

Interner Bericht
DESY M-80/08
August 1980

Einfluss der Kühlwassertemperatur und Verlustleistung
Auf den Resonanzwiderstand der PETRA-Beschleunigungsstruktur

G. Gaede, H. Gerke, H. Petersen, H.P. Scholz, A. Zolfaghari

Einleitung

Nachdem die erste Ausbaustufe des 500 MHz Hochfrequenzsystems ¹⁾ für den 19 GeV Elektronen-Positronen-Speicherring PETRA ²⁾ mit der Installation von 60 fünfzelligen Beschleunigerstrukturen ³⁾ und acht 550-kW-Klystrons abgeschlossen worden ist, wurde durch Messung der Synchrotronfrequenz der gespeicherten Teilchen festgestellt, dass die Hochfrequenzbeschleunigungsspannung ca. 8 % bis 10 % geringer ist als berechnet. Die sorgfältige Überprüfung der optischen Maschinenparameter, die kalorimetrische Nachmessung der Hochfrequenzleistung und der Übertragungsverluste der Hohlleiteranordnungen sowie das exakte Justieren der Hochfrequenzphasen zwischen den Beschleunigungsresonatoren und zwischen den vier Klystronsendergruppen ergab keine Klärung dieses Fehlbetrages. Auch auf den Anstieg des Verlustwiderstandes durch Erhöhung der mittleren Kühlwassertemperatur konnte nur ein Teil der vermissten Hochfrequenzleistung zurückgeführt werden.

An einer Reihe von Strukturen wurden der Kennwiderstand (Geometriefaktor, Eigenimpedanz der Struktur) und die Güte nochmals mit Kleinleistung bei Raumtemperatur gemessen und der Wert für den Resonanzwiderstand von ca. 18 M Ω bestätigt. Anschließend wurde der Resonanzwiderstand in Abhängigkeit von der Verlustleistung ermittelt. Dabei wurde festgestellt, dass dieser sich stark mit der in der Struktur umgesetzten Hochfrequenzleistung ändert, d.h. dass sich eine Oberflächentemperatur einstellt, die im Mittel weit über der mittleren Kühlwassertemperatur liegt. Aus den Messungen lässt sich ein struktureigener Leistungsbeiwert für den Resonanzwiderstand definieren, mit dem dieser für jede Kühlwassereintrittstemperatur und Verlustleistung berechnet werden kann.

Die durchgeführten Messungen, die Messaufbauten und die Ergebnisse werden in diesem Bericht beschrieben.

Kleinsignalmessungen bei Raumtemperatur

Die PETRA-Beschleunigungsstruktur ist eine induktiv gekoppelte fünfzellige Resonatoranordnung, die bei 500 MHz im TM_{010} π -Mode erregt wird (Abb.1). Die Einspeisung der Hochfrequenzleistung erfolgt über ein koaxiales Hochleistungskeramikfenster in der Mittelzelle. Durch thermische Effekte und durch Strahlbelastung hervorgerufene Änderungen der Resonanzfrequenz werden durch zwei in den der mittleren Zelle benachbarten Zellen angeordnete, induktiv wirkende Stempel kompensiert. Der Resonanzabgleich erfolgt automatisch durch Vektorvergleich von zugeführter Leistung und Resonatorsignal, wobei Phasenabweichungen in Impulse für die, die Abstimmstempel antreibenden Schrittmotore umgewandelt werden ⁴⁾. Der Frequenzvariationsbereich, der mit den beiden Abstimmstempeln überstrichen werden kann, wurde mit 1 MHz ($\Delta f/f = 0,2 \%$) sehr groß gewählt, damit die Fertigungstoleranzen nicht zu gering sein müssen und außerdem eine Hochfrequenzausheizung bei ca. 150°C im eingebauten Zustand im Ring möglich ist.

Die Messung des Resonanzwiderstandes erfolgt nach der bekannten Störkörpermethode⁵⁾, die weitgehend automatisiert wurde, um in kurzer Zeit eine Vielzahl von Messungen durchführen zu können (siehe Anhang). Der auf diese Weise ermittelte Kennwiderstand (Eigenimpedanz der Struktur) ist unter Berücksichtigung des Teilchenlaufzeitfaktors als Funktion der mechanischen Position der Abstimmstempel in Abb. 2 dargestellt. Da die Struktur für eine optimale Feldverteilung zwischen den Zellen bei 125 kW Verlustleistung konzipiert wurde ³⁾, steigt der Kennwiderstand mit zunehmender Stempelintauchtiefe leicht an. Die an verschiedenen Strukturen und mit unterschiedlich großen Störkörpern durchgeführten Messungen zeigen, dass der Kennwiderstand unter Berücksichtigung von Exemplarstreuungen, Mess- und Auswertefehlern mit einer Genauigkeit von +/- 3 % angegeben werden kann. Demgegenüber kann die Resonatorgüte genauer gemessen werden. Abb. 3 zeigt, dass die Leerlaufgüte der Struktur mit zunehmender Stempelintauchtiefe wegen der steigenden Stempelverluste abnimmt. Die Messungen wurden mit kleiner Hochfrequenzleistung (P_{HF} ca. 20 mW) bei 200°C durchgeführt. Aus dem Kennwiderstand Z_C und der Leerlaufgüte Q_0 ergibt sich der Resonanzwiderstand R_p der Beschleunigungsstruktur zu

$$R_p = Z_c \cdot Q_0 = \frac{\hat{U}_c^2}{2P_c}$$

wobei \hat{U}_c die Spitzenspannung und P_c die Verlustleistung ist. Den Verlauf des Resonanzwiderstandes als Funktion der Stempelintauchtiefe zeigt Abb. 4.

Die Resonanzfrequenz der fünfzelligen Struktur wird mit nur zwei Stempeln abgeglichen, d.h. die Eigenfrequenz von nur zwei der fünf Kreise wird variiert. Dadurch ändert sich auch die Spannungsverteilung zwischen den Zellen als Funktion der Stempelposition (Abb. 5). Auch die Eigenfrequenzen des TM_{010} -Modes werden wegen der entsprechenden Feldverteilung in den Zellen durch Stempelvariation unterschiedlich beeinflusst (Abb.6). Die Resonanzfrequenz des $\pi/2$ -Modes ändert sich nicht, da bei dieser Erregung in den Stempelzellen fast keine Energie gespeichert ist.

Da sich als Funktion der Stempelposition der Resonanzwiderstand der Struktur ändert, wie Abb. 4 zeigt, ändert sich bei fest eingestellter Einkopplung auch der Reflexionsfaktor (Abb. 7). Bei diesen Messungen wurde für die Sollfrequenz von 499,665 MHz und für Kleinsignalbetrieb bei Raumtemperatur die Kopplung auf Anpassung eingestellt. Die Reflexionsfaktoren bei geänderter Stempelposition wurden bei der Ermittlung der Leerlaufgüte berücksichtigt.

Güte-Messungen bei hoher Leistung

Zur Ermittlung des Einflusses der Wandverluste auf den Resonanzwiderstand muss der Verlustwiderstand bei der jeweiligen Leistung gemessen werden. Dies geschieht durch Messung der Güte, da der Kennwiderstand vom Verlustwiderstand unabhängig ist. Wegen der guten thermischen Leitfähigkeit des Kupfers darf bei der Messung die Hochfrequenzoberflächenbelastung nur sehr kurzzeitig unterbrochen werden, um Fehlmessungen zu vermeiden.

Die Anordnung, mit der die Messungen durchgeführt wurden, zeigt Abb. 8. Ein hochpräziser Messender (R.u.S., Typ SMDU) mit einem externen Frequenzmodulationseingang, dessen Proportionalität besser als 1 % ist, wird zur Ansteuerung des Klystronverstärkers benutzt.

