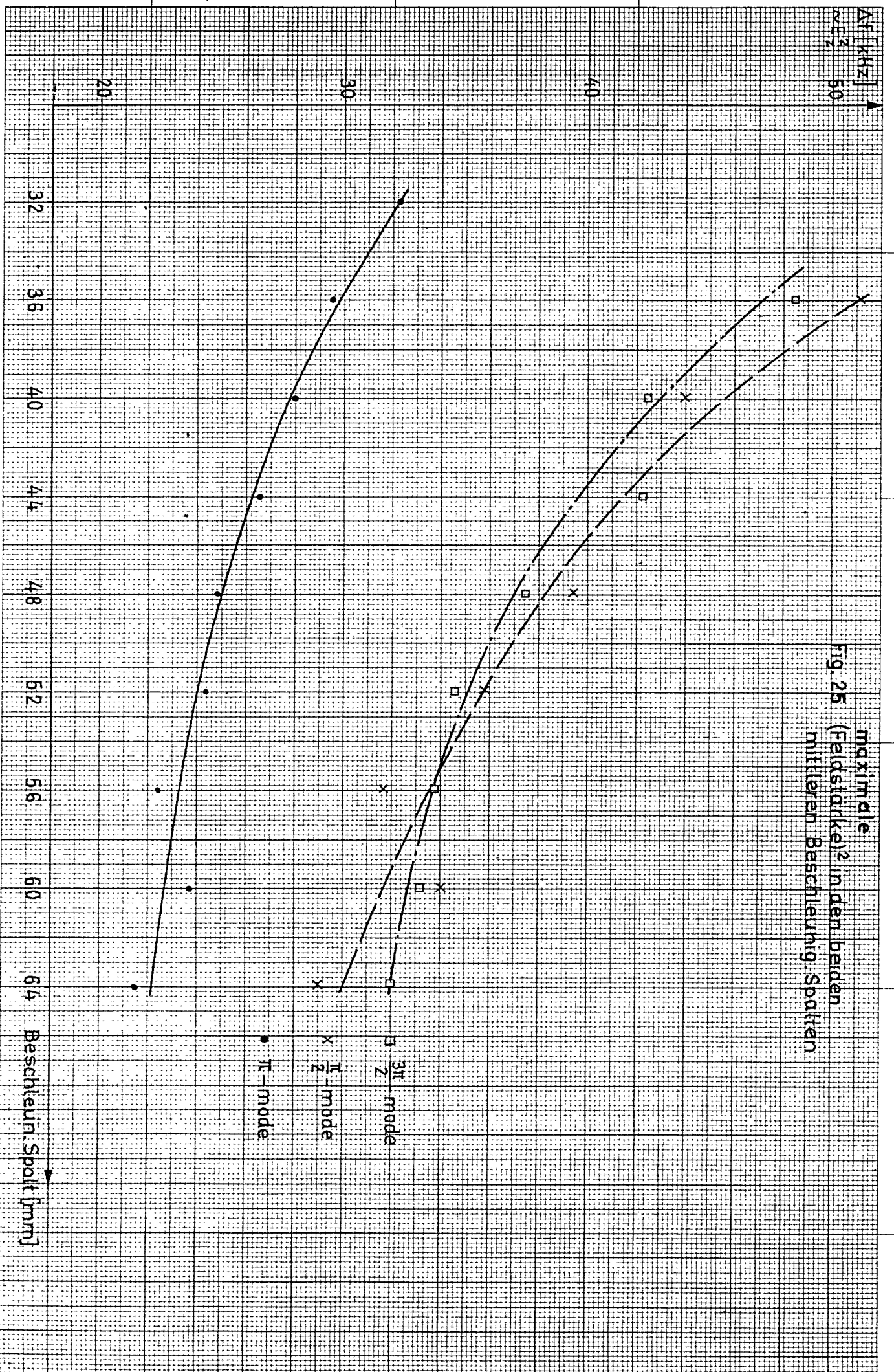
