

**MESSWERTERFASSUNG UND -ÜBERTRAGUNG
ZUR STRAHLGEBESTIMMUNG BEIM
28-GeV-PROTONEN-SYNCHROTRON
von CERN**



CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00065469

Von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor - Ingenieur

genehmigte

Dissertation

von
Gerhard Schneider

1971

MESSWERTERFASSUNG und -ÜBERTRAGUNG zur STRAHLGEBESTIMMUNG

beim 28-GeV-PROTONEN-SYNCHROTRON von CERN

Von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

D o k t o r - I n g e n i e u r

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

von

Gerhard Schneider

1971

2247638

Thesis - 1971 - Schneider

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. K. Lange

Lehrstuhl für Theoretische Elektrotechnik

Mitberichter : Prof. Dr.-Ing. R. Maurer

Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik

Tag der Promotion : 16.12.1971

VORWORT

Herrn Prof. Dr. Ing. K. Lange danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und für die Annahme derselben als Dissertation.

Die Entwicklungsarbeit für das Strahllagemeßsystem wurde am Kernforschungsinstitut CERN / Genf durchgeführt. An dieser Stelle möchte ich meinen Vorgesetzten, den Herren Dr. P.H. Standley, H. Fischer, G. Plass und Dr. D. Boussard danken für die Ermöglichung dieser Arbeit und für ihre Ratschläge.

ZUSAMMENFASSUNG

Diese Abhandlung beschreibt die theoretischen Untersuchungen, die Optimierung und die praktische Lösung des Strahllagemeßsystems, das am 28-GeV-Protonen-Synchrotron von CERN verwendet wird.

Die Gegebenheiten zwangen zur Entwicklung neuartiger, kapazitiver Elektroden für die Meßwerterfassung. Diese Elektroden benötigen, verglichen mit bisherigen Systemen, nur die halbe Länge am Beschleunigerumfang und ermöglichen trotzdem eine etwa doppelt so hohe Auflösung der Strahllage.

Außerdem wird ein neues, sehr breitbandiges Meßwertübertragungssystem beschrieben, das ohne aktive, elektronische Elemente in der Nähe der Beschleunigungskammer arbeitet. Somit wird der Einfluß der radioaktiven Strahlung erheblich verringert.

Das verwendete Justierverfahren ermöglicht eine rasche Fernsteuer-eichung aller 40 Meßstationen von einer Kontrollzentrale aus.

Mit dem realisierten System kann die Protonenstrahlbahn auf 1 bis 2 % genau gemessen werden.

3. Differenzier-Integrier-Verfahren	50
3.1 Prinzip	50
3.2 Rauschen	52
4. Signalübertragung mit Kathodenfolger und Differenzverstärker	54
4.1 Allgemeine Beschreibung	54
4.2 Theoretische Untersuchung der Übertragungsfunktion (Resonanzen)	54
4.3 Resonanzcharakteristiken für gewählte Parameter	59
4.4 Kopfverstärker	63
4.4.1 Theoretische Betrachtung	63
4.4.2 Praktische Ausführung	66
4.5 Breitband-Differenzverstärker mit Verstärkungsregelung	70
4.5.1 Theoretische Untersuchung	70
a) Inphasensignalunterdrückung	70
b) Analoge Division	80
α) Steuerelement mit hyperbolischer Charakteristik	80
β) Klemmung (Clamping)	83
γ) Steuergeschwindigkeit	83
4.5.2 Praktische Realisierung des Differenzverstärkers	86
4.6 Rauschen und Auflösung des dimensionierten Systems	90
4.7 Intensitätsgrenzen	93
4.7.1 Minimale Intensität	93
4.7.2 Maximale Intensität	93
5. Signalübertragung mit dem <u>Breit-Band-Wiederherstellungsverfahren</u> (BBW)	97
5.1 Prinzip	97
5.2 BBW-Übertragung einschließlich Kabel	101
5.3 Optimierung	104
5.4 Optimale Übertragung im Frequenz- und Zeitbereich	109
5.4.1 Frequenzgang	109
5.4.2 Impulsübertragung	113
5.5 Erzeugung des Intensitätssignals	106
5.6 Dimensionierung des BBW-Differenzverstärkers	123

5.7 Verstärkerrauschen bei frequenzabhängigen Quellen und Verstärkungsfaktoren	126
5.7.1 Theoretische Grundlagen	126
5.7.2 Berechnung der Rauschspannung des dimensionierten BBW-Verstärkers	127
5.8 Auflösung	134
5.8.1 Bei hohen Strahlenergien	134
5.8.2 Auflösung bei niederen Strahlenergien	136
V. Justierung und Eichung	138
1. Justierung der Elektroden auf ihrem Träger	138
2. Kapazitive Sonden zur Strahlsimulation	139
3. Strahl-Signal-Simulator	140
4. Optische Justierung der Meßstationen im Beschleuniger	140
5. Fernsteuer-Eichung der Meßstationen im Betrieb	143
VI. Meßergebnisse	147
1. Ausgangssignale des Meßsystems	152
2. Messung der Protonenflugbahn	152
3. Ergebnisse mit der BBW-Übertragung	155
3.1 Untersuchung mit Signalen vom Impulsgenerator	155
3.2 Signale vom Protonenstrahl	162
VII. Kritische Betrachtung des Erreichten	162
1. Systematische Fehler	162
1.1 Linearitätsfehler der Meßelektroden	162
1.2 Resonanzen	162
1.3 Rauschen	163
1.4 Inphasensignalunterdrückung	163
1.5 Übersteuerung	163
1.6 Eichfehler	163
1.7 Aufladung durch Ionen	163
2. Subjektive Fehler	164
2.1 Reflexionen	164
2.2 Ungleiche Meßverstärker	164
2.3 Ausmeßfehler	164
3. Genauigkeit	165
Anerkennung	167
Literaturverzeichnis	169

I. Einleitung

Figur 1 zeigt die Anlage des 28-GeV-Protonen-Synchrotrons. Ein Linearbeschleuniger bringt die Protonen der Quelle auf eine Energie von 50 MeV. Nach dem Einschub in den Ring werden die geladenen Teilchen während etwa 1 Sekunde ($\approx 0,5 \cdot 10^6$ Umläufen) auf eine Energie von maximal 28 GeV beschleunigt. Die Energiezufuhr erhalten die Protonen jeweils beim Durchlaufen der Resonatorbeschleunigungseinheiten (HF in Fig.1), welche sich am Umfang des Ringes befinden.

Das linear ansteigende Feld von 100 Ablenkmagneten hält die Protonen bei der Beschleunigung auf einem nahezu konstanten Radius von 100 m .

Da die Beschleunigungsfrequenz gleich der 20-fachen Umlauffrequenz ist, bilden sich 20 Protonen-'Pakete'. Damit die Frequenz der Resonatorspannung mit den Protonenpaketen in Phase bleibt, muß diese von ca. 3 MHz auf nahezu 10 MHz ansteigen.

Ein automatisches Strahlregelsystem vergleicht die Paketlage in longitudinaler und radialer Richtung mit den gewünschten Sollwerten. Abweichungen von diesen Sollwerten steuern die Phase der Beschleunigungsspannung so, daß die Abweichungen verringert werden.

Zur Meßwerterfassung der räumlichen und zeitlichen Protonenstrahllage stehen Meßstationen (P-Pd in Fig.1) zur Verfügung. Mit Hilfe dieser Stationen ist es nicht nur möglich den Strahl während der Beschleunigung in der Vakuumkammer zu halten, sondern es kann die Flugbahn jedes Protonenpaketes erfaßt werden. Letzteres ist besonders wichtig beim Einschub der Protonen (Injektion), da hier das Ablenkmagnetfeld niedrig ist und somit Störfelder relativ starken Einfluß haben. Bei Kenntnis der Flugbahn können Kompensationsmaßnahmen ergriffen werden, um die Strahlverluste bei der Beschleunigung klein zu halten. Dies ist auch von wirtschaftlicher Bedeutung. Die Kosten des Synchrotrons betrugen ca. 100 Millionen DM. Ermöglicht z.B. eine genaue Strahllagebestimmung eine Verdopplung der Strahlintensität, so ergibt das eine doppelte Anzahl von Wechselwirkungen der Teilchen in den Detektoren. D.h. durch eine Intensitätsver-

dopplung wird ein weiteres, gleichwertiges Synchrotron gespart. Außerdem ist eine genaue Kenntnis der Strahlposition Voraussetzung für viele andere Zwecke und Studien (Injektions-, Ejektionskontrolle, Q-Messung (S.147) u.s.w.). Im Folgenden soll nun zunächst aufgezeigt werden, welche Gründe zur Neuentwicklung solcher Strahllagemessstationen Anlaß gaben.

II. Problemstellung

1. Gegebenheiten

Die ursprünglich installierten Strahlbeobachtungsstationen bestanden aus zwei Paaren hohler, schräg geschnittener Metallzylinder (Fig. 2). Das eine Elektrodenpaar diente zur vertikalen - und das andere, um 90° gedrehte, zur horizontalen Strahllagebestimmung.

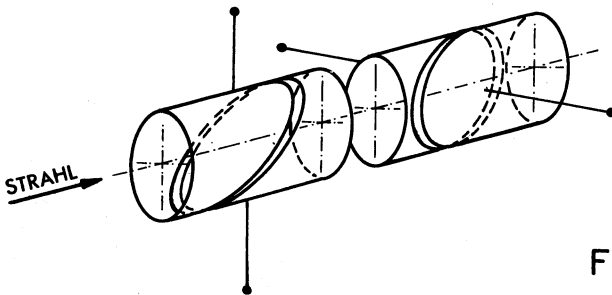


Fig. 2

Die Form der Elektroden wurde experimentell so bestimmt, daß die Differenz der auf den Elektroden influenzierten Signale der Strahllage proportional wurde ¹⁾. Eine Theorie hierüber existierte nicht. Eine solche Strahlbeobachtungsstation füllte einen geraden, magnetfeldfreien Abschnitt (ca. 1,2 m) der Maschine aus. Da nur 20 der 100 geraden Abschnitte für die Strahlbeobachtung zur Verfügung standen (Fig. 1), war die Genauigkeit der Flugbahnbestimmung ungenügend. Bei dem Ringumfang von 628 m konnte im Mittel nur alle 31 m die Strahllage gemessen werden. Außerdem sollten für wichtige Experimentierzwecke weitere gerade Maschinenabschnitte frei gemacht werden, was ein völlig unzureichendes Strahlbeobachtungssystem zur Folge gehabt hätte.

Bei den alten Stationen zeigten sich außerdem auf Grund der großen Dimensionen elektrische Resonanzen schon bei relativ niedrigen

Frequenzen, was gestörte Signale zur Folge hatte, falls keine Filter eingeschaltet wurden. Mit entsprechenden Filtern wurde jedoch die Inphasensignalunterdrückung bei der Differenzmessung ungenügend, da es schwierig ist breitbandige Filter mit genau gleichem Amplituden- und Phaseneingang herzustellen.

Für eine ausreichende Genauigkeit der Flugbahnbestimmung sollte die Anzahl der Strahlbeobachtungsstationen verdoppelt werden. Für 40 Stationen war jedoch kein anderer Platz zur Verfügung als derjenige, welchen die Pumpanschlußstutzen frei ließen. Die azimutale Länge dieser Gehäuse beträgt jedoch nur etwa 10 % der bisherigen Beobachtungsstationen. Der Meßraum ist durch eine Öffnung von 120 mm Durchmesser zugänglich.

Da sich dieser Meßraum zwischen den Stirnleitern der Ablenkmagnete befindet, ergibt sich dort ein gepulstes Magnetfeld von maximal 2,5 kG. Wegen dieses Streufeldes ist eine magnetische Meßwerterfassung der Strahllage ausgeschlossen.

Außerdem kann die radioaktive Strahlung in der Nähe der Vakuumkammer durch Strahlverlust so hoch werden, daß nur strahlungsbeständige Materialien für die Elektroden und Verstärker verwendet werden können.

2. Anforderungen

a) Elektroden

Die erste Anforderung an elektrostatische Lagemeßelektroden ist eine gute Linearität. Wenn der Protonenstrahl zwischen zwei sich gegenüberliegenden Elektroden durchfliegt, influenziert er auf den Elektrodenkapazitäten C die Spannung U_1 und U_2 (Fig. 3).

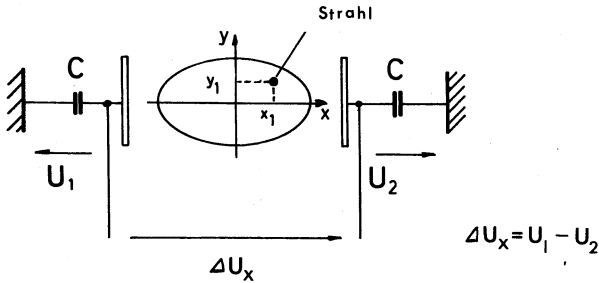


Fig. 3

Die Differenzspannung

$$\Delta U_x = U_1 - U_2$$

muß im ganzen Meßraum proportional der Koordinate x und unabhängig von der Koordinate y sein. Das heißt

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Delta U_x}{\partial x} &= \text{const} = I k_1 \\ \frac{\partial \Delta U_x}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

und analog für das vertikale Elektrodenpaar

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Delta U_y}{\partial y} &= \text{const} = I k_2 \\ \frac{\partial \Delta U_y}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1a)$$

(I = Strahlintensität, k_1, k_2 = Konstanten)

Weisen die Elektroden die durch die Gl. (1) u.(2) ausgedrückte Linearität auf, so können nach Integration die Koordinaten x und y mit Hilfe der folgenden Gleichungen gefunden werden.

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{\Delta U_x}{I k_1} \\ y &= \frac{\Delta U_y}{I k_2} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

D.h. die gewünschte Koordinate kann aus der entsprechenden Differenzspannung gefunden werden, wenn diese durch die Intensität und durch eine Konstante dividiert wird.

Das Intensitätssignal kann entweder aus der Summe der vier Elektroden-signale gebildet werden oder durch eine zusätzliche Zylinderelektrode.

Da die Elektroden gezwungenermaßen sehr viel kürzer werden mußten, wäre die Empfindlichkeit und Auflösung mit den schräg geschnittenen Zylinderelektroden ungenügend geworden. Es mußte somit eine neue Elektrodenanordnung mit besserer Auflösung gefunden werden. Außerdem durfte die durch die kleinen Abmessungen bedingte, relativ höhere Elektroden-verkopplung keinen störenden Einfluß haben.

b) Signalübertragung

Die Impulslänge der influenzierten Signale schwankt entsprechend der Longitudinalschwingung der Protonen zwischen 6 ns und 6,6 μ s. Die Bandbreite des gesamten Signalübertragungssystems sollte, um die Longitudinalstruktur hinreichend aufzulösen, mindestens 3 bis 4 mal so groß sein wie die Grundschwingung der Signale. Das ergibt bei einer maximalen Beschleunigungsfrequenz von 10 MHz eine Bandbreite von 30 bis 40 MHz. Eigenresonanzen der Elektroden dürften erst weit oberhalb dieser Grenze auftreten.

Die untere Bandgrenze, die den Dachabfall der längsten Impulse verursacht, sollte bei 4 bis 6 kHz liegen (für ca.20% Abfall).

Die Auflösung der Strahllage um null sollte besser sein als 0,2 mm und der Lagemeßfehler im gesamten Bereich 2 bis 3 %

nicht übersteigen.

Im Folgenden werden zunächst die Überlegungen und Berechnungen wiedergegeben, die zu den 40 installierten Lagemeßstationen und deren Signalübertragung führten. Später wird dann auf die notwendigen Änderungen eingegangen, die vorgenommen werden müssen, wenn 1972 die Strahlintensität von 10^{12} auf 10^{13} Protonen pro Zyklus erhöht wird.

III. Meßwerterfassung

1. Theoretische Grundlagen

Wie eingangs erwähnt, mußte die Strahllage mittels elektrostatischer Elektroden bestimmt werden. Um die Auflösung der Positionsbestimmung zu verbessern, wurde versucht, die Horizontalelektroden so mit den Vertikalelektroden zu kombinieren, daß alle 4 Elektroden zusammen nur einen einzigen geschlossenen Zylinder ergeben, ähnlich wie in Fig. 4 dargestellt.

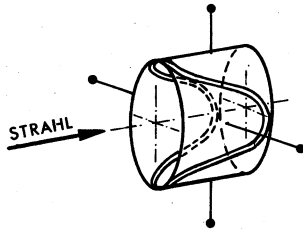


Fig. 4

Zuerst wird die Elektrodenlinearität betrachtet. An Hand des Sonderfalles mit kreiszylindrischen Elektroden wird mit Hilfe der konformen Abbildung die Form für ein Elektrodenpaar numerisch und analytisch bestimmt. Darnach wird für den allgemeinen Fall (beliebiger Elektrodenquerschnitt) gezeigt wie die Elektroden geformt sein müssen, um exakte Linearität zu geben. Anschließend werden die Fehler und die Auflösung untersucht.

1.1 Konforme Abbildung bei kreiszylindrischen Elektroden

Hier wird vorausgesetzt, daß es sich um einen quasistationären Fall handelt, was in Wirklichkeit wegen der Bewegung der Protonen nicht zutrifft. Dies ist jedoch zulässig, da die Protonenpakete sehr viel länger sind als die Elektroden. Außerdem sollen die Elektroden geschirmt sein, so daß im Meßraum nur ein transversales, elektrisches Feld herrscht.

Eine weitere vereinfachende Annahme ist die, daß die Elektrodenpotentiale nur klein seien in Bezug auf das Masse- bzw. Schirmpotential. Letzteres kann, wenn nötig, durch entsprechend hohe Elektrodenkapazitäten erreicht werden.

Fig. 5 zeigt den Elektrodenquerschnitt, der auf den Einheits-

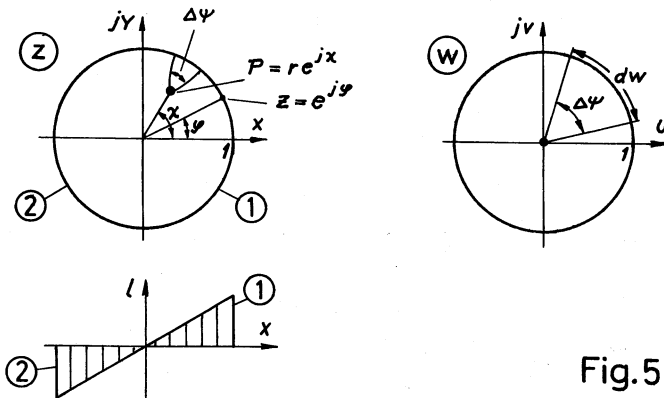


Fig.5

kreis $z = e^{jy}$ in der z -Ebene normiert ist. Der Ladungsschwerpunkt des Strahles befindet sich im Punkt

$$P = re^{jx}$$

Die kreisverwandte Abbildung ¹³⁾

$$w = \frac{z - P}{1 - z\bar{P}} \quad (3)$$

transformiert den Punkt P auf den Nullpunkt der w -Ebene, während der Einheitskreis erhalten bleibt.

Der Feldlinienanteil $\Delta\psi$, der auf eine bestimmte Länge dz

am Umfang des Einheitskreises in der z-Ebene fällt, kann in der w-Ebene als $\text{arc}(dw)$ ermittelt werden.

1.11 Numerische Formbestimmung

Hierzu wurde der Umfang des Einheitskreises der z-Ebene in $4n$ gleiche Teile geteilt ($n=0$ auf der x-Achse), sodaß in jedem Quadrant n gleiche Abschnitte mit unbekannten Längen l_r (in Strahlrichtung) liegen. In Fig. 5 stellt die rechte Hälfte die Elektrode ① und die linke Hälfte die Elektrode ② dar. Dann wurden k verschiedene Strahlpositionen gleichmäßig über den Querschnitt verteilt angenommen.

Die auf der Elektrode 1 influenzierte Ladung ist

$$Q_{1k} = \sum_1^n \Delta \Psi_r l_r + \sum_{3n+1}^{4n} \Delta \Psi_r l_r \quad (4)$$

Der erste Summand stellt den Anteil des 1. Quadranten und der zweite den Anteil des 4. Quadranten dar. Elektrode 2 erhält

$$Q_{2k} = \sum_{n+1}^{3n} \Delta \Psi_r l_r \quad (5)$$

Ladungen influenziert. Aus Symmetriegründen ist

$$\left. \begin{array}{ll} \text{für } 2n \geq r \geq n & l_r = l_{2n-r} \\ \text{für } 3n \geq r \geq 2n & l_r = l_{r-2n} \\ \text{und für } 4n \geq r \geq 3n & l_r = l_{4n-r} \end{array} \right\} \quad (6)$$

Die Bedingung für Linearität der Differenzsignale ist

$$\Delta Q_k = Q_{1k} - Q_{2k} = \alpha \text{Re}(P_k); \quad \alpha = \text{const}, \quad (7)$$

d.h. die Ladungsdifferenz der beiden Elektroden muß proportional dem Realteil des komplexen Punktes P sein. Gleichung (7) ergibt mit (4) und (5)

$$\left[\sum_1^n \Delta \Psi_r l_r + \sum_{n+1}^{4n} \Delta \Psi_r l_r - \sum_{n+1}^{3n} \Delta \Psi_r l_r \right]_k = \alpha \text{Re}(P_k) \quad (8)$$

Für k Strahlpositionen ergeben sich k Gleichungen mit den n unbekannten Längen l_r .

Da auch α eine Unbekannte darstellt, können mit $k=n$ Strahlpositionen ($n-1$) l -Werte berechnet werden, d.h.

eine Länge kann frei gewählt werden.

Mit Hilfe des Rechner-Programms 1 (S. 10 u. 11) und des IBM - Rechners 7090 wurde das Gleichungssystem (8) für 10 Strahlpositionen gelöst.

Das Ergebnis stellt in der Abwicklung eine cosinus-förmige Elektrodenbegrenzung dar. Die Abweichung von der cos-Form beträgt ca. 1 %. In der Projektion ergeben sich Geraden (Fig.6).

Da die numerische Berechnung zu einer einfachen cos-Funktion führte, wurde nach einem analytischen Beweis gesucht.

1.12 Analytischer Beweis

Im Folgenden wird untersucht ob die Differenz der auf Elektrode 1 und 2 influenzierten Ladungen dem Realteil des Punktes P (in der z-Ebene) proportional ist, wenn die Elektrodenlänge als Funktion des Winkels φ (Fig.5)

$$l(\varphi) = \cos \varphi \quad (9)$$

beträgt. Es muß also die folgende Proportionalität bewiesen werden

$$\int_0^{2\pi} l(\varphi) d\varphi = \alpha \cdot \operatorname{Re}(P) = \alpha \cdot r \cdot \cos \chi \quad (10)$$

oder

$$I = \int_0^{2\pi} \cos \varphi \frac{d\varphi}{d\chi} \cdot d\varphi = \alpha \cdot r \cdot \cos \chi; \quad \alpha = \text{const.} \quad (11)$$

Wenn φ von 0 bis 2π integriert wird, stellen die Integrale Gl.(10) u.(11) die Ladungsdifferenz der Elektroden 1 und 2 dar, da $\cos \varphi$ im 2. u. 3. Quadranten negativ ist.

$$\frac{d\varphi}{d\chi} = \left| \frac{dw}{d\varphi} \right|, \quad (12)$$

da der Einheitskreis der z-Ebene durch Gl.(3) auf den Einheitskreis der w-Ebene abgebildet wurde (Fig.5).

Mit Gl.(3)

$$w = \frac{e^{i\varphi} - re^{i\chi}}{1 - e^{i\varphi}e^{-i\chi}} \quad (13)$$

folgt für Gleichung (12)

PROGRAMM 1 (FORTRAN II)

ELEKTRODEN-FORM-BESTIMMUNG
=====

COMPLEX Z,S (100), W
DIMENSION S1(100,2), DPSI(1000)
EQUIVALENCE (S,S1)
DIMENSION D(1000), R(200), DT(1000), RT(200)

C BEAM POSITION
S(1) = (.2,.0)
S(2) = (.5,.0)
S(3) = (.7,.0)
S(4) = (.3,.25)
S(5) = (.5,.25)
S(6) = (.2,.5)
S(7) = (.4,.5)
S(8) = (.3,.7)
S(9) = (0.05,.3)
S(10) = (.2,.7)

NT = 6
M = 10
MR = M-1

N = M
MO = 1
M1 = M+1
M2 = 2*M+1
M3 = 3*M+1
M4 = 4*M+1
MA = M4-1
MB = M4*2
MC = MA/2
DELTA = 3.1415926/FLOAT(MC)
JK = 0

DO30 K= 1,N

PHI = -DELTA

DO 11I= 1,MB

PHI = PHI+DELTA
Z = CMPLX(COS(PHI),SIN(PHI))
W = (Z-S(K))/((1.,0.)-CONJG(S(K))*Z)
11 DPSI (I) = ATAN2(AMAG(W),REAL(W))

DO14 I = 1,MB
DPSI (I) = DPSI(I+1)-DPSI(I)
113 IF (DPSI(I)) 213,14,14
213 DPSI(I) = DPSI(I)+6.2831852
14 CONTINUE
WRITE (NT,12)K,S(K),(DPSI(I),I=1,M4)

Fortsetzung v. Programm 1

```

12 FORMAT (////X14/X2F10.2//X10F10.6)).

DO 15 I = 2,M
  I1 = M2+I-1
  I2 = M2-I
  I3 = M4-I

  J = JK+I-1
15 D(J) = (DPSI(I)-DPSI(I1))-(DPSI(I2)-DPSI(I3))

  D(J+1) = -REAL(S(K))
  R(K) = (DPSI(M2)-DPSI(1))+(DPSI(M2-1)-DPSI(M4-1))

30 JK = JK+N

CALL MXTRP (D,DT,N,N,)
CALL MXEQU (D,R,N,1)

WRITE (NT,32)(R(I),I = 1,N)

32 FORMAT (////6H0***** 10F10.5/(6X10F10.5))
32 FORMAT (////9H0 RESULT../(6X10F10.5))

RETURN
END

RESULT
0.98078
0.92066
0.86536
0.75448
0.66111
0.51681
0.39146
0.22634
0.08920
6.30405

```

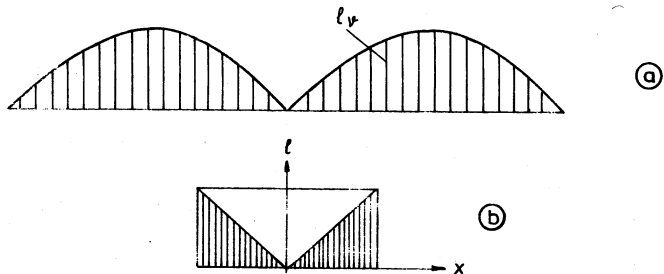


Fig.6

$$\frac{d\varphi}{d\psi} = \left| \frac{dw}{d\psi} \right| = \left| \frac{ie^{i\varphi} - r^2 je^{i\varphi}}{(1 - r e^{i(\varphi-\chi)})^2} \right| \quad (14)$$

$$\frac{d\varphi}{d\psi} = \frac{1 - r^2}{(1 - r \cos(\varphi - \chi))^2 + (r \sin(\varphi - \chi))^2} \quad (15)$$

und

$$\frac{d\varphi}{d\psi} = \frac{1 - r^2}{1 + r^2 - 2r \cos(\varphi - \chi)} \quad (16)$$

Gleichung (16) eingesetzt in (11) ergibt

$$I = \int_0^{2\pi} \frac{(1 - r^2) \cos \varphi d\varphi}{1 + r^2 - 2r \cos(\varphi - \chi)} \quad (17)$$

Mit der Substitution

$$\begin{aligned} \xi &= \varphi - \chi \\ d\xi &= d\varphi \end{aligned} \quad (18)$$

folgt

$$I = (1 - r^2) \int_{-\chi}^{2\pi - \chi} \frac{\cos(\xi + \chi) d\xi}{1 + r^2 - 2r \cos \xi} \quad (19)$$

oder umgeformt

$$\underbrace{I_1}_{2\pi - \chi} \quad \underbrace{I_2}_{2\pi - \chi} \quad (20)$$

$$I = (1 - r^2) \int_{-\chi}^{2\pi - \chi} \frac{\cos \chi \cos \xi d\xi}{1 + r^2 - 2r \cos \xi} - (1 - r^2) \int_{-\chi}^{2\pi - \chi} \frac{\sin \chi \sin \xi d\xi}{1 + r^2 - 2r \cos \xi}$$

Mit Ref. ²⁾ gibt

$$I_2 = \frac{1 - r^2}{2r} \sin \chi \ln(1 + r^2 - 2r \cos \xi) \Big|_{\xi = -\chi}^{2\pi - \chi} = 0 \quad (21)$$

(22)

und mit Ref. ³⁾

$$I_1 = (1 - r^2) \cos \chi \left\{ \frac{\xi}{2r} + \frac{1 + r^2}{2r} \cdot \frac{2}{\sqrt{(1 + r^2)^2 - 4r^2}} \cdot \arctg \frac{(1 + 2r + r^2)^{1/2} \xi}{\sqrt{(1 + r^2)^2 - 4r^2}} \right\} \Big|_{\xi = -\chi}^{2\pi - \chi}$$

Nach Einsetzen der Grenzen folgt aus Gl. (22)

$$I_1 = (1 - \tau^2) \cos \chi \cdot \left(-\frac{2\tau}{2r} + \frac{1+\tau^2}{1-\tau^2} \cdot \frac{2\tau}{2r} \right), \quad (23)$$

$$I_1 = 2\tau r \cos \chi \quad (24)$$

Mit Gl. (21) und (24) ergibt Gl. (20)

$$I = 2\tau r \cos \chi \quad (25)$$

was die Proportionalität der Gleichungen (10) u. (11) beweist.

Auf Grund des Fundamentalsatzes der konformen Abbildung, der besagt, daß jeder einfach zusammenhängende Bereich auf den Einheitskreis abgebildet werden kann, könnte auch bei beliebigem Elektrodenquerschnitt die Elektrodenlänge auf diesem Wege bestimmt werden. Die Linearitätsbedingung könnte jedoch nur durch numerische Rechnung befriedigt werden. Im Folgenden wird daher der allgemeine Fall auf andere Weise analytisch behandelt.

1.2 Umkehrbarkeit der Ladungs- und Potentialverteilung einschließlich freier Raumladungen

Der allgemeine Fall mit Elektroden beliebigen Querschnitts, die eine Ladung q umgeben, führt auf das Problem die Poisson'sche Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (26)$$

(ρ = Raumladungsdichte, ϵ = Dielektrizitätskonstante)

im Meßraum so zu lösen, daß die Potentialdifferenz der Elektroden Linearität ergibt. Dies scheint für den allgemeinen Fall schwierig zu sein. Es handelt sich hier nicht um eines der bekannten Randwertprobleme mit gegebenen Elektroden, sondern um ein spezielles Problem, wobei die Elektrodenform erst zu bestimmen ist.

Das Problem kann jedoch vereinfacht werden, so daß nur noch die Laplace'sche Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (27)$$

für die Linearitätsbestimmung gelöst werden muß. Dies ist

möglich, wenn bewiesen wird, daß eine Ladung q im Punkt P vor einer beliebigen Elektrode das gleiche Potential U_P auf der Elektrode erzeugt, wie die Ladung q , wenn sie auf der Elektrode wäre, im Punkt P erzeugen würde. Fig. 7 soll dies veranschaulichen.

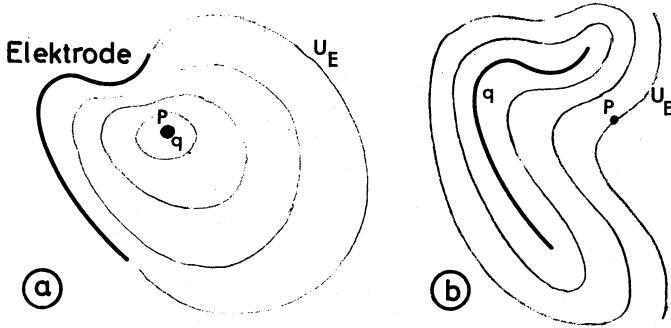


Fig. 7

Der anschließende Beweis wird zeigen, daß auch bei beliebigen Elektroden 1 und 2, die eine Ladung q in einem beliebigen Punkt P umgeben, die Potentialdifferenz ΔU , die von der Ladung q auf den Elektroden hervorgerufen wird, gleich dem Potential ist, das im Punkt P entsteht, wenn die Ladung $+q$ auf eine Elektrode und die Ladung $-q$ auf die andere Elektrode gebracht wird. Fig. 8 (a und b) veranschaulicht diesen Fall.

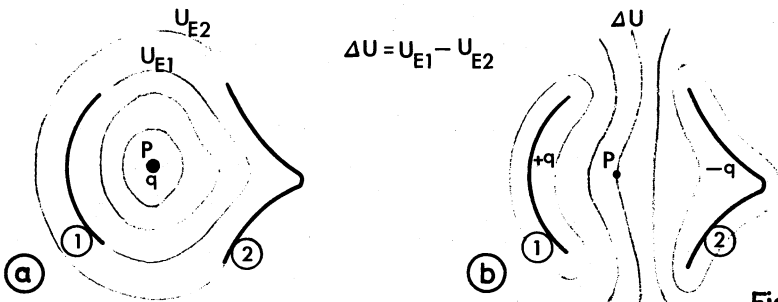


Fig. 8

Als Beweis kann der Gauß-Green'sche Reziprozitätssatz ⁴⁾ dienen, wenn dieser auf freie Ladungen ausgedehnt wird. Die folgende Ableitung geht von der Maxwell'schen

Gleichung

$$\operatorname{div} D = \rho \quad (28)$$

beziehungsweise in Integralform vom Gauß'schen Satz

$$\oint_F D dF = \int_V \operatorname{div} D dV = \int_V \rho dV \quad (29)$$

aus. Da es sich um freie Ladungen und um solche auf Leiteroberflächen handelt, werden zuerst die Potentiale, die von Raumladungen erzeugt werden, bestimmt und dann die Potentiale, die von Oberflächenladungen hervorgerufen werden.

Wird der Gauß'sche Satz auf die Kugeloberfläche angewandt, die das Volumen dV im Abstand r umgibt, so ergibt sich der Potentialanteil von der Ladung ρdV (Fig. 9)

$$dU = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\rho dV}{r} \quad (30)$$

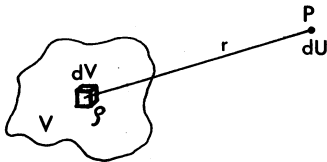


Fig. 9

Das gesamte Volumen V erzeugt dann das Potential

$$U_\rho = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int \frac{\rho dV}{r} \quad (31)$$

Die Oberflächenladung σ der Leiter erzeugt analog das Potential (Fig. 10)

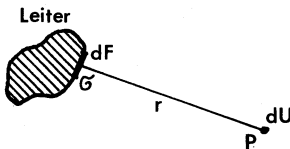


Fig. 10

$$U_\sigma = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int \frac{\sigma dF}{r} \quad (32)$$

Nun wird für den Beweis folgender Ansatz gemacht

$$\int U'_\sigma dF + \int U'_\rho dV = \int U \sigma' dF + \int U \rho' dV \quad (33)$$

Hierin ist

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left[\int \frac{\sigma}{r} dF + \int \frac{\rho}{r} dV \right] \quad (34)$$

das Gesamtpotential in einem beliebigen Punkt, erzeugt von den Ladungsdichten σ und ρ .

$$U' = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left[\int \frac{\sigma'}{r} dF + \int \frac{\rho'}{r} dV \right] \quad (35)$$

stellt das Potential in einem zweiten Fall dar, das von den Ladungsdichten σ' und ρ' im selben Punkt hervorgerufen wird, bei sonst gleicher Geometrie.

Durch Einsetzen der Gl. (34) u. (35) in Gl. (33) kann die Richtigkeit des Ansatzes überprüft werden. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} & \int \left[\int \frac{\sigma'}{r} dF + \int \frac{\rho'}{r} dV \right] \sigma dF + \int \left[\int \frac{\sigma'}{r} dF + \int \frac{\rho'}{r} dV \right] \rho dV \\ &= \int \left[\int \frac{\sigma}{r} dF + \int \frac{\rho}{r} dV \right] \sigma' dF + \int \left[\int \frac{\sigma}{r} dF + \int \frac{\rho}{r} dV \right] \rho' dV \end{aligned} \quad (36)$$

Da nun die geometrischen Dimensionen (r, F, V) in beiden Fällen gleich sind, sind auch die beiden Zeilen der Gleichung (36) identisch. Der Ansatz Gl. (33) ist somit zulässig.

Durch lineare Überlagerung soll nun der Ansatz auf n Leiter und m Ladungswolken ausgedehnt werden

$$\sum_n \int U_n' \sigma_n dF + \sum_m \int U_m' \rho_m dV = \sum_n \int U_n \sigma_n' dF + \sum_m \int U_m \rho_m' dV \quad (37)$$

Nun werden nicht mehr beliebige Punkte im Raum betrachtet, sondern die Leiteroberflächen und die Ladungsschwerpunkte der Raumladungswolken. Da die Potentiale U_n und U_n' auf den Leiteroberflächen konstant sind und da die Raumladungen auf die entsprechenden Schwerpunkte zusammengezogen werden sollen mit den Potentialen U_m und U_m' , können die Potentiale aus den Integralen (Gl.(37)) herausgehoben werden. Die verbleibenden Integrale stellen dann die folgenden Ladungen dar:

$$\begin{aligned} \int \sigma_n dF &= Q_n \quad ; \quad \int \rho dV = Q_m \\ \int \sigma_n' dF &= Q_n' \quad ; \quad \int \rho' dV = Q_m' \end{aligned} \quad (38)$$

Damit vereinfacht sich Gl.(37) zu

$$\sum_n U'_n Q_n + \sum_m U'_m Q_m = \sum_n U_n Q'_n + \sum_m U_m Q'_m \quad (39)$$

Gleichung (39) stellt die Beziehung dar zwischen den Potentialen und Ladungen bei n Leitern und m Raumladungen für zwei verschiedene Aufladungen aber gleicher Geometrie. U_n, U'_n, Q_n und Q'_n sind die Potentiale bzw. Ladungen der Leiteroberflächen.

U_m, U'_m, Q_m und Q'_m sind die Potentiale bzw. Ladungen der Raumladungswolken, bezogen auf den Ladungsschwerpunkt.

Einige Beispiele sollen die Nützlichkeit der Gleichung (39) zeigen.

1. Sonderfall : Es seien nur Ladungen auf Leitern vorhanden.

Für diesen vereinfachten Fall ergibt sich aus obiger Beziehung der Gauß-Green'sche Reziprozitätssatz

$$\sum_n U'_n Q_n = \sum_n U_n Q'_n \quad (40)$$

D.h. zum Beispiel für ein Elektrodensystem mit 2 Leitern 1 und 2 ($n=2$) bei dem die Ladung einmal auf Elektrode 1 sitzt und im anderen Fall auf Elektrode 2 ergeben sich für die Potentiale des jeweils ungeladenen, gegenüberliegenden Leiters die gleichen Werte (Fig. 11).

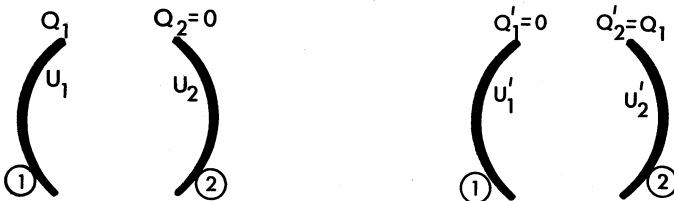


Fig. 11

Denn es gilt nach Gl. (40)

$$U_1' Q_1 + U_2' Q_2 = U_1 Q_1' + U_2 Q_2' \quad (41)$$

Mit $Q_2 = Q_1' = 0$ und $Q_2' = Q_1$ folgt aus Gl. (41)

$$U_2 = U_1'$$

2. Sonderfall : Es sei nur ein Leiter und eine freie Raumladung im Punkt P vorhanden (Fig.12).

Dann ergibt Gl.(39)

$$U_1'Q_1 + U_p'Q_p = U_1Q_1' + U_pQ_p' \quad (42)$$

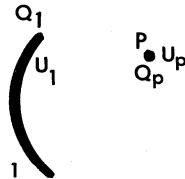


Fig. 12

Wird nun $Q_p = Q_1' = 0$ und $Q_p' = Q_1$ gesetzt, so folgt aus Gl. (42)

$$U_p = U_1'$$

Das heißt die Ladung Q_1 auf der Elektrode erzeugt im Punkt P das gleiche Potential wie die selbe Ladung im Punkt P auf der Elektrode hervorrufen würde.