Die Erregung der Beschleunigungsstruktur erfolgt über einen WR-1800 Hohlleiter. Verstärker und Struktur sind durch einen Hochleistungsisolator entkoppelt. Der Dreieckimpuls eines Funktionsgenerators (HP, Type 3300A) mit einer Amplitudenstabilität von besser als 0,25 % und einer Linearität von besser als 1 % wird mit einer Pulslänge von 10 ms zur Modulation der Frequenz benutzt. Dieser Impuls wird gleichzeitig auf den X-Eingang eines Speicheroszillographen gegeben, wobei zur Vermeidung einer Überstrahlung eine Unterdrückung des Strahlstromes in den Pulspausen vorgesehen wurde. Die Pulswiederholrate betrug eine Sekunde, so dass die Oberflächenbelastung nur während eines Prozentbruchteils der Zeit verringert worden ist. Die Regelung der Struktur während der Messung erfolgte mit der Anordnung, wie in ⁴⁾ beschrieben, lediglich während des Pulsens wurde die Regelschleife unterbrochen. Das Amplitudensignal des Resonators, durch einen 3 dB-Koppler geteilt, wurde dem Regelkreis, und über einen amplitudenproportionalen Gleichrichter, dem Y-Eingang des Speicheroszillographen zugeführt. An der Einspeisung wurden die Vor- und Rücklaufsignale gemessen, da für eine exakte Ermittlung der Leerlaufgüte der Reflexionsfaktor berücksichtigt werden muss. Während dieser Messungen wurde die Frequenzmodulation abgeschaltet.

Die Gütemessungen wurden bei verschiedenen Leistungen, Kühlwassereintrittstemperaturen und Kühlwassermengen durchgeführt, so dass daraus der Einfluss der mittleren Kühlwassertemperatur und der Einfluss der Verlustleistung auf den Resonanzwiderstand der Struktur ermittelt werden konnte.

Die gemessene Leerlaufgüte der Struktur als Funktion der Verlustleistung bei einer Wassereintrittstemperatur von 40 °C und einer Wasserdurchflussmenge von 6 m³/h zeigt Abb. 9. Die Position der Abstimmstempel änderte sich mit zunehmender Leistung von +15 mm auf +21 mm.

Analyse der Messungen

Aus den Messungen der Leerlaufgüte bei verschiedenen Kühlwassereintrittstemperaturen lässt sich bestimmen, dass die Güte und damit auch der Resonanzwiderstand der Struktur, erwartungsgemäß bei kleinen Leistungen, entsprechend der Zunahme des Oberflächenwiderstandes mit steigender Temperatur, sinkt. Und zwar wegen der sich ändernden Eindringtiefe mit der Wurzel aus dem Widerstandstemperaturbeiwert. In Abb. 10 ist die Leerlaufgüte bei kleiner Leistung und bei einer Kühlwassertemperatur von 40°C in Kurve II dargestellt. Mit zunehmender Leistung steigt die mittlere Kühlwassertemperatur und damit sinkt die Leerlaufgüte entsprechend Kurve III in Abb. 10. Zusätzlich steigt aber mit zunehmender Verlustleistung die Temperatur der Oberfläche durch die endliche thermische Leitfähigkeit des Kupfers und durch thermische Widerstände zwischen den Kupferflächen und der Kühlwassergrenzschicht. Dadurch sinkt die Güte und der Resonanzwiderstand der Struktur um einen weiteren erheblichen Betrag (Kurve IV, Abb.10). Dieser Anteil ist durch die Konstruktion, durch Anordnung der Kühlkanäle und durch die Kupferquerschnitte vorgegeben und somit als ein strukturspezifischer Leistungsbeiwert zu definieren.

Aus den Messungen wird ersichtlich, dass die Angabe des Resonanzwiderstandes aus Messungen mit Kleinleistung bei Raumtemperatur zu Fehlern führt. Es muss zusätzlich der Leistungsbeiwert c_P , der Widerstandstemperaturbeiwert ΔR_T des Materials und die Kühlwassereintrittstemperatur angegeben werden. Der Betriebsresonanzwiderstand der Struktur ergibt sich dann zu

$$R_P = R_{P20} \cdot \sqrt{1 - \Delta R_T \frac{(T_e - 20) + 860 \cdot P_C}{2 \cdot Q_H + c_P \cdot P_C}}$$

Dabei ist R_{P20} der mit Kleinleistung bei 20°C Raumtemperatur ermittelte Resonanzwiderstand, ΔR_T der Widerstandstemperaturbeiwert ($\Delta R_T = -0,38\% / ^\circ\text{C}$ für Kupfer), T_e die Kühlwassereintrittstemperatur in [°C], P_C die Verlustleistung in [kW], Q_H die Kühlwassermenge in [l/h] und c_P der Strukturleistungsbeiwert in [°C/kW].

Für die PETRA-Struktur ergibt sich aus den Messungen ein Strukturleistungsbeiwert von $c_p = 0,4 \text{ °C/kW}$.

Die Messung der Gesamtumfangspannung wurde bei einer Kühlwassereintrittstemperatur von 45°C und bei einer Kühlwassermenge von $6 \text{ m}^3/\text{h}$ je Struktur durchgeführt. Dabei wurden 56 Beschleunigungsstrukturen mit je 60 kW Verlustleistung und 4 weitere mit je 120 kW betrieben. Für die 56 Resonatoren muss nach diesen Messungen anstelle der angenommenen $18 \text{ M}\Omega$ ein Resonanzwiderstand von $15,6 \text{ M}\Omega$ und für die vier höher belasteten einer von nur $14,6 \text{ M}\Omega$ eingesetzt werden. Damit ergibt sich eine um 7% niedrigere Umfangspannung als zunächst berechnet.

ANHANG

Messung des Resonanzwiderstandes von Hohlraum-Beschleunigungsresonatoren

Zur Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen werden häufig Hohlraumresonatoren eingesetzt, die in einem Mode mit maximaler elektrischer Feldstärke in der Teilchenbewegungsrichtung erregt werden. Dabei werden Resonatorformen mit möglichst hohem dynamischen Resonanzwiderstand angestrebt. Für die Elektronenbeschleunigung werden meistens im elektrischen Grundmode, dem TM_{010} Mode erregte zylindrische Resonatoren verwendet, die zur Erhöhung des dynamischen Widerstandes mit Driftstrecken versehen sein können. Der elektrische Resonanzwiderstand des Resonators ist definiert durch das Quadrat der Spitzenspannung auf der Teilchenbahn in Bewegungsrichtung, geteilt durch die doppelte Verlustleistung:

$$R_e = \frac{\hat{U}_e^2}{2P_C} = \left(\int_0^s \hat{E}_e \cdot ds \right)^2 \cdot \frac{1}{2P_C}$$

oder

$$R_e = \left(\sum \hat{E}_e \right)^2 \cdot (\Delta s)^2 \cdot \frac{1}{2P_C}.$$

Wird ein kleiner metallischer Störkörper mit dem Volumen $\Delta\tau$ in den erregten Resonator eingebracht, so verändert sich seine Resonanzfrequenz:

$$\frac{\Delta w}{w} = k \int_t \left(\mathbf{m}_0 \cdot \vec{H}^2 - \mathbf{e}_0 \cdot \vec{E}^2 \right) dt / 4U$$

wobei k der Formfaktor des Störkörpers (für Kugelform ist $k = 3$), H die magnetische und E die elektrische Feldkomponente an der Stelle des Störkörpers und U die im Resonator gespeicherte Energie ist.

Wird der Störkörper auf einer Bahn bewegt, auf der nur elektrische Felder vorhanden sind (z.B. auf der Achse eines im TM_{010} Mode erregten zylindrischen Resonators), so kann die Gleichung

für die Frequenzänderung auch geschrieben werden:

$$\frac{\Delta \mathbf{w}}{\mathbf{w}} = -k \cdot \mathbf{e}_0 \cdot \vec{E}^2 \cdot \frac{\Delta t}{4U}$$

Mit der Beziehung

$$Q_0 = \mathbf{w}U / P_C$$

ergibt sich dann für die elektrische Feldstärke

$$E = \sqrt{\frac{2\Delta f \cdot Q_0 \cdot P_C}{f_r^2 \cdot \mathbf{p} \cdot k \cdot \mathbf{e}_0 \cdot \Delta t}}$$

mit f_r für die Resonanzfrequenz und Δf für die Frequenzverschiebung durch den Störkörper.