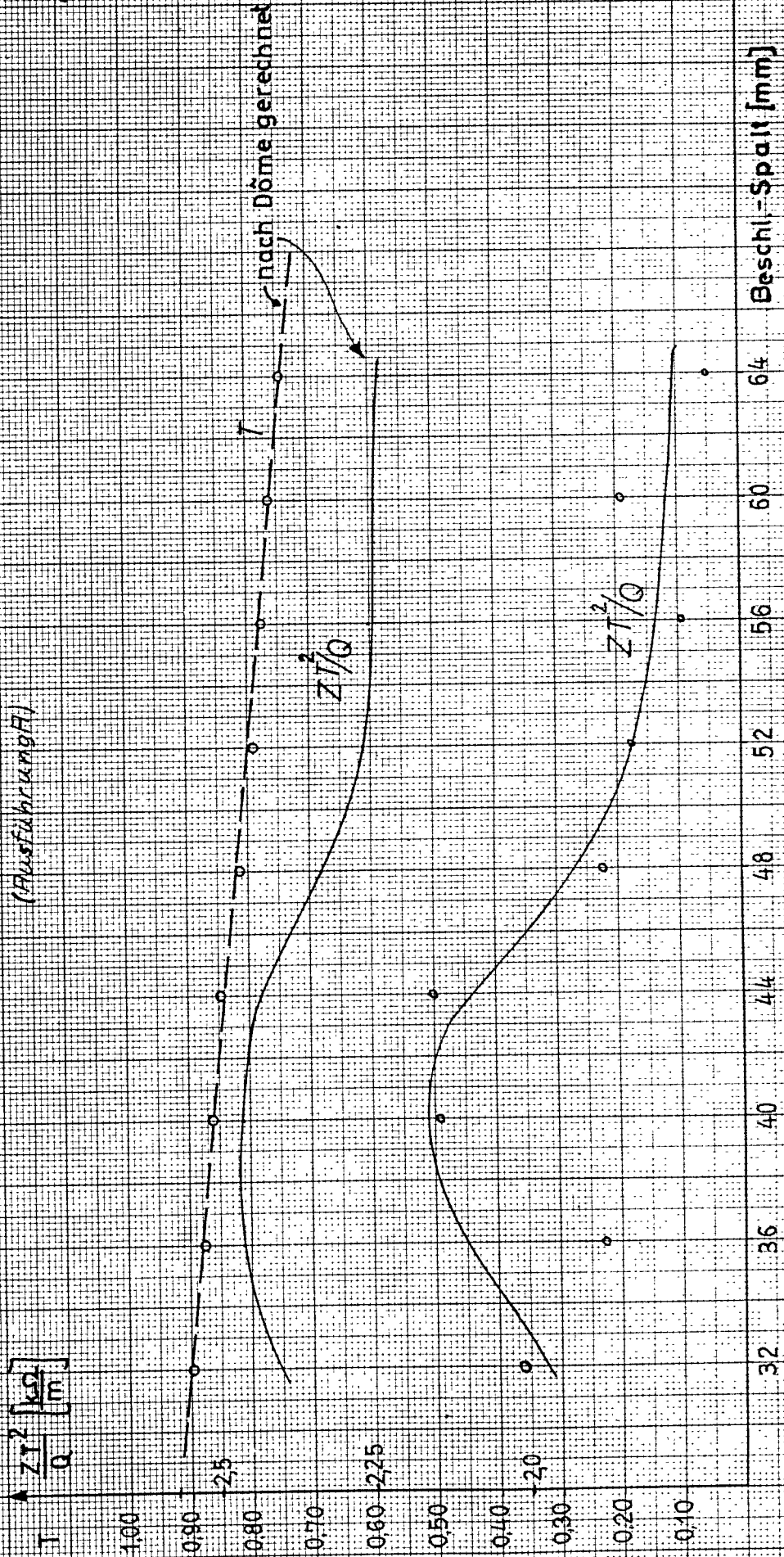