3. Sonderfall : Es seien 2 Elektroden und eine freie Ladung im Punkt P vorhanden (Fig.13).

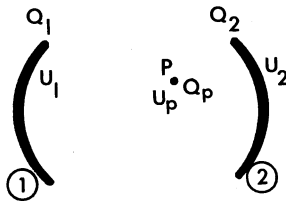


Fig.13

Dann gibt Gl.(39)

$$U_1'Q_1 + U_2'Q_2 + U_p'Q_p = U_1Q_1' + U_2Q_2' + U_pQ_p' \quad (43)$$

Wird im Fall 1: $Q_1 = 0$, $Q_2 = 0$, $Q_p = Q$ und dann

im Fall 2: $Q_1' = +Q$, $Q_2' = -Q$ und $Q_p' = 0$ so ergibt

sich für das Potential im Punkt P im Fall 2 aus Gl.(43)

$$U_p' = U_1 - U_2 \quad (44)$$

Der Sonderfall 3 zeigt, daß die Potentialdifferenz zwischen 2 Elektroden, die eine freie Ladung Q erzeugt gleich dem Potential ist, das die Ladung $+Q$ auf der Elektrode 1 und $-Q$ auf der Elektrode 2 im Punkt P hervorrufen würde (mit $Q_p = 0$).

Daraus folgt: Wenn zur Strahllagemessung geladener Teilchen das Differenzpotential zweier Elektroden benützt wird, so kann die Linearität ebensogut bestimmt werden durch das Potential, das im Meßraum erzeugt wird von der Ladung $+Q$ auf Elektrode 1 und $-Q$ auf Elektrode 2.

4. Sonderfall : Es seien 4 Elektroden und eine freie Ladung im Punkt P vorhanden. Dann folgt aus Gl.(39)

$$U_1'Q_1 + U_2'Q_2 + U_3'Q_3 + U_4'Q_4 + U_p'Q_p = U_1Q_1' + U_2Q_2' + U_3Q_3' + U_4Q_4' + U_pQ_p' \quad (45)$$

Wird nun im

Fall 1 $Q_1=Q_2=Q_3=Q_4=0$, $Q_p=Q$ und im

Fall 2 $Q_1'=Q_2'=Q_3'=Q_4'=Q$ und $Q_p=0$ gesetzt,

so ergibt sich aus Gl.(39) für das Potential im Punkt P im Fall 2

$$U_p' = U_1 + U_2 + U_3 + U_4 \quad (46)$$

Das heißt für ein System mit 4 Elektroden (von denen 2 zur vertikalen - und 2 zur horizontalen Lagebestimmung dienen), daß die Summe der Elektrodenpotentiale, die von einer freien Ladung Q in einem beliebigen Punkt P erzeugt wird, gleich dem Potential ist, das die Elektroden im Punkt P erzeugen wenn jede die Ladung Q besitzt.

Die in diesem Paragraph betrachtete Reziprozität zwischen freien Ladungen und Ladungen auf den Elektroden ermöglicht die relativ einfache Linearitätsbestimmung mit Hilfe des elektrischen Feldes (wobei die Meßelektroden Ladungen mit entgegengesetztem Vorzeichen tragen). Der Linearitätsfehler der Lagemeßelektroden entspricht dann der Inhomogenität des Feldes.

1.3 Linearitätsbestimmung mit dem Satz von Cauchy

Figur 13a zeigt einen Querschnitt mit beliebiger Elektrodenumrandung in der komplexen Ebene mit dem Strahlvektor

$$z = x + jy \quad (47)$$

und dem Vektor

$$\xi = \xi + j\eta \quad (48)$$

der auf der Elektrodenumrandung liegt.

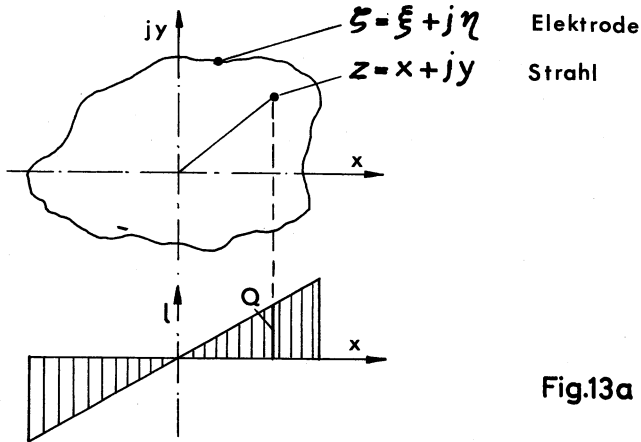


Fig.13a

Mit Hilfe des Cauchy'schen Integralsatzes

$$\oint_K \varphi(z) dz = 0 \quad (49)$$

der für eine Funktion φ einer komplexen Veränderlichen z gilt, wenn die Funktion im Bereich, der von der Kurve K eingeschlossen ist überall differenzierbar ist, kann die Beziehung

$$\varphi(z) = \frac{1}{2\pi j} \oint_K \frac{\varphi(\xi)}{\xi - z} d\xi \quad (50)$$

abgeleitet werden ⁵⁾. Hierin stellt $\varphi(\xi)$ die Funktion auf der Randkurve dar. Die Funktion $\varphi(z)$ im Innern der Umrandung K kann also berechnet werden wenn die Funktion $\varphi(\xi)$ auf der

Umrandung bekannt ist.

Nach §III, 1.2 braucht zur Linearitätsbestimmung nur das Potential im Meßraum bestimmt werden, wenn die Ladungen auf den Elektroden gegeben sind.

Wird nun der Strahl auf der Randkurve angenommen, so landen alle von ihm ausgehenden Feldlinien auf der Berührungslinie l mit der Elektrode. Er erzeugt auf der Elektrode das Potential $\varphi(\xi)$.

Die Bedingung für Linearität bedeutet, daß das erzeugte Potential proportional der Koordinate x sein muß . D.h. :

$$\varphi(\xi) = k \cdot x \quad \text{mit } k = \text{const u. } x = \xi \quad (51)$$

Das Potential $\varphi(z)$ im Meßraum kann mit Gl.(50) als Funktion der beliebigen Strahlposition z berechnet werden :

$$\varphi(z) = \frac{1}{2\pi j} \oint \frac{k \cdot x}{\xi - z} d\xi \quad (52)$$

Nun ist aber

$$\oint \frac{d\xi}{\xi - z} = 2\pi j, \quad (53)$$

wenn das Integral entlang einer geschlossenen Kurve um den Punkt $z = \xi$ berechnet wird. Es folgt dann aus den Gl.(52)u.(53) für das Potential im Innern

$$\varphi(z) = k \cdot x \quad (54)$$

Da das Potential $\varphi(z)$ im Innern des Bereichs die gleiche Abhängigkeit von x zeigt wie das Potential $\varphi(\xi)$ auf der Umrandung (vergl. Gl.(51)u.(54)), kann festgestellt werden, daß Elektroden, die in der Projektion auf die $x-l$ Ebene durch die Länge $l = \alpha \cdot x$ begrenzt werden, immer exakte Linearität ergeben, ganz unabhängig davon wie sie in der $x-y$ Ebene geformt sind. Fig.14 zeigt 4 Beispiele. (Natürlich können auch Elektroden mit gekrümmter

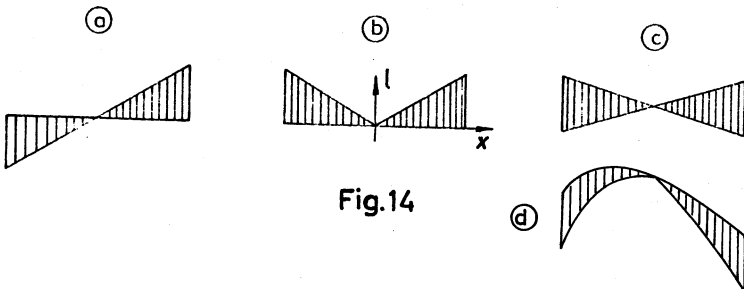


Fig.14

Begrenzung (in der Projektion) Linearität ergeben. Aber nur dann wenn sie in Längsrichtung 1 zu Geraden zusammengeschoben werden können (Fig.14d.).

Ganz allgemein gilt somit, daß Elektroden, die für einen Strahl auf der Randkurve Linearität ergeben, diese auch im ganzen umrandeten Bereich garantieren.

1.4 Modell zur Fehlerbetrachtung

Zeigt aus irgend welchen Gründen die Elektrodenform Abweichungen von der in § 1.3 angegebenen Idealform, so kann der Fehler, der im Inneren des Meßraumes entsteht mit einem einfachen Modell ermittelt werden.

In § 1.2 (3.Sonderfall) wurde gezeigt, daß das Problem mit freier Ladung Q auf den einfacheren Fall ohne Raumladung zurückgeführt werden kann, wenn die Ladung $+Q$ auf die eine und $-Q$ auf die andere Elektrode gebracht wird. Es ist dann nur noch das Potential im Meßraum zu bestimmen.

Für den zweidimensionalen Fall heißt das, die Lösung der Differentialgleichung

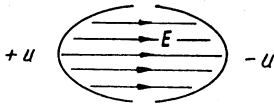
$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (55)$$

zu finden, im Idealfall mit der Bedingung

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u(x,y)}{\partial x} &= \text{const} = E \\ \frac{\partial u(x,y)}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Oder mit anderen Worten: Wenn die eine Meßelektrode auf das Potential $+U$ und die andere auf $-U$ gebracht wird, dann muß sich ein homogenes Feld E zwischen den Elektroden ausbilden, um exakte Linearität zu erhalten (Fig.15). Abweichungen davon bedeuten Fehler.

Da eine dünne Gummimembran der gleichen Laplace'schen



Differentialgleichung
genügt wie Gl.(55) ⁶⁾,
kann die Gummimembran
zur Potentialbestim-
mung herangezogen
werden.

Fig.15

Fig. 16a zeigt das Modell für zwei lineare Elektroden.
Die eine Elektrode ist in die Membran ebenso tief von unten
eingedrückt wie die andere von oben. Die dünnen Linien
deuten die Verzerrung von parallelen Linien auf der Gummi-
membran an.

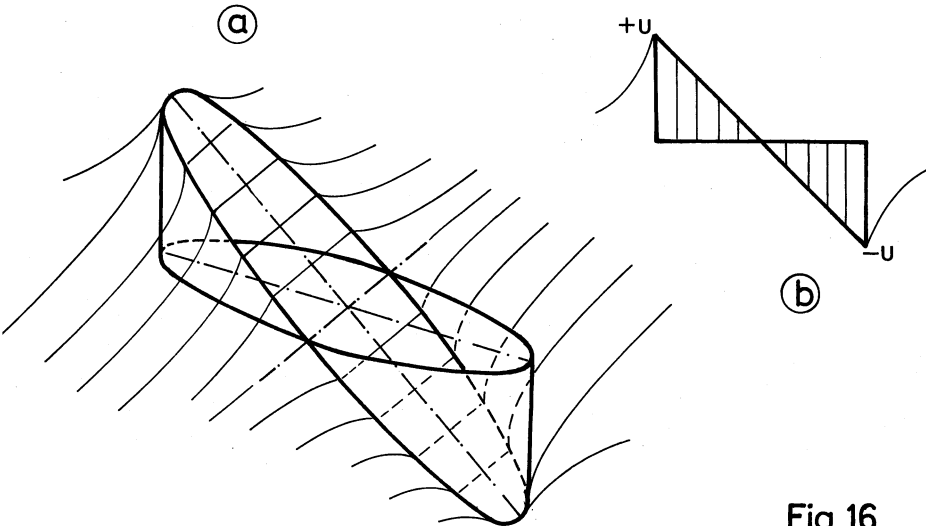


Fig.16

Die Projektion der Membranfläche gibt in diesem Fall zwischen
den Elektroden wieder eine gerade Linie (Fig.16b).

Der Linearitätsfehler beliebiger Elektroden ist durch den
Höhenunterschied zwischen der Membran und der theoretisch
richtigen, geneigten Ebene gegeben.

Werden die 4 Meßelektroden (2 für die horizontale und 2 für die
vertikale Lagebestimmung) z.B. in der Abwicklung durch gerade

Linien getrennt (Figur 17a), so ergibt sich ein Fehler auf der Achse wie in Fig.17b schraffiert dargestellt.

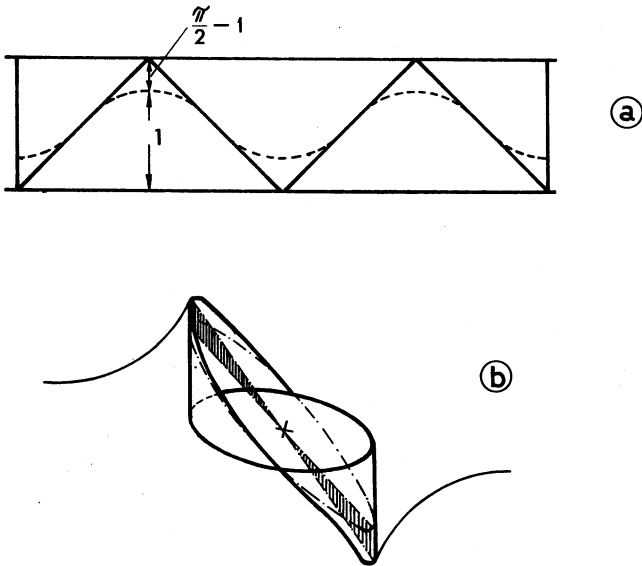


Fig.17

Da die theoretisch richtige Begrenzung in der Abwicklung eine cos-Linie ist, haben Kreiszyliinderelektroden dieser Art einen maximalen, systematischen Fehler in Elektrodennähe von

$$F_s = \frac{\pi}{2} - 1$$

$$F_s = 57 \% \quad (\text{Fig.17a}) \quad (57)$$

Das Summensignal ist jedoch unabhängig von der Strahlposition, weil die 4 Elektroden einen geschlossenen Zylinder konstanter Länge bilden. Somit wäre die Positionsmessung mit einem max. Fehler von 57% behaftet.

Mit Hilfe dieses Gummimembranmodells kann die Fehlerverteilung über den ganzen Meßquerschnitt leicht erfaßt werden.

1.5 Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit

$$\varepsilon = \frac{U_1 - U_2}{x} \quad (58)$$

linearer Elektroden kann einfach aus der Geometrie derselben und der Linienladungsdichte λ des Strahles bestimmt werden. Für 2 Fälle soll dies geschehen:

- a) Mit überlappenden schräg geschnittenen Zylinderelektroden.
(s.Fig.18)

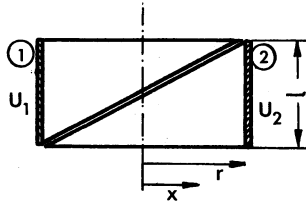


Fig. 18

Das Differenzsignal ist an zwei Stellen bekannt :

$$\text{bei } x = 0 \quad U_1 - U_2 = 0 \quad (59)$$

$$\text{und } x = r \quad U_1 - U_2 = \frac{\lambda \ell}{C} \quad (60)$$

(zweidimension. Feld vorausgesetzt)

ℓ = achsiale Länge } der Elektroden
 C = Kapazität

Aus Gl.(58) u.(60) ergibt sich die Empfindlichkeit

$$\varepsilon = \frac{\lambda \ell}{C r} \quad (61)$$

- b) Mit nicht überlappenden Elektroden (Fig.19).

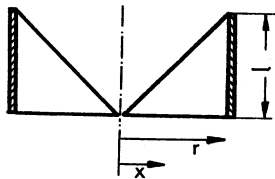


Fig.19

Hier ist wieder für $x=0$ $U_1 - U_2 = 0$ (62)

und für $x=r$ $U_1 - U_2 = \frac{\lambda \ell}{C}$ (63)

Aus den Gl.(58) u.(63) folgt auch für diesen Fall die Empfindlichkeit

$$\varepsilon = \frac{\lambda \ell}{C r} \quad (64)$$

D.h. die nicht überlappenden Elektroden haben die gleiche Empfindlichkeit wie die überlappenden. Wird jedoch berücksichtigt, daß im letzteren Fall bei konstanter Länge l auch das vertikale Elektrodenpaar noch untergebracht werden kann, so ergibt sich pro zur Verfügung stehender Länge im Fall b) die doppelte Empfindlichkeit gegenüber dem Fall a).

1.6 Auflösung

Die Hauptursachen die die Auflösung begrenzen sind das Rauschen und die unvollkommene Inphasensignalunterdrückung.

1.61 Auflösung bezüglich Rauschen

Im § 1.5 wurde die Empfindlichkeit betrachtet, die die Auflösung umgekehrt proportional beeinflusst. Wird ein Signal/Rausch-Verhältnis

$$\frac{(U_1 - U_2)_{\min}}{U_{RSS}} = 1 \quad (65)$$

vorausgesetzt, so beträgt die kleinste meßbare Lageabweichung

$$X_{\min R} = \frac{(U_1 - U_2)_{\min}}{\varepsilon} = \frac{U_{RSS}}{\varepsilon} \quad (66)$$

(U_{RSS} = Spitzenrauschspannung des Eingangsverstärkers)

1.62 Auflösung bezüglich Inphasensignalunterdrückung A

Um die Auflösung von Elektroden diesbezüglich vergleichen zu können, wird ein konstanter Wert A der anschließenden Differenzverstärker angenommen. Der Faktor A ist

durch das Verhältnis der Summenspannung in Bezug auf die kleinste, auflösbare Differenzspannung gegeben,

$$A = \frac{U_1 + U_2}{(U_1 - U_2)_{\min}} \quad (67)$$

Nun gilt nach Gl.(58)

$$x_{\min} = \frac{(U_1 - U_2)_{\min}}{\varepsilon} \quad (68)$$

Aus den Gl. (64), (67) u. (68) folgt für die kleinste auflösbare Lageabweichung

$$x_{\min} = \frac{U_1 + U_2}{\varepsilon \cdot A} = \frac{C \cdot r (U_1 + U_2)}{\lambda \cdot \ell \cdot A} \quad (69)$$

$x_{\min}$ ist also umgekehrt proportional zur Ladungsdichte, Elektrodenlänge ℓ und Inphasenunterdrückung A und direkt proportional zur Elektrodenkapazität C , dem Radius r und der Summenspannung $U_1 + U_2$.

Der Radius r kann nicht beliebig verkleinert werden, da der Meßraum frei bleiben muß. Ebenso kann die Elektrodenkapazität bei gegebener, unteren Grenzfrequenz

$$f_u = \frac{1}{2\pi R_1 C} \quad (R_1 = \text{Eingangswiderstand}) \quad (70)$$

nicht beliebig verkleinert werden.

Um eine gute Auflösung zu erzielen, muß demnach bei sonst gegebenen Größen die Summenspannung der Elektroden $U_1 + U_2$ klein gehalten werden.

Nun soll als Beispiel die Auflösung der 2 Fälle mit überlappenden und nicht überlappenden Zylinderelektroden bestimmt werden.

a) Überlappende Elektroden (Fig.18)

Die Verhältnisse sind durch Figur 20 veranschaulicht.

Das Summensignal ist für alle Strahllagen x konstant gleich

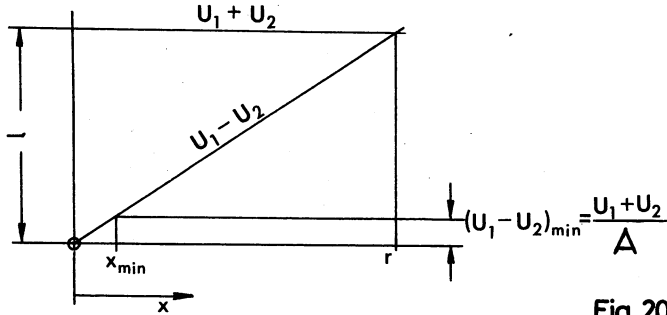


Fig. 20

dem Signal für $x = r$

$$U_1 + U_2 = \frac{\lambda \cdot \ell}{C} \quad (71)$$

Dann folgt mit Gl.(69)

$$x_{min} = \frac{r}{A} \quad (72)$$

b) Nicht überlappende Elektroden (Fig.19)

Da in diesem Fall die beiden Meßelektroden keinen geschlossenen Zylinder konstanter Länge bilden, ist die Summe nicht konstant. Sie hängt von x und der zweiten transversalen Koordinate y ab.

Mit Hilfe des Reziprozitätssatzes (§1.2) und des Gummimembranmodells (§1.4) kann die Potentialverteilung von $U_1 + U_2$ gefunden werden, wenn beide Elektroden die Ladung $+Q$ erhalten. Die Elektroden werden von einer Seite in die Gummimembran soweit eingedrückt bis sie an der Umrandung überall anliegen. Es ergeben sich dann folgende Bilder in den beiden Ansichten (Fig.21).

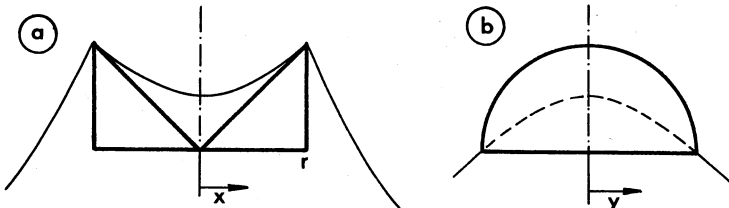


Fig. 21

Da die Membran bzw. das Potential der Laplace'schen Differentialgleichung genügen, gilt

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (73)$$

Es liegt nun der Ansatz

$$u = u_0 \cosh ax \cdot \cos by \quad (74)$$

nahe, da die Membran in Fig. 23a eine Hyperbelcos- und in Fig. 23b eine Cos-Linie darstellt.

Die ersten und zweiten, partiellen Ableitungen lauten dann jeweils

$$\frac{\partial u}{\partial x} = u_0 a \sinh ax \cdot \cos by \quad (75)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = u_0 a^2 \cosh ax \cdot \cos by \quad (76)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = - u_0 b \cosh ax \cdot \sin by \quad (77)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = - u_0 b^2 \cosh ax \cdot \cos by \quad (78)$$

Die Gleichungen (76) u. (78) befriedigen die Gl. (73) nur, wenn

$$a = b \quad (79)$$

ist. Die weiteren Bedingungen sind, daß für $x_{\max} = r$ und $y=0$ die Tangente durch den Ursprung geht, d.h.

$$\left[\frac{\partial u(x,y)}{\partial x} = \frac{u(x,y)}{x} \right]_{\substack{x=r \\ y=0}} \quad (80)$$

und daß

$$u(0, y_{\max}) = 0 \quad (81)$$

ist.

Wird willkürlich $y_{\max} = 1$ gesetzt, so folgt aus Gl. (74), (79) u.

Gl. (81)

$$\cos a = 0. \quad (82)$$

D.h.

$$a = \frac{\pi}{2} \quad (83)$$

ist eine Lösung. Aus den Gl.(74),(79) u.(80) ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} \frac{\pi}{2} \sinh \frac{\pi}{2} r &= \frac{\cosh \frac{\pi}{2} r}{r} \\ \coth \frac{\pi}{2} r &= \frac{\pi}{2} r \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

Eine Lösung kann aus der Hyperbelfunktionstabelle entnommen werden

$$\begin{aligned} r \frac{\pi}{2} &= 1,2 \\ r &= 0,764 \end{aligned} \quad (85)$$

D.h. aus der Annahme $y_{\max} = 1$ folgt, daß $x_{\max} = r$ den Wert von Gl.(85) haben muß, wenn der Ansatz Gl.(74)

$$U = U_0 \cosh \frac{\pi}{2} x \cdot \cos \frac{\pi}{2} y \quad (86)$$

eine Lösung sein soll.

Das Potential in Gl.(86) stellt die Summenspannung

$$U = U_1 + U_2 \quad (87)$$

dar.

Der normierte Maximalwert ist

$$\frac{U_{\max}}{U_0} = \frac{U(0,r)}{U_0} = \cosh 1.2 = 1.81 \quad (88)$$

Fig. 22 zeigt die Summenspannung als Funktion der Koordinate x

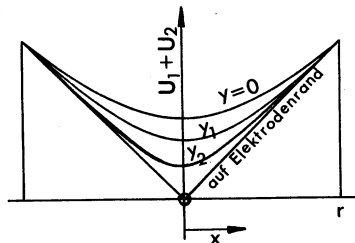


Fig. 22

bei verschiedenen y Werten graphisch dargestellt. Befindet sich der Strahl im Punkt ($x=0, y=0$), so beträgt das Summenpotential nach Gl.(88)

$$U_0 = U_1 + U_2 = \frac{\lambda \cdot \ell}{c \cdot 1,81} \quad , \quad (89)$$

womit sich aus Gl.(69) die Auflösung

$$x_{\min} = 0,55 \frac{r}{A} \quad (90)$$

ergibt.

Liegt dagegen der Strahl auf der Randkurve der Elektroden, so ist z.B. für $x = 0$ und $y = y_{\max}$

$$U_1 + U_2 = 0 \quad , \quad (91)$$

was mit Gl. (69) zu

$$x_{\min} = 0 \quad (92)$$

führt. D.h. in Bezug auf die Inphasensignalunterdrückung liegt hier theoretisch unendlich gute Auflösung vor.

Da sich das Summensignal als Funktion von y cosinus-förmig verhält, kann die Auflösung bei variablem y wie folgt ausgedrückt werden

$$x_{\min} = \frac{0,55 \cdot r \cos \frac{\pi y}{2 y_{\max}}}{A} \quad (93)$$

Ein Vergleich der Gleichungen (72) u. (93) zeigt, daß die nicht überlappenden Elektroden eine beträchtlich größere Auflösung ergeben als die überlappenden (in Bezug auf A). Der Verbesserungsfaktor liegt zwischen 1,81 (für $y=0$) und theoretisch unendlich (für $y=y_{\max}$).

1.7 Elektrodenverkopplung

Da zur Messung der Strahlage (2 Koordinaten) mehrere Elektroden benötigt werden, soll untersucht werden, welchen Einfluß die Koppelkapazitäten zwischen den Elektroden auf die Empfindlichkeit, die Linearität und das Summensignal haben.

Für ein System mit zwei Elektroden 1 und 2, den Kapazitäten C_{10} und C_{20} jeweils gegen Masse und der Koppelkapazität $C_{12}=C_{21}$, ergibt sich die Ladung auf den Elektroden aus der Summe der Teilladungen, die durch die Potentialdifferenz über den Kapazitäten entstehen:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= U_1 C_{10} + (U_1 - U_2) C_{12} \\ Q_2 &= U_2 C_{20} + (U_2 - U_1) C_{12} \end{aligned} \right\} \quad (94)$$

Für ein System mit n Elektroden gilt allgemein für den m -ten Leiter

$$Q_m = \sum_{j=0}^{n-1} (U_m - U_j) C_{m,j} \quad (95)$$

Die Elektroden-Ladungen können auch mit Hilfe der Koeffizientenmatrix k direkt aus den Elektrodenpotentialen erhalten werden :

$$\begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ \vdots \\ Q_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & \dots & k_{1n} \\ k_{21} & & & \\ \vdots & & & \\ k_{n1} & & & k_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \vdots \\ U_n \end{bmatrix} \quad (96)$$

wobei die Koeffizienten $k_{\mu\nu}$ durch Koeffizientenvergleich aus den Gleichungen (95) bestimmt werden können. Es ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} k_{\mu\nu} &= -C_{\mu\nu} \quad \text{für } \mu \neq \nu \\ \text{und} \quad k_{\mu\mu} &= \sum_{i=0}^{\mu-1} C_{\mu i} \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

Zur Vereinfachung werde nun ein symmetrisches 4 Elektroden-system betrachtet, wie in Fig. 23 dargestellt. Dann ergeben

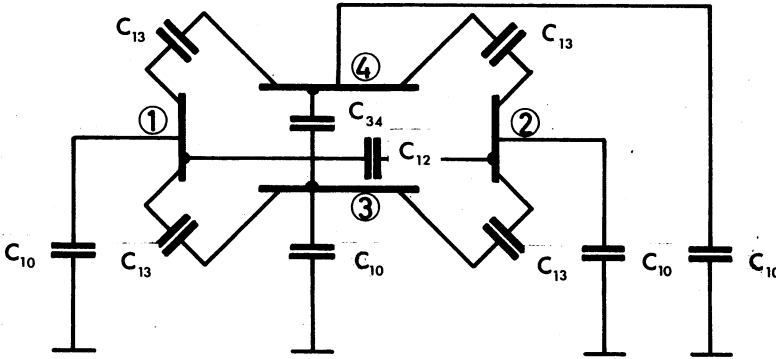


Fig. 23

sich folgende Vereinfachungen aus Symmetriegründen

$$\left. \begin{aligned} C_{10} &= C_{20} = C_{30} = C_{40} , \\ C_{13} &= C_{23} = C_{24} = C_{14} , \\ \text{und} \quad C_{\mu v} &= C_{\nu \mu} . \end{aligned} \right\} \quad (98)$$

Damit folgt aus den Gl. (96) u. (97) für die Ladungsdifferenz zwischen den Elektroden 1 und 2

$$\begin{aligned} Q_1 - Q_2 &= U_1(C_{10} + C_{12} + 2C_{13}) - U_2C_{12} - U_3C_{13} - U_4C_{13} \\ &\quad - [U_1C_{12} + U_2(C_{10} + C_{12} + 2C_{13}) - U_3C_{13} - U_4C_{13}] \end{aligned} \quad (99)$$

$$Q_1 - Q_2 = (U_1 - U_2)(C_{10} + 2C_{12} + 2C_{13}) \quad (100)$$

Analog ergibt sich für die Ladungsdifferenz

$$Q_3 - Q_4 = (U_3 - U_4)(C_{10} + 2C_{34} + 2C_{13}) \quad (101)$$

Für die Ladungssumme folgt

$$\begin{aligned} Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 &= U_1(C_{10} + C_{12} + 2C_{13}) - U_2C_{12} - U_3C_{13} - U_4C_{13} \\ &\quad + [-U_1C_{12} + U_2(C_{10} + C_{12} + 2C_{13}) - U_3C_{13} - U_4C_{13}] \\ &\quad + [-U_1C_{13} - U_2C_{13} + U_3(C_{10} + C_{34} + 2C_{13}) - U_4C_{34}] \\ &\quad + [-U_1C_{13} - U_2C_{13} - U_3C_{34} + U_4(C_{10} + C_{34} + 2C_{13})] \end{aligned} \quad (102)$$

Da sich alle Glieder mit Koppelkapazitäten herausheben,

ergibt sich daraus

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 = (U_1 + U_2 + U_3 + U_4) C_{10} \quad (103)$$

Für den Fall mit Koppelkapazitäten folgt aus den Gl.(100), (101) u. (103) für die Potentialdifferenzen bzw. das Summenpotential :

$$U_1 - U_2 = \frac{Q_1 - Q_2}{C_{10} + 2C_{12} + 2C_{13}} \quad (104)$$

$$U_3 - U_4 = \frac{Q_3 - Q_4}{C_{10} + 2C_{34} + 2C_{13}} \quad (105)$$

$$U_1 + U_2 + U_3 + U_4 = \frac{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4}{C_{10}} \quad (106)$$

Wird die Verkopplung vernachlässigt, so ergeben die Gl.(104), (105) u.(106)

$$U'_1 - U'_2 = \frac{Q_1 - Q_2}{C_{10}} \quad (107)$$

$$U'_3 - U'_4 = \frac{Q_3 - Q_4}{C_{10}} \quad (108)$$

$$U'_1 + U'_2 + U'_3 + U'_4 = \frac{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4}{C_{10}} \quad (109)$$

D.h. mit Verkopplung sind die Differenzsignale entsprechend den Faktoren

$$F_{12} = \frac{C_{10}}{C_{10} + 2C_{12} + 2C_{13}} \quad (110)$$

$$\text{bzw.} \quad F_{34} = \frac{C_{10}}{C_{10} + 2C_{34} + 2C_{13}} \quad (111)$$

kleiner als ohne Verkopplung. Da das Summensignal in beiden Fällen gleich ist, ist auch die Änderung des Positionssignals

(Quotient aus Differenz- und Summensignal) durch die Faktoren F_{12} und F_{34} gegeben.

Es kann abschließend festgestellt werden, daß durch die Verkopplungskapazitäten weder das Summensignal noch die Linearität beeinflußt werden. Die Empfindlichkeit der Elektroden geht jedoch um die Faktoren der Gl. (110) bzw. (111) zurück.

2. Realisierung der Meßelektroden

2.1 Schirmung

In § 1 wurde vorausgesetzt, daß im Meßraum kein longitudinalen, elektrischen Felder zwischen Strahl und Elektroden auftreten. Nur dann kann das System als zweidimensional betrachtet werden. Dies ist möglich wenn genügend lange Schirmelektroden gleichen Querschnitts beidseitig vorgesehen werden, wie in Fig. 24 schematisch dargestellt.

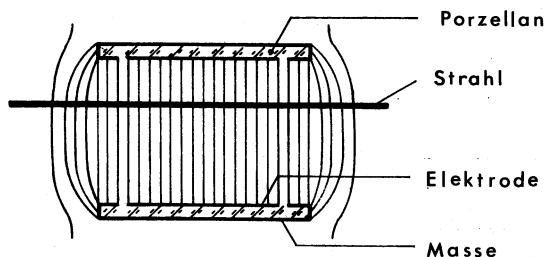


Fig. 24

Die Schirmung ist mit der Masse auf der Außenseite des Porzellanträgers verbunden.

Wenn wie hier Elektroden, Schirm und Masse auf einem Trägermaterial aufgebracht sind, bleibt die Elektroden- Masse- Kapazität unabhängig von der Justierung der Elektroden im Vakuumgehäuse konstant.

2.2 Vergleich verschiedener Formmöglichkeiten

Die überlappenden Elektroden kamen wegen der geforderten Auflösung und Empfindlichkeit nicht in Frage. Die Länge

eines Elektrodenpaares hätte hier kleiner als 30 mm sein müssen.

Da ein System nicht überlappender Elektroden doppelte Empfindlichkeit und mehr als doppelte Auflösung gibt, wurde eine Elektrodenanordnung gesucht, die in Horizontal- und Vertikalansicht gerade Schnitte hat und deren Elektroden einen Zylinder konstanter Länge l bilden (Fig.25).

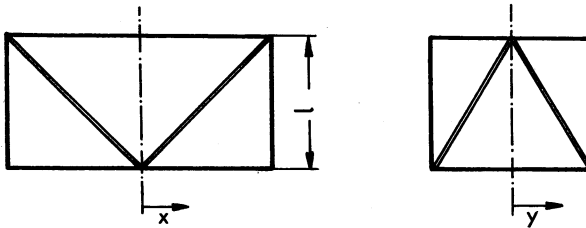


Fig. 25

Die einzige Querschnittsform, die die obige Bedingung erfüllt, ist die Quadrat- oder Rautenform (Fig.26).

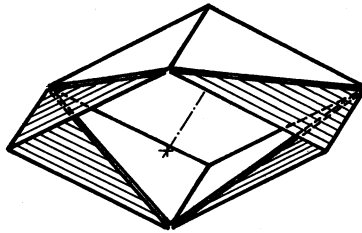


Fig. 26

Wird ein kreisförmiger oder elliptischer Querschnitt angenommen, so gibt ein gerader Schnitt im Grundriß immer einen elliptischen oder kreisförmigen im Seitenriß.

Da die Vakuumkammer jedoch 2:1 elliptisch ist und die Vertikalausdehnung der Elektroden durch deren Länge l und die Einführungsöffnung mit 120 mm Durchmesser (Fig.2) gegeben ist, müßte die Horizontalabmessung größer sein als die doppelte Kammerbreite. Dies hätte zur Folge, daß die Empfindlichkeit um mehr als das 2-fache verringert würde, ganz abgesehen davon,

daß die Elektroden damit breiter wären als der Pumpstutzen. Folglich war diese Elektrodenquerschnittsform, die exakte Linearität geben würde, ausgeschlossen.

Gezwungenermaßen mußte auf eine elliptische Querschnittsform übergegangen werden.

2.3 Optimierung

Figur 27a zeigt die Abwicklung von 4 Elektroden.

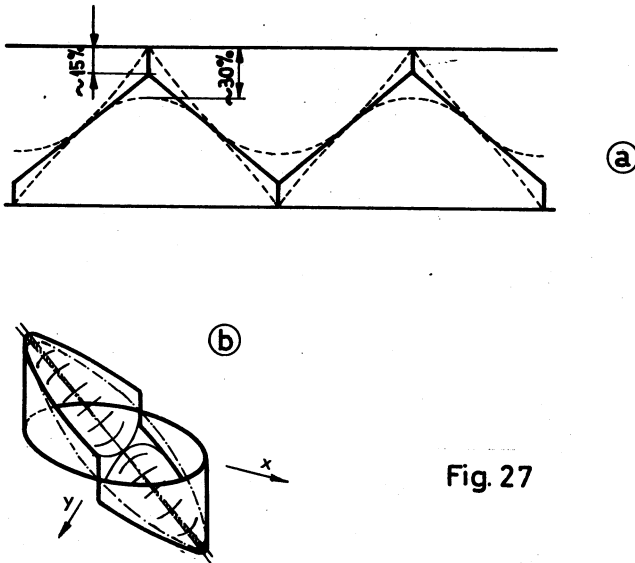


Fig. 27

Die strichlierten Linien entsprechen geraden Schnitten in den beiden Projektionen. Es müßten demnach kleine Flächenstücke zwischen den Elektroden frei bleiben und somit wäre das Summensignal nicht unabhängig von der Strahlänge. Damit die 4 Elektroden einen geschlossenen Zylinder konstanter Länge bilden, wurde zunächst eine Kompromißlösung (in Fig.27a stark ausgezogen) untersucht.

Das Gummimembranmodell (Fig.27b) zeigt, daß die maximalen Linearitätsfehler bei $x = 0$ und $y = -y_{\max}$ auftreten.

Fig.28 zeigt eine verbesserte Kompromißlösung. Hier ist auf exakte Konstanz der Summe verzichtet worden, da es nach Gl.(2) nur auf den Quotienten von Differenz- und Summensignal ankommt. Die Linearität des Quotienten ist weitaus besser als die der Elektrodenform von Fig.27a, weil die Elektrodenenden abgerundet sind.

Der Fehler der Lagemessung wurde für die Lösung der Fig.28 letztlich experimentell bestimmt. Hierzu wurde der Strahl durch einen dünnen, verschiebbaren Metallstab simuliert, der an eine Wechselspannung (20kHz) gelegt wurde. Das Differenzsignal zweier, gegenüberliegender Elektroden wurde für konstantes Summensignal sehr genau gemessen und der Fehler errechnet. Die Fehlerverteilung zeigt Fig.29. Der horizontale Linearitätsfehler ist in Fig.29a und der vertikale in Fig.29b dargestellt. (Mittelwert mehrerer Elektroden).

Der maximale Horizontalfehler beträgt z.B. für eine Strahlage

$$|x| \leq 6,5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |y| \leq 1 \text{ cm} \quad 1 \text{ \%}.$$

Die Maximalwerte der elliptischen Kammer sind $x_{\max} = 7,3 \text{ cm}$ und $y_{\max} = 3,5 \text{ cm}$.