Für den elektrischen Resonanzwiderstand ergibt sich unter Verwendung dieser Gleichung:

$$R_e = \frac{Q_0 \cdot \Delta s^2 \cdot \left(\sum_0^s \sqrt{\Delta f}\right)^2}{f_r^2 \cdot \mathbf{p} \cdot k \cdot \mathbf{e}_0 \cdot \Delta t};$$

dabei ist s die Schrittweite zwischen den einzelnen Messpunkten in [cm], Q_0 die Leerlaufgüte des Resonators, Δf die Frequenzabweichung in [Hz], f_r die Resonanzfrequenz in [Hz], ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante ($\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-14} \text{ As} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$) und $\Delta \tau$ das Volumen des Störkörpers in [cm³].

Der Spannungsgewinn relativistischer Teilchen bei Durchlaufen eines elektrischen Wechselfeldes ist:

$$U_T = \int_0^p \vec{E}_x \cdot \sin \mathbf{j}_x \cdot dx$$

Unter Berücksichtigung des Laufzeitwinkels ergibt sich der Resonanzwiderstand zu

$$R_p = \frac{Q_0 \cdot \Delta s^2 \cdot \left(\sum_0^p \sqrt{\Delta f_x} \cdot \sin \mathbf{j}_x\right)^2}{f_r^2 \cdot \mathbf{p} \cdot k \cdot \mathbf{e}_0 \cdot \Delta t}$$

Der Resonanzwiderstand berechnet sich aus der Leerlaufgüte und aus dem Kennwiderstand Z_C des Resonators:

$$R_P = Q_0 Z_C$$

Die Leerlaufgüte bzw. die Bandbreite kann einfach gemessen werden. Der Kennwiderstand der durch die Formgebung bestimmt wird und auch den Laufzeitfaktor beinhaltet, wird mit der hier beschriebenen Störkörpermethode ermittelt.

Üblicherweise wird eine metallische Kugel, deren Volumen sehr klein gegen das Resonatorvolumen ist, an einem dünnen Kunststofffaden schrittweise auf der Achse durch den Resonator bewegt. Bei jedem Schritt wird die Resonatorverstimmung gemessen, wobei zu berücksichtigen ist, dass zur Bestimmung des Laufzeitwinkels die Strecke einer halben Hochfrequenzwellenlänge einzusetzen ist, auch wenn der Resonator kürzer ist.

Da bei DESY eine Vielzahl solcher Messungen durchzuführen waren, die sehr zeitraubend und in der beschriebenen Weise auch fehlerbehaftet sind, wurde das Messverfahren weitgehend automatisiert. Den prinzipiellen Aufbau des Messplatzes zeigt Abb. 11. Wichtigster Teil ist eine motorbetriebene Fadenwickelvorrichtung. Ein Nylonfaden wird durch den Resonator gespannt und auf zwei Wickelrädern, die von kleinen Getriebemotoren angetrieben werden, befestigt. Mit dem Zugrad, durch den Motor M2 angetrieben, ist ein Weggeberpotentiometer P3 gekuppelt. Zwischen Rückspulrad und Rückspulmotor M1 ist eine Rutschkupplung angeordnet, die dafür sorgt, dass der Faden während der Messung stramm gespannt ist. Mit einem Steuergerät wird während der Messung der Motor M2 rechtsdrehend angetrieben und der Motor M1 abgeschaltet. Zum Rückspulen des Fadens werden beide Motoren linksdrehend betrieben, wobei der Motor M1 eine geringfügig höhere Drehzahl hat. Auf dem Nylonfaden wird der Störkörper befestigt. Anfang und Ende des Durchlaufes sind mit den Potentiometern P1 und P2 im Steuergerät einstellbar. Die Erregung des Resonators erfolgt mit einem Präzisionsmessender. Ein Teil des Hochfrequenzsignals wird über einen Richtkoppler ausgekoppelt und in einem Phasendiskriminator mit einem Resonatorsignal verglichen. Das Ausgangssignal des Phasendiskriminators wird bei herausgefahrenem Störkörper und abgestimmtem Resonator mit dem Phasenschieber auf „Null“ abgeglichen. Wird der Störkörper durch den Resonator gezogen, ändert sich das Ausgangssignal des Phasendiskriminators. Dieses Signal wird nach hoher Verstärkung dem sehr genau kalibrierten Frequenzmodulationseingang des Messsenders zugeführt.

Wegen der spannungs-frequenzlinearen Eichung ist dieses Signal (U_F) ein Maß für die Abweichung gegenüber der vorher eingestellten Resonanzfrequenz. Gleichzeitig wird es dem Y-Eingang eines X-Y-Schreibers zugeführt. In den X-Eingang des Schreibers wird nach Kalibrierung das Weggebersignal des Potentiometers P3 eingespeist. Wird der Zugmotor M2 eingeschaltet, so bewegt sich der Störkörper in den Resonator und verstimmt diesen entsprechend der vorhandenen Energieverteilung. Auf dem Schreiber wird die Frequenzabweichung als Funktion der Störkörperposition aufgezeichnet. Die so gewonnene Kurve kann entsprechend obiger Formel für den Resonanzwiderstand ausgewertet werden. Zur schnelleren Auswertung können die Daten für Störkörperposition, Frequenzabweichung und Resonanzfrequenz auch direkt in einen Rechner eingegeben werden, nachdem vorher die Konstanten und das Kugelvolumen gespeichert wurden.

Den praktischen Aufbau des Messplatzes zeigt Abb. 12. An den Strahlrohrflanschen einer fünfzelligen PETRA-Struktur ist die Fadenwickelvorrichtung montiert. Der Messsender erregt den Resonator über einen N- 6 1/8"-Übergang, der mit dem Einkoppelfenster verbunden ist. Steuergerät, Verstärker, Phasendiskriminator und X-Y-Schreiber sind auf einem Laborwagen untergebracht.

In Abb. 13 ist der Verlauf der Frequenzabweichung als Funktion der Störkörperposition bei einer siebenzelligen, im π -Mode erregten Beschleunigungsstruktur wiedergegeben. Die Betriebsfrequenz ist 1000 MHz und das Störkörpervolumen war 0,268 cm.

Diese Messmethode ist nicht nur zur Bestimmung des Resonanzwiderstandes von Hohlraumresonatoren geeignet, sondern es kann mit ihr auch der Verlauf elektrischer Felder von z.B. höheren Modes gemessen werden, selbst in Bereichen, in denen auch magnetische Felder vorhanden sind. Zu diesem Zweck verwendet man keramische oder Kunststoffstörkörper, durch die magnetische Felder nicht beeinflusst werden. Sollen damit Absolutmessungen durchgeführt werden, bestimmt man ihr äquivalentes Volumen durch Vergleich mit einer Metallkugel auf einer Bahn ohne Magnetfelder. Aussagen über die Vektorverteilung der elektrischen Feldlinien

sind möglich, indem Messungen der Frequenzabweichung mit unterschiedlich geformten dielektrischen Störkörpern (dünne Scheiben, lange Stäbe) auf gleichen Bahnen in verschiedenen Ebenen des Resonators vorgenommen werden.