Fig. 26

Shuntimpedanz und Transitivme-Faktor

(Ausführung R)

$$\frac{ZT^2}{Q} \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}} \right]$$



Beschl-Spalt [mm]

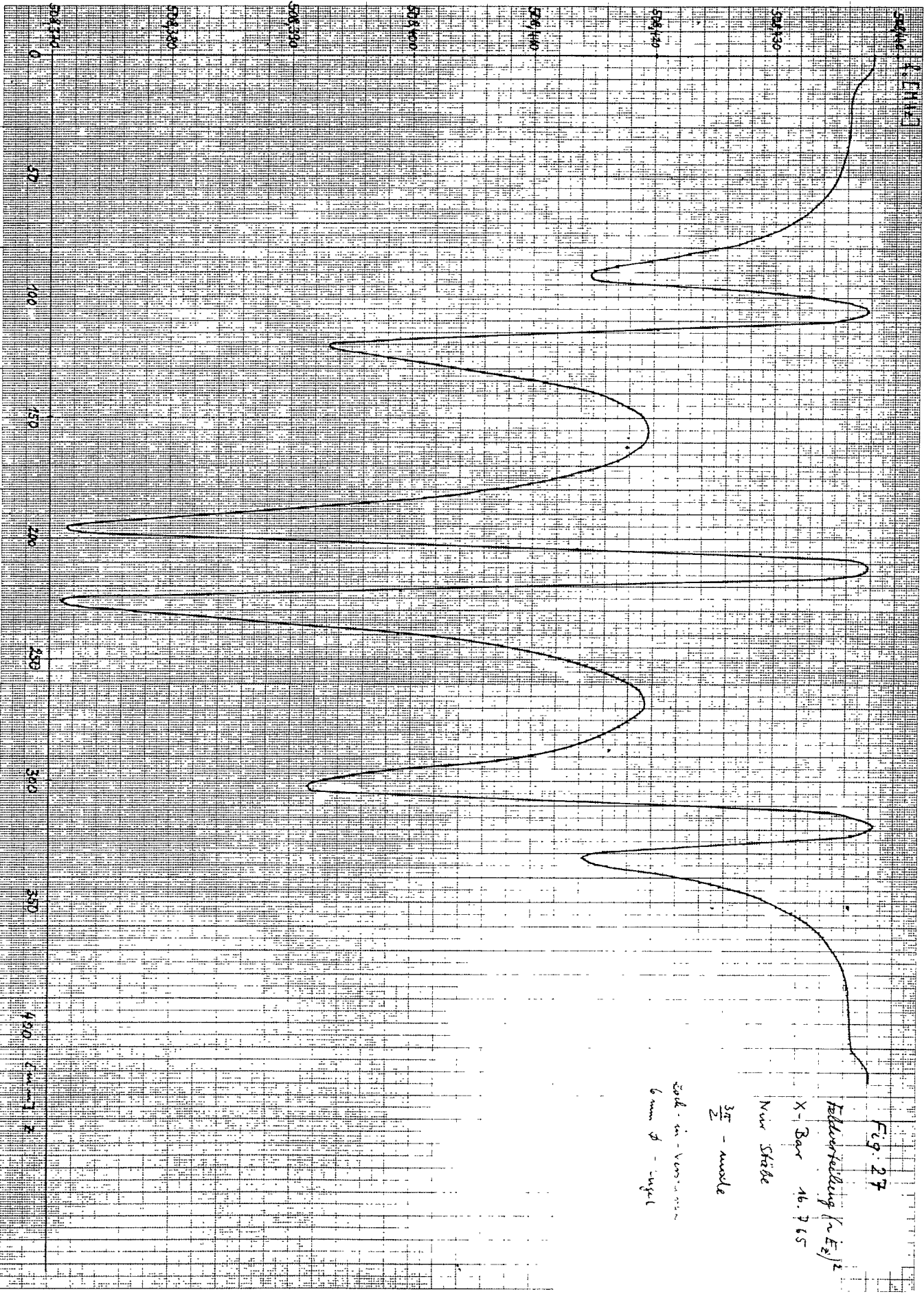