2.4 Praktische Realisierung

Die Wandstärke des elliptischen Porzellanzyllinders (Fig.30) wurde so gewählt, daß sich bei einer

rel. Dielektrizitätskonstante
einem Lastwiderstand
und einer Elektrodenfläche
eine untere Bandgrenze

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{Por}} &= 7, \\ R_L &= 0,5 \text{ MOhm} \\ F &= 74 \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

$$f_u = \frac{1}{2\pi R_L C_E} = 4 \text{ kHz} \quad (112)$$

ergibt. Aus Gl.(112) folgt mit der Elektrodenkapazität

$$C_E = \frac{F \epsilon \epsilon_0}{d} \quad (113)$$

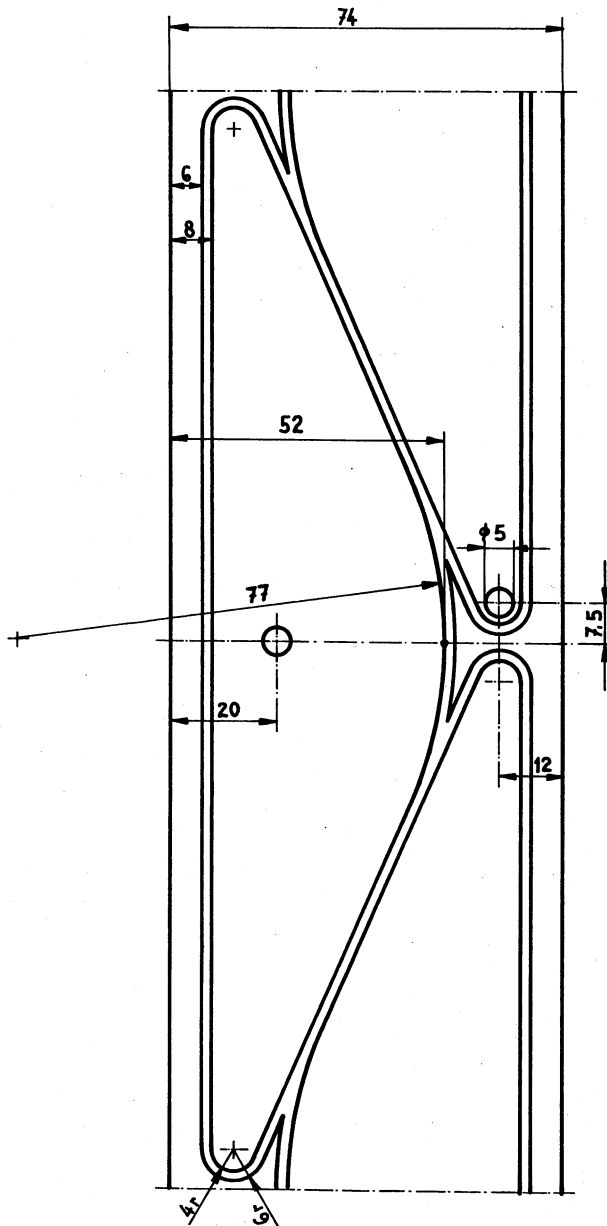


Fig. 28

Lineartätsfehler der Lage-Meßelektroden

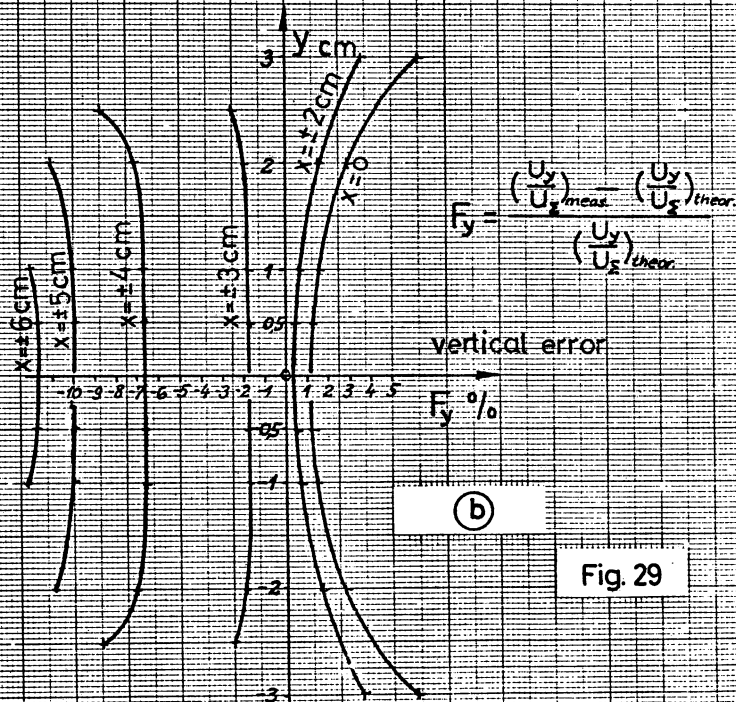
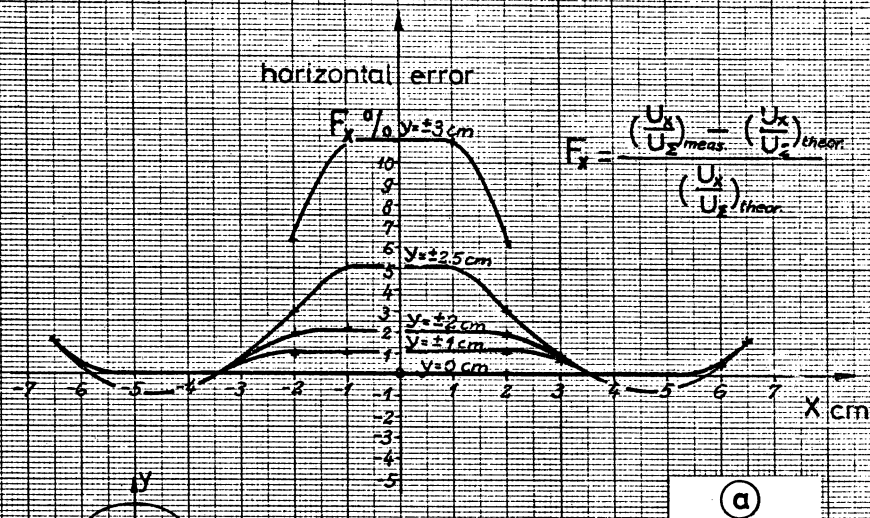
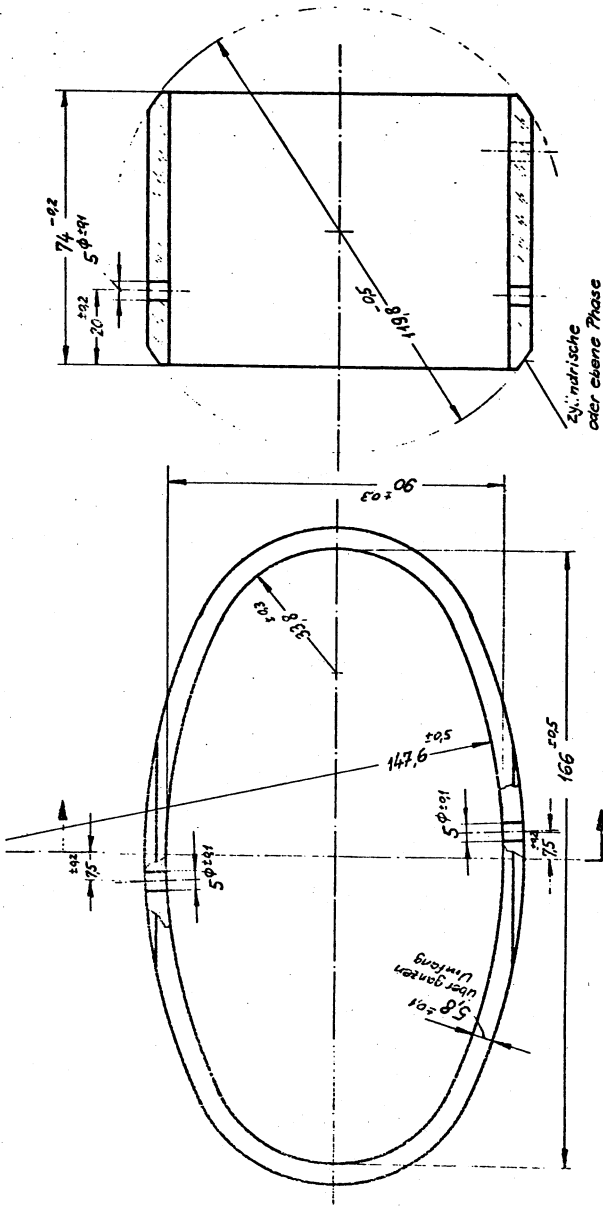


Fig. 29



Werkstoff: Porzellan E25

Elektroenträger

Fig. 30

$$d = 2\pi f_u R_L F \epsilon \epsilon_0 \quad (113a)$$

$$d = 2\pi \cdot 4 \cdot 10^3 \cdot 0,5 \cdot 10^6 \cdot 74 \cdot 7 \cdot \frac{10^{-12}}{3,6\pi}$$

$$d = 0,576 \text{ cm}$$

Es wurde eine Wandstärke

$$d' = 5,8 \text{ mm}$$

gewählt, was nach Gl.(113) eine Elektrodenkapazität

$$C_E = 80 \text{ pF}$$

ergibt.

Die Elektrodenform der Fig. 28 wurde mit Hilfe eines photographischen Verfahrens auf das Innere des elliptischen Porzellanträgers abgebildet. Dann wurden von der zuvor versilberten Oberfläche die Trennungslinien abgeätzt. Auf diesem Wege konnte eine gute Reproduzierbarkeit erzielt werden.

Das Photo der Fig. 31 zeigt die auf der Halterung montierte Porzellanellipse mit den Elektroden, den Durchführungen und den Zuleitungskabeln. Die mechanische Halterung in der Mitte ermöglicht durch drei Schraubbewegungen eine Justierung der Elektroden im Vakuumgehäuse. Fig.31a zeigt die Konstruktion.

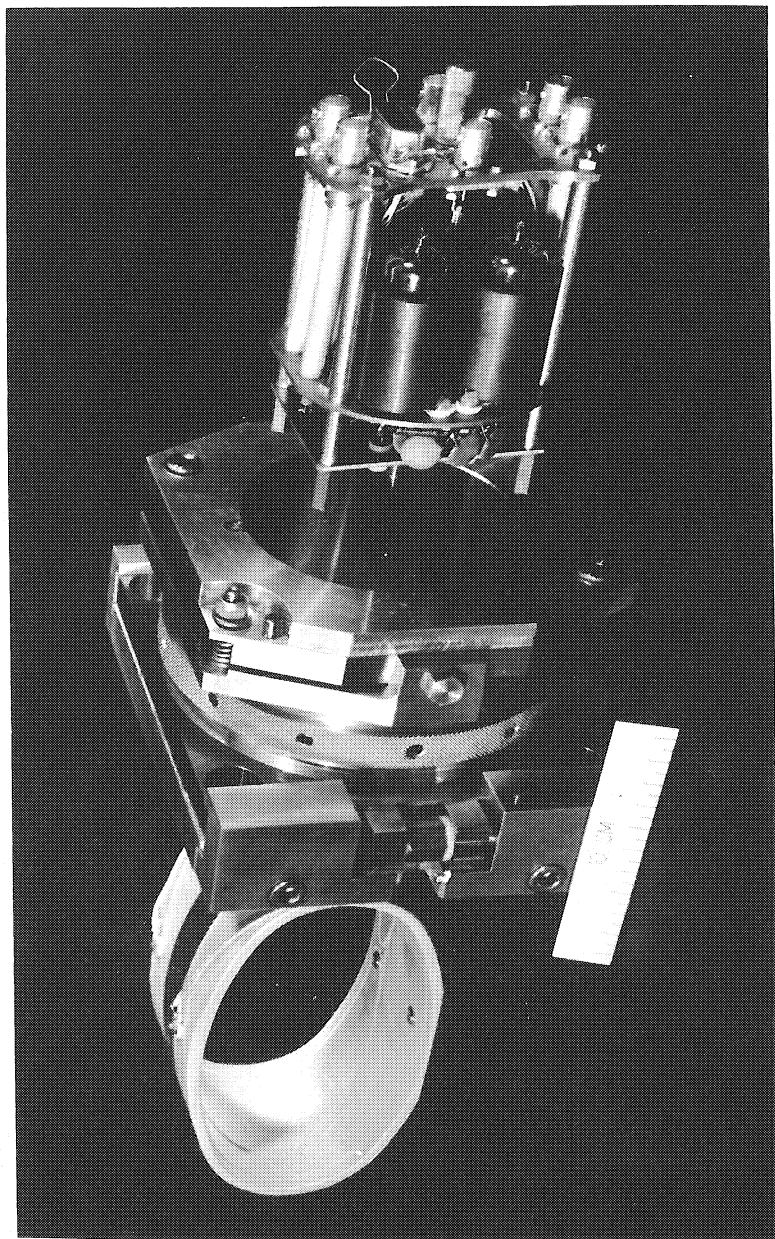
2.5 Empfindlichkeit, Auflösung und Verkopplungseinfluß der gewählten Elektroden

Mit den Abmessungen der Elektroden, wie in den Fig.28 und 30 gegeben, folgt nach Gl.(64)(ohne Berücksichtigung des Linearitätsfehlers) eine Empfindlichkeit für die Horizontalelektroden

$$\epsilon_H = \frac{\lambda \cdot \ell}{C_E \cdot r} = \frac{\lambda \left[\frac{As}{cm} \right] 50[mm]}{80 \cdot 10^{-12} [pF] \cdot 83[mm]}$$

(114)

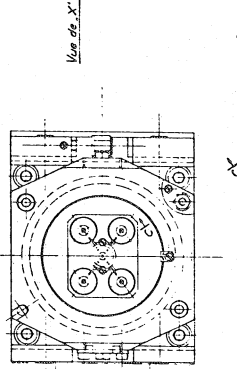
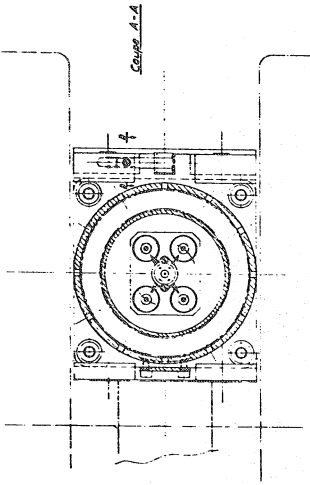
$$\epsilon_H = 7,5 \cdot 10^9 \lambda \left[\frac{V}{cm} \right]$$



Strahl-Lage-Meßstation

(Meßelectroden, Verschiebemechanik und Kopfverstärker)

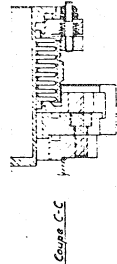
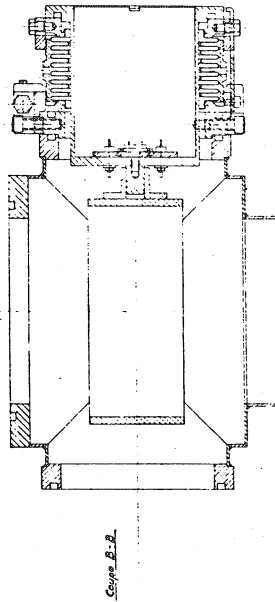
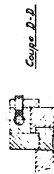
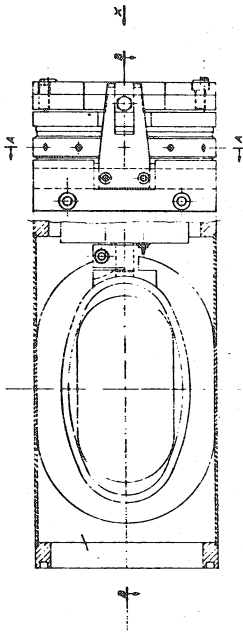
Fig. 31



Pick-up station

Strahl - Lage - Meßstation

Fig. 31a



und für die Vertikalelektroden

$$\epsilon_v = \frac{\lambda \cdot 50}{80 \cdot 10^{-12} \cdot 45} \left[\frac{V}{cm} \right]$$

$$\epsilon_v = 13,9 \cdot 10^9 \lambda \left[\frac{V}{cm} \right] \quad (115)$$

Dies gibt mit einer Linienladungsdichte des Strahles

$$\lambda = \frac{I \cdot e}{L} = \frac{10^{12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} [As]}{628 [m]}$$

$$\lambda = 2,55 \cdot 10^{-12} \left[\frac{As}{cm} \right] \quad (116)$$

(I = Intensität Protonen/Puls , e = Elementarladung,
L = Umfang des Beschleunigers)

$$\epsilon_H = 7,5 \cdot 10^9 \cdot 2,55 \cdot 10^{-12} \left[\frac{V}{cm} \right] = 1,91 \left[\frac{mV}{mm} \right] \quad (117)$$

und

$$\epsilon_v = 13,9 \cdot 10^9 \cdot 2,55 \cdot 10^{-12} \left[\frac{V}{cm} \right] = 3,55 \left[\frac{mV}{mm} \right] \quad (118)$$

Die Auflösung bezüglich Rauschen beträgt damit nach Gl.(66)

$$\text{horizontal} \quad X_{minRH} = \frac{U_{RSS}}{\epsilon_H} = \frac{U_{RSS}}{1,91 \cdot 10^{-3}} = 523 \frac{U_{RSS} [mm]}{[V]} \quad (119)$$

$$\text{u. vertikal} \quad X_{minRV} = \frac{U_{RSS}}{\epsilon_v} = \frac{U_{RSS}}{3,5 \cdot 10^{-3}} = 282 U_{RSS} [mm] \quad (120)$$

Die Auflösung bezüglich Inphasensignalunterdrückung ergibt
nach Gl.(93) im ungünstigsten Fall (x=0,y=0)

$$\text{horizontal} \quad X_{minIH} = \frac{0,55}{\Delta} \cdot \tau_H = \frac{0,55 \cdot 83}{\Delta} = \frac{45,6}{\Delta} [mm] \quad (121)$$

$$\text{u. vertikal} \quad X_{minIV} = \frac{0,55}{\Delta} \tau_v = \frac{0,55 \cdot 45}{\Delta} = \frac{24,8}{\Delta} [mm] \quad (122)$$

Die Empfindlichkeit wird durch die gemessenen Koppelkapazitäten

$$C_{12} = 0,3 \text{ pF} ,$$

$$C_{13} = 5 \text{ pF} \quad \text{und}$$

$$C_{34} = 0,6 \text{ pF}$$

nach den Gl.(110) u.(111) wie folgt verringert :

$$\text{horizontal} \quad \frac{\mathcal{E}_H}{\mathcal{E}_H'} = F_{12} = \frac{80}{80 + 0,6 + 10} = 88,5\% \quad (123)$$

$$\text{u. vertikal} \quad \frac{\mathcal{E}_V}{\mathcal{E}_V'} = F_{34} = \frac{80}{80 + 1,2 + 10} = 87,6\% \quad (124)$$

IV. Meßwertübertragung

1. Allgemeine Überlegungen

Für die Signalübertragung wurde in § II.2 eine maximale, konstante Bandbreite

$$f_u = 4 \text{ kHz} < f < 40 \text{ MHz} = f_o \quad (125)$$

gefordert. Das ergibt ein Verhältnis

$$\frac{f_o}{f_u} = 10^4 \quad (126)$$

Die Signalquelle hat einen rein kapazitiven Innenwiderstand.

Die längste Distanz zwischen einer Meßstation und einem gemeinsamen Beobachtungspunkt (Zentrum) beträgt $l = 165 \text{ m}$.

Diese Länge wurde daher für alle 40 Übertragungswege gewählt ($\Delta l = 10 \text{ cm}$). Um Signale obiger Bandbreite aus einer kapazitiven Quelle über diese Länge zu übertragen, existieren mehrere Möglichkeiten:

- a) die Auskopplung mit Transformator
- b) das Differenzier- Integrier- Verfahren
- c) die Signalübertragung mit Kathodenfolger und

d) die Breit-Band-Wiederherstellungsmethode (BBW).

Da die analoge Differenz hochfrequenter Signale gebildet werden soll, darf die Kabellänge für die Übertragung der Einzelsignale nicht zu groß werden, weil sonst Laufzeitfehler die notwendige Inphasensignalunterdrückung unmöglich machen.

In § III,2.5 wurde gezeigt, daß nach Gl.(121) für eine Auflösung $x_{\min} = 0,1 \text{ mm}$ eine Inphasenunterdrückung

$$A = \frac{45,6}{0,1} = 456 \quad (127)$$

notwendig ist. Aus der Laufzeit

$$t = \frac{\varphi}{\omega} = \tau \cdot \ell \quad (128)$$

(τ = Kabellaufzeit/m, ℓ = Kabellänge)

ergibt sich damit eine zulässige Längendifferenz

$$d\ell = \frac{d\varphi}{\omega \tau} \quad (129)$$

Mit

$$d\varphi = \frac{1}{A} \quad (130)$$

folgt aus Gl.(129) für $f_0 = 40 \text{ MHz}$ und $\tau = 5 \text{ ns/m}$

$$d\ell = \frac{1}{\omega \tau A} = \frac{1 \text{ [s]} \text{ [m]}}{2\pi \cdot 40 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 10^{-9} \text{ [s]} \cdot 456} \quad (131)$$

$$\underline{d\ell = 1,74 \text{ [mm]}}$$

D.h. wenn es sich um genau gleiche Übertragungskabel handelt, darf der Längenunterschied maximal 1,74 mm betragen, um eine Auflösung von 0,1 mm zu erreichen.

Daraus folgt wiederum, daß die Differenzbildung nicht am Ende der 165 m langen Kabel vorgenommen werden darf.

Für eine Kabellänge von $l_1 = 5 \text{ m}$ sind die Genauigkeitsanforderungen schon extrem hoch mit

$$\frac{dl}{l_1} = \frac{1,74}{5000} = 0,35 \% \quad (132)$$

Die Kabellänge $l_1 = 5 \text{ m}$ ist nötig, um von den Elektroden im Beschleuniger an einen gut strahlungsgeschützten Ort zu gelangen.

Im Weiteren werden nun die unter a) bis d) gegebenen Übertragungsmöglichkeiten untersucht.

2. Übertragung mit Transformator

Die an den 4 Elektroden influenzierten Spannungen könnten wie in Fig.32 dargestellt in die zur Lagemessung notwendigen Differenz- und Summensignale übergeführt werden.

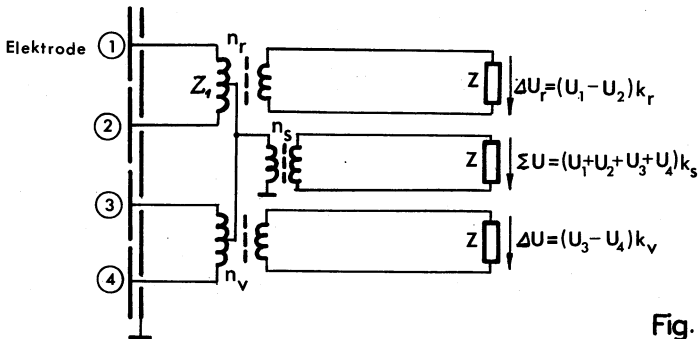


Fig. 32

Die Primärwindungen haben für die Summenbildung Mittelabgriffe. Die an diesen Stellen auftretenden Inphasensignale werden durch den Summentransformator ausgekoppelt.

Damit die Übertragung der unteren Bandgrenze

$$f_u = \frac{1}{2\pi \frac{Z_1}{2} C_E} \quad (133)$$

möglich ist, müßte das Übersetzungsverhältnis des Transformators

$$n_{r,v} = \sqrt{\frac{Z_1}{Z}} = \sqrt{\frac{1}{\pi f_u Z C_E}} \quad (134)$$

sein.

Mit einem Kabelwellenwiderstand $Z = 75 \text{ Ohm}$,

$$f_u = 4 \text{ kHz und}$$

$$C_E = 80 \text{ pF}$$

ergibt sich

$$n_{R,V} = \sqrt{\frac{1}{4 \cdot 10^3 \cdot 75 \cdot 80 \cdot 10^{-12}}}$$

$$n_{R,V} = 115$$

(135)

Es ist heute möglich 1:1 Übertrager mit einem relativen Frequenzband

$$\frac{f_o}{f_u} \approx 5000$$

herzustellen , jedoch nicht bei einer unteren Grenzfrequenz $f_u = 4 \text{ kHz}$. Bei einem Übersetzungsverhältnis von $n = 115$ ist eine konstante Bandbreite von 4 Dekaden wegen der Streuinduktivitäten, die mit den Elektroden- und Streukapazitäten Resonanzen verursachen, ausgeschlossen.

Außerdem handelt es sich hier um Impulsübertrager. D.h. der Abfall am oberen und unteren Ende muß außerhalb der Bandgrenzen ($f_u > f > f_o$) mit

$$\frac{f_o}{f} \quad \text{bzw.} \quad \frac{f}{f_u}$$

oder besser nach einer Gauß'schen Funktion

$$e^{-\left(\frac{f}{f_o}\right)^2} \quad \text{bzw.} \quad e^{-\left(\frac{f_u}{f}\right)^2}$$

erfolgen, wenn keine Über- bzw. Unterschwinger bei den Signalen auftreten sollen. Dies ist unter den obigen Bedingungen mit Übertragern nicht zu erfüllen. Außerdem müßten die Übertrager sehr nahe an den Elektroden montiert werden, da Leitungen mit Wellenwiderständen

$$Z_1 = n^2 Z = 500 \text{ kOhm}$$

(136)

nicht existieren. Dann würde aber das Streufeld der Hauptmagnete ($\hat{B} \approx 2,5 \text{ kG}$ im Meßraum) die Permeabilität der Kerne modulieren und somit eine saubere Übertragung unmöglich machen.

3. Differenzier- Integrier- Verfahren

3.1 Prinzip

Bei diesem Verfahren wird das Signal der kapazitiven Quelle direkt über ein korrekt abgeschlossenes Kabel geschickt. Vor oder bei der Differenzbildung wird dann durch ein Filter der verzerrte Frequenzgang kompensiert. Fig.33 zeigt das Ersatzbild eines Zweiges bis zur Differenzstufe.

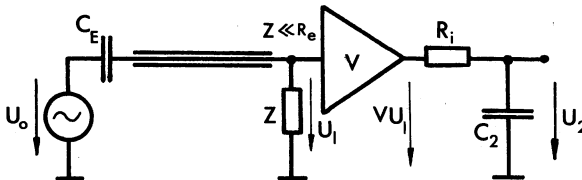


Fig.33

Die folgenden Gleichungen können direkt abgelesen werden:

$$\frac{U_1}{U_0} = \frac{Z}{Z + \frac{1}{pC_E}} = \frac{pC_E Z}{1 + pC_E Z} \quad (137)$$

$$(p = j\omega)$$

$$\frac{U_2}{VU_1} = \frac{\frac{1}{pC_2}}{R_i + \frac{1}{pC_2}} = \frac{1}{1 + pC_2 R_i} \quad (138)$$

Aus den Gl.(137) u.(138) folgt

$$\frac{U_2}{U_0} = \frac{U_2}{VU_1} \cdot \frac{U_1}{U_0} \cdot V = \frac{1}{(1 + pC_2 R_i)} \cdot \frac{pC_E Z}{(1 + pC_E Z)} \cdot V \quad (139)$$

Nun soll $\frac{U_2}{U_0}$ in einem bestimmten Bereich frequenzunabhängig sein. Dafür gibt es zwei Möglichkeiten :

$$\begin{aligned} \text{a) für } & |pC_E Z| \gg 1 \\ \text{und } & |pC_2 R_i| \ll 1 \end{aligned} \quad (140)$$

Die erste Bedingung kann wegen der gegebenen , relativ

kleinen Werte von C_E und Z im geforderten Frequenzbereich nicht verwirklicht werden.

b) für

$$|p C_E Z| \ll 1 \quad (141)$$

und

$$|p C_2 R_i| \gg 1$$

Die erste Bedingung muß bis zur oberen Grenzfrequenz

$$f_o = \frac{1}{2\pi C_E Z} \quad (142)$$

und die zweite Bedingung noch bei der unteren Grenzfrequenz

$$f_u = \frac{1}{2\pi R_i C_2} \quad (143)$$

erfüllt sein. (Für die Frequenzgrenzen selbst sind die Beträge gleich 1 zugelassen.)

Figur 34 zeigt die Verhältnisse in asymptotischer Darstellung (logarithmische Maßstäbe), wie in der Regelungstechnik üblich.

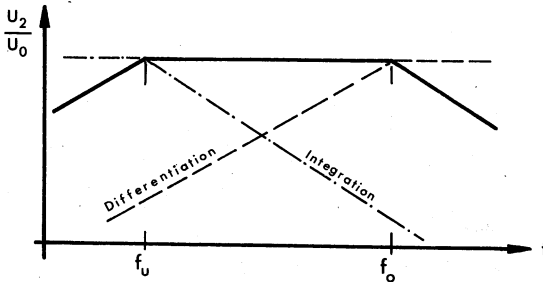


Fig. 34

Aus den Gl. (139) u. (141) folgt das frequenzunabhängige Spannungsverhältnis

$$\frac{U_2}{U_0} = \sqrt{\frac{C_E Z}{C_2 R_i}} \quad (144)$$

oder mit den Gl. (142) u. (143)

$$\frac{U_2}{U_0} = \sqrt{\frac{f_u}{f_o}} \quad (145)$$

Wird nun ein Übertragungsverhältnis

$$\frac{U_2}{U_0} = 1 \quad (146)$$

gefordert, so folgt für die Verstärkung

$$V = \frac{f_0}{f_u} \quad (147)$$

Mit den gegebenen Bandgrenzen $f_0 = 40 \text{ MHz}$ und $f_u = 4 \text{ kHz}$ ergibt sich eine Verstärkung

$$V = 10^4 \quad (148)$$

Diese Verstärkung ist nur bis zur unteren Bandgrenze f_u nötig. Der Abfall oberhalb f_u mit $1/f$ tritt bei jedem Breitbandverstärker durch die Anoden- bzw. Kollektorkapazitäten auf.

3.2 Rauschen

Der kritische Punkt bei diesem Verfahren ist das Rauschen. Da die Verstärkung des Integrators mit $1/f$ abfällt, muß das Rauschen mit frequenzabhängiger Verstärkung $V(f)$ berechnet werden.

Der Mittelwert der quadratischen Ausgangsrauschspannung ist allgemein

$$\bar{U}_R^2 = \int_0^{f_{\max}} \bar{e}_R^2(f) V^2(f) df \quad (149)$$

($\bar{e}_R$ = Rauschquelle am Eingang)

Daraus ergibt sich für die quadratische Rauschspannung des äquivalenten Rauschwiderstandes

$$\bar{e}_R^2 = 4 k T R_{\ddot{a}q} \quad (150)$$

und der frequenzabhängigen Verstärkung oberhalb der unteren Grenzfrequenz f_u

$$V(f) = V_0 \frac{f_u}{f} \quad (151)$$

$$\bar{U}_R^2 = 4 k T R_{\dot{a}q} \left[\int_0^{f_u} V_o^2 df + \int_0^{f_o} V_o^2 f_u^2 \frac{df}{f^2} \right] \quad (152)$$

$$\bar{U}_R^2 = 4 k T R_{\dot{a}q} f_u \left(1 + f_u \left(-\frac{1}{f} \right) \right) \Big|_{f_u}^{f_o} \quad (153)$$

und mit $\frac{1}{f_o} \ll \frac{1}{f_u}$

$$\bar{U}_R^2 = 8 k T R_{\dot{a}q} V_o^2 f_u \quad (154)$$

Für $R_{\dot{a}q} = 200 \text{ Ohm}$ $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/o}$
 $V_o = 10^4$ $T = 293^\circ$
 $f_u = 4 \text{ kHz}$

folgt aus Gl.(154)

$$\bar{U}_R^2 = 8 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cdot 200 \cdot 10^8 \cdot 4 \cdot 10^3 \text{ [V}^2\text{]} = 2,58 \cdot 10^{-6} \text{ [V}^2\text{]}$$

und

$$\bar{U}_R = \sqrt{2,58 \cdot 10^{-6}} \text{ [V]} = 1,61 \text{ [mV}_{\text{eff}}\text{]} \quad (155)$$

Für die Meßwerterfassung ist jedoch der Spitzenrauschwert maßgebend

$$U_{Rss} = 3,5 U_R = 5,64 \text{ [mV}_{ss}\text{]} \quad (156)$$

Aus diesen Berechnungen folgt, daß mit der in § III,2.5 Gl.(117) ermittelten Empfindlichkeit (für 10^{12} Prot./Puls)

$$\varepsilon_H = 1,91 \left[\frac{\text{mV}}{\text{mm}} \right]$$

nur eine Auflösung

$$X_{\min H} = \frac{U_{Rss}}{\varepsilon_H} = \frac{5,64}{1,91} = 2,95 \text{ [mm]} \quad (157)$$

anstatt 0,2 mm erzielbar ist. Darum schied auch diese Möglichkeit der Signalübertragung aus.

4. Signalübertragung mit Kathodenfolger und Differenzverstärker

Da diese Übertragungsart bei den 40 im Beschleuniger eingebauten Strahllagemeßstationen zur Anwendung kam, soll sie etwas genauer betrachtet werden.

4.1 Allgemeine Beschreibung

Um die tiefen Frequenzen aus einer kapazitiven Quelle gut übertragen zu können, ist naheliegend Kathodenfolger mit hohem Eingangswiderstand zu verwenden. Fig.35 zeigt schematisch ein Übertragungssystem mit 4 Kathodenfolgern.

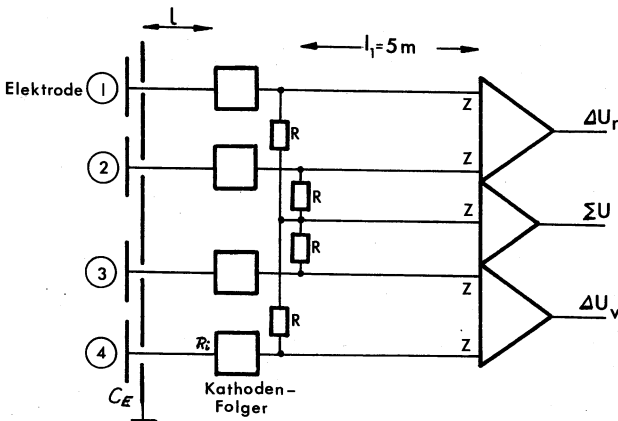


Fig.35

Die Signale am Ausgang der Kathodenfolger gelangen über 5 m Kabel zu den Differenzverstärkern. Sie werden außerdem über Entkopplungswiderstände zum Summensignal zusammengefaßt und zum Summenverstärker weitergeleitet.

4.2 Theoretische Untersuchung der Übertragungsfunktion (Resonanzen)

Eine Schwierigkeit besteht am Eingang der Kathodenfolger darin, daß die Verbindungsleitungen zwischen Elektroden und Kathodenfolgern induktivitätsarm sein müssen, da sie sonst mit den Elektrodenkapazitäten zu Resonanzen führen. Wird aber ein induktivitätsarmes, d.h. niederohmiges Kabel

verwendet, so kann dieses nicht mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen werden, da die Zeitkonstante

$$T = C_E R_i \quad (158)$$

groß sein soll. Ein am Ende offenes Kabel verursacht aber ebenfalls Resonanzen. Fig. 36 zeigt das vereinfachte Ersatzbild.

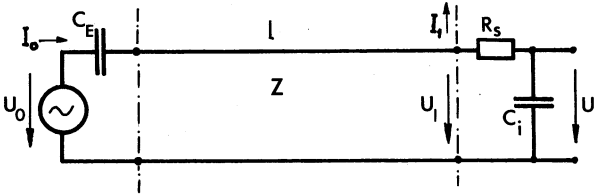


Fig. 36

Das Zuleitungskabel mit der Impedanz Z und der Länge l ist durch die Eingangskapazität C_i in Serie mit einem Bandbegrenzungswiderstand R_s abgeschlossen. (Da der Eingangswiderstand $R_i \gg Z$ ist, wurde er weggelassen.)

Die Spannungsübertragungsfunktion U_1/U_0 kann mit der Kettenmatrix (für die 3 Teile)

$$(A) = \begin{pmatrix} 1 & X \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh \gamma l & Z \sinh \gamma l \\ \frac{1}{Z} \sinh \gamma l & \cosh \gamma l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ Y & 1 \end{pmatrix} \quad (159)$$

aus

$$\begin{pmatrix} U_0 \\ J_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1 \\ J_1 \end{pmatrix} \quad (160)$$

bestimmt werden. Darin ist

$$X = \frac{1}{p C_E} \quad (161)$$

$$Y = \frac{p C_i}{1 + p C_i R_s} \quad (162)$$

$$\gamma l = \alpha + j\varphi, \quad \varphi = \frac{\omega \sqrt{\epsilon} l}{v} \quad (163)$$

mit $\left. \begin{array}{l} \alpha \text{ Dämpfung} \\ \epsilon \text{ Dielektrizitätskonstante} \\ l \text{ Länge} \\ v \text{ Lichtgeschwindigkeit} \\ \omega \text{ Kreisfrequenz } 2\pi f \end{array} \right\} \text{ des Kabels}$

Aus Gl.(160) folgt für $I_1 = 0$

$$\frac{U_1}{U_0} = A_{11}^{-1} \quad (164)$$

Das Matrizenprodukt der Gl.(159) ergibt für

$$A_{11} = (1 + YX) \cosh \gamma l + \left(\frac{X}{Z} + YZ \right) \sinh \gamma l \quad (165)$$

Daraus folgt für Gl. (164) bei verlustlosem Kabel ($\alpha = 0$)

und mit

$$\begin{array}{l|l} \sinh jz = j \sin z & \\ \cosh jz = \cos z & \end{array} \quad (166)$$

$$\frac{U_1}{U_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{C_L}{C_E(1 + pC_iR_s)} \right) \cos \varphi + j \left(\frac{1}{pC_EZ} + \frac{pC_iZ}{1 + pC_iR_s} \right) \sin \varphi} \quad (167)$$

und die gesamte Übertragungsfunktion

$$\frac{U_1'}{U_0} = \frac{U_1}{U_0} \cdot \frac{1}{1 + pC_iR_s} \quad (168)$$

Um den Resonanzeinfluß der anderen Parameter, abgesehen von dem Begrenzungswiderstand R_s untersuchen zu können, sei zunächst R_s gleich Null angenommen. Der Einfluß von R_s wird später betrach-

tet. Aus Gl.(167) folgt dann mit

$$T_E = C_E Z \quad (168)$$

und $T_i = C_i Z \quad (169)$

für den Frequenzgang

$$\frac{U_1'}{U_0} = \frac{U_1}{U_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{C_i}{C_E}\right) \cos(\omega C_K Z) + \left(\frac{1}{\omega T_E} - \omega T_i\right) \sin(\omega C_K Z)} \quad (170)$$

mit

$$C_K = \frac{\sqrt{E} \ell}{V Z} \quad (171)$$

Aus Gl.(170) ergibt sich für $\omega \rightarrow 0$ mit $(\sin \varphi) = \varphi$

$$\left(\frac{U_1'}{U_0}\right)_{\omega \rightarrow 0} = \frac{1}{1 + \frac{C_i}{C_E} + \frac{C_K}{C_E}} = \frac{C_E}{C_E + C_i + C_K} \quad (172)$$

Die Pole des Frequenzganges Gl.(170) liegen bei den Nullstellen der Nennerfunktion:

$$\left(1 + \frac{C_i}{C_E}\right) \cos \omega_p T_K + \left(\frac{1}{\omega_p T_E} - \omega_p T_i\right) \sin \omega_p T_K = 0 \quad (173)$$

mit

$$T_K = C_K Z \quad (174)$$

Aus Gl. (173) folgt

$$\operatorname{ctg} \omega_p T_K = \frac{\omega_p T_i - \frac{1}{\omega_p T_E}}{1 + \frac{C_i}{C_E}} \quad (175)$$

Diese transzendentente Gleichung kann durch Reihenentwicklung von

$$\operatorname{ctg} \varphi = f(\varphi) = f(a) + (\varphi - a) f'(a) + \frac{(\varphi - a)^2}{2} f''(a) + \dots \quad (176)$$

jeweils um die Punkte

$$a_n = (2n+1) \frac{\pi}{2} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (177)$$

gefunden werden. Der am meisten interessierende 1. Pol ($n=0$) ergibt sich aus den Gl.(175), (176), (177),

$$f\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0 \quad (178)$$

und

$$f'\left(\frac{\pi}{2}\right) = -\frac{1}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)} = -1 \quad (179)$$

zu

$$\operatorname{ctg} \omega_p T_k \approx -\omega_p T_k + \frac{\pi}{2} = \frac{\omega_p T_i - \frac{1}{\omega_p T_E}}{1 + \frac{C_i}{C_E}} \quad (180)$$

Daraus folgt nach Multiplikation mit ωT_E und

$$r = 1 + \frac{C_i}{C_E} \quad (181)$$

$$\omega_p^2 T_E (T_i + r T_k) - \omega_p r T_E \frac{\pi}{2} - 1 = 0 \quad (182)$$

Die Lösung lautet

$$\omega_p = \frac{r T_E \frac{\pi}{2} \pm \sqrt{\left(r T_E \frac{\pi}{2}\right)^2 + 4 T_E (T_i + r T_k)}}{2 T_E (T_i + r T_k)} \quad (183)$$

(Es kommt nur das positive Vorzeichen in Frage, da ω_p positiv ist). Aus Gl.(183) folgt mit den Gl.(168), (169), (171) u.(181) nach Vereinfachung

$$\omega_p = \frac{(C_i + C_E) \frac{\pi}{2} + \sqrt{\left[(C_i + C_E) \frac{\pi}{2}\right]^2 + 4 \left[C_E C_i + (C_i + C_E) \frac{\sqrt{E} \ell}{V Z}\right]}}{2 Z \left[C_i C_E + (C_i + C_E) \frac{\sqrt{E} \ell}{V Z}\right]} \quad (184)$$

Aus Gl.(184) können folgende Zusammenhänge ersehen werden:

Eine Erhöhung der Resonanzfrequenz ω_p kann erreicht werden durch die Verkleinerung von

1. Z
 2. l
 3. C_i für $C_i \ll C_E$
 4. C_E
- und

4.3 Resonanzcharakteristiken für gewählte Parameter

Da eine spätere Direktübertragung über ein 75 Ohm Kabel möglich bleiben sollte, war die Größe des Wellenwiderstandes Z gegeben.