Literatur

1. H. Gerke, H. Musfeldt, The Radiofrequency System for the PETRA Storage Ring
Internal Report DESY M-79/33, Sept. 79
2. PETRA, ein Vorschlag zur Erweiterung der Speicherringanlagen bei DESY zu hohen Energien.
DESY, Hamburg Nov. 1974
3. H. Gerke, H.P. Scholz, M. Sommerfeld, A. Zolfaghari, Das PETRA-Cavity
Internal Report DESY PET-77/08, Aug. 1977
4. H. Gerke, A. Zolfaghari, The Frequency Control Equipment for the PETRA Cavity
Internal Report DESY M-79/27, July 1979
5. J.C. Slater, Microwave Electronics, pp. 81-83
D. van Nostrand Company Inc., Princeton, N.Y. 1950

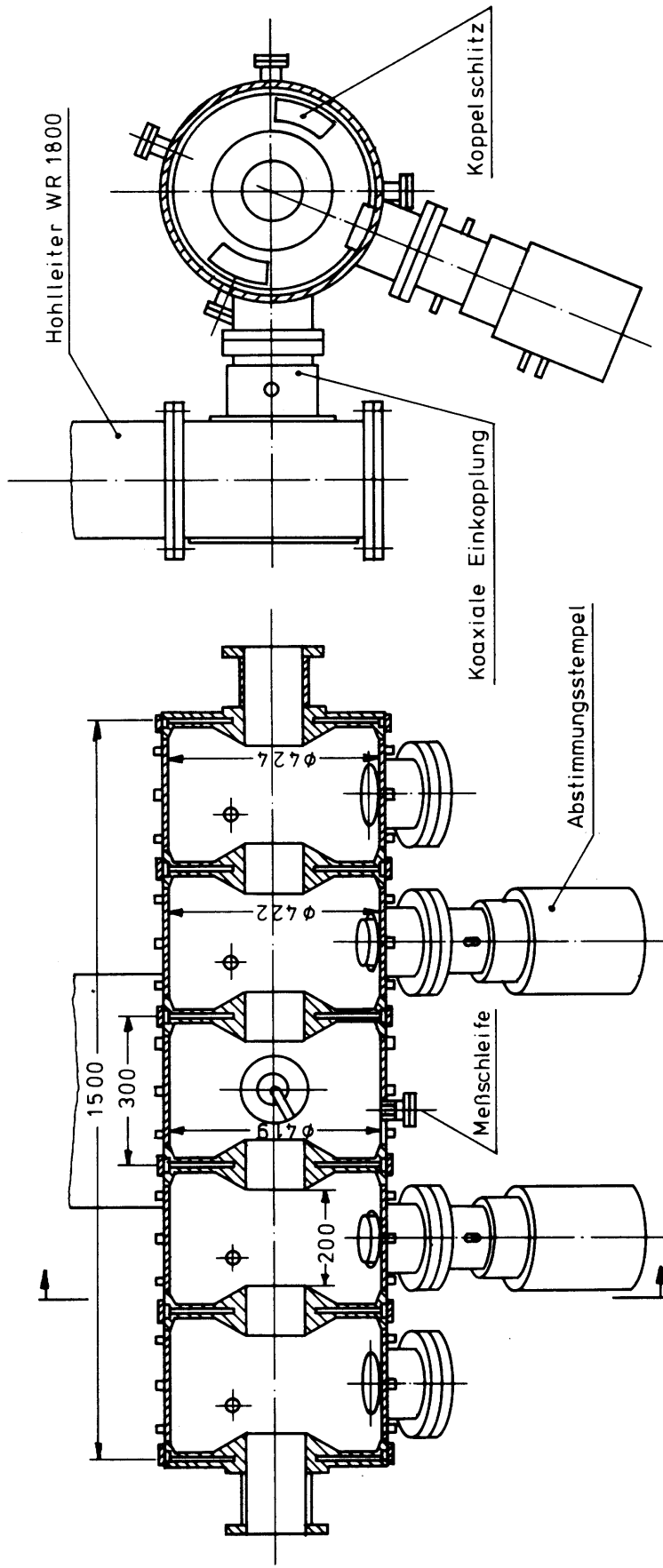


Abb. 1 PETRA Beschleunigungsstruktur

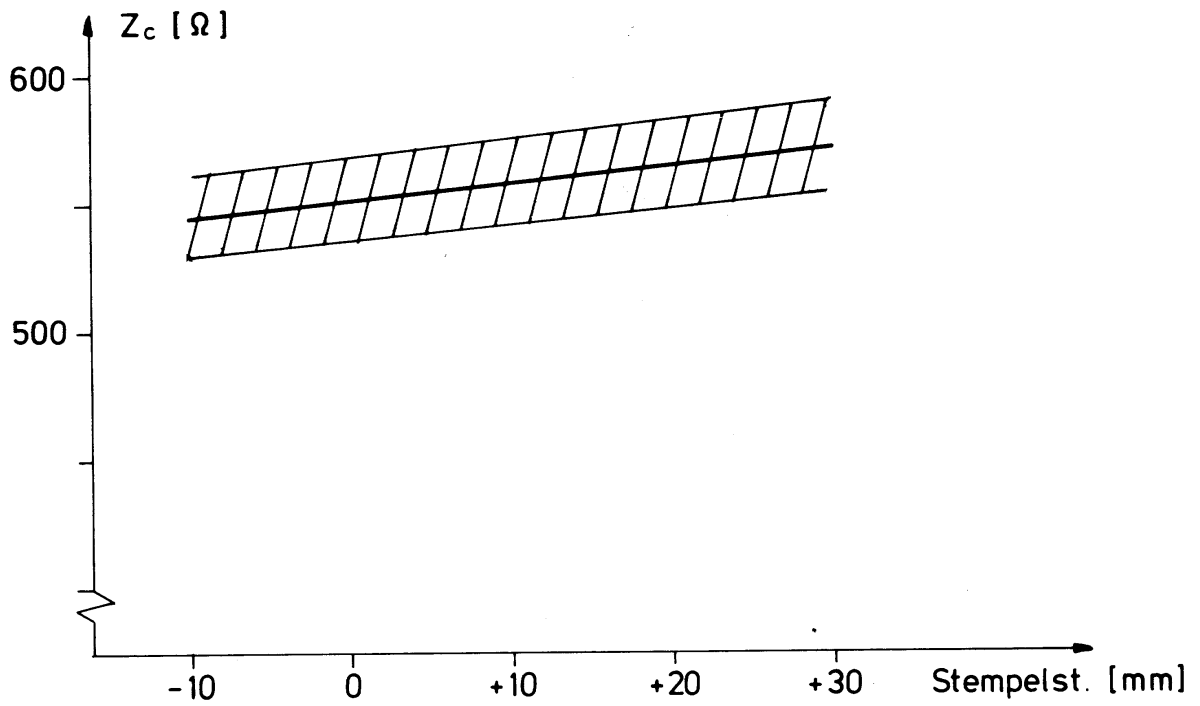


Abb. 2: Kennwiderstand der PETRA-Beschleunigungsstruktur als Funktion der Stempelposition, gemessen mit Kleinleistung bei 20°C

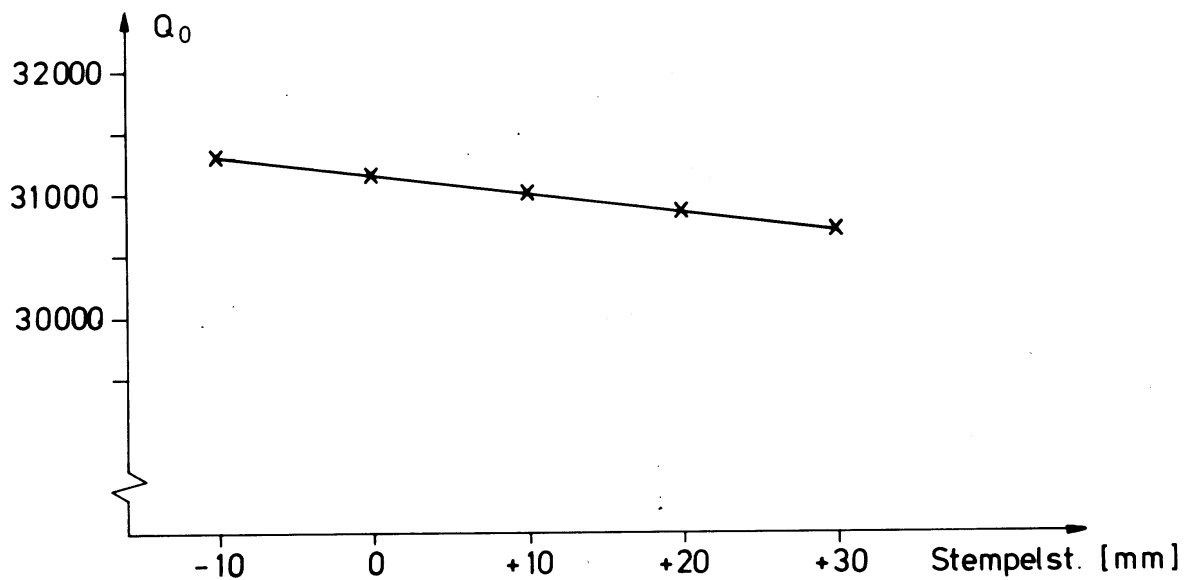


Abb. 3: Leerlaufgüte der PETRA-Struktur als Funktion der Stempelposition, gemessen mit Kleinleistung bei 20°C