Fig. 27

Feldverteilung ($\sim E_z$)²

X-Bar 16.765

Nur Stelle

$\frac{3T}{2}$ - mode

End - in - Vers. in mm
6 mm ϕ - rügel

Fig 28

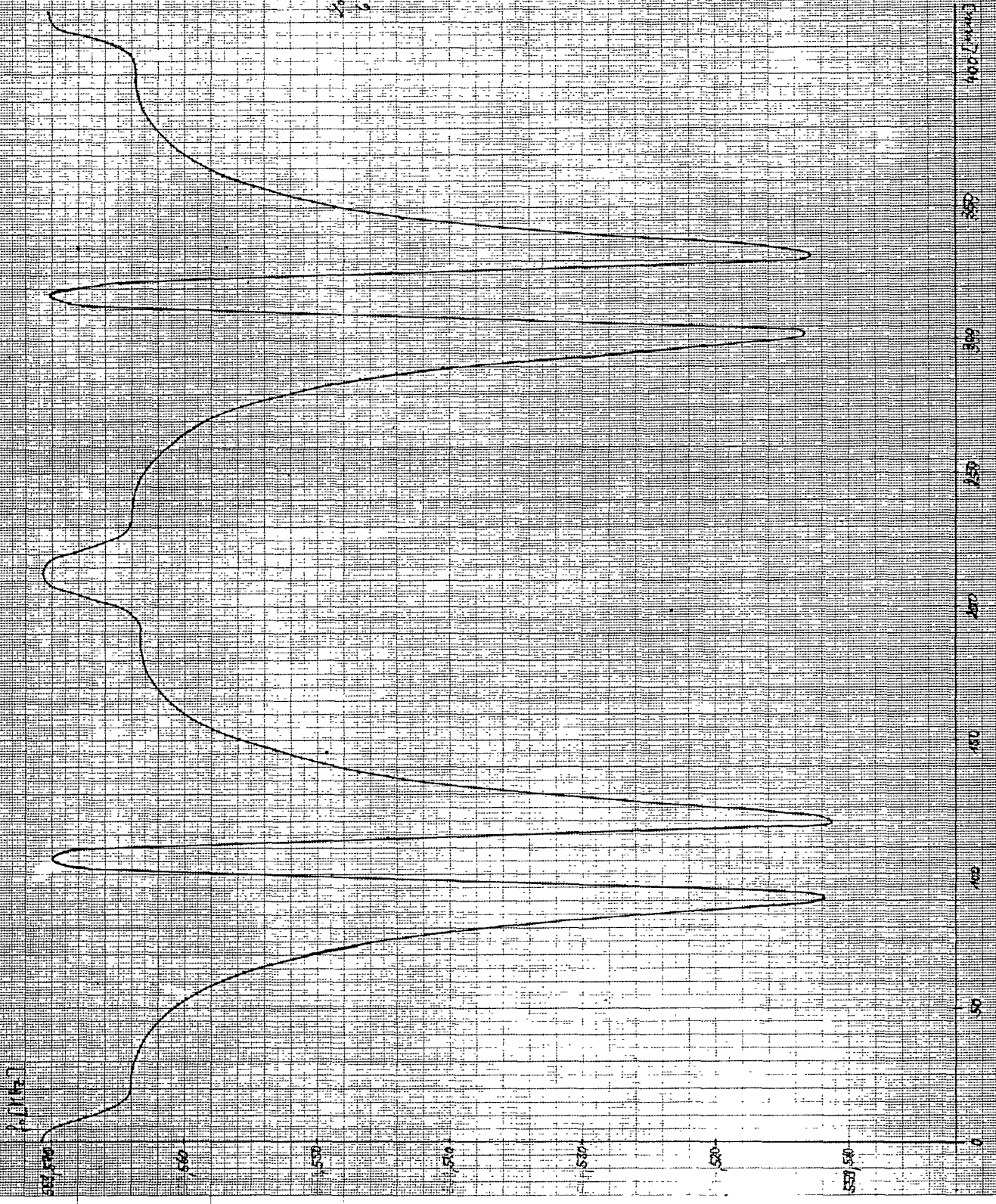
Feldverteilung (Fe)