Die Zuleitungslänge $l = 12,5$ cm konnte aus Geometrie Gründen nicht unterschritten werden, wenn alle 4 Zuleitungskabel gleiche Länge haben sollten (Fig.31 u.31a)

C_i sollte mit R_g die Bandbegrenzung und die HF-Symmetrierung der horizontalen- bzw. vertikalen Kanäle ermöglichen.

D.h. C_i mußte mit einem Zusatztrimmer variabel gemacht werden. Der Minimalwert für Eingangs-, Schalt- und Trimmerkapazität betrug

$$C_i = 10 \text{ pF.}$$

Mit diesen Größen und $\sqrt{E} = 1,5$ folgt für die Resonanzfrequenz (Gl.(184))

$$f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{90 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{\pi}{2} + \sqrt{(90 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{\pi}{2})^2 + 4 \left[800 \cdot 10^{-24} + \frac{90 \cdot 10^{-12} \cdot 1,5 \cdot 12,5}{3 \cdot 10^{10} \cdot 75} \right]}}{2 \cdot 75 \left[800 \cdot 10^{-24} + \frac{90 \cdot 10^{-12} \cdot 1,5 \cdot 12,5}{3 \cdot 10^{10} \cdot 75} \right]}$$

$$\underline{f_p = 203 \text{ MHz}}$$

(185)

D.h. unter den gegebenen Bedingungen liegt die erste Resonanzstelle um den Faktor

$$K = \frac{f_p}{f_o} = \frac{203 \text{ MHz}}{40 \text{ MHz}} = 5,07 \quad (186)$$

höher als die obere Bandgrenze f_o .

Der vollständige Frequenzgang der Übertragungsfunktion U_1'/U_o (Gl.(167) u.(168) wurde mit dem Rechner-Programm 2 (S.61) (und dem Computer GDC 6600) für 3 Parameter von R_s (0;75;390 Ohm) ermittelt. Fig. 37 zeigt die Computer-Zeichnung.

Es kann zunächst festgestellt werden, daß der 1. Pol bei $R_s=0$ knapp oberhalb 200 MHz liegt, was die Zulässigkeit der Reihenentwicklung bei der analytischen Untersuchung bestätigt.

Bei einem Serienwiderstand gleich dem Wellenwiderstand

$$R_s = Z = 75 \text{ Ohm}$$

ergibt sich eine stark gedämpfte Übertragungsfunktion. Das Maximum bleibt mit ca. 4 db Überhöhung bei der gleichen Resonanzfrequenz (wie für $R_s = 0$).

Mit dem verwendeten Serienwiderstand

$$R_s = 390 \text{ Ohm}$$

erfolgt die Bandbegrenzung (-3 db) bei ca. 40 MHz.

Diese Kurve zeigt ziemlich genau da ein Minimum wo die anderen ein Maximum aufweisen. Das Resonanzmaximum, das 4 db unterhalb der Niederfrequenzdämpfung liegt, ist nach 400 MHz hinaufgeschoben. Durch die Bandbegrenzung im Differenzverstärker (50 MHz), den Übertragungskabeln und dem Verteilungsverstärker¹⁰⁾ am Kabelende (200 MHz) wird diese Resonanz, die bei 400 MHz 10 mal höher liegt als die obere Grenzfrequenz f_o , fast vollständig unterdrückt.

In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse noch ein wenig anders, da die Elektroden keine reinen, konzentrierten Kapazitäten, sondern Leitungen mit variierendem Wellenwiderstand darstellen (s.Abwicklung Fig.28). Außerdem findet die Einspeisung vom Strahl her nicht an einem Punkt statt, sondern sie ist über die Elektrode verteilt. Diesbezügliche, graphische Untersu-

ELEKTRODENRESONANZEN

XJOB, SCHNEIDER, 286052, MPS
 SPACE(20000)
 FUN(5)
 LGO.

```

      END OF RECORD
C      PROGRAM EX 52(OUTPUT,CALCOMP,TAPF24=CALCOMP)
      PICK UP RESONANCES
      COMMON/EQSCALE/XLFQ,XMEQ,DXFQ
      DIMENSION X(300),H(300),H75(300),H390(300)
      COMPLEX P,DN
      EXTERNAL ALOG10
      REAL L,K

      XLFQ=10.
      FF=1.E6
      L=0.125
      BETA=0.66
      V=3.E8
      TAU=L/(BETA*V)
      CE=80.E-12
      CI=10.E-12
      RS=0.
      Z=75.
      K=10.**0.01
      N=0

1    DO 100 I=1,300
      X(I)=FF
      OM=6.283185*X(I)
      P=(0.+1.)*OM
      PHI=OM*TAU
      DN= ((1.+CI/(CE*(1.+P*CI*RS)))*COS(PHI)
1     +(0.+1.)*(1./((P*CE*Z)+P*CI*Z/(1.+P*CI*RS)))*SIN(PHI))*(1.+P*CI*RS)
      ADN=CABS(DN)

      IF(RS-75.)5,8,11
5     IF(ADN-0.05)6,6,7
6     H(I)=20.
      GO TO 100
7     H(I)=1./ADN
      GO TO 100

8     IF(ADN-0.05)9,9,10
9     H75(I)=20.
      GO TO 100
10    H75(I)=1./ADN
      GO TO 100

11    IF(ADN-0.05)12,12,13
12    H390(I)=20.
      GO TO 100
13    H390(I)=1./ADN

100  FF=X(I)*K

      N=N+1
      FF=1.E6
      GO TO (15,16,17),N
15   RS=75.
      GO TO 1
16   RS=390.
      GO TO 1

17   CALL SCALLOG(X,300,15.,XMIN,DX,1,ALOG10)
      CALL EQSCALE(3HLOG,300,H,H75,H390)
      CALL PLTIN(15.,24)
      CALL AXISLOG(0.,0.,14HFREQUENCY (HZ),-14,15.,0.,XMIN,DX,ALOG10)
      CALL AXISLOG(0.,0.,17HTRANSFER FUNCTION,17,10.,90.,XMEQ,DXFQ,
1     ALOG10)
      CALL LINEAR(X,H,300,1)
      CALL LINEAR(X,H75,300,1,0.02)
      CALL LINEAR(X,H390,300,1,0.2)
      CALL ENDPZD
      PRINT 101,X(1),H(1),H75(1),H390(1),X(300),H(300),H75(300),
1     H390(300)
      PRINT 102,XMIN,DX,XMEQ,DXFQ
      STOP

101  FORMAT(3X,8F15.5)
102  FORMAT(3X,4F15.5)
      END

```

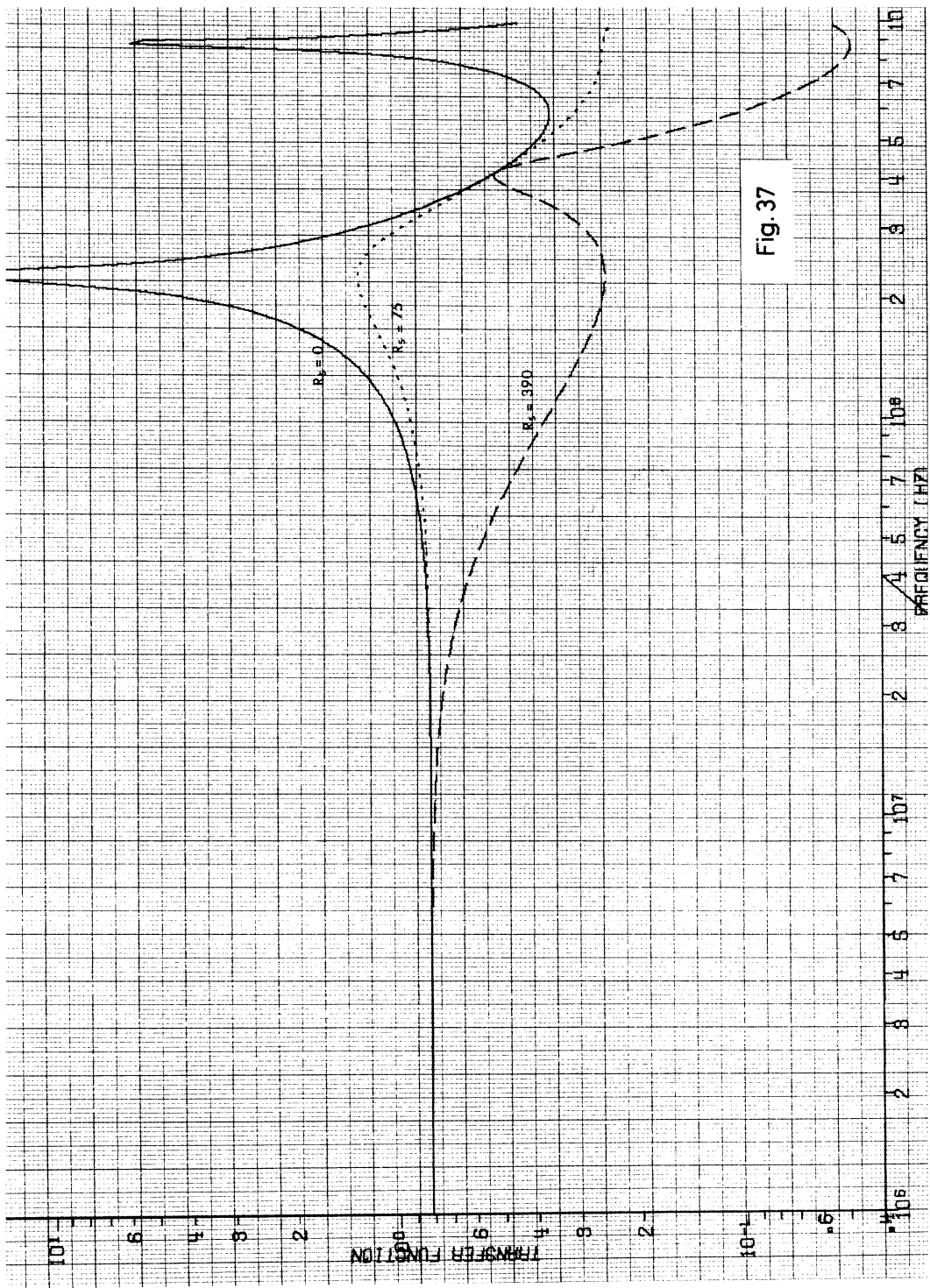


Fig.37

chungen, bei denen die Elektroden durch Leitungen mit 5 verschiedenen Wellenwiderständen angenähert wurden und die Einspeisung an 5 äquidistanten Stellen stattfand, ergaben (nach Überlagerung) keine prinzipiellen Unterschiede. Die Resonanzen waren nur geringfügig verschoben und etwas stärker gedämpft.

4.4 Kopfverstärker (Kathodenfolger und Summennetzwerk)

4.4.1 Theoretische Betrachtung

a) Übertragungsfunktion des Kathodenfolgers

Fig.38 zeigt das prinzipielle Schaltbild des Kathodenfolgers.

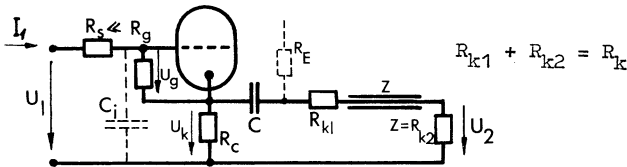


Fig. 38

Es wurde eine 'Bootstrap'-Schaltung gewählt, um mit gegebenem Gitterwiderstand R_g einen möglichst hohen Eingangswiderstand zu erzielen.

Der kapazitiv angekoppelte Lastwiderstand R_k ist aufgeteilt, damit einerseits der Ausgangswiderstand an das Kabel angepaßt werden kann, um Reflexionen zu vermeiden und um andererseits die abzugebende Leistung zu verringern, letzteres zu Gunsten der Linearität.

Die gesamte Kathodenimpedanz ist

$$Z_c = \frac{R_c (R_k + \frac{1}{pC})}{R_c + R_k + \frac{1}{pC}} = \frac{R_c (1 + pCR_k)}{1 + pC(R_c + R_k)} \quad (188)$$

Mit der Spannungsübertragungsfunktion des Kathodenfolgers

$$\frac{U_a}{U_e} = \frac{S \cdot Z_c}{1 + S Z_c} \quad (189)$$

folgt dann mit Gl.(188) und unter Berücksichtigung der Eingangs- und Ausgangsteiler

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{S R_c (1 + p C R_k)}{(1 + S R_c) + p C (R_c + R_k + S R_c R_k)} \cdot \frac{R_{k2} p C}{(1 + p C R_k)} \cdot \frac{1}{(1 + p C_i R_s)} \quad (190)$$

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{S C R_c R_{k2}}{(1 + S R_c)} \cdot \frac{p}{\left(1 + \frac{p C (R_c + R_k + S R_c R_k)}{1 + S R_c}\right)} \cdot \frac{1}{(1 + p C_i R_s)} \quad (191)$$

Der erste frequenzabhängige Faktor im Nenner von Gl.(191) bestimmt die untere Grenzfrequenz

$$f_u = \frac{1 + S R_c}{2 \pi C (R_c + R_k + S R_c R_k)} \quad , \quad (192)$$

der zweite die obere Grenzfrequenz

$$f_o = \frac{1}{2 \pi C_i R_s} \quad (193)$$

Im mittleren Frequenzbereich liegt die Verstärkung nach Gl.(191) bei

$$V_m = \frac{S R_c R_{k2}}{R_c + R_k + S R_c R_k} \quad (193)$$

Der Frequenzabfall unterhalb und oberhalb der Grenzfrequenzen beträgt 20 db pro Dekade.

b) Eingangswiderstand

Für die Schaltung in Fig.38 beträgt der Eingangswiderstand bei niederen Frequenzen

$$R_e = \frac{U_1}{J_1} = \frac{J_1 R_g + J_a R_c}{J_1} \quad , \quad (J_1 \ll J_a) \quad (194)$$

und mit

$$J_a = S U_g = S J_1 R_g \quad (195)$$

$$R_e = R_g(1 + S R_c) \quad (196)$$

c) Summenbildung

Das Summensignal wird am Kathodenfolgerausgang hinter dem Koppelkondensator abgezweigt (Fig.38), um gleiche Bandbreite zu erhalten. Die 4 Signale werden durch Entkoppelwiderstände zusammengeführt. Das Ersatzbild für die Summenbildung zeigt Fig.39.

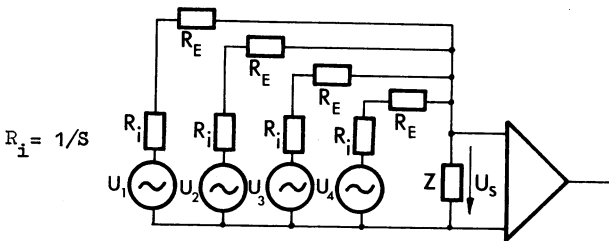


Fig.39

Mit dem Millman Theorem folgt für $R_E \gg R_i$ direkt

$$U_S = \frac{(U_1 + U_2 + U_3 + U_4) G_E}{4 G_E + \frac{1}{Z}} \quad , \quad (197)$$

$$U_S = \sum_1^4 U_r \cdot \frac{Z}{R_E + 4Z} \quad (198)$$

Wenn die Rückwirkungsspannung auf die Nachbarkathoden

$$U_r = U_s \cdot \frac{R_i}{R_E} = \sum_i^4 U_v \cdot \frac{Z}{R_E + 4Z} \cdot \frac{R_i}{R_E} \quad (199)$$

durch das Verhältnis

$$r \leq \frac{U_r}{\sum_i^4 U_v} \quad (200)$$

gegeben ist, so kann die Größe des Entkoppelwiderstandes R_E bestimmt werden. Mit der vereinfachenden Annahme

$$Z = 0,1 R_E \quad (201)$$

folgt aus den Gl.(199) u.(200) mit $R_i = 1/S$

$$R_E = \sqrt{\frac{Z}{1,4 \cdot 5 \cdot r}} \quad (202)$$

4.42 Praktische Ausführung des Kopfverstärkers

Die folgenden Werte sind durch die Daten der Röhre D3a gegeben, die wegen der hohen Steilheit und kleinen Fertigungstoleranzen gewählt wurde.

$$\begin{aligned} R_g &= 470 \text{ kOhm} \\ R_c &= 470 \text{ Ohm} \end{aligned}$$

Der Widerstand R_{k1} (Fig.38) wurde so gewählt, daß er in Serie mit dem Innenwiderstand der Röhre

$$R_i = \frac{1}{S} \quad (203)$$

den Wellenwiderstand

$$Z = R_{k1} + R_i \quad (204)$$

ergibt, um Reflexionen zu vermeiden. Daraus folgt mit $Z=75 \text{ Ohm}$, $S=30 \text{ mA/V}$

$$R_{k1} = Z - 1/S = 75 - 33 = 42 \text{ Ohm} \quad (205)$$

Der nächstliegend, genormte Wert ist $R'_{k1} = 39 \text{ Ohm}$.

Die Koppelkapazität wird aus der Gleichung für die untere Grenzfrequenz (192) mit $f_u = 4 \text{ kHz}$ bestimmt.

$$C = \frac{1 + SR_c}{2\pi f_u (R_c + R_k + SR_c R_k)} \quad (206)$$

$$= \frac{1 + 30 \cdot 10^{-3} \cdot 470}{2\pi \cdot 4 \cdot 10^3 (470 + 114 + 30 \cdot 10^{-3} \cdot 470 \cdot 114)}$$

$$C = 0,285 \mu F$$

Gewählt wurde $C' = 0,33 \mu F$. Damit ergibt sich eine untere Grenzfrequenz

$$f'_u = f_u \frac{C}{C'} = 4 \cdot \frac{0,285}{0,33} = 3,5 \text{ kHz} \quad (207)$$

Der Begrenzungswiderstand R_s wurde aus Gl.(193) mit $f_o = 40 \text{ MHz}$ und $C_i = 10 \text{ pF}$ berechnet.

$$R_s = \frac{1}{2\pi f_o C_i} = \frac{1}{2\pi \cdot 40 \cdot 10^6 \cdot 10 \cdot 10^{-12}} \quad (208)$$

$$R_s = 398 \Omega$$

Gewählt wurde $R'_s = 390 \text{ Ohm}$. Die obere Bandgrenze liegt dann bei

$$f'_o = f_o \frac{R_s}{R'_s} = 40,8 \text{ MHz} \quad (209)$$

Die Verstärkung im mittleren Frequenzbereich ergibt sich aus Gl.(193)

$$V_m = \frac{SR_c R_{k2}}{R_c + R_k + SR_c R_k} = \frac{30 \cdot 10^{-3} \cdot 470 \cdot 75}{470 + 114 + 30 \cdot 10^{-3} \cdot 470 \cdot 114}$$

$$V_m = 0,484 \quad (210)$$

Der Eingangswiderstand für niedere Frequenzen folgt aus Gl.(196)

$$R_i = R_g (1 + SR_c) = 470 k (1 + 30 \cdot 10^{-3} \cdot 470)$$

$$R_i = 6,6 M\Omega \quad (211)$$

Der Entkopplungswiderstand im Summennetzwerk ergibt sich mit dem Rückwirkungsfaktor $r=2.65\%$ aus Gl.(202)

$$R_E = \sqrt{\frac{Z}{1,45r}} = \sqrt{\frac{75}{1,4 \cdot 30 \cdot 10^{-3} \cdot 2,65 \cdot 10^{-3}}} \quad (212)$$

$$R_E = 820 \, \Omega$$

Damit folgt für das Summensignal Gl.(198)

$$U_S = \sum_i^4 U_i \frac{Z}{R_E + 4Z} = \sum_i^4 U_i \frac{75}{820 + 4 \cdot 75}$$

$$U_S = 0,067 (U_1 + U_2 + U_3 + U_4) \quad (213)$$

Das vollständige Schaltbild ist in Fig. 40 gegeben.

Die Gittervorspannung kann durch Fernsteuerung variiert werden. Damit wird die Verstärkung der Kathodenfolger geändert, um die Balance zwischen den Kanälen bei niederen und mittleren Frequenzen herzustellen. An der oberen Bandgrenze wird die Balance mit den Gittertrimmern $C_g = 3 - 9 \text{ pF}$ eingestellt.

Auf die Schaltelemente, welche (links in Fig. 40) zur Eichung dienen, wird später eingegangen.

Da die Differenz aus jeweils 2 Kanälen gebildet werden muß, werden hohe Anforderungen an die Stabilität der Schaltelemente und der Röhrensteilheit gestellt. Mit Hilfe einer doppelten, magnetisch isolierten Schirmung (Fig. 31) und Drehen der Röhren in eine Lage bei der das Vektorprodukt

$$\text{Anodenstrom} \times \text{Magnetfeld}$$

ungefähr gleich null wird, konnte der Einfluß des Streufeldes der Hauptmagnete auf die Verstärkung beseitigt werden.

4.5 Breitband - Differenzverstärker mit Verstärkungsregelung

4.51 Theoretische Untersuchung

Die Differenzbildung der Signale kann nicht mit käuflichen Rechenverstärkern ausgeführt werden, da die obere Bandgrenze zu hoch liegt. Die "äußere Spannungsgegenkopplung" würde bei $f_0 = 40$ MHz, wegen der Laufzeit τ im Verstärker eine zu hohe Phasendrehung

$$\varphi = 2\pi f_0 \tau \quad (214)$$

ergeben.

Demzufolge müssen die Stufen einzeln mit Stromgegenkopplung linearisiert werden.

Die kritischen Punkte beim Differenzverstärker sind

- a) die hohe Inphasensignalunterdrückung.. Wie in § III,1 (Gl.(127)) gezeigt, muß die Inphasenunterdrückung im gesamten Frequenzband (4 kHz - 40 MHz) $A = 456$ (53db) betragen, um 0,1 mm auflösen zu können.
- b) die anlage Division zur Positionsbestimmung. Die Verstärkung des Differenzverstärkers müßte sich umgekehrt proportional zum Summen- (= Intensitäts-) Signal ändern.
D.h.

$$X = k \frac{\Delta U_r}{U_s} = k' \Delta U_r \quad \text{mit} \quad k' = \frac{k}{U_s} \quad (215)$$

- c) die hohe Bandbreite, die bei Verstärkungsregelung konstant bleiben soll.
- d) das Rauschen.

Diese Punkte sollen im Weiteren näher betrachtet werden.

a) Inphasensignalunterdrückung

Die erste Stufe des Differenzverstärkers ist diesbezüglich die kritischste. Am Ersatzbild Fig.41 sollen die Parameter bestimmt werden, die die Inphasenunterdrückung hauptsächlich beeinflussen. Dann werden Maßnahmen abgeleitet, die Unterschiede in den frequenzabhängigen Parametern der Transistoren unschädlich machen.

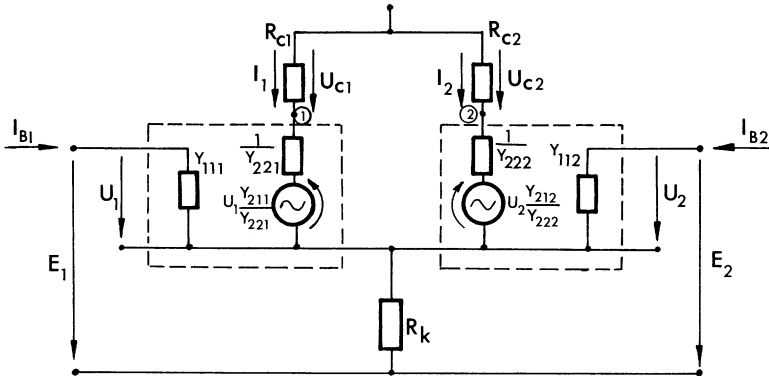


Fig. 41

Von den aktiven Elementen sind die Leitwertparameter gegeben. Der Rückwirkungsleitwert Y_{12} ist vernachlässigt. Die letzten Indices kennzeichnen jeweils die eine oder andere Seite.

Die Eingangsspannungen E_1 und E_2 sind in Inphasenkomponente E_i und Gegenphasenkomponente E_g aufgeteilt (Fig. 42).

$$E_1 = E_i + E_g \quad (216)$$

$$E_2 = E_i - E_g \quad (217)$$

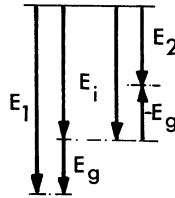


Fig. 42

Bei der Inphasensignalunterdrückung müssen 2 Größen unterschieden werden. Nämlich

1. der Diskriminierungsfaktor, der wie folgt definiert wird

$$D = \left(\frac{\text{reine Gegenphasenverstärkung}}{\text{reine Inphasenverstärkung}} \right) \quad \text{bezogen auf eine Ausgangsseite}$$

oder

$$D = \frac{U_{c2}}{E_g} \cdot \frac{E_i}{U_{c1}} \quad (218)$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad E_1 &= E_g, \quad E_2 = -E_g \\ \text{bzw.} \quad E_1 &= E_i \quad \text{und} \quad E_2 = E_i \end{aligned} \quad (219)$$

U_{cg} und U_{ci} sind die Gegen- bzw. Inphasenausgangsspannungen am Punkt 1 oder 2 in Fig. 41. Der Faktor D gibt also das Verstärkungsverhältnis von Gegen- und Inphasensignal an für den Fall, daß es sich um einen unsymmetrischen Ausgang handelt.

2. die Inphasensignalunterdrückung (common mode rejection)

$$A = \left[\frac{\text{reine Gegenphasenverstärkung}}{\text{reine Inphasenverstärkung}} \right] \quad \text{bei symmetrischem Ausgang}$$

oder

$$A = \frac{\Delta U_{cg}}{E_g} \cdot \frac{E_i}{\Delta U_{ci}} \quad (220)$$

mit den Ausgangsdifferenzspannungen

$$\Delta U_{cg,i} = J_1 R_{c1} - J_2 R_{c2} \quad (221)$$

und den Gl. (219).

Bei symmetrischem Ausgang ist dieser Faktor ein Maß für die Symmetrie der Schaltelemente..

Die Maschengleichungen für die Schaltung Fig. 41 lauten mit

$$I_{B1,2} \ll I_{1,2}$$

$$J_v R_{cv} + J_v \frac{1}{Y_{22v}} - U_v \frac{Y_{21v}}{Y_{22v}} + (J_1 + J_2) R_k = 0 \quad (222)$$

$$U_v + (J_1 + J_2) R_k = E_v, \quad v = 1, 2 \quad (223)$$

Mit $v = 1$ folgt nach Eliminierung von U_1

$$J_1 \overbrace{\left(R_{C1} + \frac{1}{Y_{221}} + R_K \left(1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}} \right) \right)}^{Z_{11}} \frac{Y_{221}}{Y_{211}} + J_2 \overbrace{R_K \left(1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}} \right)}^{Z_{12}} \frac{Y_{221}}{Y_{211}} = E_1 \quad (224)$$

und mit $\nu = 2$ nach Eliminierung von U_2

$$J_1 \overbrace{R_K \left(1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}} \right)}^{Z_{21}} \frac{Y_{222}}{Y_{212}} + J_2 \overbrace{\left(R_{C2} + \frac{1}{Y_{222}} + R_K \left(1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}} \right) \right)}^{Z_{22}} \frac{Y_{222}}{Y_{212}} = E_2 \quad (225)$$

Nach Einführung der Parameter $z_{\mu\nu}$ wie in den Gl.(224) u.(225) angegeben, folgt in Matrizenform

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix} \quad (226)$$

und mit der Regel für Matrizeninversion

$$(\underline{Z})^{-1} = \frac{(\underline{Z})^T}{|\underline{Z}|} = \frac{1}{(Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21})} \begin{pmatrix} Z_{22} & -Z_{12} \\ -Z_{21} & Z_{11} \end{pmatrix} \quad (227)$$

$$\begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix} = (\underline{Z})^{-1} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (228)$$

oder

$$\begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{(Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21})} \begin{pmatrix} Z_{22} & -Z_{12} \\ -Z_{21} & Z_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (229)$$

Aus den Gl.(224), (225) u.(229) ergeben sich die Ströme

$$J_1 = \frac{E_1 (R_{C2} + \frac{1}{Y_{222}} + R_K (1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}})) \frac{Y_{222}}{Y_{212}} - E_2 R_K (1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}}) \frac{Y_{221}}{Y_{211}}}{\frac{Y_{222}}{Y_{212}} \frac{Y_{221}}{Y_{211}} [(R_{C1} + \frac{1}{Y_{221}} + R_K (1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}})) (R_{C2} + \frac{1}{Y_{222}} + R_K (1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}})) - R_K^2 (1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}}) (1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}})]} \quad (230)$$

$$J_2 = \frac{E_2 (R_{C1} + \frac{1}{Y_{221}} + R_K (1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}})) \frac{Y_{221}}{Y_{211}} - E_1 R_K (1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}}) \frac{Y_{222}}{Y_{212}}}{\frac{Y_{222}}{Y_{212}} \frac{Y_{221}}{Y_{211}} [(R_{C1} + \frac{1}{Y_{221}} + R_K (1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}})) (R_{C2} + \frac{1}{Y_{222}} + R_K (1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}})) - R_K^2 (1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}}) (1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}})]} \quad (231)$$

Die Ausgangsspannung am Punkt 1 in Fig.41 beträgt

$$U_{C1} = J_1 R_{C1} \quad (232)$$

1. Der Diskriminierungsfaktor folgt dann aus den Gl.(218), (219), (230) u. (232)

$$D = \frac{U_{Cg}}{E_g} \cdot \frac{E_i}{U_{Ci}} = \frac{\left[R_C + \frac{1}{Y_{22}} + R_K \left(1 + \frac{Y_{21}}{Y_{22}} \right) + R_K \left(1 + \frac{Y_{21}}{Y_{22}} \right) \right] \frac{Y_{22}}{Y_{21}}}{\left(R_C + \frac{1}{Y_{22}} + R_K \left(1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}} \right) \right) \frac{Y_{222}}{Y_{212}} - \left(R_K \left(1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}} \right) \right) \frac{Y_{221}}{Y_{211}}} \quad (233)$$

(Bei der Summe wurden die Seiteninices vernachlässigt.)

Aus Gl.(233) ergibt sich noch mit den hier berechtigten Annahmen

$$\frac{Y_{21}}{Y_{22}} \gg 1, \quad R_C \ll \frac{1}{Y_{22}}, \quad R_K \gg \frac{1}{Y_{21}}$$

$$D = \frac{2 \frac{Y_{22}}{Y_{21}} \left(R_C + \frac{1}{Y_{22}} + R_K \frac{Y_{21}}{Y_{22}} \right)}{\left(R_C + \frac{1}{Y_{222}} \right) \frac{Y_{222}}{Y_{212}}} = 2 \left(1 + R_K Y_{21} \right) \quad (234)$$

$$D \doteq 2 R_K Y_{21} \quad (235)$$

Der Diskriminierungsfaktor wird also hauptsächlich von R_K und Y_{21} bestimmt. Er kann durch Kettenschaltung von zwei symmetrischen Differenzverstärkerstufen vergrößert werden.

2. Der Inphasensignalunterdrückungsfaktor ergibt sich aus den Gl.(220), (219), (221), (230) u. (231)

$$A = \frac{\frac{Y_{222}}{Y_{212}} \left[R_{C1} R_{C2} + \frac{R_{C1}}{Y_{222}} + R_K \left(1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}} \right) (R_{C1} + R_{C2}) \right] + \frac{Y_{221}}{Y_{211}} \left[R_{C1} R_{C2} + \frac{R_{C2}}{Y_{221}} + R_K \left(1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}} \right) (R_{C1} + R_{C2}) \right]}{\frac{Y_{222}}{Y_{212}} \left[R_{C1} R_{C2} + \frac{R_{C1}}{Y_{222}} + R_K \left(1 + \frac{Y_{212}}{Y_{222}} \right) (R_{C1} + R_{C2}) \right] - \frac{Y_{221}}{Y_{211}} \left[R_{C1} R_{C2} + \frac{R_{C2}}{Y_{221}} + R_K \left(1 + \frac{Y_{211}}{Y_{221}} \right) (R_{C1} + R_{C2}) \right]} \quad (236)$$

Für die Summe wird wieder

$$Y_{211} = Y_{212} = Y_{21}$$

$$Y_{221} = Y_{222} = Y_{22}$$

und

$$R_{C1} = R_{C2} = R_C$$

(237)

angenommen. Außerdem seien folgende weitere Annahmen gemacht,
die später bestätigt werden können :

$$\left. \begin{aligned} \frac{Y_{21}}{Y_{22}} &\gg 1, & R_k &\gg R_c, \\ R_{c1} R_{c2} + (R_{c1} + R_{c2}) R_k &\gg \frac{R_{c1}}{Y_{222}}, \frac{R_{c2}}{Y_{221}} \\ 2 R_k \frac{Y_{21}}{Y_{22}} &\gg R_c + \frac{1}{Y_{22}} \end{aligned} \right\} \quad (238)$$

Damit folgt aus Gl.(236)

$$A = \frac{2 \frac{Y_{22}}{Y_{21}} R_c \left(R_c + \frac{1}{Y_{22}} + 2 R_k \frac{Y_{21}}{Y_{22}} \right)}{\left(\frac{Y_{222}}{Y_{212}} - \frac{Y_{221}}{Y_{211}} \right) R_c (R_c + 2 R_k)} \quad (239)$$

und weiter

$$A = \frac{2}{\frac{Y_{222}}{Y_{212}} - \frac{Y_{221}}{Y_{211}}} \quad (240)$$

Wird der relative Fehler des Leitwertquotienten

$$F_{eq} = \frac{\frac{Y_{222}}{Y_{212}} - \frac{Y_{221}}{Y_{211}}}{\frac{Y_{22}}{Y_{21}}} = \frac{\Delta \frac{Y_{22}}{Y_{21}}}{Y_{22}/Y_{21}} \quad (241)$$

eingeführt, so ergibt sich damit aus Gl.(240)

$$A = \frac{2 Y_{21}}{F_{eq} \cdot Y_{22}} \quad (242)$$

Der Faktor A ist also dem Quotienten Y_{21}/Y_{22} direkt und dem rel. Fehler von Y_{22}/Y_{21} umgekehrt proportional. Die anderen Parameter beeinflussen den Faktor A nur unwesentlich.

Würden als aktive Elemente in der Differenzverstärkerstufe reine Transistoren verwendet, so würde die Streuung der Frequenzabhängigen Parameter ihre Anwendung hier ausschließen.

Im Weiteren wird nun gezeigt, wie mit äußeren Widerständen selbst eine starke Streuung der y - Parameter der Transistoren in Bezug auf die Inphasenunterdrückung A auskompensiert werden kann.

3. Kompensation der Transistor-Parameterstreuung.

Fig.43 zeigt das Schaltbild, welches ein aktives Element der Schaltung Fig.41 ersetzt.

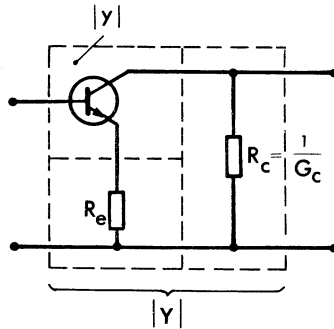


Fig.43

Die Leitwertparameter des Transistors sind zur Unterscheidung durch kleine Buchstaben gekennzeichnet.

$$(y_{tr}) = (y) = \begin{pmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{pmatrix}, \quad \left. \begin{matrix} y_{11} \\ y_{21} \\ y_{22} \end{matrix} \right\} \gg y_{12} \approx 0 \quad (243)$$

Für die Bestimmung der Leitwertparameter der Gesamtschaltung

$$(Y) = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} \quad (244)$$

werden zuerst die Widerstandsmatrizen des Transistors und des Gegenkopplungswiderstandes R_e addiert

$$(Z') = (Z_{tr}) + (Z_e) \quad (245)$$

Mit

$$(\bar{Z}_{tr}) = \frac{1}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}} \begin{pmatrix} y_{22} & -y_{12} \\ -y_{21} & y_{11} \end{pmatrix} \quad (246)$$

und

$$\bar{Z}_e = R_e \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (247)$$

folgt

$$(\bar{Z}') = \frac{1}{y_{11}y_{22}} \begin{pmatrix} y_{22} & 0 \\ -y_{21} & y_{11} \end{pmatrix} + R_e \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (248)$$

oder

$$(\bar{Z}') = \begin{pmatrix} R_e + \frac{1}{y_{11}} & R_e \\ R_e - \frac{y_{21}}{y_{11}y_{22}} & R_e + \frac{1}{y_{22}} \end{pmatrix} \quad (249)$$

Die Kettenmatrix von $(\bar{z}')$ lautet

$$(\bar{A}') = \frac{1}{\bar{Z}'_{21}} \begin{pmatrix} \bar{Z}'_{11} & \Delta \bar{Z}' \\ 1 & \bar{Z}'_{22} \end{pmatrix}; \quad \Delta \bar{Z}' = \bar{Z}'_{11}\bar{Z}'_{22} - \bar{Z}'_{12}\bar{Z}'_{21} \quad (250)$$

Gl.(250) gibt mit den Vereinfachungen $R_e \ll \frac{y_{21}}{y_{11}y_{22}}$ und $R_e \ll \frac{1}{y_{22}}$

$$(\bar{A}') = -\frac{y_{11}y_{22}}{y_{21}} \begin{pmatrix} R_e + \frac{1}{y_{11}} & (R_e + \frac{1}{y_{11}})\frac{1}{y_{22}} + \frac{R_e y_{21}}{y_{11}y_{22}} \\ 1 & \frac{1}{y_{22}} \end{pmatrix} \quad (251)$$

Nun wird diese Matrix mit der Kettenmatrix des Leitwertes G_c nämlich

$$(\bar{A}_c) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ G_c & 1 \end{pmatrix} \quad (252)$$

multipliziert :

$$(\bar{A}) = (\bar{A}') \cdot (\bar{A}_c) \quad (253)$$

$$(\bar{A}) = -\frac{y_{11}y_{22}}{y_{21}} \begin{pmatrix} R_e + \frac{1}{y_{11}} & (R_e + \frac{1}{y_{11}})\frac{1}{y_{22}} + \frac{R_e y_{21}}{y_{11}y_{22}} \\ 1 & \frac{1}{y_{22}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ G_c & 1 \end{pmatrix} \quad (254)$$

$$(\bar{A}) = -\frac{y_{11}y_{22}}{y_{21}} \begin{pmatrix} R_e + \frac{1}{y_{11}} + \frac{G_c}{y_{22}}(R_e + \frac{1}{y_{11}} + \frac{y_{21}}{y_{11}}R_e) & \frac{1}{y_{22}}(R_e + \frac{1}{y_{11}} + \frac{y_{21}}{y_{11}}R_e) \\ 1 + \frac{G_c}{y_{22}} & \frac{1}{y_{22}} \end{pmatrix} \quad (255)$$

Daraus folgt mit der Umrechnungsformel

$$(Y) = \frac{1}{A_{12}} \begin{pmatrix} A_{22} & -\Delta A \\ -1 & A_{11} \end{pmatrix} \quad (256)$$

die Leitwertmatrix der Gesamtschaltung

$$(Y) = \frac{1}{1 + R_e(Y_{11} + Y_{21})} \begin{pmatrix} Y_{11} & -R_e Y_{11} Y_{22} \\ Y_{21} & Y_{22}(1 + R_e Y_{11} + \frac{G_c}{Y_{22}}(1 + R_e(Y_{11} + Y_{21}))) \end{pmatrix} \quad (257)$$

Die Leitwertparameter der Gesamtschaltung lauten somit

$$Y_{11} = \frac{Y_{11}}{1 + R_e(Y_{11} + Y_{21})} \stackrel{\circ}{=} \frac{Y_{11}}{1 + R_e Y_{21}} \quad (Y_{11} \ll Y_{21}) \quad (258)$$

$$Y_{12} = \frac{-R_e Y_{22} Y_{11}}{1 + R_e(Y_{11} + Y_{21})} \stackrel{\circ}{=} \frac{-R_e Y_{22} Y_{11}}{1 + R_e Y_{21}} \quad (259)$$

$$Y_{21} = \frac{Y_{21}}{1 + R_e(Y_{11} + Y_{21})} \stackrel{\circ}{=} \frac{Y_{21}}{1 + R_e Y_{21}} \quad (260)$$

$$Y_{22} = \frac{Y_{22}(1 + R_e Y_{11} + \frac{G_c}{Y_{22}}(1 + R_e(Y_{11} + Y_{21})))}{1 + R_e(Y_{11} + Y_{21})} \stackrel{\circ}{=} \frac{Y_{22}(1 + R_e Y_{11}) + G_c(1 + R_e Y_{21})}{1 + R_e Y_{21}} \quad (261)$$

Der für die Inphasensignalunterdrückung A gesuchte Quotient

(Gl.(240)) lautet dann mit $R_e Y_{21} \gg 1$ (262)

$$\frac{Y_{22}}{Y_{21}} = \frac{Y_{22}(1 + R_e Y_{11}) + G_c R_e Y_{21}}{Y_{21}} \quad (263)$$

oder

$$\frac{Y_{22}}{Y_{21}} = \frac{Y_{22}(1 + R_e Y_{11})}{Y_{21}} + \frac{R_e}{R_c} \quad (264)$$

Der erste Summand ist frequenzabhängig und kann bei verschiedenen Transistoren erheblich streuen. Wird der 2. frequenzunabhängige Ausdruck

$$\frac{R_e}{R_c} \gg \left| \frac{Y_{22}(1 + R_e Y_{11})}{Y_{21}} \right| \quad (265)$$

ausgeführt, so ist auch nach Gl.(264)

$$\frac{Y_{22}}{Y_{21}} = \frac{R_e}{R_c} \quad (266)$$

frequenzunabhängig. D.h. der für die Inphasenunterdrückung maßgebende Quotient wird dann breitbandig nur durch die äußeren Schaltelemente R_e und R_c bestimmt, die für die Symmetrierung variabel ausgeführt werden.