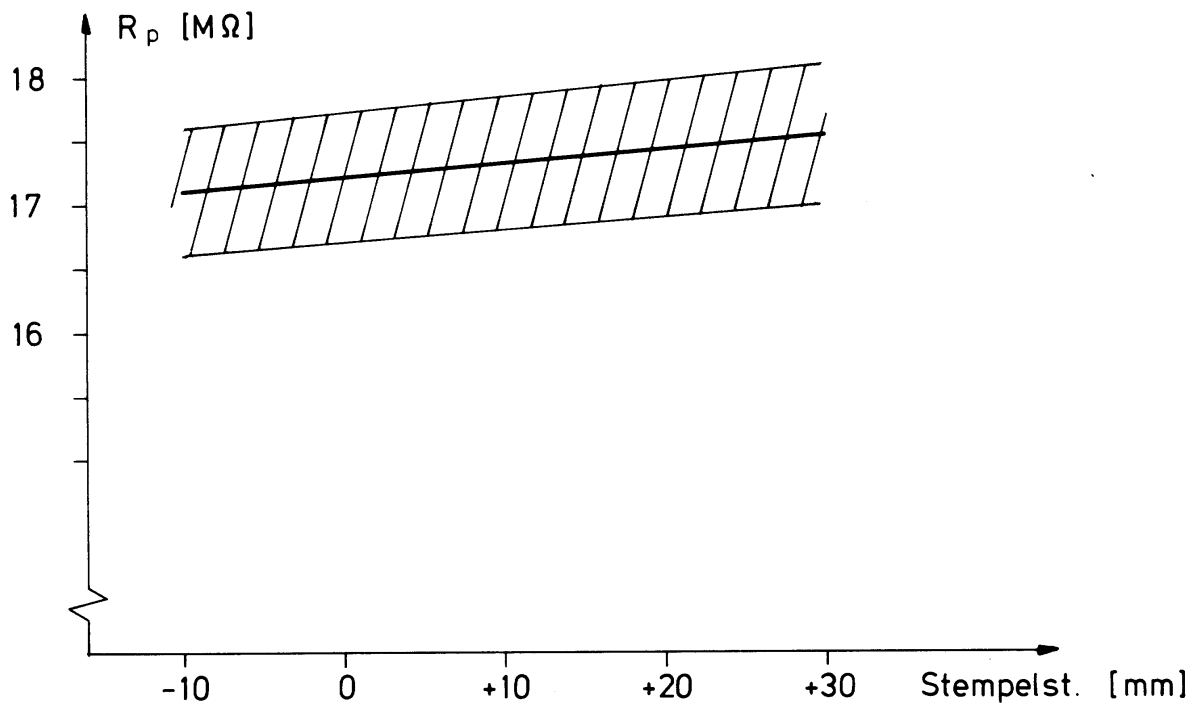


Abb. 4: Resonanzwiderstand der PETRA-Struktur als Funktion der Stempelposition, gemessen mit Kleinleistung bei 20°C

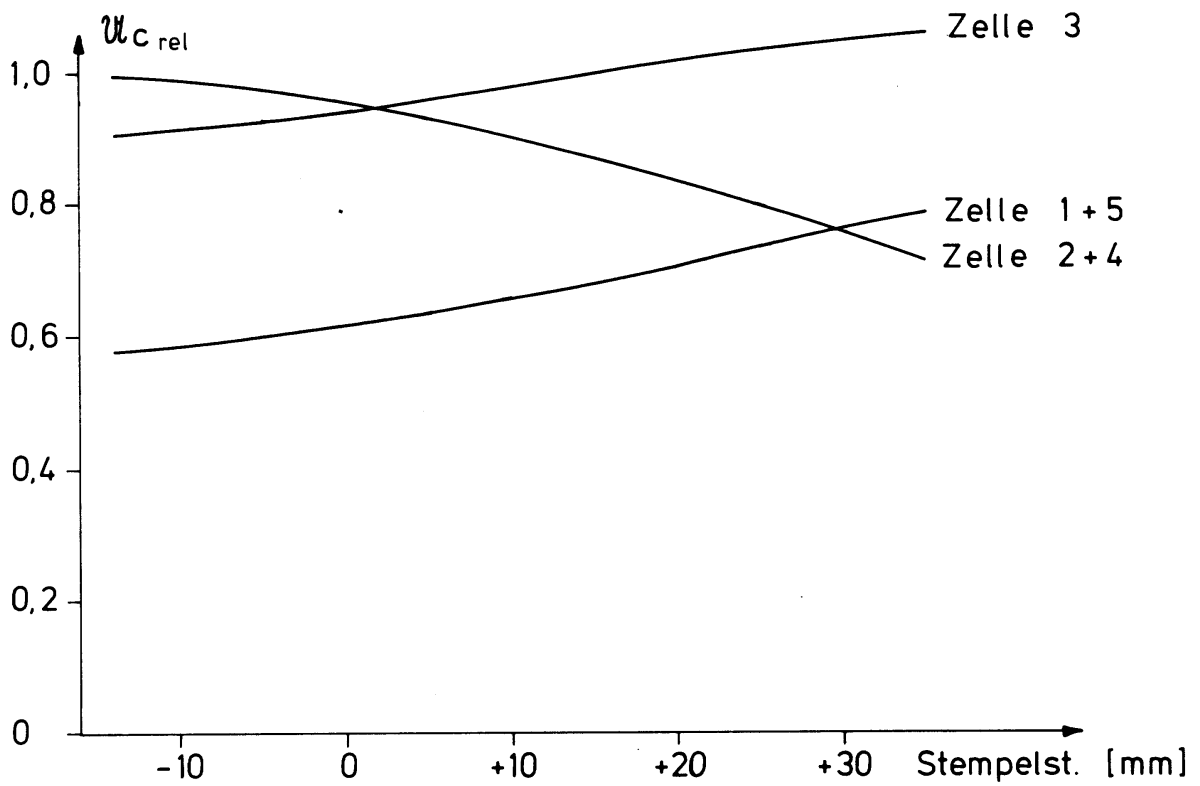


Abb. 5: Relative Spannungsverteilung in den Zellen der PETRA-Struktur als Funktion der Stempelposition

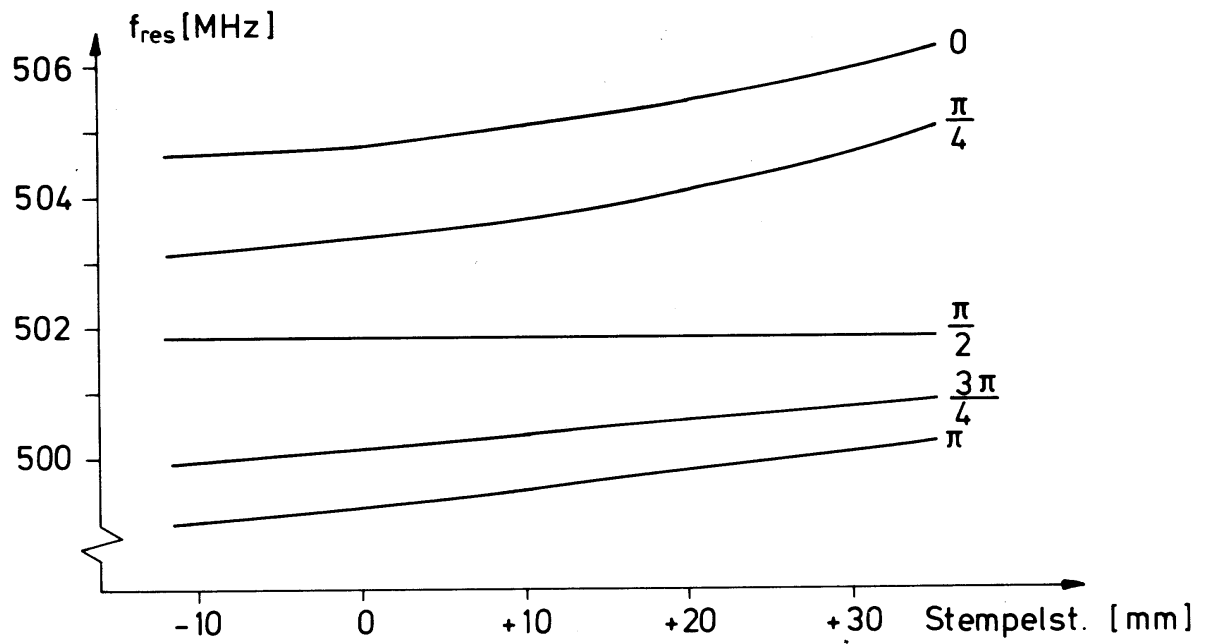


Abb. 6: Eigenfrequenzen des TM_{010} -Modes der PETRA-Struktur als Funktion der Stempelposition