X-Bar 167.6F

Neue Skala

F = Anzahl

Stärke im Verhältnis
6 mm ϕ - Eisegel



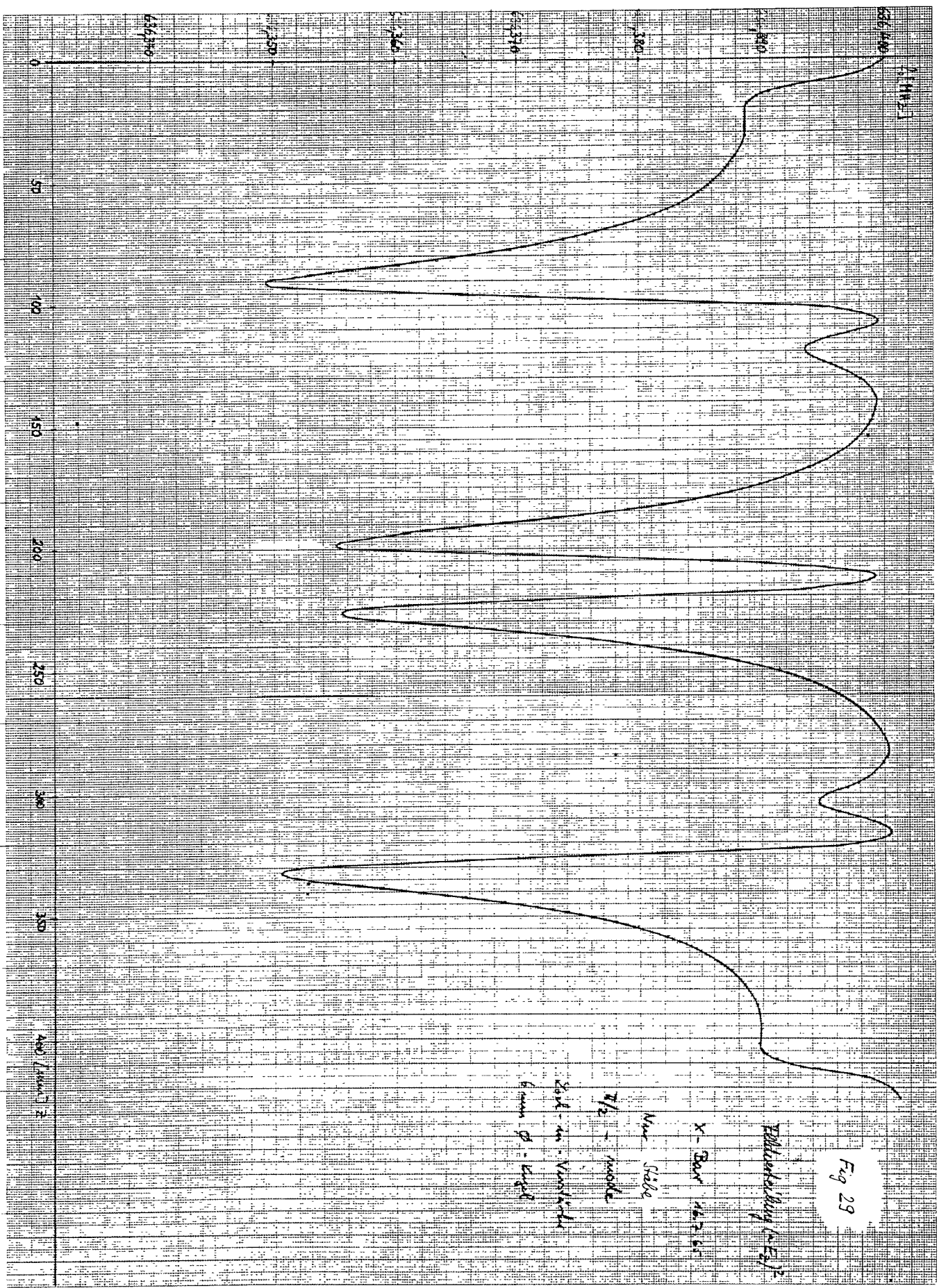


Fig. 30 Frequenz in Abhängigkeit der Eintauchtiefen