Damit die Bedingung Gl.(265) erfüllt werden kann, ist es nicht günstig R_e groß zu wählen, da dadurch nach Gl.(260) Y_{21} klein würde und damit auch D und A nach Gl.(235) bzw. (242).

Besser ist, R_c klein zu wählen.

Fig. 44 zeigt die Schaltung der Eingangsstufe mit den variablen Kompensationswiderständen R_c und R_e .

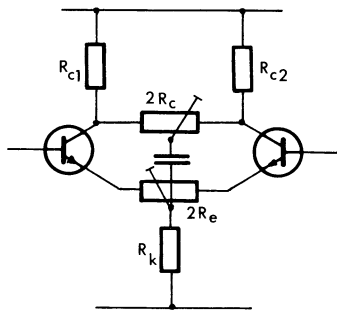


Fig.44

An dem Beispiel der gewählten Eingangsstufe sei noch gezeigt wie die Verhältnisse praktisch liegen.

Transistoren : 2 N 918

$$y_{11} = 2 \text{ mS}$$

$$R_e = 50 \text{ Ohm}$$

$$y_{21} = 300 \text{ mS}$$

$$R_c = 1 \text{ kOhm}$$

$$y_{22} = 0,2 \text{ mS}$$

$$R_k = 8,2 \text{ kOhm}$$

$$R_{c1} = R_{c2} = 220 \text{ Ohm}$$

Die beiden Ausdrücke der Gl.(265) betragen damit

$$\frac{R_e}{R_c} = 50 \cdot 10^{-3}; \quad \frac{y_{22}(1 + R_e y_{11})}{y_{21}} = 0,73 \cdot 10^{-3}$$

Der frequenzabhängige Ausdruck hat nur einen Einfluß von

$$\frac{0,73}{50} = 1,5 \%$$

Bei höheren Frequenzen nimmt jedoch y_{21} ab und y_{22} zu, wodurch die Verhältnisse ungünstiger werden. Aus diesem Grund wurde bei der Serienfertigung der Differenzverstärker eine grobe Paarung ($\pm 3 \%$) vorgenommen. Somit konnte mit der Schaltung Fig. 44 und den obigen Werten im ganzen Frequenzbereich (4kHz-50MHz) eine Inphasensignalunterdrückung

$$A = 1000 \quad (60 \text{ db})$$

erreicht werden.

b) Analoge Division

Wie bereits erwähnt, kann die Strahllage x aus der Differenz- und Summenspannung wie folgt bestimmt werden

$$X = k \frac{\Delta U_x}{\Sigma U} \quad (267)$$

Wenn die Verstärkung V des Differenzverstärkers umgekehrt proportional zum Summensignal gesteuert würde mit

$$V = \frac{k_s}{\Sigma U} \quad , \quad (268)$$

so wäre das Ausgangssignal

$$U_a = V \Delta U_x = \frac{k_s \cdot \Delta U_x}{\Sigma U} = \frac{k_s}{k} \cdot X \quad (269)$$

direkt proportional zur Strahllage.

α) Das Steuerelement mit hyperbolischer Charakteristik

Für die Steuerung des Verstärkungsfaktors V nach Gl.(268) bietet sich die Kennlinie einer Diode an, deren Strom -

Spannungscharakteristik annähernd durch die Gleichung

$$J = J_0 (e^{\frac{U}{U_0}} - 1) \quad (270)$$

beschrieben werden kann, mit

$$U_0 = \frac{kT}{e} \quad \begin{array}{l} k = \text{Boltzmannkonstante} \\ T = \text{abs. Temperatur} \\ e = \text{Elementarladung} \\ I_0 = \text{Sperrstrom} \end{array} \quad (271)$$

Der dynamische Leitwert beträgt

$$y_d = \frac{dJ}{dU} = \frac{J_0}{U_0} \cdot \frac{J+J_0}{J_0} = \frac{J+J_0}{U_0} \quad (272)$$

und der dynamische Widerstand

$$r_d = \frac{dU}{dJ} = \frac{U_0}{J+J_0} \quad (273)$$

Für das Durchlaßgebiet der Diode wo

$$J \gg J_0, \quad (274)$$

folgt aus Gl.(273)

$$r_d = \frac{U_0}{J} \quad (275)$$

Werden zwei gleiche Dioden in einer symmetrischen Brückenschaltung verwendet wie Fig.45 zeigt, so heben sich die Diodenvor-

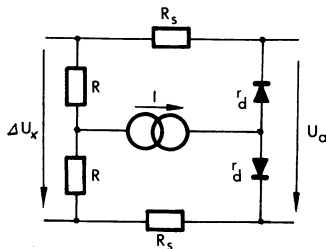


Fig.45

spannungen heraus. Die Ausgangsspannung

$$U_a = \Delta U_x \cdot \frac{r_d}{R_s + r_d} \quad (276)$$

Mit $R_s \gg r_d$ und Gl.(275) folgt aus Gl.(276)

$$U_a = \Delta U_x \cdot \frac{U_o}{J R_s} \quad (277)$$

oder

$$U_a = V \cdot \Delta U_x \quad \text{mit} \quad V = \frac{U_o}{J R_s} \quad (278)$$

Gleichung (278) entspricht Gl.(269), wenn I proportional ΣU wird. D.h.

$$J = c \cdot \Sigma U, \quad (279)$$

was mit einer Transistorstufe zu erreichen ist.

In Fig.45 wurden 2 Dioden mit genau gleichen Kennlinien vorausgesetzt. Praktisch ist das mit Einzeldioden nicht zu verwirklichen. Aus diesem Grund wurde eine integrierte Schaltung gewählt, die für Niederspannungszerrhacker verwendet wird und nahezu gleiche Dioden enthält. Ein weiterer Vorteil ist, daß der Steuerstrom I nicht durch die Dioden selbst, sondern über eine weitere, symmetrisch liegende Diode (B-C) fließt (Fig.46).

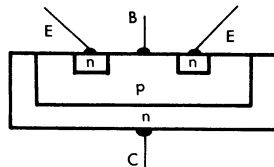


Fig.46

Der gesteuerte Widerstand $2r_d$ liegt zwischen den beiden Emittern (E-E). Es handelt sich um einen Doppelemittertransistor.

Für einen Steuerstrom

$$50 \mu A < J_{BC} < 2 mA$$

liegt die Fehlerspannung zwischen den beiden Emittern z.B. bei dem Typ 3 N 87

$$\Delta U_{EE} < 50 \mu V$$

β) Klemmung (Clamping)

Da die Signale von den Strahlmeßelektroden aus einer kapazitiven Quelle stammen, geht die Gleichstromkomponente verloren. D.h. für die induzierten, pulsförmigen Spannungen mit unterschiedlicher Impulslänge in Bezug auf die Periode, liegt die Basislinie der Signale je nach dem Tastverhältnis mehr oder weniger unter dem Nullniveau.

Die Division analoger Signale verlangt aber ein definiertes Nullniveau sowohl im Summen- als auch im Differenzkanal. Darum muß die Gleichstromkomponente wiederhergestellt werden, bevor dividiert wird. Die Basislinie der Signale kann nach positiven oder negativen Werten abweichen, weil die Differenzsignale positiv und negativ sein können. Aus diesem Grund kommt nur eine symmetrische Klemmschaltung mit einer Diodenbrücke in Frage, die während der Impulspausen kurzzeitig symmetrisch leitend gesteuert wird. Die prinzipielle Schaltung ist in Fig.47 gezeigt.

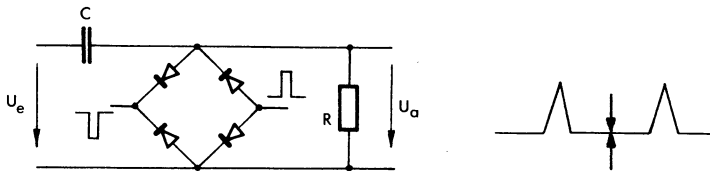


Fig.47

Die Zeitkonstante

$$T = C \cdot R$$

(280)

soll sehr viel größer sein als die Periode der zu übertragenden Impulse. Hohe Lade- und Entladeströme am Kondensator können vermieden werden, wenn C klein und R groß gewählt werden.

γ) Steuergeschwindigkeit

Eine direkte Division der Differenz- durch die Summensignale ist wegen der hohen Bandbreite (50MHz) und der endlichen Einschaltzeit des Doppелеmittertransistors ausgeschlossen.

Werden jedoch die Differenzsignale ΔU um

$$\tau = \frac{T_{min}}{2} \quad (290)$$

verzögert und wird außerdem im Summenkanal eine Schaltung verwendet, die den Spitzenwert hält bis ein neuer Summenimpuls kommt, so kann der Widerstand r_{EE} des Doppелеmittertransistors während der Zeit τ vorbereitet werden. (Fig.48)

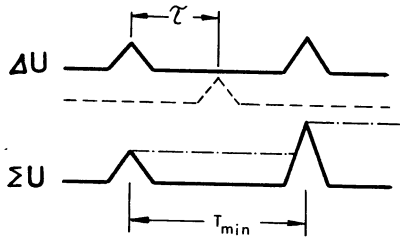


Fig.48

Das Ausgangssignal

$$\frac{\Delta U}{\Sigma U}$$

ist dann proportional der Strahlposition (Gl.(267)). Dieses Quotientensignal wäre jedoch bei dreieckförmigen Signalen nicht wie theoretisch richtig rechteckig, da

$$\frac{\Delta U \cdot f(t)}{\Sigma U \cdot f(t)} = \frac{\Delta U}{\Sigma U} = const. \quad (291)$$

ist, sondern auch dreieckförmig. Die Strahl Lage wäre dann nur durch den Spitzenwert bestimmt.

Die kürzeste Signalperiodendauer ist durch die max. Beschleunigungsfrequenz

$$f_{max} \doteq 10 \text{ MHz}$$

gegeben. Damit wird die min. Periodendauer

$$T_{min} = \frac{1}{f_{max}} \doteq 100 \text{ ns}$$

und nach Gl.(290)

$$\tau = \frac{T_{min}}{2} = 50 \text{ ns}$$

was gleichzeitig der max. Einschaltzeit des Doppелеmittertransistors entspricht. Die bisher schnellsten dieser Transistoren haben jedoch ein

$$\tau \geq 200 \text{ ns}$$

Damit können die Differenz- und Summensignale von ein und demselben Protonenpaket nicht direkt analog dividiert werden. Das ist einer der Hauptgründe dafür, daß die Division nicht im Differenzverstärker ausgeführt wurde. Weitere Gründe sind

- das hochfrequente Übersprechen (cross talk) vom Summen- auf den Differenzkanal und
- die unterschiedlichen Eichfaktoren entlang dem Übertragungskanal, die auf Grund der Dämpfung in den Kabeln und Verstärkern außerdem frequenzabhängig wären.

Werden Differenz- und Summensignale getrennt übertragen, so heben sich bei der Division die Fehler der Übertragungskanäle heraus, sofern diese gleich sind.

Der Doppелеmittertransistor wurde jedoch zur langsamen Verstärkungsregelung der Differenzverstärker trotzdem beibehalten. Variable Verstärkung ist notwendig:

1. um bei verschiedenen Protonenstrahlintensitäten das Signal/ Rauschverhältnis optimal einzustellen und
2. für die Eichung (§ V,5)

Der Widerstand r_{EE} ist in sehr weiten Grenzen steuerbar. Er kann aber wegen der Kapazität C_{EE} zwischen den Emittern und den Parallelkapazitäten nur bis

$$r_{EE \max} = \frac{1}{2\pi f_{\max} C_{EE}} \quad (292)$$

ausgenützt werden. Für den Typ 3 N 87 beträgt z.B. der Regelbereich, der mit einer konstanten Bandbreite von $f_0 = 50 \text{ MHz}$ erreicht werden kann

$$\frac{r_{EE \max}}{r_{EE \min}} = \frac{750}{10} = 75$$

4.52 Praktische Realisierung des Differenzverstärkers

Fig.49 Zeigt die vollständige Schaltung.

Am Eingang können die Signale mit Hilfe von Quecksilberrelais direkt oder an einem Teiler abgegriffen werden (zur Intensitätsanpassung). Dann erfolgt in der 1. Stufe (T_1 u. T_2) die breitbandige Inphasensignalunterdrückung. Die 2. ,symmetrisch angekoppelte Verstärkerstufe (T_3 u. T_4) hat variable Verstärkung, da der Ausgangswiderstand durch den kapazitiv angekoppelten Doppелеmittertransistor T_{13} gebildet wird. Letzterer wird durch den Transistor T_{14} mit konstantem Strom angesteuert.

Die weiteren Stufen verstärken das Signal auf das Ausgangsniveau

$$U_a = \pm 1,6 \text{ V} \quad (\text{für } x = \pm 5 \text{ cm und } I = 10^{12} \text{ Prot./Puls})$$

Aus Linearitätsgründen darf das Signal über dem Doppелеmitterwiderstand

$$U_{EE} = 50 \text{ mV}$$

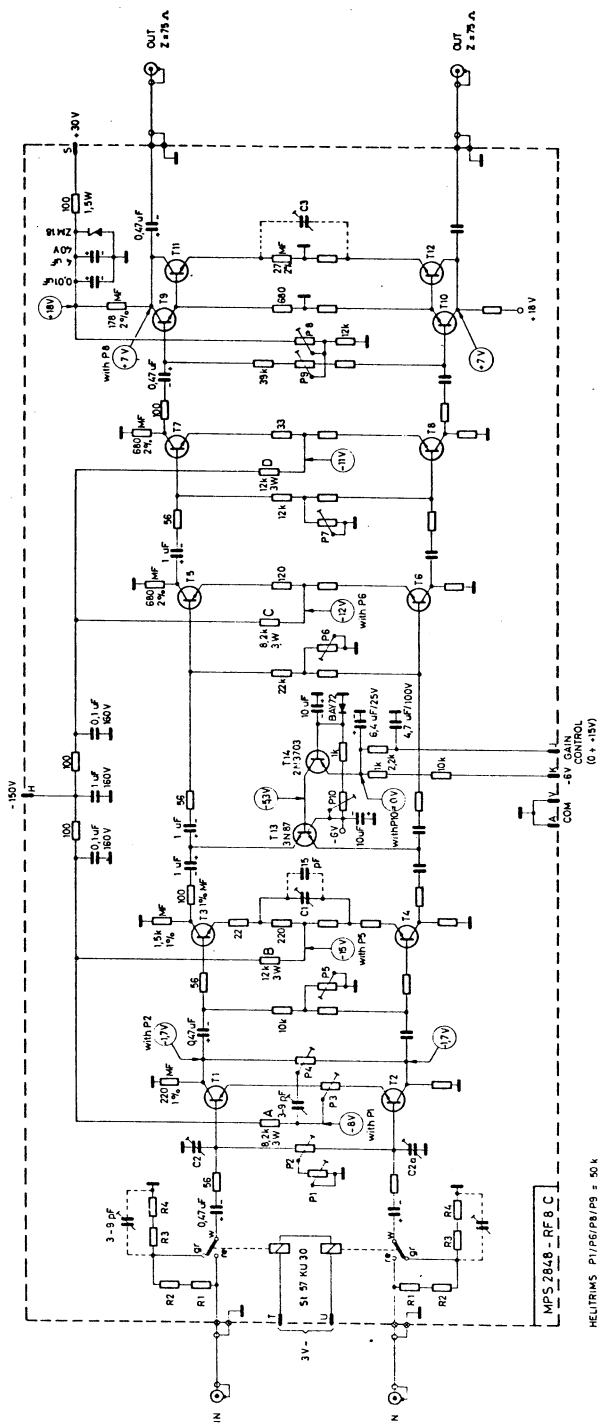
nicht überschreiten. Dadurch ist die Verstärkung der 3. bis 6. Stufe

$$V = \frac{U_a}{U_{EE}} = \frac{1,6}{0,05} = 32$$

gegeben. Die Bandbegrenzung $f_{\max} = 50 \text{ MHz}$ wird mit den Trimmern C_1 in der 2. Stufe und mit C_3 in der letzten Stufe eingestellt.

Fig.50 zeigt die frequenzabhängige Verstärkung der Gesamtschaltung für verschiedene Widerstände R_{EE} des Doppелеmittertransistors T_{13} . Die Bandbreite bleibt bis zu einer Verstärkung von 38 db konstant gleich 50 MHz. Die minimale Verstärkung ($R_{EE} = 10 \text{ Ohm}$) liegt bei 14 db. (Bei einer Verstärkung von 60 db beträgt die Bandbreite noch 10 MHz.)

Der in Fig.49 gezeigte Differenzverstärker wird in gleicher Ausführung für die Differenzsignale ΔU_r und ΔU_v als auch der Summensignale ΣU verwendet. Somit haben die Verstärker gleiche Eigenschaften, was für die Division der Ausgangssignale zur Lagebestimmung unbedingt notwendig ist.



HELITRIMS P1/P6/P8/P9 = 50 k
 P2/P10 = 20 k
 P3 = 500 Ω (AF Balance)
 P4 = 2 k (HF Balance)
 P5/P7 = 100 k

TRANSISTORS: T1/T2 Matched pairs
 T3/T4 " " 2N 918
 T5/T6 " " " "
 T7/T8 " " " "
 T9/T10 " " " "
 T11/T12 2N 3666

Carbon Res. MF 1% - 1/4W
 2% - 1/8W

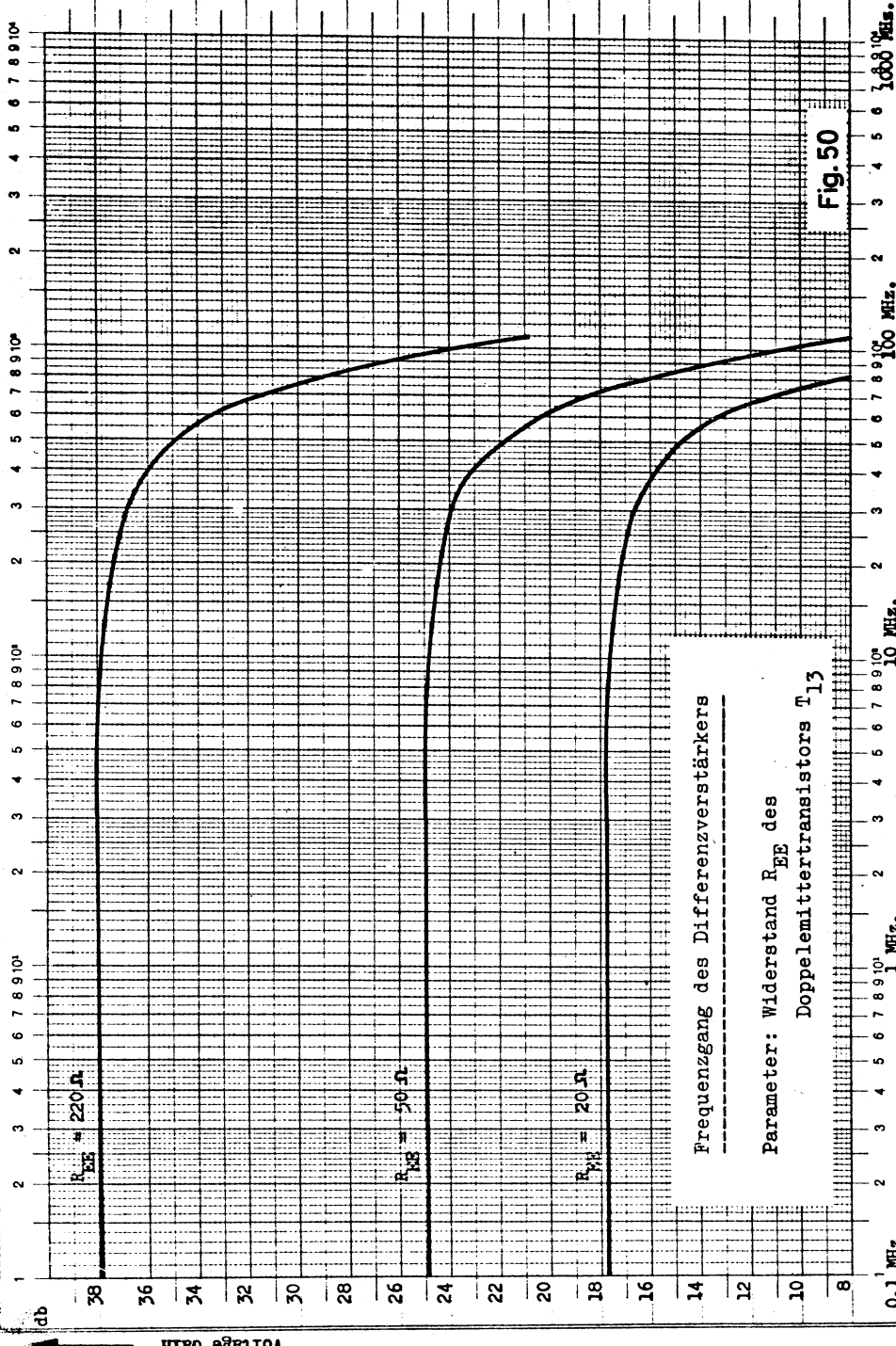
R1 = 3.3 Ω R2 = 42.2 Ω } for Δ Radial Ampl. (8 dB)
 R3 = 3.3 Ω R4 = 26.1 Ω }
 R1 = 0 R2 = 55.2 Ω } for Δ Vertical Ampl. (12 dB)
 R3 = 2.7 Ω R4 = 36.2 Ω }

Capacitors: C3/C10 = 0.5 - 3.5 pF (HF Balance)
 C1/C2 = 1 - 35 μ F

BREITBAND - DIFFERENZVERSTÄRKER mit Verstärkungsregelung

Fig. 49

CERN	APP. P.U. COMPACT	DATE	2 7 70
MPS-SR	W. B. CONTROLLED	SIGN.	P. G. Gae
DIFFERENTIAL AMPLIFIER (AR-4V)		2848-EL9 - 2	



Frequenzgang des Differenzverstärkers

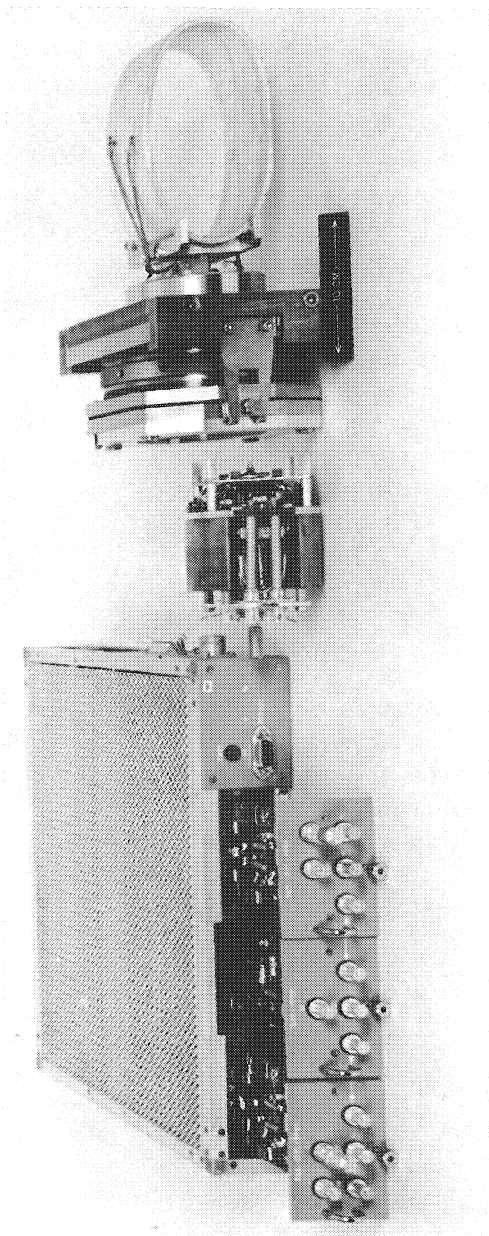
Parameter: Widerstand R_{EE} des
Doppelmittertransistors T₁₃

Fig. 50

Teilung } 1-10000
 Logar. Division } Einheit } 0.1 mm

Frequency

Ed. Aerni-Leuch, Bern Nr. 888



Elektrode, Kopferverstärker und Differenzverstärker
des
Signalübertragungssystems

Fig. 51

Zur Zeit sind 40 Lagemeßstationen am Umfang des Beschleunigers mit je 3 dieser Verstärker ausgerüstet. Das Photo der Fig. 51 zeigt neben den Elektroden und dem Kopfverstärker die Differenz- bzw. Summenverstärker, die als Einschübe in dem Versorgungschassis untergebracht sind.

4.6 Rauschen und Auflösung des dimensionierten Systems

Fig. 52 zeigt das Ersatzbild eines Übertragungskanal mit den Rauschquellen. C stellt die Elektrodenkapazität einschließlich

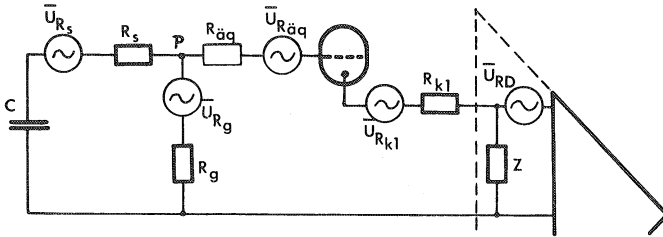


Fig. 52

der Zuleitungs-, Durchführungs- und Eingangskapazität dar. $R_{\text{äq}}$ ist der äquivalente Rauschwiderstand der Röhre, R_s der Bandbegrenzungswiderstand, R_g der Gitterableit- und R_{k1} der Kathodenzusatzwiderstand. Die äquivalente Eingangsrauschspannung einer Seite des Differenzverstärkers ist mit U_{RD} gekennzeichnet.

Die Rauschquelle U_{Rg} ist durch den Nebenschluß

$$R_s + \frac{1}{pC}$$

überbrückt. Die von U_{Rg} am Punkt P erzeugte Spannung beträgt daher

$$U_{RgP} = U_{Rg} \cdot \frac{R_s + \frac{1}{pC}}{R_g + R_s + \frac{1}{pC}} = \frac{1 + pCR_s}{1 + pC(R_g + R_s)} \quad (294)$$

Die Übergangsfrequenz

$$f_{\text{ü}} = \frac{1}{2\pi C(R_g + R_s)} \quad (295)$$

liegt mit $C=100 \text{ pF}$ und $R_g = 470 \text{ k}\Omega \gg R_s$ bei 3,4 kHz und damit unterhalb der unteren Grenzfrequenz $f_u = 4 \text{ kHz}$. Daher kann die Quelle U_{Rg} vernachlässigt werden. Das vereinfachte Ersatzbild gibt dann Fig.53 .

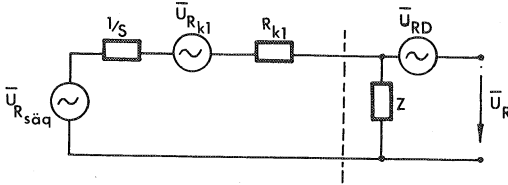


Fig. 53

$U_{RsÄq}$ stellt die Rauschspannung der Widerstandssumme $R_s + R_{Äq}$ dar. $1/S$ ist der Ausgangswiderstand der Röhre. Da nun nach Gl.(204)

$$R_{k1} + 1/S = Z$$

ist, erscheinen die Rauschspannungen $U_{RsÄq}$ und U_{Rk1} am Ausgang halbiert.

Die mittlere Gesamtrauschspannung am Eingang des Differenzverstärkers ist daher (für eine Seite)

$$\bar{U}_R = \sqrt{\left(\frac{\bar{U}_{RsÄq}}{2}\right)^2 + \left(\frac{\bar{U}_{Rk1}}{2}\right)^2 + \bar{U}_{RD}^2} \quad (296)$$

und mit

$$\bar{U}_{Rn}^2 = 4 k T R_n \Delta f \quad (297)$$

$$\bar{U}_R = \sqrt{k T (R_s + R_{Äq} + R_{k1}) \Delta f + \bar{U}_{RD}^2} \quad (298)$$

Am anderen Eingang des Differenzverstärkers liegt die gleiche nicht korrelierte Rauschspannung. Daher liegt zwischen den beiden Eingängen die Gesamtrauschspannung

$$\bar{U}_{RDg} = \sqrt{2} \bar{U}_R \quad (299)$$

Die Rauschauflösung ist durch Gl.(65)

$$x_{\min} = U_{Rss} / \mathcal{E}$$

geben, wobei U_{RSS} und die Empfindlichkeit $\mathcal{E}$ auf die selbe Stelle im Übertragungssystem bezogen sind. Die Empfindlichkeit (Gl.(117))

$$\mathcal{E}_H = 1,91 \left[\frac{mV}{mm} \right]$$

ist auf die Elektroden bezogen. Da der Kathodenfolger eine Verstärkung

$$V_K = 0,5$$

hat, beträgt die Empfindlichkeit am Differenzverstärkereingang

$$\mathcal{E}_{HD} = \mathcal{E}_H \cdot V_K \quad (300)$$

Die Rauschauflösung des gesamten Systems ist dann nach den Gl.(298), (299), (65) u. (300) mit

$$U_{RSS} = 3,5 U_{RDg} \quad (301)$$

$$X_{min} = \frac{3,5 \sqrt{2kT(R_s + R_{äq} + R_{K1})\Delta f + 2\bar{U}_{RD}^2}}{\mathcal{E}_H \cdot V_K} \quad (302)$$

Gl.(302) führt mit	$R_s = 390 \text{ Ohm}$	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/}$
	$R_{äq} = 150 \text{ Ohm}$	$T = 293$
	$R_{K1} = 39 \text{ Ohm}$	$\mathcal{E}_H = 1,91 \text{ mV/mm}$
	$U_{RD} = 36 \mu V$	$V_K = 0,5$
	(gemessen)	

zu

$$X_{min} = \frac{3,5 \sqrt{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cdot 579 \cdot 40 \cdot 10^6 + 2 \cdot 36^2 \cdot 10^{-12}}}{1,91 \cdot 10^{-3} \cdot 0,5} \quad (303)$$

$$X_{min} = 0,193 \text{ mm}$$

Die Rauschauflösung liegt also bei einer Strahlintensität von $I=10^{12}$ p/p knapp unter der eingangs geforderten von 0,2 mm.

4.7 Intensitätsgrenzen

4.71 Minimale Intensität

Die Empfindlichkeit $\mathcal{E}$ ist nach den Gl.(114) u.(116) proportional der Strahlintensität I . Daher ist nach Gl.(65) die Rauschauflösung umgekehrt proportional der Strahlintensität I

$$x_{min} \sim \frac{1}{I} \quad . \quad (304)$$

Die kleinste meßbare Intensität ist dann durch die gewünschte Auflösung x_{ming} gegeben :

$$I_{min} = \frac{I \cdot x_{min}}{x_{ming}} \quad (305)$$

(x_{min} = Auflösung bei der Intensität I) .

4.72 Maximale Intensität

Das maximale Signal, das auf den Elektroden influenziert werden kann, beträgt, wenn der Strahl sehr nahe der Elektrodenumrandung angenommen wird :

$$U_m = \frac{I \cdot e \cdot l \cdot \eta_t}{C_e \cdot L \cdot b(E)} \quad (306)$$

Darin bedeutet I = Strahlintensität bei Injektion [Prot./Puls]

e = Elementarladung [$1,6 \cdot 10^{-19}$ As]

l = Elektrodenlänge [6 cm]

C_e = Elektrodenkapazität einschließlich

Durchführungs- und Schaltkapazität [100 pF]

L = Beschleunigerumfang [628 m]

η_t = Einfangwirkungsgrad (trapping efficiency)

$b(E) = \frac{\text{mittlere Dichte}}{\text{max. Dichte}}$ der Protonen

(bunching factor)

Da die Protonen während der Beschleunigung innerhalb der Pakete longitudinale Schwingungen ausführen, ist die Dichte moduliert. Der Faktor $b(E)$ berücksichtigt diese energieabhängige Dichtemodulation.

In Tabelle 1 sind die Spannungen U_m nach Gl.(306) für drei charakteristische Beschleunigungsenergien E und zwei Intensitäten I zusammengestellt.

$\begin{matrix} U_m \\ E \\ I \end{matrix}$	Injektion	Transition	Hohe Energie	
	$\eta_t = 1$	$\eta_t = 0,6$	$\eta_t = 0,6$	
	$b = 1$	$b = 0,059$	$b = 0,143$	
10^{12} P/P	0,153	1,56	0,64	V
10^{13} P/P	1,53	15,6	6,4	V

Tabelle 1

Die Kathodenfolgeröhren haben nichtlineare Kennlinien, was zur Verstärkungsregelung (Balanceherstellung) ausgenützt wird (§ V,5). Auf Grund dessen ergeben sich Linearitätsfehler, die von der Größe der Eingangsspannung abhängig sind.

In Fig.54 sind diese Fehler $\mathcal{E}$ als Funktion der Eingangsspannung U_i , bei verschiedenen Tastverhältnissen b als Parameter, graphisch dargestellt. Drei Werte von b entsprechen den in Tabelle 1 angegebenen Dichtemodulationsfaktoren. Die Kurven wurden experimentell bestimmt. Durch Kreise sind auf den entsprechenden Kurven die Arbeitspunkte bei $I = 10^{12}$ und durch Dreiecke diejenigen bei $I = 10^{13}$ Protonen/ Puls gekennzeichnet (für die Spannungen nach Tabelle 1).

Die sich somit ergebenden energie- und intensitätsabhängigen Fehler sind in Tabelle 2 wiedergegeben. Bei der gegenwärtigen Intensität von etwa

$$I = 10^{12} \text{ P/P}$$

liegen die Linearitätsfehler des Kathodenfolgers

$$\mathcal{E} < 0,4 \% .$$

Linearitätsfehler F_k als Funktion
 der Kathodenfolgereingangsspannung U_i
 Parameter: Impulstastverhältnis b

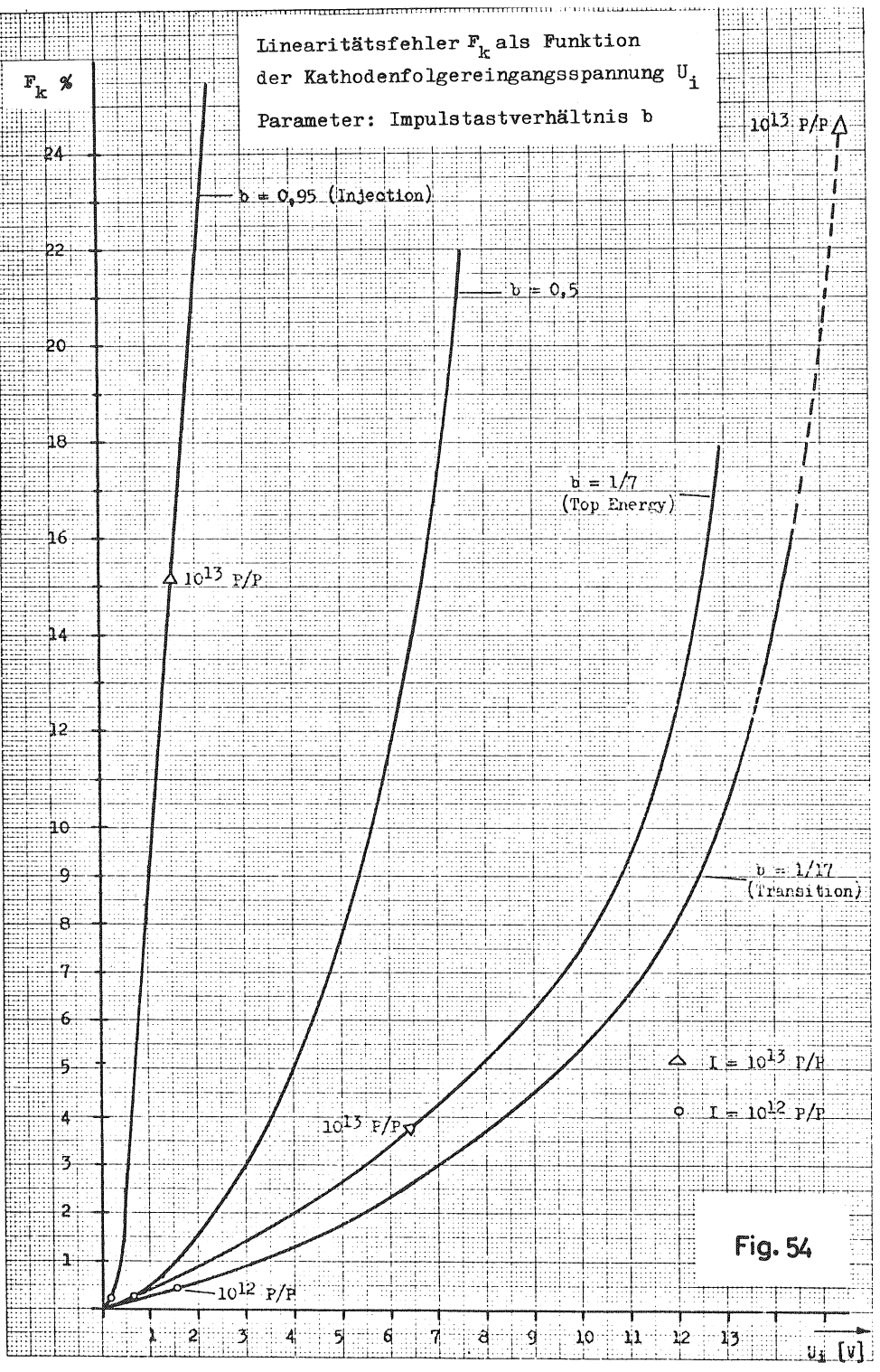


Fig. 54

F _k \ E I	Injektion	Transition	Hohe Energie	
	50 MeV	5 GeV	28 GeV	
10 ¹² P/P	0,2	0,4	0,3	%
10 ¹³ P/P	15,2	24,5	3,8	%

Tabelle 2

Mit Hilfe eines neuen Injektor - Synchrotrons (Booster) soll jedoch 1972 die Strahlintensität im 28 GeV Synchrotron auf 10¹³ Protonen pro Zyklus gesteigert werden. Der maximale Linearitätsfehler betrüge dann 24,5 % , was unzulässig hoch wäre.