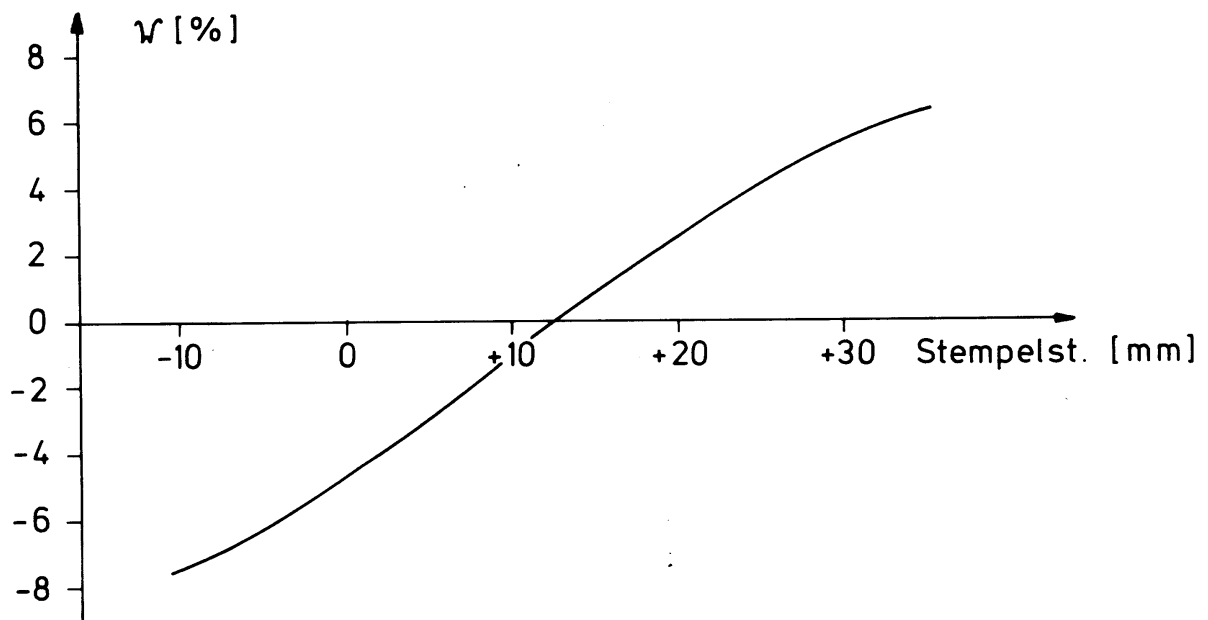


Abb. 7: Reflexionsfaktor der PETRA-Struktur als Funktion der Stempelposition, gemessen mit Kleinsignal bei Raumtemperatur. Kopplung auf Anpassung eingestellt für Sollfrequenz 499,665 MHz (Stempelposition 13 mm)

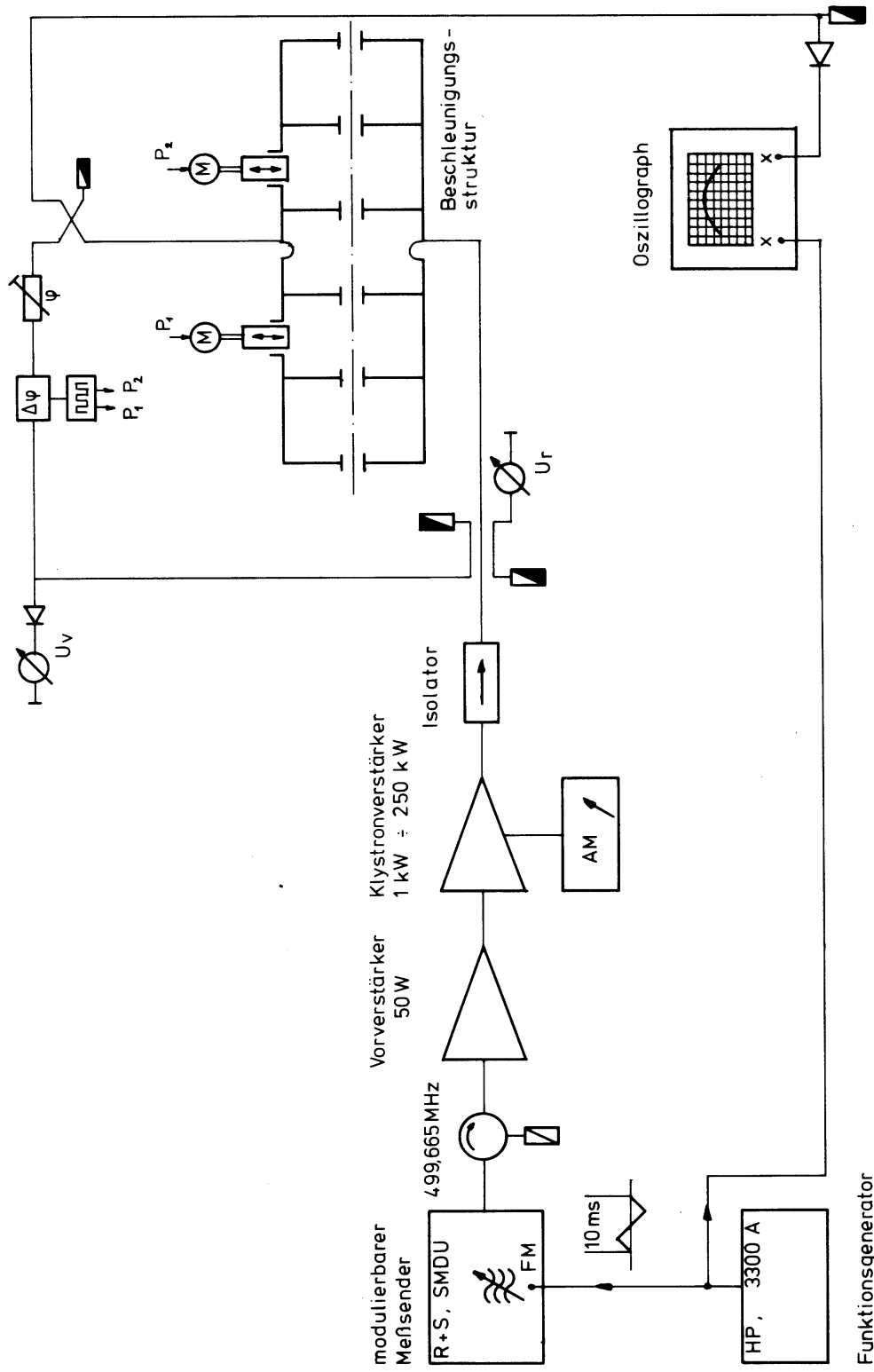


Abb. 8: Anordnung zur Güte-Messung an der PETRA-Beschleunigungsstruktur bei Belastung mit Hochfrequenzleistung