der Koppelschleifen

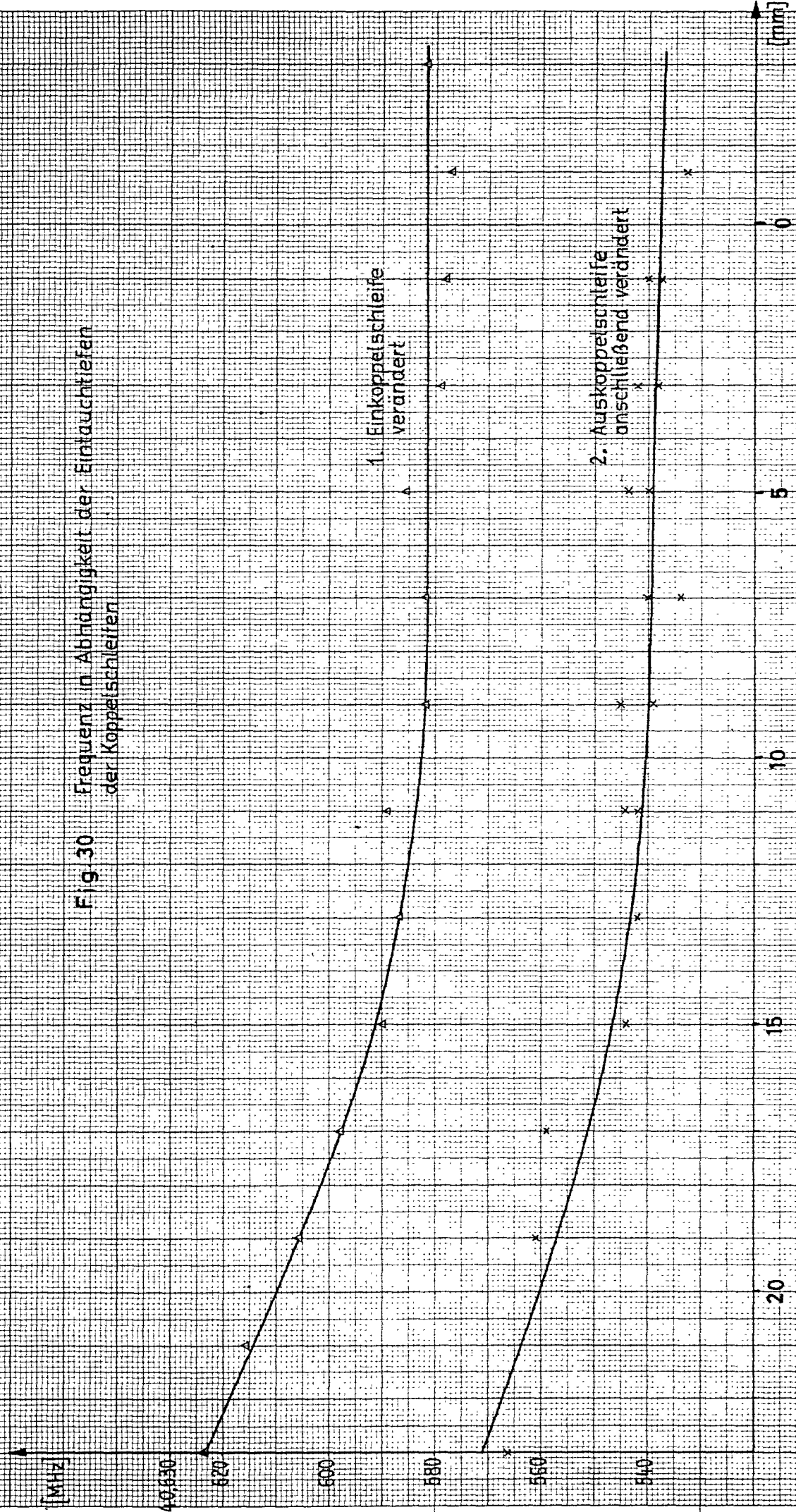


Fig. 31 Güte in Abhängigkeit der Einlauftiefen der Koppelschleifen