Es gibt natürlich einige Möglichkeiten, um den Kopfverstärker unter Beibehaltung der Meßelektroden an diese erhöhte Intensität anzupassen.

- Eine Möglichkeit wäre, die Elektrodenkapazität durch eine Zusatzkapazität um den Faktor 10 zu erhöhen. Dies würde jedoch die Elektrodenresonanzen beträchtlich nach unten verschieben.
- Eine andere Möglichkeit wäre eine hochohmiger Teiler vor dem Kathodenfolgereingang. Dieser müßte wegen der großen Bandbreite frequenzkompensiert sein. Ein solcher kompensierter Teiler könnte jedoch nicht mit der notwendigen Symmetrie hergestellt werden, um eine Inphasensignalunterdrückung

$$A > 456 \quad (Gl.(127))$$

im ganzen Frequenzband zu garantieren.

- Eine weitere Möglichkeit bestünde darin, den Kathodenwiderstand R_{k1} (Fig.38) zu erhöhen. Dies hätte jedoch zur Folge, daß die Verstärkung der Kathodenfolger zur Balanceherstellung nicht mehr geregelt werden könnte.

Selbst wenn eine passende Methode zur unverzerrten Übertragung der erhöhten Signale existieren würde, besteht eine Intensitätsgrenze durch die induzierte Radioaktivität. Der Kathodenfolger

enthält Kondensatoren, die bei der gegenwärtigen Radioaktivität eine Lebensdauer von einigen Jahren haben. Dies entspricht bei einer 10 mal höheren Intensität noch einigen Monaten.

Das installierte Übertragungssystem erfordert wegen der Alterung und Strahlungsschäden des Kopfverstärkers alle 14 Tage eine Justierung der Balance (durch Fernsteuerung).

Aus diesen Gründen wird im Folgenden ein neues Übertragungssystem ohne Kathodenfolger betrachtet.

5. Signalübertragung mit dem Breit-Band-Wiederherstellungsverfahren (BBW)

5.1 Prinzip

Das Prinzip der BBW-Methode wird an Fig.55 gezeigt.

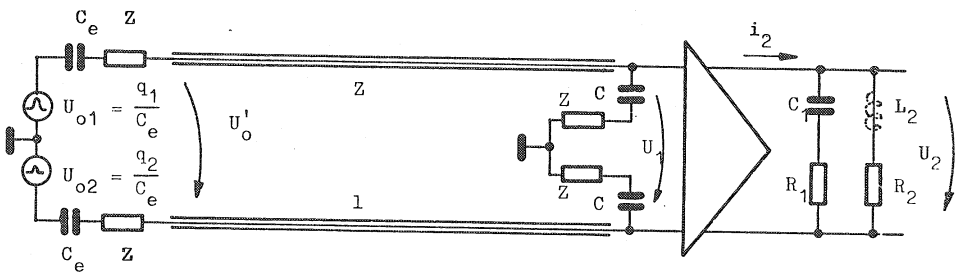


Fig. 55

Die Meßelektroden C_e sind über die Widerstände Z direkt mit den Übertragungskabeln vom Wellenwiderstand Z verbunden. Am Ende der Kabel befindet sich jeweils ein $Z - C$ Abschluß, sodaß die Kabel ab einer bestimmten Frequenz als angepaßt abgeschlossen, betrachtet werden können. Die Signalverzerrungen, die bei niederen Frequenzen am Ende der Kabel auftreten, werden am Ausgang des Differenzverstärkers durch ein Filter kompensiert.

Zuerst sei die Kabeltransformation vernachlässigt, d.h.

$$U'_0 = U_1$$

(Fig.55)

(307)

Die Übertragungsfunktion von der Quelle U_0 bis zum Verstärker-
eingang lautet dann

$$\frac{U_1}{U_0} = \frac{Z + \frac{1}{pC}}{2Z + \frac{1}{pC_e} + \frac{1}{pC}} \quad (308)$$

oder

$$\frac{U_1}{U_0} = \frac{1 + pCZ}{1 + \frac{C}{C_e} + 2pCZ} = \frac{C_e}{(C_e + C)} \cdot \frac{(1 + pCZ)}{(1 + \frac{2pCC_eZ}{C_e + C})} \quad (309)$$

Für niedere Frequenzen gibt Gl.(309)

$$\left(\frac{U_1}{U_0}\right)_{p \rightarrow 0} = \frac{1}{1 + \frac{C}{C_e}} = \frac{C_e}{C_e + C} \quad (310)$$

und für hohe Frequenzen

$$\left(\frac{U_1}{U_0}\right)_{p \rightarrow \infty} = \frac{1}{2} \quad (311)$$

Das Verstärkungsverhältnis zwischen hohen und niederen Frequenzen beträgt

$$G_r = \frac{\left(\frac{U_1}{U_0}\right)_{p \rightarrow \infty}}{\left(\frac{U_1}{U_0}\right)_{p \rightarrow 0}} = \frac{1}{2} + \frac{C}{2C_e} \quad (312)$$

Die untere bzw. obere Übergangsfrequenz ergibt sich aus
Gl.(309)

$$f_1 = \frac{1}{2\pi CZ} \quad (313)$$

$$f_2 = \frac{C_e + C}{2\pi 2CC_eZ} \quad (314)$$

(In diesem vereinfachten Fall schließt C die Kabelkapazität C_k ein.)

Fig.56 zeigt den Frequenzgang U_1/U_0 in doppelt logarithmischen
Maßstäben. Erhält nun der Verstärker den gestrichelt eingezeich-

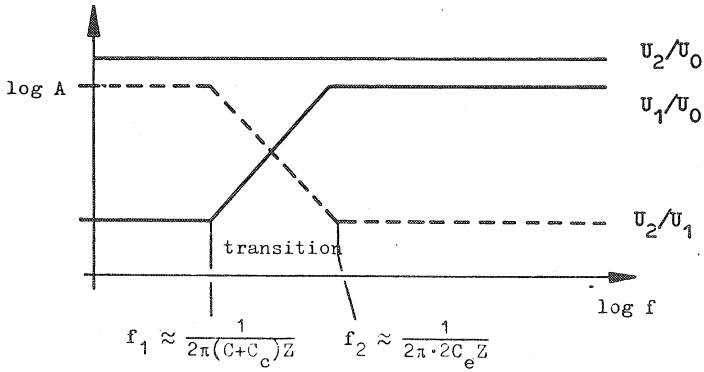


Fig. 56

neten Frequenzgang, so ergibt sich für

$$\frac{U_2}{U_0} = \frac{U_1}{U_0} \cdot \frac{U_2}{U_1} \quad (315)$$

ein konstanter Frequenzgang wie in Fig. 56 gezeigt.

Wird ein Differenzverstärker mit hohem Vorwärtsleitwert

$$Y_{21} \gg \begin{cases} Y_{11} \\ Y_{12} \\ Y_{22} \end{cases} \quad (316)$$

und kleinem Ausgangsleitwert

$$Y_{22} \rightarrow 0 \quad (317)$$

vorausgesetzt, so lautet dessen Übertragungsfunktion

$$\frac{I_2}{U_1} = Y_{21} = S \quad (318)$$

Der Frequenzgang des Verstärkers ergibt sich dann mit der in Fig. 55 angegebenen Last ($L_2 = 0$)

$$\frac{U_2}{U_1} = S R_2 \cdot \frac{1 + \rho C_1 R_1}{1 + \rho C_1 (R_1 + R_2)} \quad (319)$$

Die Bedingung für konstanten Frequenzgang (Gl. (315)) ergibt

mit den Gl.(309) u.(319)

$$\frac{U_2}{U_0} = \frac{U_1}{U_0} \cdot \frac{U_2}{U_1} = \frac{C_e}{C_e + C} \cdot \frac{(1 + pCZ)}{(1 + \frac{2pC_eCZ}{C_e + C})} \cdot \frac{SR_2(1 + pC_1R_1)}{(1 + pC_1(R_1 + R_2))} = \text{const.} \quad (320)$$

Gl.(320) kann mit folgenden Voraussetzungen befriedigt werden

$$CZ = C_1(R_1 + R_2) = T_1 = \frac{1}{2\pi f_1} \quad (321)$$

und

$$C_1R_1 = \frac{2CC_eZ}{C_e + C} = T_2 = \frac{1}{2\pi f_2} \quad (322)$$

Damit wird Gl.(320) frequenzunabhängig

$$\frac{U_2}{U_0} = \frac{C_e \cdot SR_2}{C_e + C} \quad (323)$$

In den 2 Gleichungen (321) u.(322) sind 6 unbekannte Größen enthalten, d.h. 4 können gewählt werden.

Beispiel

Für die folgenden, angenommenen Werte

$R_1 = 150 \text{ Ohm}$, $Z = 125 \text{ Ohm}$, $C_e = 100 \text{ pF}$ und $C = 2,175 \text{ nF}$

ergibt sich aus Gl.(322)

$$C_1 = \frac{2CC_eZ}{R_1(C_e + C)} = 159 \text{ pF} \quad (324)$$

und aus Gl.(321)

$$R_2 = \frac{CZ}{C_1} - R_1 = 1550 \text{ Ohm} \quad (325)$$

Die frequenzunabhängige Übertragungsfunktion lautet damit nach Gl.(323)

$$\frac{U_2}{U_0} = \frac{C_e}{C_e + C} \cdot SR_2 = 685 \quad (326)$$

5.2 BEW - Übertragung einschließlich Kabel

Für den Fall mit Kabel wurde die Übertragungsfunktion schon in § IV,4.2 (Gl.(164)u.(165)) angegeben.

$$\frac{U_1}{U_0} = A_{11}^{-1} \quad (327)$$

und

$$A_{11} = (1 + YX) \cosh \gamma l + \left(\frac{X}{Z} + YZ\right) \sinh \gamma l, \quad (328)$$

mit der Eingangsserienimpedanz aus Fig.55

$$X = Z + \frac{1}{pC_e} \quad (329)$$

und dem Abschlußleitwert

$$Y = \frac{pC}{1 + pCZ} \quad (330)$$

Aus den Gl.(327) bis (330) folgt mit den Gl.(163),(166) und der Kabeldämpfung $\alpha = 0$ die Übertragungsfunktion

$$\frac{U_1}{U_0} = A_1 = \frac{1}{\left(1 + \frac{C}{C_e} \frac{(1 + pC_e Z)}{(1 + pCZ)}\right) \cos \varphi + j \left(\frac{1 + pC_e Z}{pC_e Z} + \frac{pCZ}{1 + pCZ}\right) \sin \varphi} \quad (331)$$

Darin ist

$$\varphi = \frac{\omega l \sqrt{\epsilon}}{v} = \frac{\omega l}{\beta v} \quad (332)$$

mit

$$\beta = \frac{v_\epsilon}{v} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \quad (333)$$

(v = Lichtgeschwindigkeit, v_ϵ = Ausbreitungsgeschwindigkeit im Kabel, l = Kabellänge, ω = Kreisfrequenz, ϵ = Dielektrizitätskonstante).

Für hohe Frequenzen ergibt sich aus Gl.(331)

$$(A_1)_{p \rightarrow \infty} = \frac{1}{2 \cos \varphi + j 2 \sin \varphi} \quad (334)$$

$$(A_1)_{p \rightarrow \infty} = \frac{1}{2} e^{-j\varphi}, \quad (335)$$

was durch die Spannungsteilung $Z/(2Z)$ zu erwarten ist.
Für sehr niedere Frequenzen folgt aus Gl.(331)

$$(A_1)_{p \rightarrow 0} = \frac{1}{(1 + \frac{\varepsilon}{C_e}) \cos \varphi + j(\frac{\sin \varphi}{\rho C_e Z})} \quad (336)$$

und mit $\left. \begin{array}{l} \cos \varphi = 1 \\ \sin \varphi = \varphi \end{array} \right\} \text{ für } \varphi \rightarrow 0$

$$(A_1)_{p \rightarrow 0} = \frac{1}{1 + \frac{C}{C_e} + \frac{\ell \sqrt{\varepsilon}}{C_e Z \sqrt{v}}} \quad (337)$$

Mit der Kabelkapazität

$$C_k = \frac{\sqrt{\varepsilon} \ell}{v Z} \quad (\text{s. Gl. (171)})$$

ergibt sich dann für niedere Frequenzen

$$(A_1)_{p \rightarrow 0} = \frac{C_e}{C_e + C + C_k}, \quad (338)$$

was der kapazitiven Teilung entspricht.

Im mittleren Frequenzbereich kann die Kabeltransformation
(abgesehen von der Phasendrehung) vermieden werden, wenn die
Übergangsfrequenz der Abschlußimpedanz

$$f_c = \frac{1}{2\pi C Z} \quad (339)$$

sehr viel tiefer liegt, als die $\frac{\lambda}{4}$ -Frequenz des Kabels

$$f_{\frac{\lambda}{4}} = \frac{1}{4} \cdot \frac{v}{\sqrt{\varepsilon} \ell} \quad (340)$$

d.h.

$$\frac{1}{2\pi C Z} \ll \frac{1}{4} \frac{v}{\sqrt{\varepsilon} \ell} \quad (341)$$

Diese Bedingung kann durch kleines ε , kleines ℓ , großes Z ,
großes C oder deren Kombinationen erfüllt werden. ε und ℓ sind
praktisch gegeben. Wird C groß gewählt, so hat das nach Gl.(323)
zur Folge, daß die Übertragungsfunktion U_2/U_0 klein wird.
Es muß dann mehr verstärkt werden, was für das Signal/Rausch-
verhältnis ungünstig ist. Eine bessere Lösung ist, Z groß zu
wählen.

Da jedoch mit den genannten Maßnahmen die Ungleichung (341) nicht absolut befriedigt werden kann, wird noch eine andere Möglichkeit betrachtet, um einen glatteren Übertragungsfrequenzgang zu erhalten. Es können nämlich noch weitere Elemente im Filter am Verstärkerausgang vorgesehen werden.

An Hand der Fig.57 wird die Verstärkung abgeleitet, wenn noch

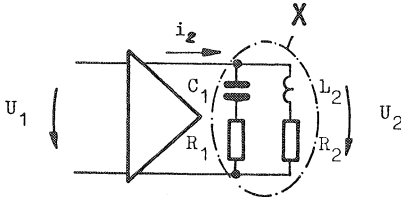


Fig. 57

wie in Fig.55 gestrichelt angedeutet, die Induktivität L_2 eingeführt wird.

Der Ausgangsstrom beträgt nach Gl.(318)

$$J_2 = S U_1 \quad (342)$$

Mit der Impedanz des Filters

$$X = \frac{(R_1 + \frac{1}{pC_1})(R_2 + pL_2)}{R_1 + R_2 + pL_2 + \frac{1}{pC_1}} \quad (343)$$

folgt die Ausgangsspannung

$$U_2 = J_2 X = S U_1 \cdot \frac{R_1 R_2 + \frac{L_2}{C_1} + R_1 p L_2 + \frac{R_2}{p C_1}}{R_1 + R_2 + p L_2 + \frac{1}{p C_1}} \quad (344)$$

Die neue Übertragungsfunktion lautet dann

$$A_2 = \frac{U_2}{U_1} = \frac{S R_1 (1 + \frac{L_2}{R_1 R_2 C_1} + \frac{p L_2}{R_2} + \frac{1}{p C_1 R_1})}{(1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{p L_2}{R_2} + \frac{1}{p C_1 R_2})} \quad (345)$$

und die Verstärkung bei niederen Frequenzen

$$(A_2)_{p \rightarrow 0} = S R_2 \quad (346)$$

bzw. hohen Frequenzen

$$(A_2)_{p \rightarrow \infty} = S R_1 \quad (347)$$

Damit ergibt sich ein Verstärkungsverhältnis zwischen niederen und hohen Frequenzen

$$V = \frac{(A_2)_{p \rightarrow 0}}{(A_2)_{p \rightarrow \infty}} = \frac{R_2}{R_1} \quad (348)$$

Für die gesamte Übertragungsfunktion folgt mit den Gl.(331) und (345)

$$A_g(p) = \frac{U_2}{U_0} = A_1 \cdot A_2, \quad (349)$$

$$A_g(p) = \frac{1}{\left(1 + \frac{C(1+pC_eZ)}{C_e(1+pCZ)}\right) \cos \varphi + j \left(\frac{1+pC_eZ}{pC_eZ} + \frac{pCZ}{1+pCZ}\right) \sin \varphi} \cdot \frac{SR_1 \left(1 + \frac{L_2}{R_1 R_2 C_1} + \frac{pL_2}{R_2} + \frac{1}{pC_1 R_1}\right)}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{pL_2}{R_2} + \frac{1}{pC_1 R_2}} \quad (350)$$

Die Gruppenlaufzeit beträgt (mit $p = j\omega$)

$$\tau_g(\omega) = \frac{d\alpha}{d\omega} = \frac{d\alpha}{dp} \cdot \frac{dp}{d\omega} = j \frac{d\alpha}{dp} \quad (351)$$

wobei α der frequenzabhängige Phasenwinkel von A_g ist.

5.3 Optimierung

Das Problem ist nun die Parameter R_1 , R_2 , C_1 und L_2 in Gl.(350) so zu bestimmen, daß

1. ein optimal glatter Frequenzgang A_g und
2. eine möglichst konstante Laufzeit τ_g

entsteht.

Es wird zuerst A_g für sehr niedere Frequenzen berechnet

$$(A_g)_{\omega \rightarrow 0} = (A_1)_{\omega \rightarrow 0} \cdot (A_2)_{\omega \rightarrow 0} \quad (352)$$

Das ergibt mit den Gl.(332), (337) u. (346)

$$(A_g)_{\omega \rightarrow 0} = \frac{SR_2}{1 + \frac{C}{C_e} + \frac{L}{C_e \beta \cdot v \cdot Z}} \quad (353)$$

Nun wird eine theoretische Funktion mit konstanter Amplitude und Laufzeit definiert :

$$A_{th} = (A_g)_{\omega \rightarrow 0} \cdot e^{-j\omega T_g} \quad (354)$$

Dann wird der Differenzvektor

$$\Delta A(\omega) = A_{th}(\omega) - A_g(\omega) \quad (\text{Fig.58}) \quad (355)$$

bestimmt, der Betrag von ΔA ermittelt und ins Quadrat erhoben.

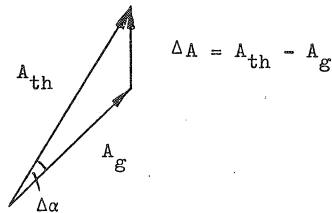


Fig. 58

Werden nun für eine große Zahl n von Frequenzen im interessierenden Bereich die Summe der quadratischen Abweichungen berechnet, so ergibt sich ein Maß für den Fehler. D.h.

$$S_Q = \sum_{v=1}^n (|A_{thv} - A_{gv}|^2) \quad (356)$$

Die fünf unbekannten Parameter von

$$S_Q = S_Q(R_1, R_2, C_1, L_2, T_g) \quad (357)$$

müssen so bestimmt werden, daß S_Q ein Minimum wird.

Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß gleichzeitig der Amplituden- und Phasengang bzw. die Laufzeit optimiert werden.

Mit Hilfe eines Computers und dem Minimierungsprogramm ¹²⁾ MINROS können alle Parameter so bestimmt werden, daß S_Q minimal wird. Das Programm berechnet S_Q für 5 eingegebene Anfangswerte, variiert diese und geht den Weg des steilsten Abfalls. (Innerhalb von wenigen Sekunden kann mit diesem Programm das Minimum einer Funktion mit bis zu 60 Parametern gefunden werden.)

Praktisch sieht das für den obigen Fall wie folgt aus.

Es wird die unterste Frequenz z.B.

$$f_1 = 100 \text{ Hz} \quad (358)$$

gewählt. Dann werden pro Dekade 5 Frequenzen mit konstantem Abstand in logarithmischem Maßstab bestimmt:

$$f_{v+1} = f_v \cdot \sqrt[5]{10}$$

Die oberste Frequenz soll bei

$$f_n = 10^9 \text{ Hz}$$

liegen. D.h. es ergeben sich

$$n = \log\left(\frac{f_n}{f_1}\right) \cdot 5 = 35$$

verschiedene Frequenzen. Nun werden mit den gewählten Konstanten

$$C_e = 100 \text{ pF}, C = 2 \text{ nF}, Z = 125 \text{ Ohm}, l = 5 \text{ m}, \beta = 0.8, S = 2 \text{ mA/V}$$

(S ist relativ klein gewählt, weil wegen der hohen Eingangsspannung eine genügend große Stromgegenkopplung vorgesehen werden muß.)

und den Anfangsgrößen der Parameter z.B.

$$R_1 = 100 \text{ Ohm}, R_2 = 1000 \text{ Ohm}, C_1 = 100 \text{ pF}, L_2 = 10 \text{ µH}, T_g = 20 \text{ ns}$$

die Funktionen

$$A_g \quad (\text{Gl.}(350))$$

$$A_{th} \quad (\text{Gl.}(354))$$

$$S_Q \quad (\text{Gl.}(356))$$

berechnet und S_Q minimisiert.

Das Unterprogramm, das diese Berechnung mit dem Optimierungsprogramm MINROS ausführt, ist auf Seite 107 gegeben (PROGRAMM 3).

Durch mehrmaliges Rechnen mit verschiedenen Anfangswerten der Parameter wurden 2 Minima entdeckt. Tabelle 3 (S108) zeigt die Parameterwerte für Optimum I und Optimum II.

Das Optimum II scheint etwas günstiger zu liegen. Das vom

PROGRAMM 3

(FORTRAN IV)

UNTERPROGRAMM FCN zum
MINROS-OPTIMIERUNGSPROGRAMM

SJOB.SCHNEIDF,28603R,MPS
SPACE(25000)
RUN(S)
LOAD(LGO)
MINROS.

END OF RECORD

SUBROUTINE FCN(NP,G,FU,P,IFLAG)

DIMENSION P(5)

REAL L

COMPLEX A1,A2,AG,ATH,X,A

CE=100.E-12

BETA=0.8

L=500.

V=3.E10

Z=125.

S=2.E-3

CS=1.E-9

SQ=0.

AUG=10.** (1./5.)

F=1.E2/AUG

GC=1.+(2.*CS+L/(BETA*V*Z))/CE

DO 10 I=1,36

F=F*AUG

OM=F*6.283184

PHI=OM*L/(BETA*V)

A=(0.,1.)*OM*Z

X=(1.+2.*CS*(1.+A*CE)/((1.+2.*A*CS)*CE))*COS(PHI)+
1((1.+A*CE)/(A*CE)+2.*A*CS/(1.+2.*A*CS))*SIN(PHI)*(0.,1.)
A1=1./X

A2=S*P(4)*((1.+P(2)/(P(4)*P(5)*P(1)))+(0.,1.)*(OM*P(2)/P(5)-1./
1(OM*P(1)*P(4))))/(1.+P(4)/P(5)+(0.,1.)*(OM*P(2)/P(5)-1./OM*P(1)*
2P(5)))

AG=-A1*A2

ATH=-S*P(5)*CEXP(-(0.,1.)*OM*P(3))/GC

10 SQ=SQ+CABS(ATH-AG)**2

FU=SQ

RETURN

END

	C_1 [pF]	L_2 [μH]	T_g [ns]	R_1 [Ω]	R_2 [Ω]	S_Q opt. [10 ⁻⁵]
Opt. I	169,2084	80,06015	20,83351	143,7843	1635,2609	3,676
Opt. II	153,43159	11,803536	20,833139	137,771733	1558,8355	3,384

Tabelle 3

Verstärker zu kompensierende Amplitudenverhältnis beträgt nach Gl.(348) mit den Werten von Tabelle 3 z.B. für Optimum II

$$V_v = \frac{R_2}{R_1} = \frac{1558,83}{137,77} = 11,315 \quad (362)$$

Die Niederfrequenzverstärkung bis etwa zur Frequenz (Gl.(313))

$$f_1 = \frac{1}{2\pi C Z} = \frac{1}{2\pi \cdot 2,175 \cdot 10^{-9} \cdot 125} = 0,585 \text{ MHz} \quad (363)$$

ergibt sich nach Gl.(346)

$$A_{2NF} = S R_2 = 2 \cdot 10^{-3} \cdot 1558,8 = 3,11 \quad (364)$$

Die Hochfrequenzverstärkung beträgt nach Gl.(347) ab etwa (Gl.(314))

$$f_2 = \frac{C_e + C}{4\pi C C_e Z} = \frac{(100 + 2175) \cdot 10^{-12}}{4\pi \cdot 2175 \cdot 100 \cdot 125} = 6,6 \text{ MHz} \quad (365)$$

$$A_{2HF} = S \cdot R_1 = 2 \cdot 10^{-3} \cdot 137,77 = 0,275 \quad (366)$$

Außer den optimalen Parameterwerten ist noch von Interesse, wie groß der Fehlereinfluß jedes Parameters ist.

Tabelle 4 zeigt die vom Optimierungsprogramm berechneten Fehler

$$\epsilon_{I,II} = \frac{\Delta S_Q}{S_{Qopt.}} \quad (367)$$

für eine jeweilige Änderung der Parameter C_1 , L_2 , R_1 und R_2 um 1 % vom Optimalwert. Bezüglich der Toleranzempfindlichkeit

	$\frac{\Delta C_1}{C_{1opt.}} = 1\%$	$\frac{\Delta L_2}{L_{2opt.}} = 1\%$	$\frac{\Delta R_1}{R_{1opt.}} = 1\%$	$\frac{\Delta R_2}{R_{2opt.}} = 1\%$
Opt. I, $\epsilon_I [\%]$	32,6	0,71	67,1	105
Opt. II, $\epsilon_{II} [\%]$	26,9	0,60	62,3	91,8

Tabelle 4

liegt wieder das Optimum II günstiger. Folgendes kann für beide Optima festgestellt werden:

$\epsilon_{L,R}$ ändert sich relativ wenig mit ΔL_2 ,
 ΔC_1 hat weniger Einfluß als ΔR_1 und
 ΔR_1 hat weniger Einfluß als ΔR_2 .

Bei der praktischen Realisierung des Filters sollte R_1 , R_2 und eventuell C_1 variabel ausgeführt werden.

5.4 Optimale Übertragung im Frequenz und Zeitbereich

5.41 Frequenzgang

Für die optimalen Werte der Filterelemente wurde der Betrag der Übertragungsfunktion A_g (Gl.(350)), der Phasenwinkel α und die Gruppenlaufzeit τ_g berechnet. Diese numerische Berechnung wurde von PROGRAMM 4 (S110) ausgeführt.

Das Resultat ist für Optimum I in Fig.59 graphisch dargestellt. A_g (Kurve a) und τ_g (Kurve b) sind über der Frequenz aufgetragen. Fig.60 zeigt analog die Funktionen für Optimum II.

$A_g(f)$ ist im berechneten Frequenzbereich

$$100 \text{ Hz} < f < 1 \text{ GHz}$$

auf $\pm 0,1 \text{ db}$ konstant. (hierbei wurde ein idealer Verstärker mit einer Niederfrequenzverstärkung

$$A_{2NF} = S R_2 \approx 3$$

(368)

PROGRAMM 4

(FORTRAN IV)

FREQUENZGANG des BW-ÜBERTRAGUNGSSYSTEMS

XJOB, SCHNEIDER, 286041, MPS
SPACE(20000)
PUN(5)
LGO.

1
C
END OF RECORD
PROGRAM F3P (OUTPUT)
WRP TRANSMISSION SYSTEM
COMPLEX X, A1, A2, A, AG
REAL L, L2

CE=100.E-12
BETA=0.8
L=500.
V=3.E10
Z=125.
S=2.E-3
CS=1.E-9

C1=1.69208411E-10
L2=8.00601565E-5
R1=1.4378429CE2
R2=1.63526096E3
TG=2.08335145E-8

Optimum I

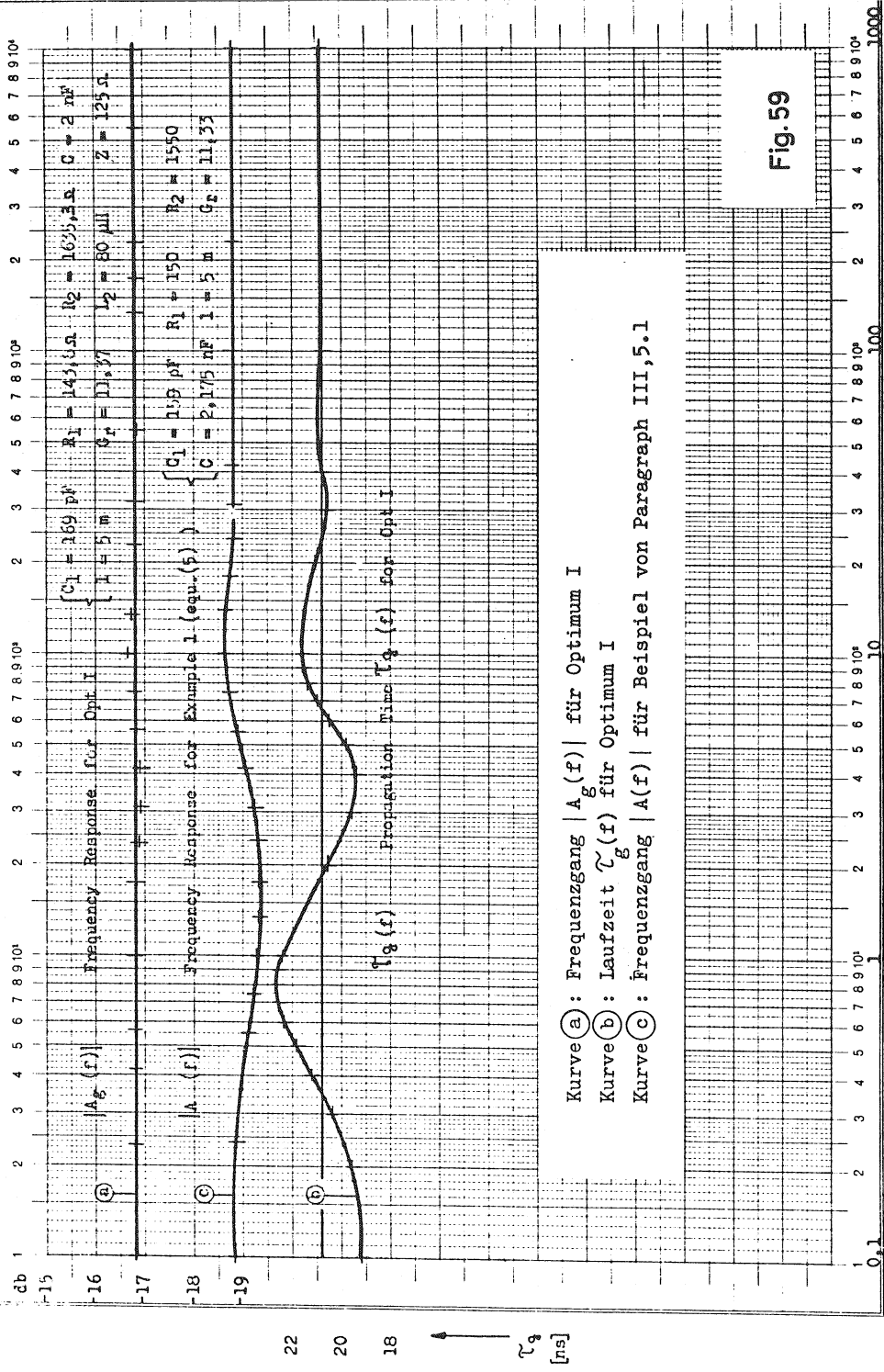
C1=1.53431592E-10
L2=1.18035358E-5
R1=1.37771733E2
R2=1.55883556E3
TG=2.08331391E-8

Optimum II

G=R2/R1
PPINT 11
PHASE1=0.
F=100.
DF=100.
PI=3.141592653

```
1 OM=2.*PI*F
  PHI=OM*L/(BETA*V)
  A=(0.,1.)*OM*Z
  X=(1.+2.*CS*(1.+A*CF)/((1.+2.*A*CS)*CF))*COS(PHI)
  1 ((1.+A*CF)/(A*CF)+2.*A*CS/(1.+2.*A*CS))*SIN(PHI)*(0.,1.)
  A1=1./X
  A2=S*R1*(1.+L2/(R1*R2*C1)+(0.,1.)*(OM*L2/R2-1./(OM*C1*
  1 R1)))/(1.+R1/R2+(0.,1.)*(OM*L2/R2-1./(OM*C1*R2)))
  AG=A1*A2
  BETR=CABS(AG)
  BETDR=20.*ALOG10(BETR)
  PHASE=ATAN2(AIMAG(AG),REAL(AG))
  DPHASE=PHASE-PHASE1
  IF(ABS(DPHASE)-PI)16,16,5
  5 DPHASE=PHASE-(PHASE1+2.*PI)
  16 TG=-DPHASE/(DF*2.*PI)
  PHASE1=PHASE
  PRINT 12,F,BETR,PHASE,BETDR,TG
  IF(F-10.*DF)18,17,17
  17 DF=10.*DF
  18 F=F+DF
  IF(F-1.E9)1,1,20
  20 PRINT 13
  PRINT 14
  PRINT 15,G,R1,R2,C1,L,CS,L2
  STOP

11 FORMAT(1H1,PX,'FREQUENCY HZ',RX,'ABS(AG)',4X,'PHASE',4X,'ABS(AG) DB
  1R',5X,'TG',/)
12 FORMAT(5X,F15.7,F10.8,X,F11.8,F10.4,2X,F15.7)
13 FORMAT(/)
14 FORMAT(5X,'G',PX,'R1',PX,'R2',PX,'C1',9X,'L',PX,'CS',10X,'L2',/)
15 FORMAT(X,F9.4,2F10.4,F10.2,F10.4,F10.2,X,F12.5,/)
END
```



Kurve (a) : Frequenzgang $|A_g(f)|$ für Optimum I
 Kurve (b) : Laufzeit $\tau_g(f)$ für Optimum I
 Kurve (c) : Frequenzgang $|A(f)|$ für Beispiel von Paragraph III,5.1

Teilung } 1-1000
 Logar. Division } Einheit } 82,5 mm

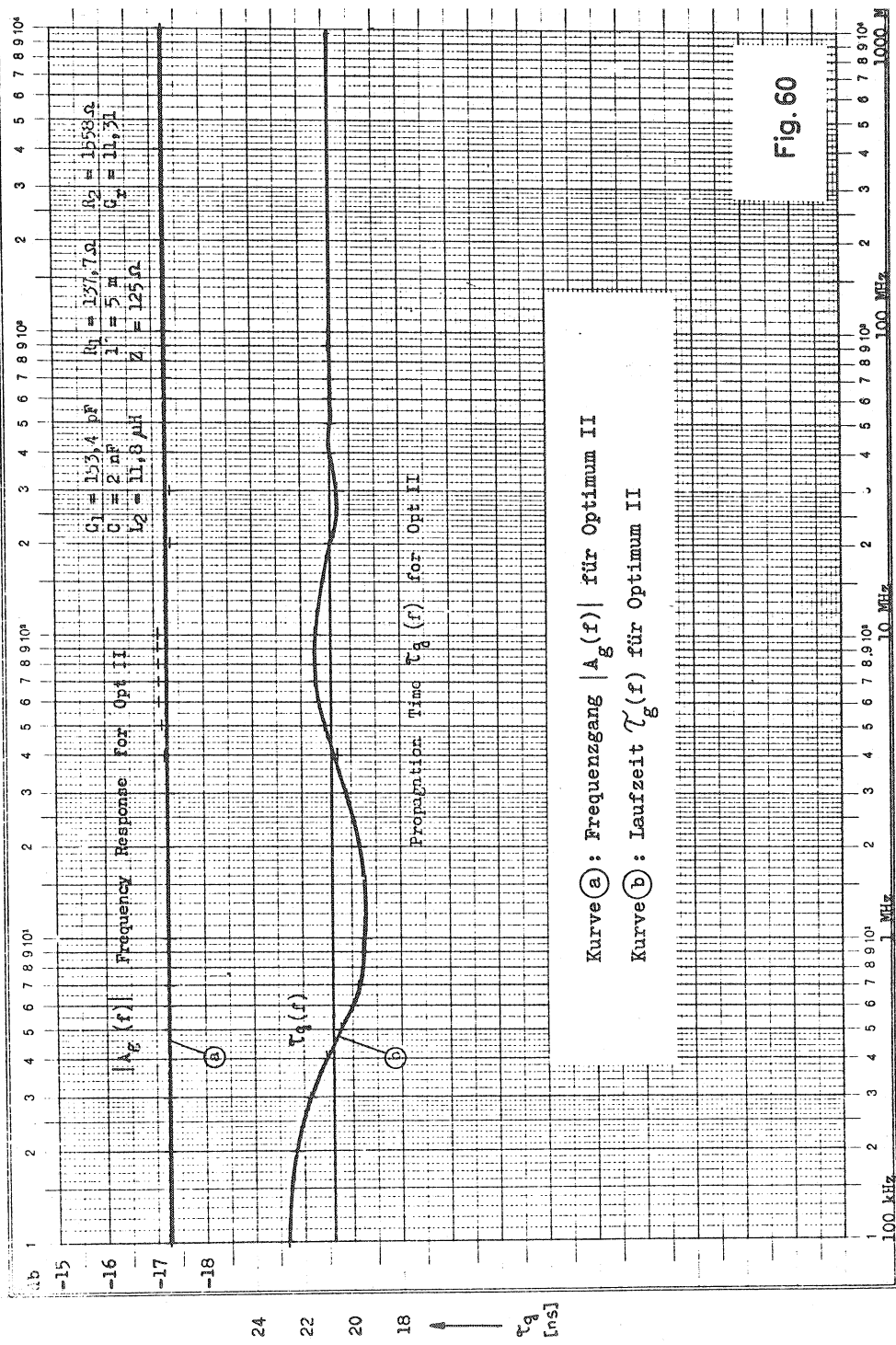


Fig. 60

Teilung } 1-10 000 Einheit } 62,5 mm
 Logar. Maßstab

und einer Hochfrequenzverstärkung ($f > 3\text{MHz}$)

$$A_{2\text{HF}} = S R_1 \approx 0,3 \quad (369)$$

vorausgesetzt.)

$\tau_g(f)$ stellt über der Frequenz eine gedämpfte Schwingung dar. Oberhalb 50 MHz wird τ_g konstant gleich der Kabellaufzeit

$$\tau_K = \frac{\ell}{\beta \cdot v} = 20,833 \text{ ns} . \quad (370)$$

Der maximale Laufzeitfehler tritt mit

$$\Delta \tau = \pm 1,8 \text{ ns} \quad (371)$$

bei niederen Frequenzen ($\approx 1 \text{ MHz}$) auf, was in Bezug auf die Periode

$$T = \frac{1}{f} \approx 1 \mu s \quad (372)$$

nur 1,8 % beträgt.