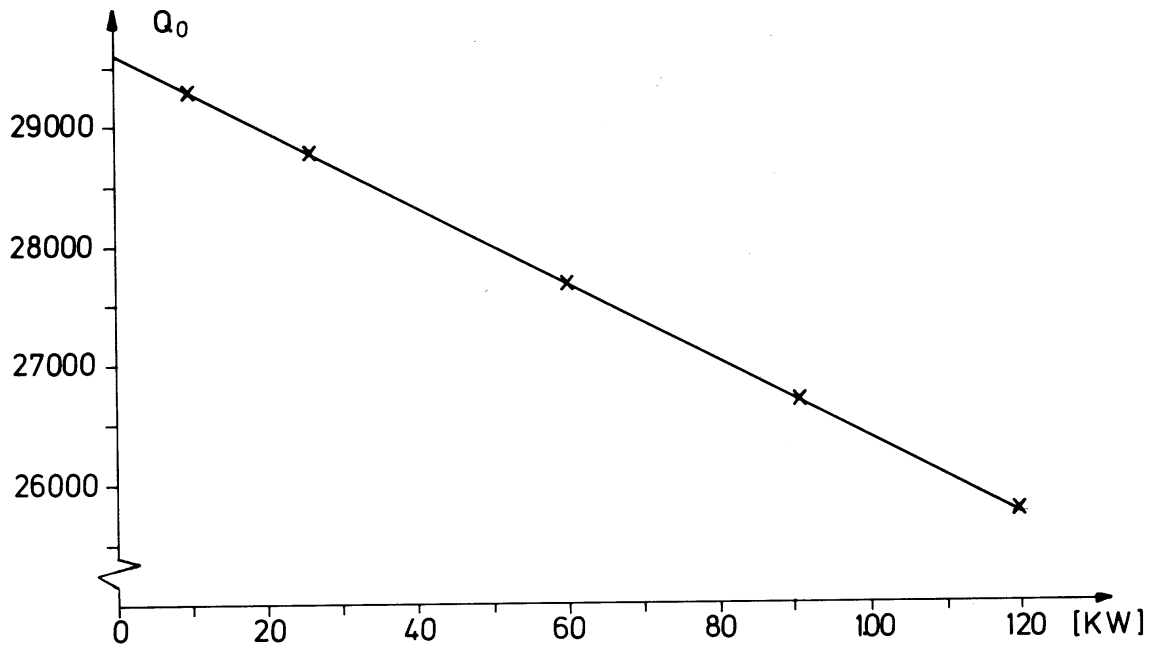


Abb. 9: Leerlaufgüte Q_0 der PETRA-Struktur als Funktion der Verlustleistung in (kW) gemessen bei einer Kühlwassereintrittstemperatur von 40°C und einer Wasserdurchflußmenge von 6 m³/h

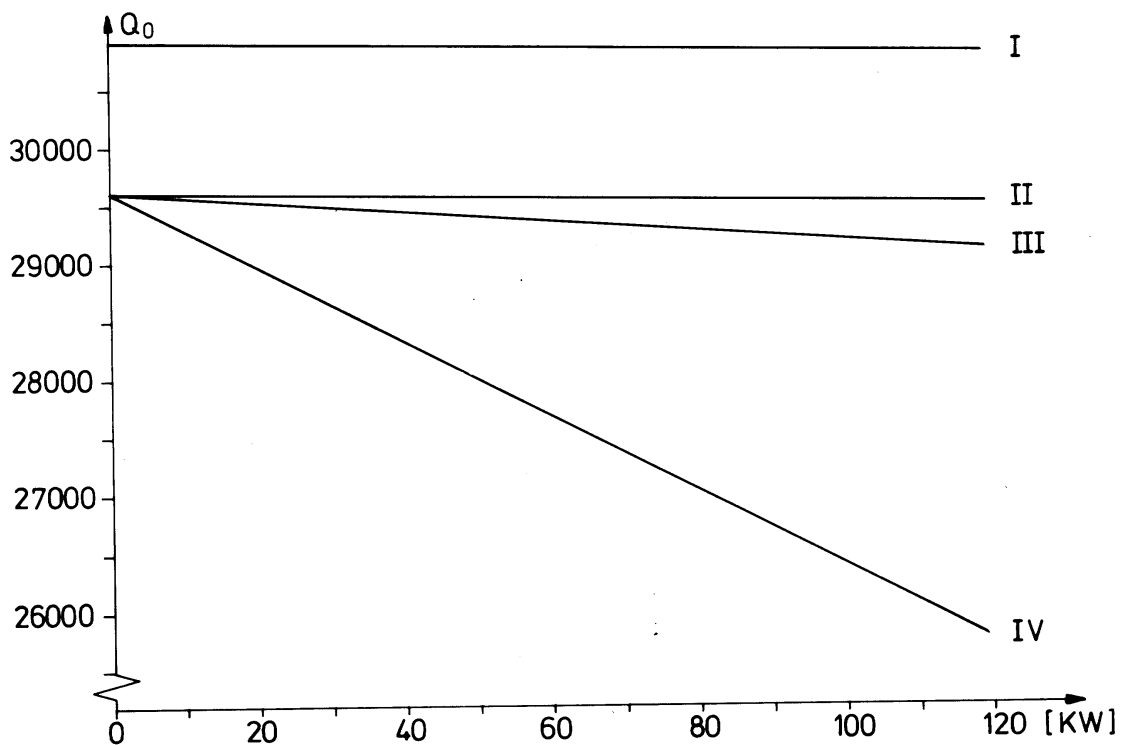


Abb. 10: Analyse der Meßwerte der Leerlaufgüte Q_0 als Funktion der Verlustleistung (kW)