Zum Vergleich ist in Fig.59 (Kurve c) auch der Frequenzgang für ein Filter ohne Induktivität oder

$$L_2 = 0$$

aufgetragen. Die anderen Parameter sind dem Beispiel von Seite 89 entnommen. Dieser Frequenzgang ist auf $\pm 0,4 \text{ db}$ konstant. Die Einführung von $L_{2\text{opt}}$ hat also gegenüber dem vereinfachten Fall eine Verbesserung um den Faktor $0,4/0,1$ gleich 4 gebracht. (Vergleich von Kurve c und a in Fig.59).

5.42 Impulsübertragung

Da mit dem Übertragungssystem Impulse übertragen werden sollen, ist von Interesse um wieviel die Ausgangs- gegenüber den Eingangssignalen verzerrt erscheinen. Dies kann mit dem Computer Programm RESPONSE ⁷⁾ untersucht werden.

Hierzu muß das Frequenzspektrum des zu übertragenden Eingangsimpulses eingegeben werden und außerdem die komplexe Übertragungsfunktion des zu untersuchenden Systems. Nach Multiplikation

der beiden Funktionen führt das Programm numerisch die Rücktransformation vom Frequenzbereich in den Zeitbereich durch, was der inversen Laplace Transformation entspricht.

Zuerst wird das Spektrum eines Gauß'schen Stufenpulses in Abhängigkeit von der Anstiegszeit bestimmt. Dies kann am einfachsten geschehen, wenn von der bekannten Formel

$$T_R \cdot f_c = 0,34 \quad (373)$$

ausgegangen wird, die den Zusammenhang zwischen der Anstiegszeit T_R (10% - 90%) im Zeitbereich und der Grenzfrequenz f_c (-3 db) im Frequenzbereich liefert. Der Ansatz für das Spektrum eines Gauß'schen Stufenpulses lautet:

$$A_G(f) = e^{-(a T_R f)^2} \quad (374)$$

Mit der Bedingung

$$A_G(f_c) = \frac{1}{\sqrt{2}} = e^{-(a T_R f_c)^2} \quad (375)$$

und Gl.(373) wird

$$a = \frac{\sqrt{\ln 2}}{T_R \cdot f_c} = \frac{\sqrt{\ln 2}}{0,34} = 1,733 \quad (376)$$

Damit lautet das Frequenzspektrum eines Gauß'schen Stufenpulses, dessen Anstiegszeit T_R gegeben ist

$$A_G(f) = e^{-(1,733 T_R f)^2} \quad (377)$$

Auf Seite 102 (PROGRAMM 5) ist das RESPONSE-Unterprogramm COMPLEX FUNCTION SPECTR gegeben, welches das Ausgangsfrequenzspektrum

$$A(f) = A_G(f) \cdot A_g(f) \quad (378)$$

berechnet. (A_G von Gl.(377) u. A_g von Gl.(350)).

Die nach der Rücktransformation durch das RESPONSE Programm im Zeitbereich vorliegenden Impulsformen (Gauß'scher Impuls u. -Stufenpuls) sind vom Computer gezeichnet worden und zwar für

PROGRAMM 5

(FORTRAN IV)

FREQUENZSPEKTRUM - UNTERPROGRAMM

zum RESPONSE - PROGRAMM

SJOB.SCHNEIDER,286040,MPS

SPACE(20000)

RUN(S)

LOAD(LGO)

INPUT(.,CALCOMP)

END OF RECORD

COMPLEX FUNCTION SPECTP(FF)

COMMON PIBY2,PI2,F0

COMPLEX X,A1,A2,A

REAL L,L2

CF=100.F-12

BETA=0.8

L=500.

V=3.E10

Z=125.

S=2.E-3

CS=1.E-9

C1=1.69208411E-10

L2=8.00601565E-5

P1=1.43774290E2

P2=1.63526096E3

Optimum I

C1=1.53431592E-10

L2=1.18035358E-5

P1=1.37771732E2

P2=1.55863556E3

Optimum II

OM=PI2*FF

PHI=OM*L/(BETA*V)

A=(0.,1.)*OM*Z

X=((1.+2.*CS*(1.+A*CE))/((1.+2.*A*CS)*CE))*COS(PHI) +

1*((1.+A*CE)/(A*CE)+2.*A*CS/(1.+2.*A*CS))*SIN(PHI)*(0.,1.)

A1=1./X

A2=S*P1*(1.+L2/(R1*R2*C1)+(0.,1.)*(OM*L2/R2-1.)/(OM*C1*

R1)))/(1.+R1/R2+(0.,1.)*(OM*L2/R2-1.)/(OM*C1*R2))

TR=60.E-9

TL=150.F-9

SPECTP=A1*A2*EXP(-(1.733*TR*FF)**2) *CEXP(-(0.,1.)*OM*TL)

RETURN

END

Optimum I, Optimum II und 2 Werte T_R .

Fig.61 bzw. 62 zeigt für Optimum I und $T_R = 3$ ns das Ausgangssignal U_2 (Fig.55) für einen Gauß'schen Eingangsimpuls bzw. -Stufenpuls U_0 . (Die Anstiegszeit ist absichtlich kürzer gewählt als die der Bandbreite von 40 MHz entsprechenden

$$T_{R40} = \frac{0,34}{40 \cdot 10^6} = 8,5 \text{ ns} \quad (379)$$

damit Verzerrungen stärker hervortreten.)

In Fig. 63 u.64 sind die entsprechenden Ausgangssignale für $T_R = 60$ ns dargestellt. Die Über- bzw. Unterschwinger sind in allen Fällen kleiner als 1 %.

Die Fig.65 u. 66 zeigen, welche Signalverzerrungen entstehen, wenn bei Optimum I und $T_R = 60$ ns anstatt $L_2 = 80,06$ uH fälschlicherweise

$$L_2 = 0$$

gesetzt wird. Der Fehler übersteigt beim Stufenpuls 10 % .

Für Optimum II sind noch die beiden Impulsformen für

$T_R = 3$ ns in den Fig.67 u. 68 und für

$T_R = 60$ ns in den Fig.69 u. 70 gezeigt.

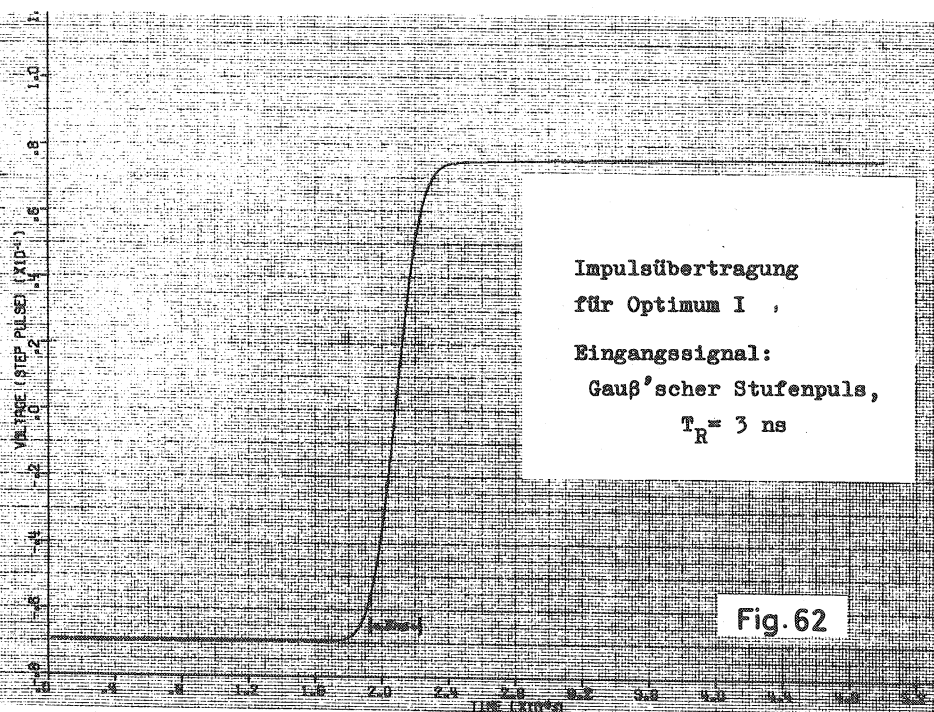
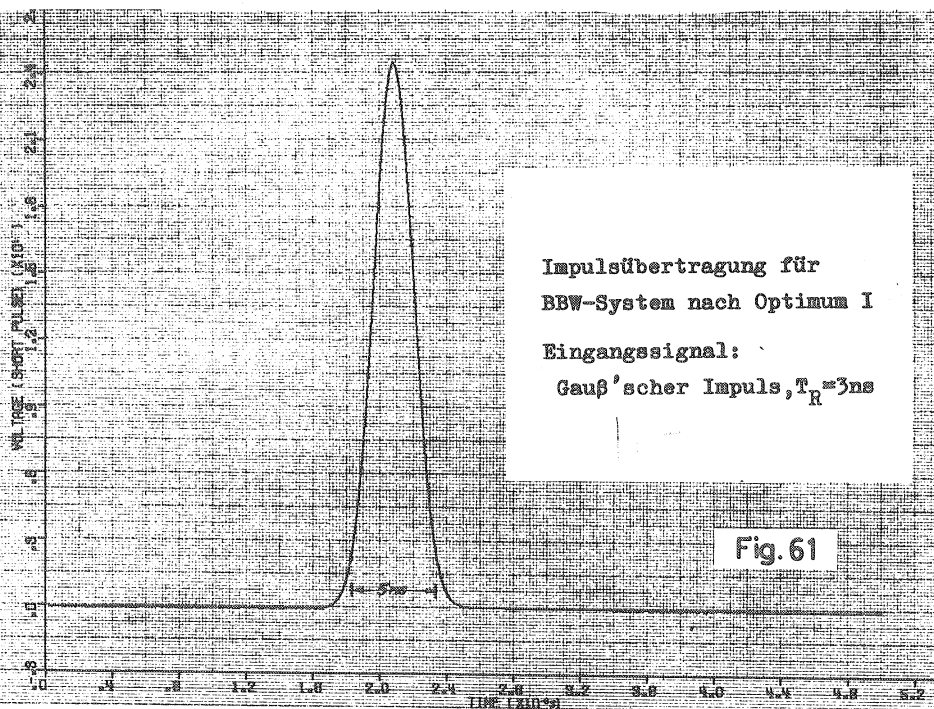
Auch bei Optimum II liegen die Signalverzerrungen bei allen Impulsformen kleiner als 1% .

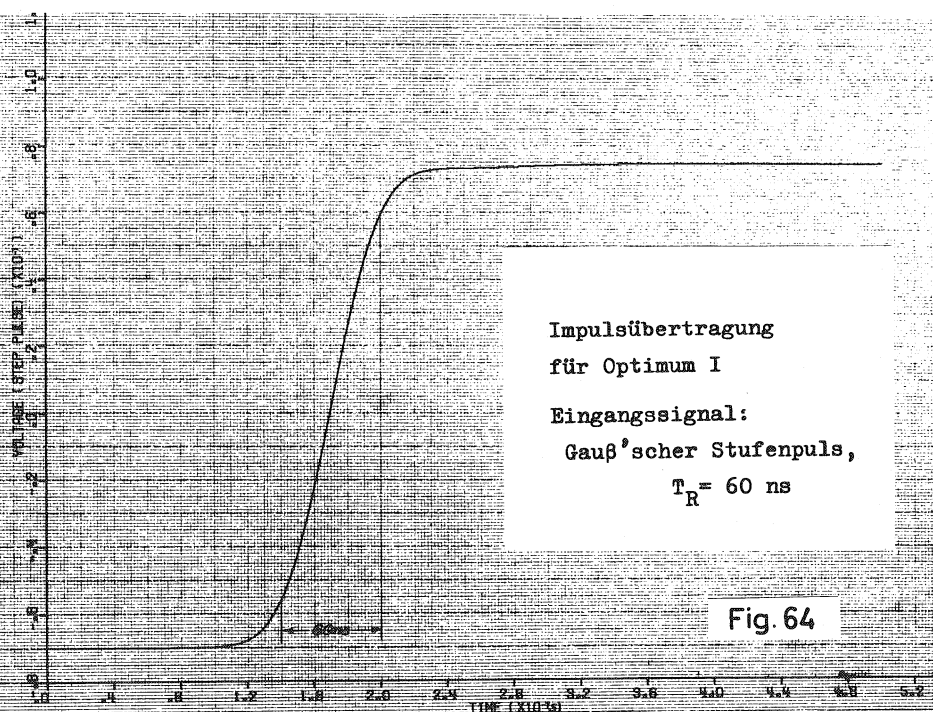
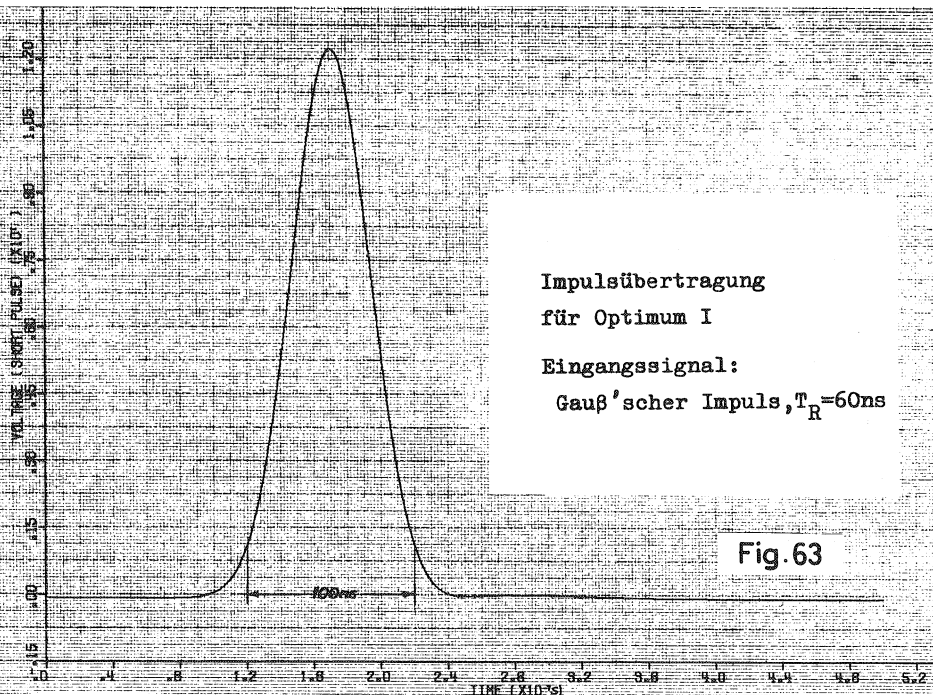
Optimum I gibt jedoch ein geringfügig besseres Ergebnis.

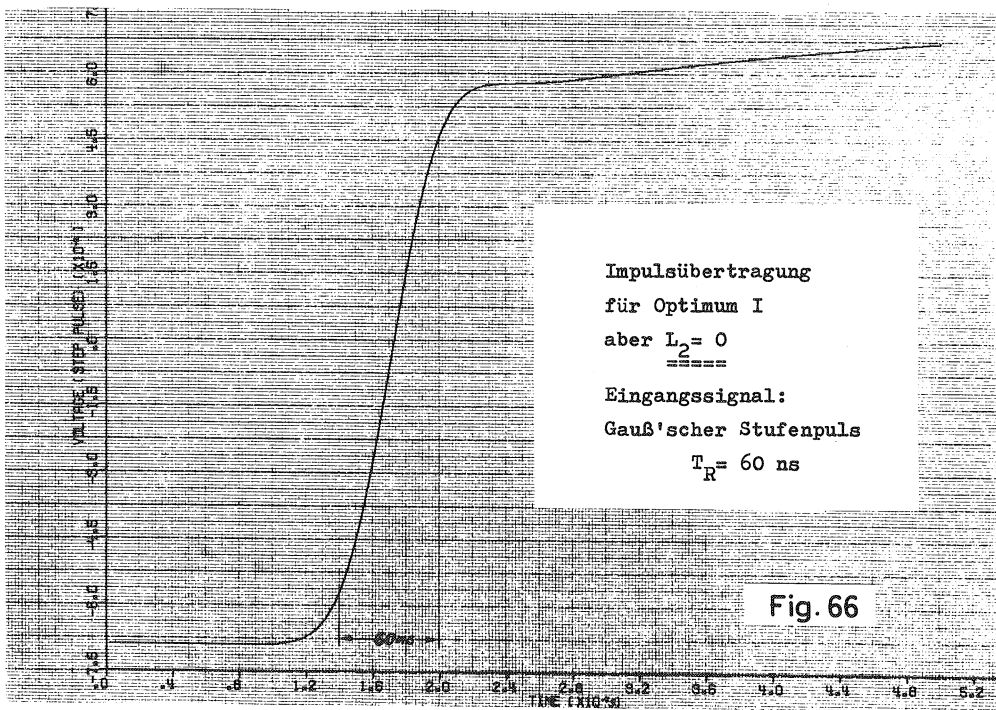
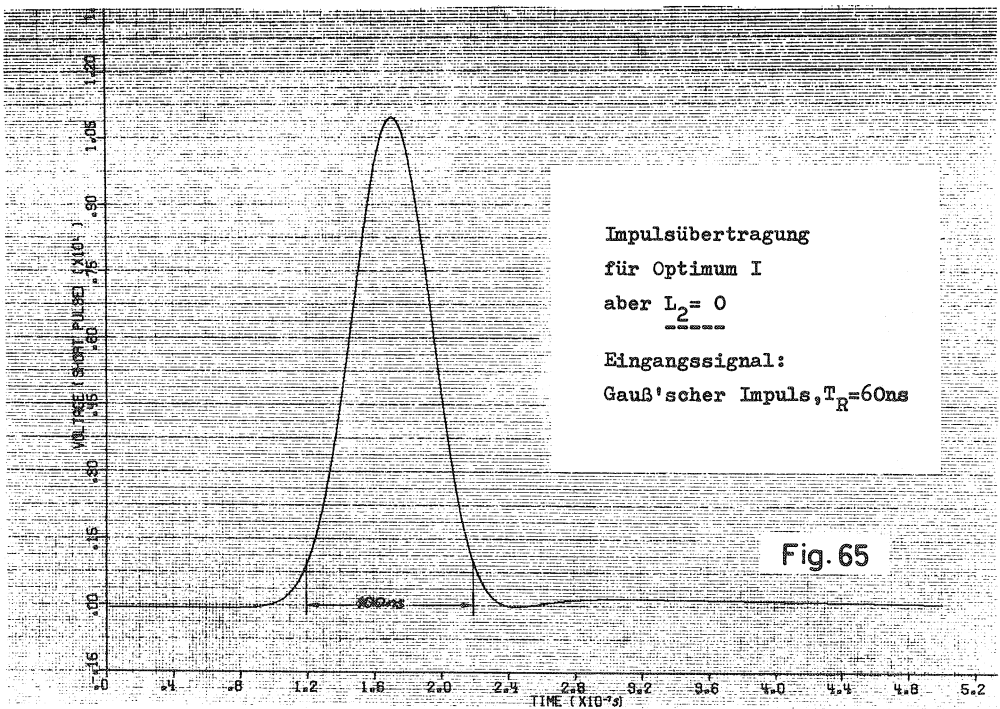
5.5 Erzeugung des Intensitätssignals

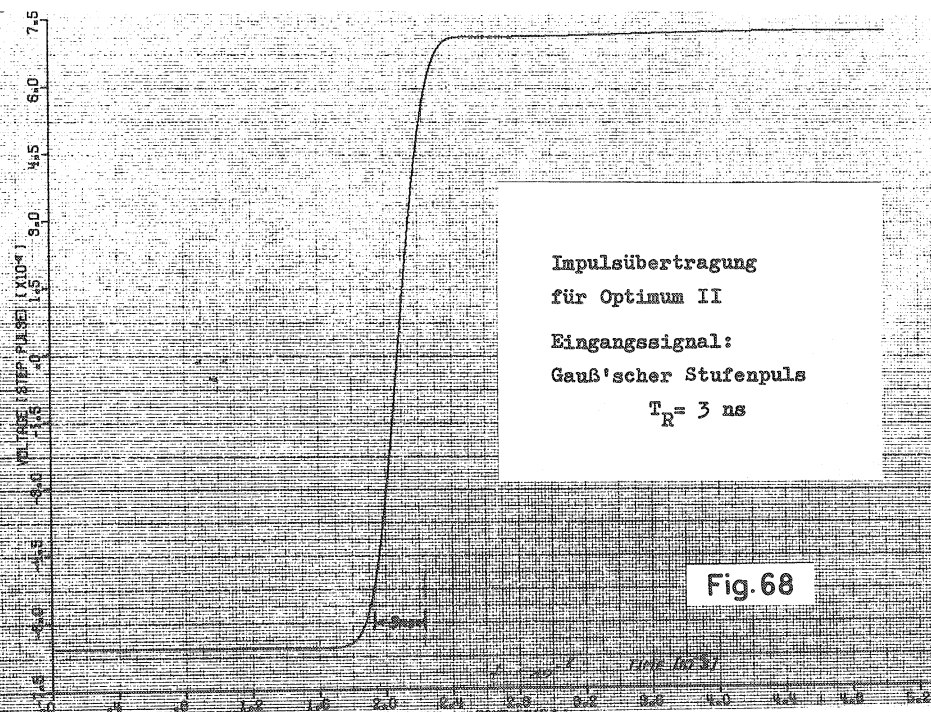
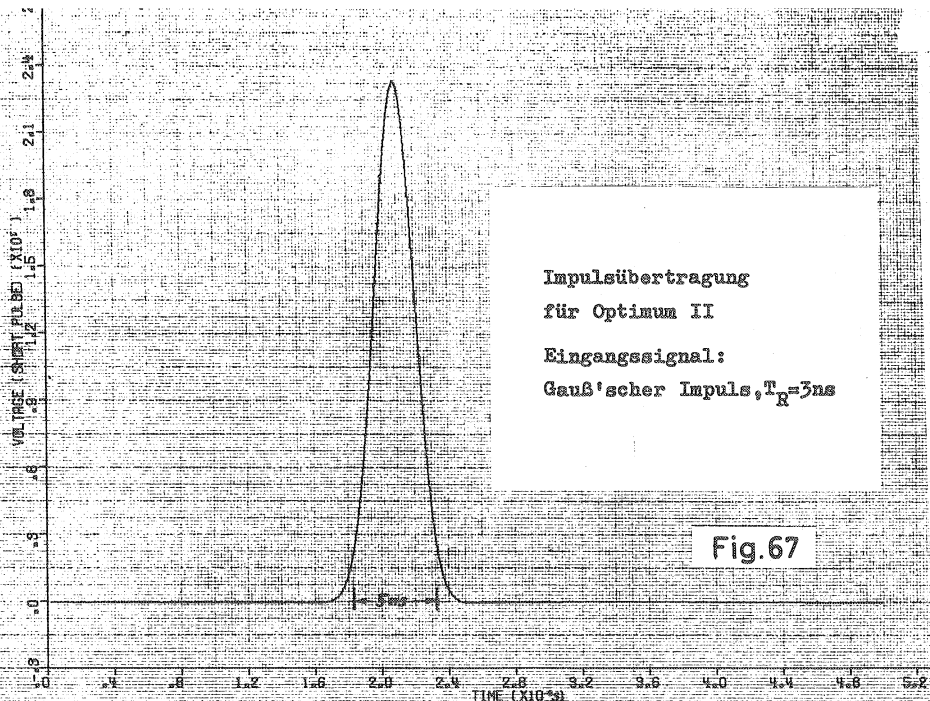
Werden zur Meßwerterfassung die in § III,2 beschriebenen Elektroden verwendet, so muß das Intensitätssignal von den vier Elektrodensignalen abgeleitet werden.

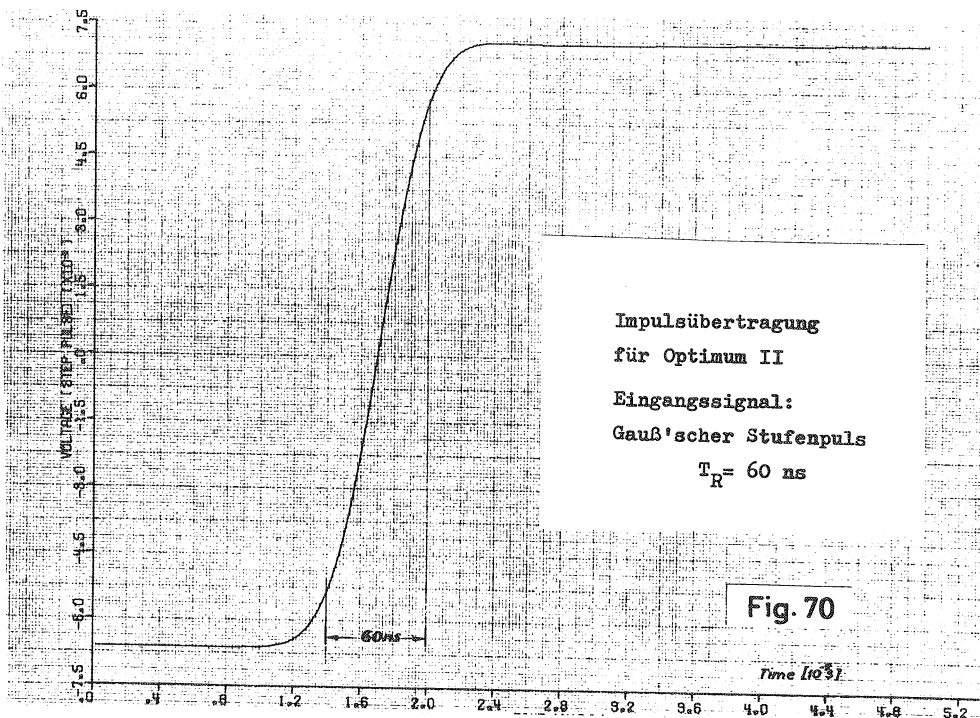
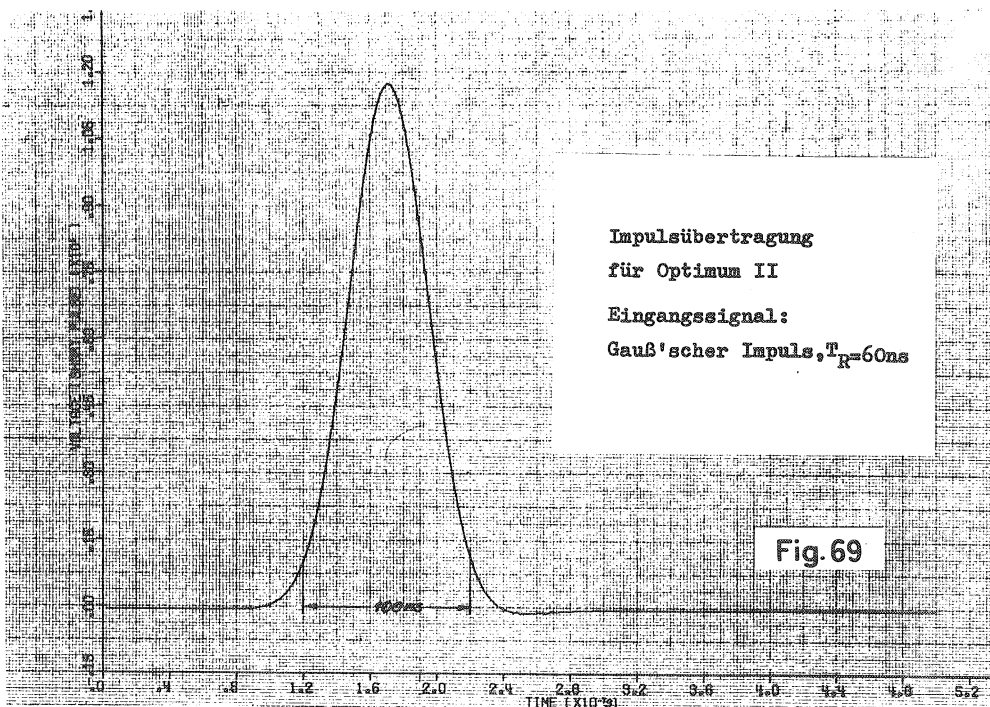
Im Fall der BW-Übertragung erscheint die Summenspannung der Signale V_1 und V_2 bzw. von R_1 und R_2 (Fig.71) an den Symmetriepunkten P_V bzw. P_R der entsprechenden Differenzverstärker.

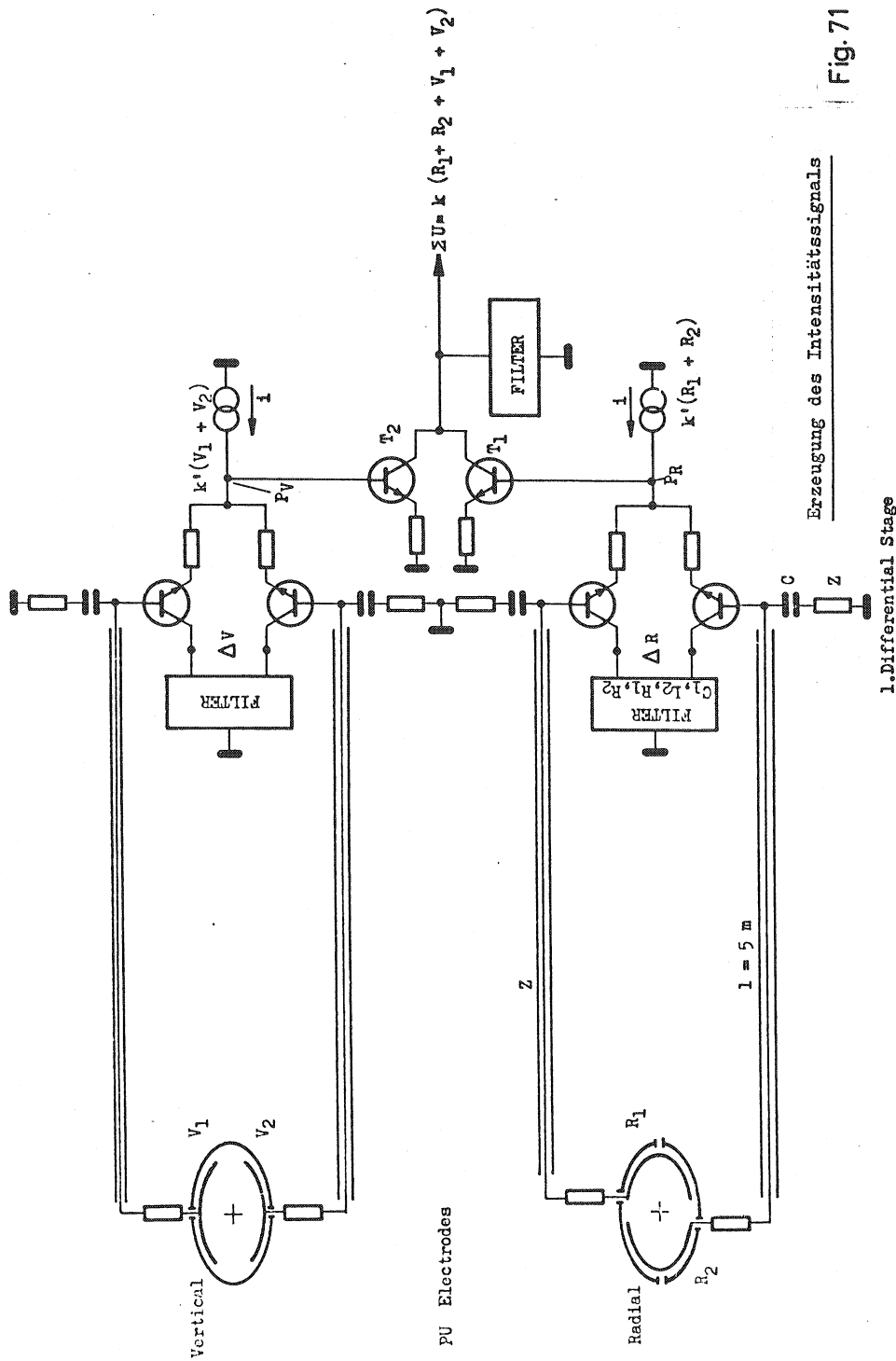












Werden die beiden Teilsummen $k'(V_1 + V_2)$ und $k'(R_1 + R_2)$ in einer anschließenden Summenstufe addiert, so entsteht am Ausgang das Summensignal

$$\Sigma U = k(R_1 + R_2 + V_1 + V_2) . \quad (380)$$

Die Summenstufe benötigt zur Entzerrung ein Filter vom selben Typ wie die der Differenzverstärkerstufen (Fig.55). Da es sich hier jedoch um ein Filter handelt, das unsymmetrisch in Bezug auf die Masse liegt (Fig.71), haben die Filterelemente der Summenstufe folgende Optimalwerte:

$$\left. \begin{array}{l} R_{1s} = \frac{R_1}{2} \quad ; \quad R_{2s} = \frac{R_2}{2} \\ C_{1s} = 2C_1 \quad ; \quad L_{2s} = \frac{L_2}{2} \end{array} \right\} \quad (381)$$

5.6 Dimensionierung des BBW Differenzverstärkers

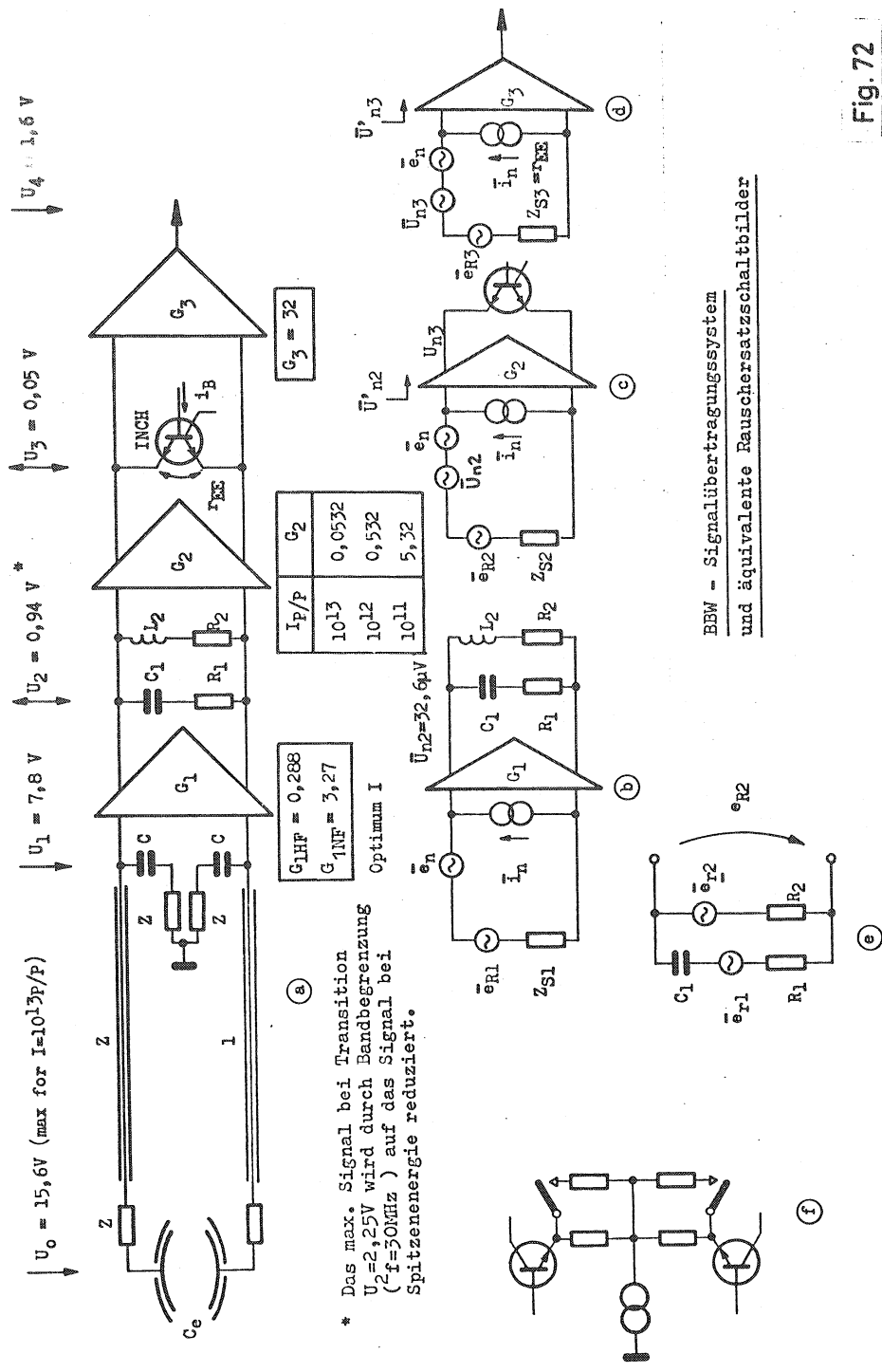
Fig.72 zeigt das BBW Signalübertragungssystem mit dem Entzerrungsfilter am Ausgang von Stufe G_1 , die durch den INCH (integrated chopper) - Transistor regelbare zweite Verstärkerstufe G_2 und die Ausgangsstufe G_3 .

Der Doppелеmittertransistor (INCH) wurde auf Seite 75 beschrieben. Der praktisch ausnützbare Steuerbereich des variablen Widerstandes r_{EE} liegt zwischen 10 und 10^3 Ohm (3N87).

Tabelle 5 zeigt die den Widerständen r_{EE} zugeordneten Protonenstrahlintensitäten I

$I [p/p]$	$r_{EE} [\Omega]$
10^{13}	10
10^{12}	100
10^{11}	1000

Tabelle 5



* Das max. Signal bei Transition $U_0=2,25 \text{ V}$ wird durch Bandbegrenzung ($f=30 \text{ MHz}$) auf das Signal bei Spitzenenergie reduziert.

BBW - Signalübertragungssystem und äquivalente Rauschersatzschaltbilder

Die Verstärkung der 2. Stufe beträgt

$$G_2 = S_2 \cdot r_{EE} \quad (382)$$

worin S_2 die Steilheit dieser Stufe bedeutet.

Um eine Linearität zu erzielen, deren Fehler kleiner 0,5 % ist, darf die Spannung über den Emittlern des INCH Transistors 50 mV nicht übersteigen (experimentell ermittelt). Die Größe der Signale über dem nichtlinearen Element kann verringert werden, wenn die Frequenzbandbegrenzung vor dem Doppелеmittertransistor vorgenommen wird. Eine Begrenzung bei 30 MHz reduziert z.B. die Signalamplitude bei Transition ($\tau_{\min} = 6 \text{ ns}$) auf etwa die Werte bei Spitzenenergie.

Fig.72a gibt die Verstärkungsfaktoren der einzelnen Stufen und die max. Signalspannungen (U_0 bis U_4) an jeder derselben für eine Protonenstrahlintensität $I = 10^{13} \text{ P/P}$. Das max. Signal, das bei Transition und $\Delta x_{\max} = 75 \text{ mm}$ mit $U_0 = 15,6 \text{ V}$ auftritt, wird durch die Stufen G_1 und G_2 und die Bandbegrenzung auf $U_{3\max} = 50 \text{ mV}$ reduziert.

Aus Tabelle 5 ($r_{EE}(I)$) und der Tabelle $G_2(I)$ in Fig.72 folgt für die Steilheit der 2. Stufe aus Gl.(382)

$$S_2 = \frac{G_2(I)}{r_{EE}(I)} = 5,32 \text{ mA/V} . \quad (383)$$

Die dritte Stufe bringt das Signal $U_{3\max}$ mit einem Verstärkungsfaktor

$$G_3 = 32$$

auf die Ausgangsspannung $U_4 = 1,6 \text{ V}$, was mit dem existierenden System kompatibel ist.

Für diesen Verstärker wurde die Bandbreite mit

$$6 \text{ kHz} < f < 30 \text{ MHz}$$

so klein gewählt, wie nach den Anforderungen (§ II,2) eben noch zulässig ist, damit einerseits die Dynamik der Signale und andererseits das Rauschen des Verstärkers verringert wird.

Da die Impulsübertragung für ein Filter nach Optimum I etwas günstiger ist als für Optimum II, wurden die Werte des ersteren gewählt.

5.7 Verstärker- Rauschen

bei frequenzabhängigen Quellen und Verstärkungsfaktoren

5.71 Theoretische Grundlagen

Fig.73 zeigt eine Verstärkerstufe mit den äquivalenten Rauschquellen.