Kurve I : Güte bei Wassereintrittstemperatur von 20°C und $P_{hf} \rightarrow 0$

Kurve II : " " " " 40°C und $P_{hf} \rightarrow 0$

Kurve III: Güteänderung durch Erhöhung der mittleren Kühlwassertemperatur

Kurve IV : gemessene Werte wie Abb. 9

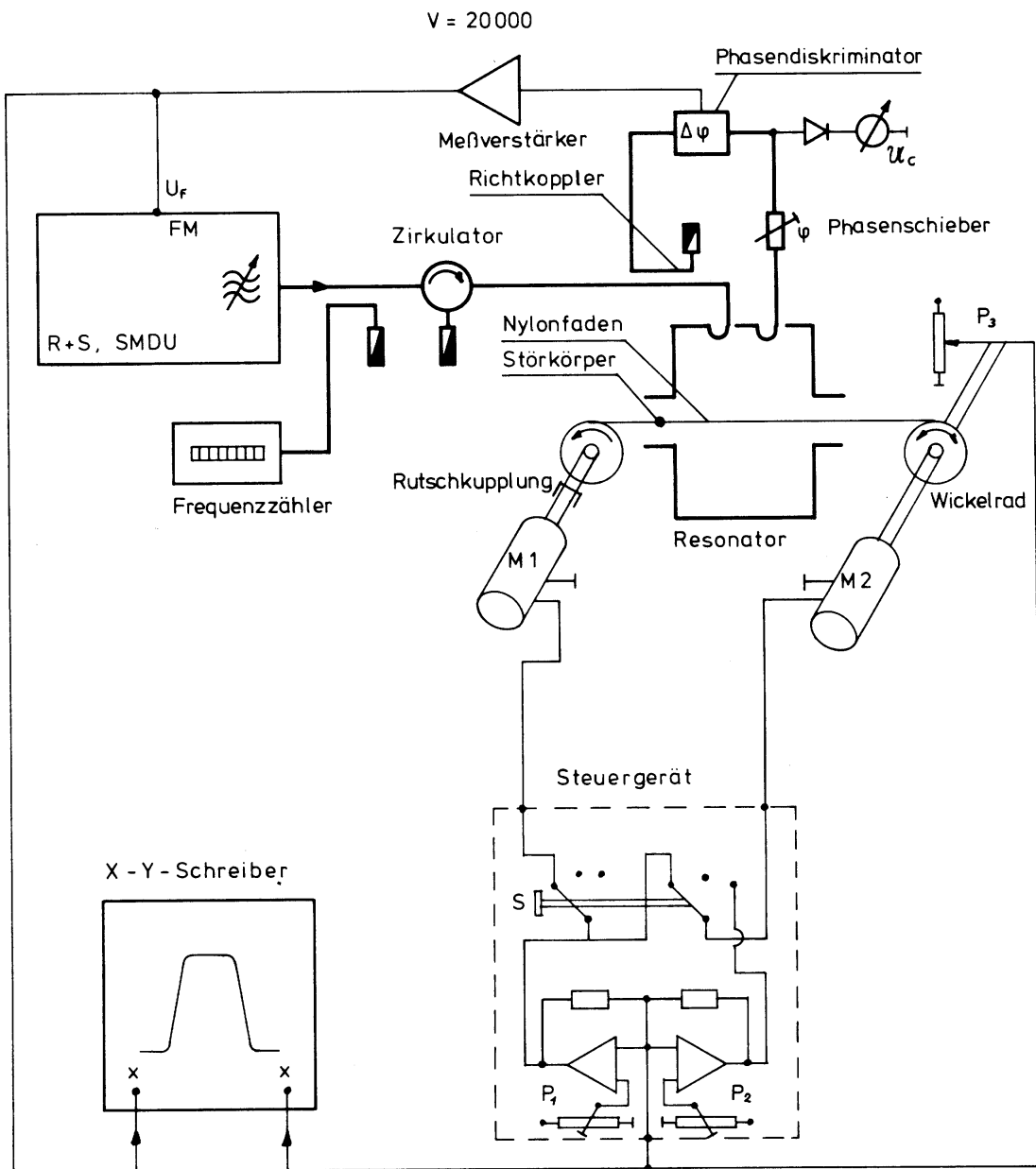


Abb. 11: Prinzipieller Aufbau des automatischen Resonator-Impedanzmeßplatzes

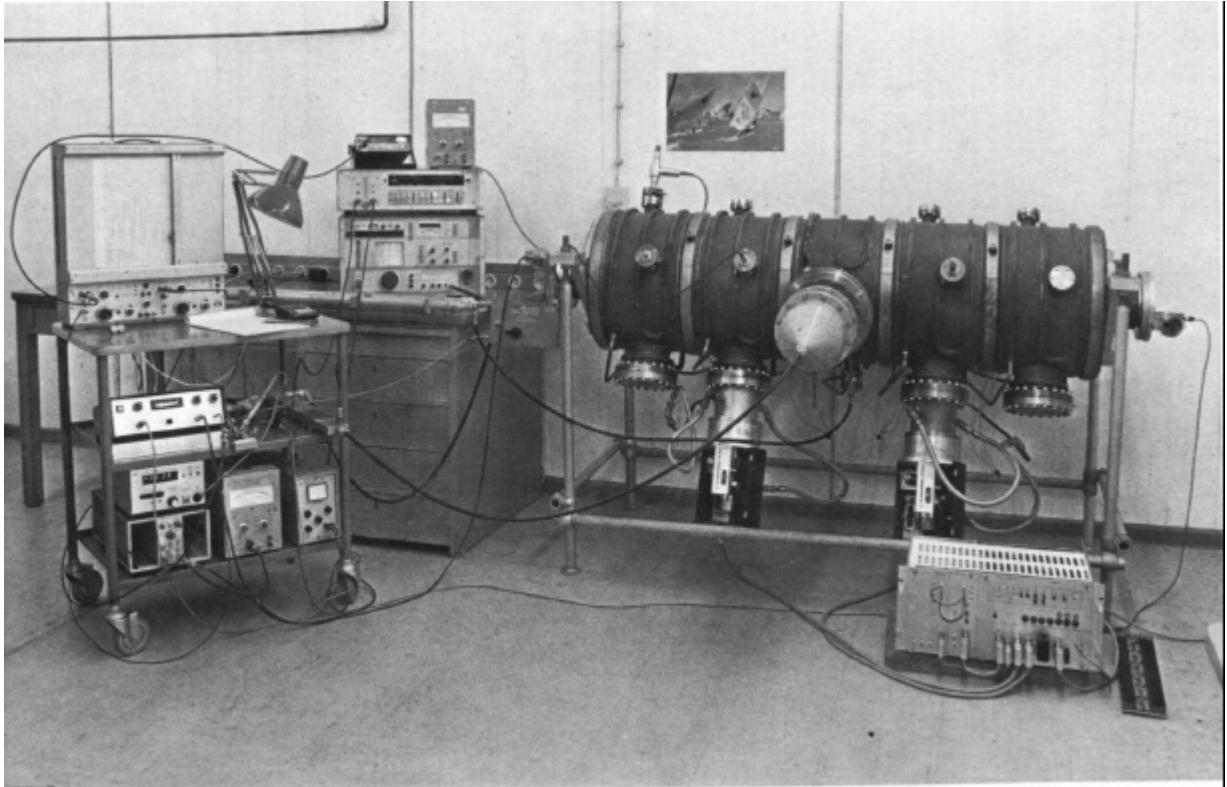


Abb. 12: Ansicht des automatischen Impedanz-Meßplatzes

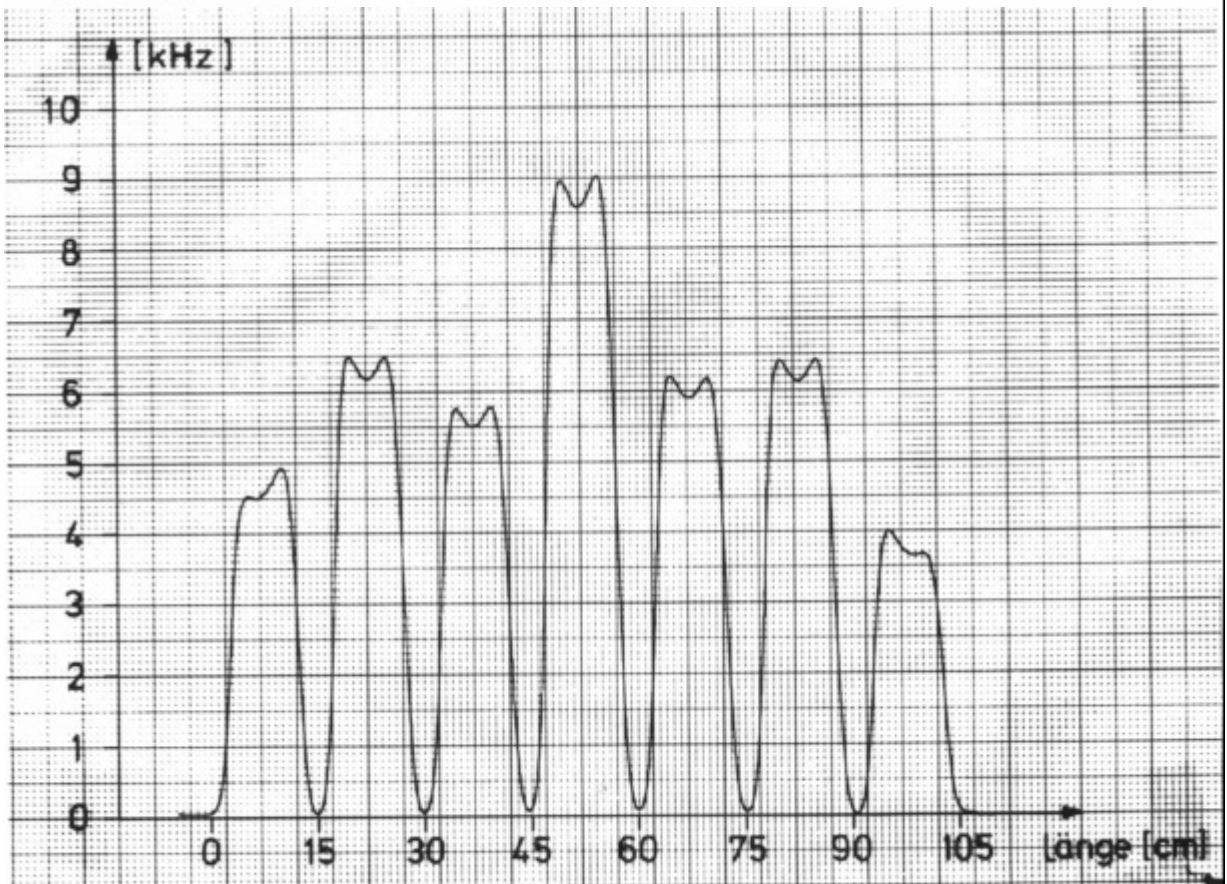


Abb. 13: Frequenzabweichung als Funktion der Störkörperposition bei einer siebenzelligen Beschleunigungsstruktur