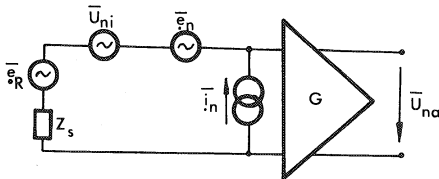


Fig. 73

Darin sind

- $\bar{e}_n$ die auf den Eingang bezogene Rauschspannungsquelle der Differenzverstärkerstufe, wenn der Eingang kurzgeschlossen ist,
- $\bar{i}_n$ die auf den Eingang bezogene Rauschstromquelle der Stufe, wenn der Eingang offen ist,
- $\bar{e}_R$ die Rauschspannung des am Eingang liegenden ohm'schen Widerstandes (außerhalb des Verstärkers),
- $\bar{U}_{ni}$ das Ausgangsrauschen der vorangehenden Verstärkerstufe,
- Z_s die Quellenimpedanz.

Die ersten 3 Größen sind mittlere Effektivwerte pro $\sqrt{\text{Hz}}$.

(Diese Werte sind zur Unterscheidung von den über der Frequenz integrierten mit einem Punkt gekennzeichnet (spot noise).)

Der Mittelwert der quadratischen Ausgangsrauschspannung beträgt dann unter Berücksichtigung der Verstärkung G und der Bandbreite Δf

$$\bar{U}_{na}^2 = ((\bar{e}_n^2 + \bar{i}_n^2 Z_s^2 + \bar{e}_R^2) \Delta f + \bar{U}_{ni}^2) G^2 \quad (384)$$

Gl.(384) gilt jedoch nur für den Fall, daß alle Rauschquellen und der Verstärkungsfaktor unabhängig von der Frequenz sind.

Im allgemeinen Fall, d.h. bei Frequenzabhängigkeit der genannten Größen, muß die quadratische Ausgangsrauschspannung durch Integration wie folgt bestimmt werden

$$\bar{U}_{na}^2 = \int_{f_{min}}^{f_{max}} \bar{e}_n^2(f) G^2(f) df + \int_{f_{min}}^{f_{max}} \bar{i}_n^2(f) |Z_s(f)|^2 G^2(f) df + \int_{f_{min}}^{f_{max}} \bar{e}_R^2(f) G^2(f) df + \int_{f_{min}}^{f_{max}} \bar{U}_{ni}^2 G^2(f) df \quad (385)$$

5.72 Berechnung der Ausgangsrauschspannung des dimensionierten BBW Verstärkers

In Fig.72b,c und d sind die Ersatzbilder mit den äquivalenten Rauschquellen für jede der 3 Verstärkerstufen gegeben.

1.Stufe (Fig.72b)

Da es sich um eine frequenzabhängige Quelle und Verstärkung handelt, muß Gl.(385) angewandt werden (mit $U_{ni} = 0$).

Die Verstärkung G_1 ist für den Frequenzbereich

$$6 \text{ kHz} = f_0 < f < f_1 = 0,58 \text{ MHz} \quad (\text{s.Gl.}(363))$$

konstant

$$G_1 = G_{1NF} = S R_2 = 2 \cdot 10^{-3} \cdot 1635 = 3,27 \quad (\text{Opt.I}). \quad (386)$$

Oberhalb der Frequenz f_1 kann die Verstärkung angenähert folgendermaßen beschrieben werden (Fig.56)

$$G_{1MF} = \frac{G_{1NF} \cdot f_1}{f} = \frac{3,27 \cdot 0,58 \cdot 10^6}{f}$$

$$G_{1MF} = \frac{1,895 \cdot 10^6}{f} \quad (387)$$

Diese Verstärkung gilt für

$$0,58 \text{ MHz} = f_1 < f < f_2 = 6,6 \text{ MHz} \quad (\text{s.Gl.}(365)).$$

Oberhalb der Frequenz f_2 beträgt die Verstärkung

$$G_1 = G_{1HF} = S R_1 = 2 \cdot 10^{-3} \cdot 143,8 = 0,288 \quad (388)$$

Da der Frequenzbereich in 3 Teile zerlegt wurde, entstehen für jedes Integral der Gl.(385) drei Teilintegrale. Die quadratische Ausgangsspannung der 1. Stufe lautet somit:

$$\begin{aligned} \bar{U}_{n2}^2 = & \overbrace{\int_{f_0}^{f_1} \bar{e}_{nNF}^2 G_{INF}^2 df}^{J_1} + \overbrace{\int_{f_1}^{f_2} \bar{e}_{nMF}^2 G_{IMF}^2 df}^{J_2} + \overbrace{\int_{f_2}^{f_3} \bar{e}_{nHF}^2 G_{IHF}^2 df}^{J_3} \\ & + \overbrace{\int_{f_0}^{f_1} \bar{i}_{nNF}^2 |Z_{SINF}|^2 G_{INF}^2 df}^{J_4} + \overbrace{\int_{f_1}^{f_2} \bar{i}_{nMF}^2 |Z_{SINF}|^2 G_{IMF}^2 df}^{J_5} + \overbrace{\int_{f_2}^{f_3} \bar{i}_{nHF}^2 |Z_{SINF}|^2 G_{IHF}^2 df}^{J_6} \\ & + \overbrace{\int_{f_0}^{f_1} \bar{e}_{R1NF}^2 G_{INF}^2 df}^{J_7} + \overbrace{\int_{f_1}^{f_2} \bar{e}_{R1MF}^2 G_{IMF}^2 df}^{J_8} + \overbrace{\int_{f_2}^{f_3} \bar{e}_{R1HF}^2 G_{IHF}^2 df}^{J_9} . \quad (389) \end{aligned}$$

Die frequenzabhängigen, äquivalenten Eingangsrauschquellen $\bar{e}_n$ und $\bar{i}_n$ wurden durch Messungen an einer Differenzverstärkerstufe (Transistoren: BFY 90) mit kurzgeschlossenem bzw. offenem Eingang bestimmt. Das Resultat ist in Tabelle 6 gegeben. (Die Effektivwerte wurden aus den Spitzenwerten durch Division mit dem Faktor 3,5 gewonnen.)

Δf	$\bar{e}_{nss}$	$\bar{e}_n$	$\bar{i}_{nss}$	$\bar{i}_n$	$\bar{e}_n^2$	$\bar{i}_n^2$
MHz	μV	μV	nA	nA	V^2_s	A^2_s
0,006 - 0,5	30	8,56	3	0,86	$148 \cdot 10^{-18}$	$1,48 \cdot 10^{-24}$
0,5 - 30	53	15,1	5,2	1,48	$7,61 \cdot 10^{-18}$	$7,4 \cdot 10^{-26}$
0.006 - 30	70	20	6	1,71		

Tabelle 6

Mit diesen Werten und den weiteren angenäherten Annahmen

$$\bar{e}_{R1NF}^2 \approx \bar{e}_{R1MF}^2 \approx 4 k T 2 Z = 40,4 \cdot 10^{-19} [V^2 s] , \quad (390)$$

$$\bar{e}_{R1HF}^2 = 4 k T Z = 20,2 \cdot 10^{-19} [V^2 s] , \quad (391)$$

$$(Z = 125 \text{ Ohm}, k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/o}, T = 293^\circ)$$

$$|Z_{S1NF}| = \frac{1}{\pi f (C + C_k + C_e)} , \quad (392)$$

$$Z_{S1MF} = 2 Z$$

und $Z_{S1HF} = Z$ (393)

$$(C = 2 \text{ nF}, C_k = 175 \text{ pF}, C_e = 100 \text{ pF}, Z = 125 \text{ Ohm})$$

können die 9 Integrale der Gl.(389) berechnet werden :

$$J_1 = \int_{f_0}^{f_1} \bar{e}_{nNF}^2 G_{1NF}^2 df = 148 \cdot 10^{-18} \cdot 3,27^2 \cdot 0,58 \cdot 10^6$$

$$\underline{J_1 = 906 \cdot 10^{-12} [V^2]} \quad (394)$$

$$J_2 = \int_{f_1}^{f_2} \bar{e}_{nHF}^2 \cdot \frac{1,895^2 \cdot 10^{12}}{f^2} df = 7,61 \cdot 10^{-18} \cdot 1,895^2 \cdot 10^{-12} \left(-\frac{1}{f} \right) \Big|_{0,58 \cdot 10^6}^{4,6 \cdot 10^6}$$

$$\underline{J_2 = 42,8 \cdot 10^{-12} [V^2]} \quad (395)$$

$$J_3 = \int_{f_2}^{f_3} \bar{e}_{nHF}^2 G_{1HF}^2 df = 7,61 \cdot 10^{-18} \cdot 0,288^2 (30 - 6,6) \cdot 10^6$$

$$\underline{J_3 = 14,7 \cdot 10^{-12} [V^2]} \quad (396)$$

$$J_4 = \int_{f_0}^{f_1} \bar{L}_{MHF}^{-2} \frac{G_{INF}^2 df}{\pi^2 (C + C_k + C_e)^2} = \frac{1,48 \cdot 10^{-24} \cdot 3,27^2}{\pi^2 (2,275 \cdot 10^{-9})^2} \left(-\frac{1}{f} \right) \Big|_{6 \cdot 10^3}^{0,58 \cdot 10^6}$$

$$\underline{J_4 = 51 \cdot 10^{-12} [V^2]} \quad (397)$$

$$J_5 = \int_{f_1}^{f_2} \bar{L}_{MHF}^{-2} |Z_{SIMF}|^2 G_{IMF}^2 df = 7,4 \cdot 10^{-26} \cdot 250^2 \cdot 1,895^2 \cdot 10^{12} \left(-\frac{1}{f} \right) \Big|_{0,58 \cdot 10^6}^{6,6 \cdot 10^6}$$

$$\underline{J_5 = 0,026 \cdot 10^{-12} [V^2]} \quad (398)$$

$$J_6 = \int_{f_2}^{f_3} \bar{L}_{MHF}^{-2} |Z_{SIMF}|^2 G_{IMF}^2 df = 7,4 \cdot 10^{-26} \cdot 125^2 \cdot 0,288^2 (30 - 6,6) \cdot 10^6$$

$$\underline{J_6 = 0,00224 \cdot 10^{-12} [V^2]} \quad (399)$$

$$J_7 = \int_{f_0}^{f_1} \bar{C}_{RMF}^{-2} G_{INF}^2 df = 40,4 \cdot 10^{-19} \cdot 3,27^2 \cdot 0,58 \cdot 10^6$$

$$\underline{J_7 = 24,7 \cdot 10^{-12} [V^2]} \quad (400)$$

$$J_8 = \int_{f_1}^{f_2} \bar{C}_{RMF}^{-2} G_{IMF}^2 df = 40,4 \cdot 10^{-19} \cdot 1,895^2 \cdot 10^{-12} \left(-\frac{1}{f} \right) \Big|_{0,58 \cdot 10^6}^{6,6 \cdot 10^6}$$

$$\underline{J_8 = 22,8 \cdot 10^{-12} [V^2]} \quad (401)$$

$$J_9 = \int_{f_2}^{f_3} \bar{C}_{RMF}^{-2} G_{IMF}^2 df = 20,2 \cdot 10^{-19} \cdot 0,288^2 \cdot 23,4 \cdot 10^6$$

$$\underline{J_9 = 3,93 \cdot 10^{-12} [V^2]} \quad (402)$$

Mit diesen Werten ergibt sich

$$\bar{U}_{n2}^2 = \sum_{v=1}^9 J_v = 1065,9 \cdot 10^{-12} [V^2] \quad (403)$$

und daraus die Ausgangsrauschspannung der 1. Stufe

$$\underline{U_{n2} = 32,6 [\mu V]} \quad (\text{mittlerer Effektivwert}). \quad (404)$$

2. Stufe (Fig.72c)

Hier wird zuerst die Rauschspannung e_{R2} berechnet. Fig.72e zeigt das Ersatzbild mit den Rauschquellen

$$\begin{aligned} \bar{e}_{r1} &= \sqrt{4kTR_1} \\ \bar{e}_{r2} &= \sqrt{4kTR_2} \end{aligned} \quad (405)$$

Wird L_2 vernachlässigt (was ein größeres Ausgangsrauschen verursacht), so ergibt sich die Summenrauschspannung

$$\bar{e}_{R2s} = \frac{\bar{e}_{r1}R_2 + \bar{e}_{r2}(R_1 + \frac{1}{pC_1})}{R_1 + R_2 + \frac{1}{pC_1}} \quad (406)$$

wie direkt aus Fig.72e abgelesen werden kann. Gl.406 gibt umgeformt

$$\bar{e}_{R2s} = \frac{\bar{e}_{r2} + pC_1(\bar{e}_{r1}R_2 + \bar{e}_{r2}R_1)}{1 + pC_1(R_1 + R_2)} \quad (407)$$

Der Betrag dieser Spannung lautet

$$|\bar{e}_{R2s}| = \frac{\sqrt{\bar{e}_{r2}^2 + \omega^2 C_1^2 (\bar{e}_{r1}^2 R_2^2 + 2\bar{e}_{r1}\bar{e}_{r2}R_1R_2 + \bar{e}_{r2}^2 R_1^2)}}{\sqrt{1 + \omega^2 C_1^2 (R_1 + R_2)^2}} \quad (408)$$

und mit Gl.(405) die quadratische Rauschspannung nach Umformung

$$|e_{R2s}|^2 = \frac{4kTR_2(1 + (2\pi C_1 \sqrt{R_1}(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}))^2 f^2)}{1 + (2\pi C_1(R_1 + R_2))^2 f^2} \quad (409)$$

Die gesuchte, quadratische Rauschspannung über dem Frequenzbereich

$$f_0 < f < f_3$$

ist dann

$$\bar{e}_{R2}^2 = \int_{f_0=6\text{kHz}}^{f_3=30\text{MHz}} |\bar{e}_{R2s}|^2 df$$

oder

(410)

$$\bar{e}_{R2}^2 = \int_{f_0}^{f_3} \frac{4kTR_2 df}{1 + (2\pi C_1(R_1 + R_2))^2 f^2} + \int_{f_0}^{f_3} \frac{16\pi^2 \sqrt{R_1 R_2} (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}) kT f^2 df}{1 + (2\pi C_1(R_1 + R_2))^2 f^2}$$

und mit Ref. 8)

$$\begin{aligned} \bar{e}_{R2}^2 = & \frac{2kTR_2}{\pi C_1(R_1 + R_2)} \arctg 2\pi C_1(R_1 + R_2)f \Big|_{6\text{kHz}}^{30\text{MHz}} + \\ & + \frac{4kTR_1 R_2 (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2})}{(R_1 + R_2)^2} \left(f - \frac{\arctg 2\pi C_1(R_1 + R_2)f}{2\pi C_1(R_1 + R_2)} \right) \Big|_{6\text{kHz}}^{30\text{MHz}} \end{aligned} \quad (411)$$

worin $C_1=169,2$ pF, $R_1=143,7$ Ohm und $R_2=1635,2$ Ohm ist.

Damit folgt

$$\bar{e}_{R2}^2 = 22 \cdot 10^{-12} + 107 \cdot 10^{-12} = 129 \cdot 10^{-12} [V^2] \quad (412)$$

Dies ergibt einen äquivalenten, mittleren Effektivwert

$$\bar{e}_{R2} = 11,3 [\mu V] \quad (413)$$

Die Ausgangsrauschspannung der 2. Stufe wird damit

$$\bar{u}_{n3} = G_2 \sqrt{\bar{e}_n^2 + \bar{i}_n^2 Z_s^2 + \bar{e}_{R2}^2 + \bar{u}_{n2}^2} \quad (414)$$

Die Spannung $\bar{e}_n$ liegt als Meßwert in Tabelle 6 vor. Der 2. Ausdruck unter der Wurzel kann gegenüber den anderen Größen vernachlässigt werden. Dann folgt

$$u_{n3} = G_2 \sqrt{20^2 + 11.3^2 + 32.6^2} [\mu V]$$

$$\underline{u_{n3} = 40 G_2 [\mu V]} \quad (415)$$

Die variable Verstärkung G_2 ist in der Tabelle von Fig.72a gegeben.

3. Stufe

Das Ausgangsrauschen der dritten Stufe gibt nach Gl.(384) unter Vernachlässigung von $i_n^2 Z_s^2$

$$U_{n4} = G_3 \sqrt{\bar{e}_n^2 + \bar{e}_{R3}^2 + \bar{U}_{n3}^2} \quad (416)$$

Darin ist

$$\begin{aligned} \bar{e}_{R3}^2 &= 4kT \Delta f r_{EE} = 4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cdot 30 \cdot 10^6 r_{EE} \\ \bar{e}_{R3}^2 &= 0,485 \cdot 10^{-12} r_{EE} \end{aligned} \quad (417)$$

Aus Gl.(416) folgt mit den Gl.(415), (417) und $G_3=32$

$$U_{n4} = 32 \sqrt{20^2 + 0,485 r_{EE} + 40^2 G_2^2} \quad (418)$$

und mit den Gl.(382) u.(383)

$$U_{n4} = 32 \sqrt{400 + 91 G_2 + 1600 G_2^2} \quad (419)$$

Die Ausgangsrauschspannung der letzten Stufe ist als Funktion der Protonenintensität I bzw. r_{EE} oder G_2 in Tabelle 7 dargestellt. (Der Spitzenwert des Ausgangsrauschens wurde wieder mit

$$\bar{U}_{n4ss} = 3,5 \cdot \bar{U}_{n4} \quad (420)$$

berechnet.)

I	r_{EE}	G_2	$\bar{U}_{n3}$	$\bar{U}_{n4}$	$\bar{U}_{n4ss}$
P/P	Ohm	/	μV	μV	mV
10^{-13}	10	0,0532	2,13	646	2,26
10^{-12}	100	0,532	21,3	960	3,36
10^{-11}	1000	5,32	213	6850	24
10^{-10}	10000	53,2	2130	68200	239

Tabelle 7

5.8 Auflösung

5.81 Bei hohen Strahlenergieen ($E > 3 \text{ GeV}$)

Die Auflösung der horizontalen Strahllage ergibt sich, wenn ein Signal/Rauschverhältnis gleich 1 zu Grunde gelegt wird, aus

$$\vartheta_x = \frac{U_{n4ss} \cdot \Delta x_{max}}{U_{4max}} = \frac{U_{n4ss}[V] \cdot 75[mm]}{1,6[V]} \quad (421)$$

$$\begin{array}{cc} \vartheta_x = 46,9 U_{n4ss} & (422) \\ [mm] & [V] \end{array}$$

Gleichung (422) wurde für 4 Werte der Strahlintensität I bei Spitzenenergie in Tabelle 8 berechnet.

I	U_{n4ss}	ϑ_x
P/P	mV	mm
10^{13}	2,26	0,106
10^{12}	3,36	0,157
10^{11}	24	1,12
10^{10}	239	11,2

Tabelle 8

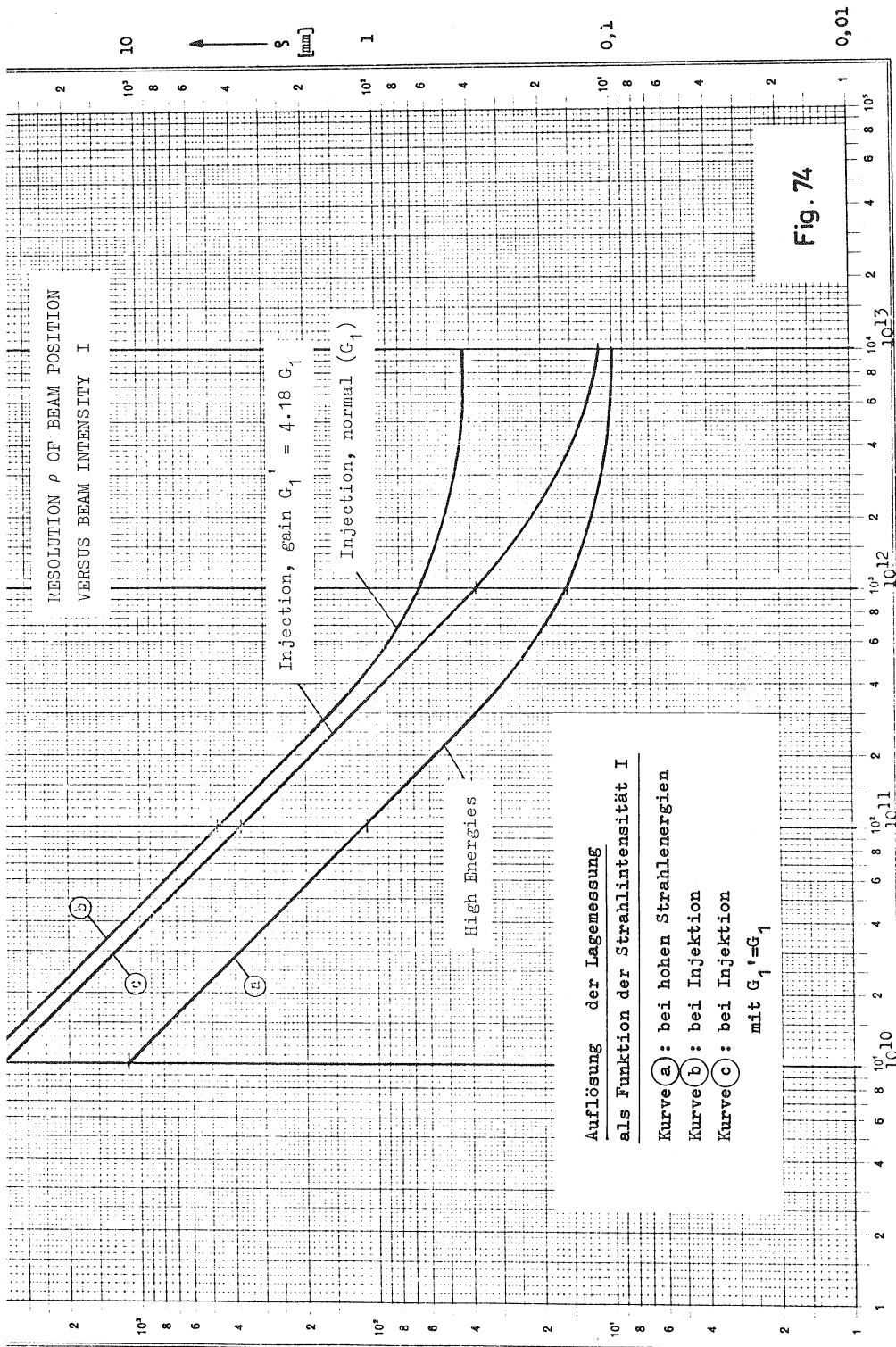
Fig.74 Kurve a zeigt die Intensitätsabhängigkeit der Auflösung bei hohen Energien graphisch dargestellt. Bei $I = 10^{12}$ Prot./Puls liegt die Auflösung des BBW Übertragungssystems mit

$$\vartheta_x = 0,157 \text{ mm} \quad (423)$$

unter dem geforderten Wert von 0,2 mm.

Die vertikale Auflösung beträgt mit $y_{max} = 35 \text{ mm}$ (424)

$$\begin{array}{cc} \vartheta_y = 46,9 \cdot \frac{35}{75} \cdot U_{n4ss} = 21,9 U_{n4ss} & (425) \\ [mm] & [V] \end{array}$$



5.82 Auflösung bei niederen Strahlenergieen ($50\text{MeV} < E < 3\text{GeV}$)

Wie aus Tabelle 1 hervorgeht, sind die Signale bei Injektion um den Faktor

$$K = 4,18$$

kleiner als bei hohen Protonenenergieen. Dies würde eine Auflösung ergeben, die um den selben Faktor schlechter wäre, wie Kurve b in Fig.74 zeigt. Eine Vergrößerung der Verstärkung G_2 durch Erhöhung des Doppелеmitterwiderstandes r_{EE} würde nach Gl.(417) auch das Rauschen vergrößern.

Eine bessere Lösung besteht darin, die Verstärkung G_1 bzw. S_1 der ersten Differenzverstärkerstufe um den Faktor K zu vergrößern, d.h.

$$S_1' = K S_1$$

Fig.72e zeigt wie das mit 2 Relaiskontakten praktisch ausgeführt werden kann.

Das Ausgangsrauschen der 1. Stufe beträgt dann

$$\bar{U}_{n2}' = K \bar{U}_{n2}$$

$$U_{n2}' = 4,18 \cdot 32,6 = 136 [\mu V] \quad (426)$$

und das der 2. Stufe nach Gl.(414)

$$\bar{U}_{n3}' = G_2 \sqrt{20^2 + 11,3^2 + 136^2}$$

$$\bar{U}_{n3}' = G_2 \cdot 138 [\mu V] \quad (427)$$

Das Ausgangsrauschen der 3. Stufe ergibt sich dann aus den Gl.(416), (417) u. (419) wenn U_{n3} durch U_{n3}' ersetzt wird

$$\bar{U}_{n4}' = 32 \sqrt{400 + 91 G_2 + 138^2 G_2^2} \quad (428)$$

Tabelle 9 gibt die Rauschspannungen und die Auflösung nach Gl.(422) für 4 verschiedene Werte der Strahlintensität I bzw. der Verstärkung G_2 .

I	G ₂	U _{n2} '	U _{n3} '	U _{n4} '	U _{n4ss} '	S _x '
P/P	/	µV	µV	µV	mV	mm
10 ¹³	0,0532	136	7,25	684	2,39	0,11
10 ¹²	0,532	136	72,5	2340	8,19	0,384
10 ¹¹	5,32	136	725	23200	81,1	3,81
10 ¹⁰	53,2	136	7250	232000	811	38,1

Tabelle 9

Die Auflösung S_x' ist ebenfalls in Fig.74 als Funktion der Intensität I eingetragen (Kurve c).

Bei Injektion kann die Auflösung durch die Verstärkungsumschaltung der 1. Stufe um die Faktoren

$$V_{12} = 1,7 \quad \text{für } 10^{12} \text{ Prot./Puls und}$$

$$V_{13} = 4 \quad \text{für } 10^{13} \text{ Prot./Puls}$$

verbessert werden.

Der lineare Teil der Kurven in Fig.74 bei niederen Intensitäten ist hauptsächlich durch das Signal/Rauschverhältnis der 1. Stufe gegeben. Bei höheren Intensitäten (d.h. kleinerem r_{EE}) sind die Rauschquellen der 2. und 3. Stufe mitbeteiligt, was schließlich trotz Intensitätserhöhung zu keiner weiteren Verbesserung der Auflösung führt. Diese Begrenzung ist jedoch nicht auf die BBW-Übertragungsmethode zurückzuführen, sondern auf den Komfort der Verstärkungsregelung zwischen der 2. und 3. Stufe.

Justierung und Eichung

In diesem Kapitel wird das Ausrichten und Kalibrieren der vierzig z.Z. verwendeten Positionsmeßstationen mit ihrem Übertragungssystem nach § IV,4 beschrieben. Es kann in diesem Rahmen jedoch nur auf das Prinzip eingegangen werden.

1. Justierung der Elektroden auf ihrem Träger

Zuerst werden die elektrischen Achsen der Elektroden auf einer Vorrichtung so ausgerichtet, daß der Achsenschnittpunkt einen definierten Abstand d_r von der Referenzfläche hat (Fig.75).

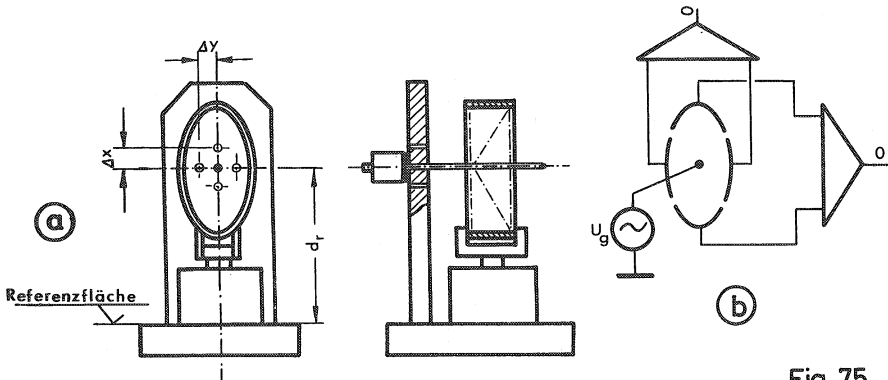


Fig.75

Dazu werden die Elektroden solange verschoben bis das auf einem dünnen Metallstab eingespeiste Wechselspannungssignal U_g auf den Elektroden die Differenzspannungen

$$\Delta U_r = \Delta U_v = 0$$

hervorrufen (Fig.75b). Durch Versetzen des Stabes um Δx bzw.

Δy und Kontrolle der Differenzspannungen, kann auch die große Achse der Ellipse im rechten Winkel zur Referenzfläche eingestellt werden.

Werden hierzu Differenzverstärker mit hoher Inphasensignalunterdrückung (bei der Meßfrequenz >70 db) verwendet, so kann die Ellipse auf einige hundertstel Millimeter genau ausgerichtet werden. Nach der Justierung werden die Elektroden durch Schrauben fixiert.

2. Kapazitive Sonden zur Strahlsimulation

Damit das Übertragungssystem ohne Protonenstrahl geeicht werden kann, sind an jeder Elektrode (außerhalb der Vakuumdurchführung (Fig.31a)) kleine Trimmerkondensatoren C_k vorgesehen, über die ein Testsignal eingespeist werden kann.

Fig.76 zeigt wie diese Kondensatoren mit einer Nullmethode eingestellt werden. Von einem Signalgenerator werden zwei gegen-

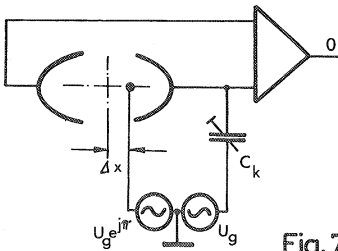


Fig. 76

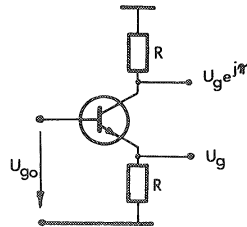


Fig. 77

phasige Spannungen

$$U_g \text{ und } U_g e^{j\omega t}$$

abgeleitet (Fig.77). Das Signal $U_g e^{j\omega t}$ wird mit dem Strahlsimulierstab (§ 1) verbunden. Die Spannung U_g wird an C_k gelegt. Das vom Stab auf den Elektroden erzeugte Differenzsignal kann durch die gegenphasige Spannung über C_k kompensiert werden. Nach dem Nullabgleich entspricht ein über C_k eingespeistes Signal demjenigen eines Strahles in der Position Δx .

Auf Grund der Ellipsenform sind die Werte von C_k bei den Horizontal- und Vertikalelektroden unterschiedlich ($\Delta x = \Delta y$ vorausgesetzt). Die größere, vertikale Koppelkapazität beträgt jedoch nur etwa 2 % der Elektrodenkapazität C_e .

Figur 78 zeigt wie mit Hilfe dieser Koppelkapazitäten C_k , Relaiskontakten (a und b) und einem eingespeistes Testsignal die Meßstationen überprüft werden können. Bei Erregung des Relais B wird z.B. ein Strahl in der Position $\Delta x = \Delta y$ simuliert. Die Balance des Systems kann bei Erregung von Relais A und B kontrolliert werden.

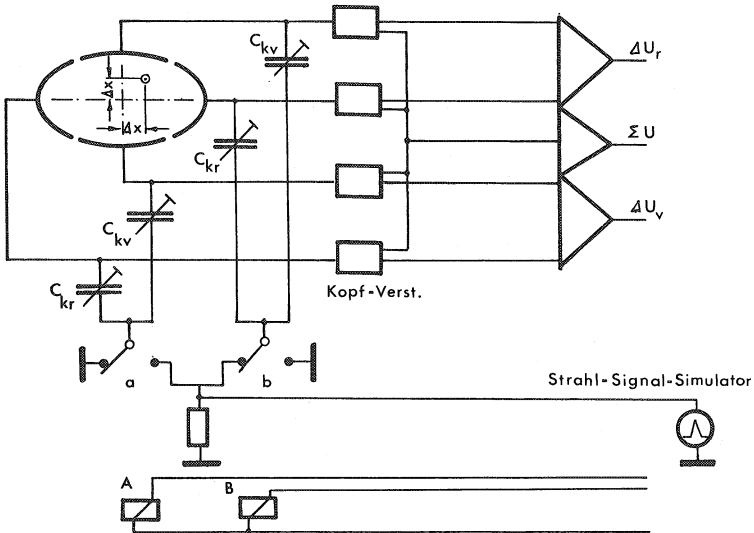


Fig.78

3. Strahl - Signal - Simulator

Da das Übertragungssystem Impulse stark unterschiedlicher Form übertragen muß und es bei einer Meßgenauigkeit von 0,1 mm breitbandig auf etwa 1 % ankommt, wurde ein Signalgenerator ⁹⁾ entwickelt, der Signale liefert, die den vom Strahl influenzierten sehr ähnlich sind.

Fig. 79 zeigt Photos mit den bei 4 verschiedenen Strahlenergieen simulierten Signalen.

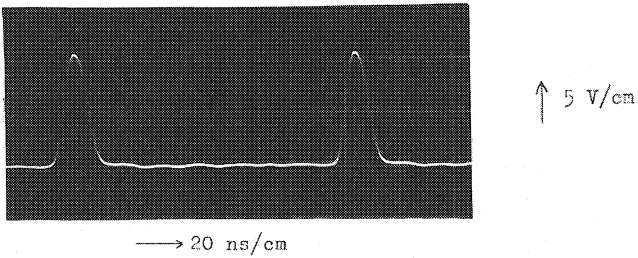
Werden die Signale mit der gewählten Impulsform am Testkanal (Fig.78) eingespeist, so kann das System bei der entsprechenden Strahlenergie sehr genau getestet werden.

4. Optische Justierung der Meßstationen im Beschleuniger

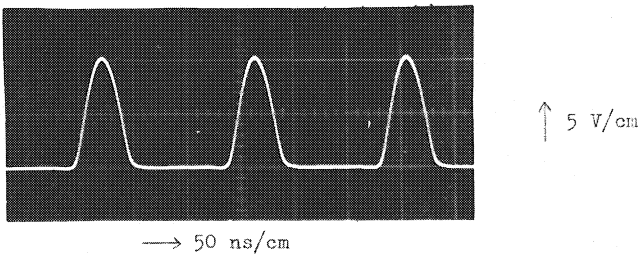
Die Vermessung der Stationen in Bezug auf die theoretische Flugbahn geschieht berührungsfrei mit einem optischen System. (Fig.80)

Impulse vom Strahl-Signal-Simulator

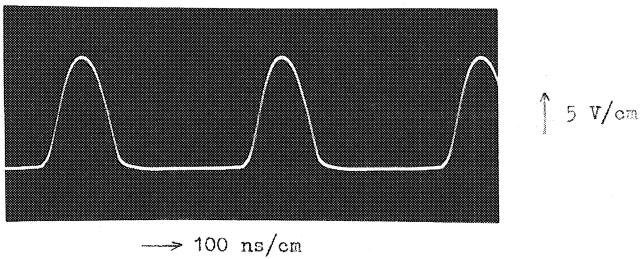
a) 15 ns/9.55 MHz Impuls Generator (28 GeV)



b) 50 ns/7 MHz Impuls Generator (580 MeV)



c) 150 ns/2.9 MHz Impuls Generator (50 MeV)



d) 3.3 μ s/150 kHz Impuls Generator (50MeV,spir.Strahl)

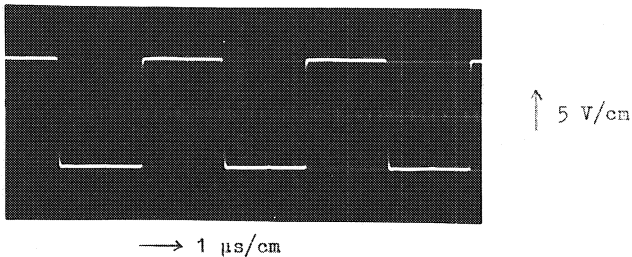
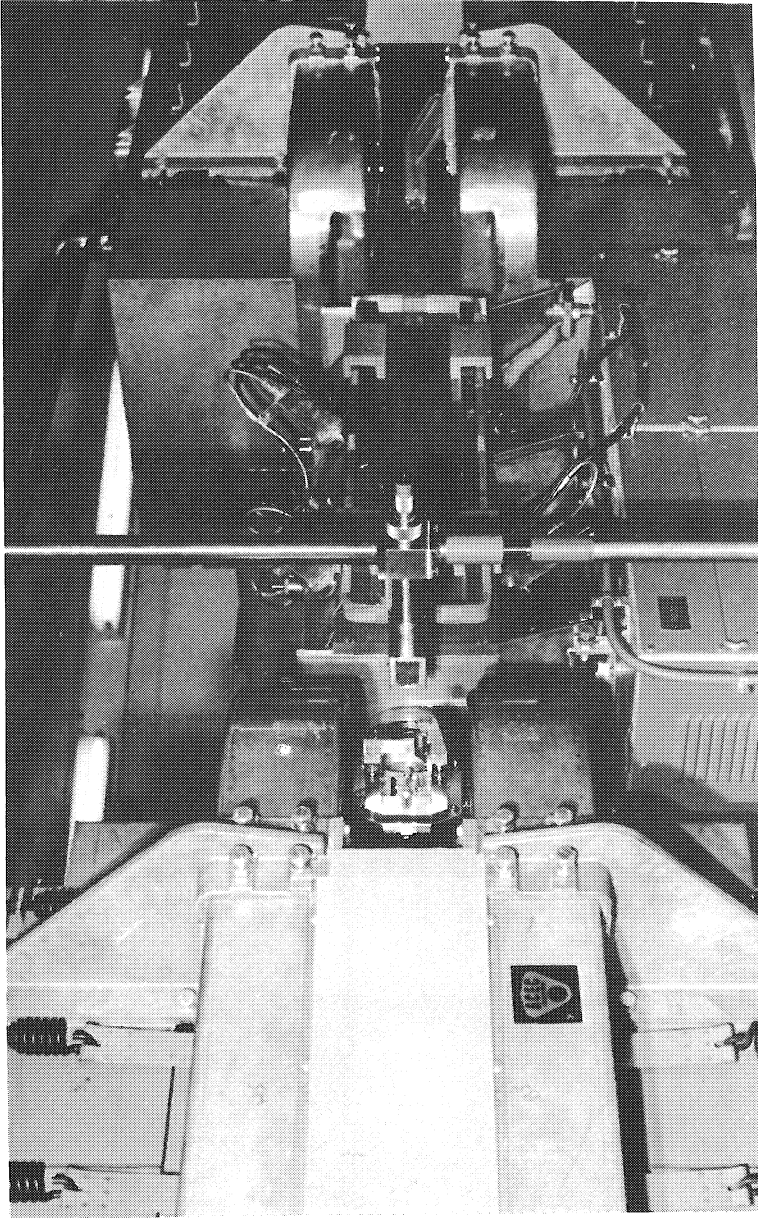


Fig.79



Optische Justiervorrichtung
zur
Ausrichtung der Meßstation im Protonen-Beschleuniger

Fig. 80

Ein Träger der sich (im Photo der Fig.80) links und rechts oben auf den Bezugspunkten der Ablenkmagnete abstützt, trägt an einem senkrechten Stützarm ein horizontales Fernrohr. Mit diesem kann über ein Umlenkprisma auf ein Fadenkreuz gezielt werden, das auf der Referenzfläche der Meßstationen (Fig.75) befestigt wurde (im Photo links vor dem Fernrohr). Da die Mechanik der Elektrodenhalterung mit einem elastischen, vakuumdichten Wellrohr versehen ist, kann die Station durch Schrauben so verschoben werden, daß das Fadenkreuz und damit auch die Elektroden in die gewünschte Lage kommen.

Die optische Meßgenauigkeit beträgt 0,03 mm.

5. Fernsteuereicheung der Meßstationen im Betrieb

Nachdem alle Elemente des Übertragungssystems (Kopfverstärker, Differenz- bzw. Summenverstärker, Verteilungsverstärker ¹⁰) und Kontrollchassis) im Labor getrennt justiert und abgeglichen wurden, erfolgt mittels Koaxialkabel die Zusammenschaltung mit den Elektroden (Fig.81) in der Maschine.

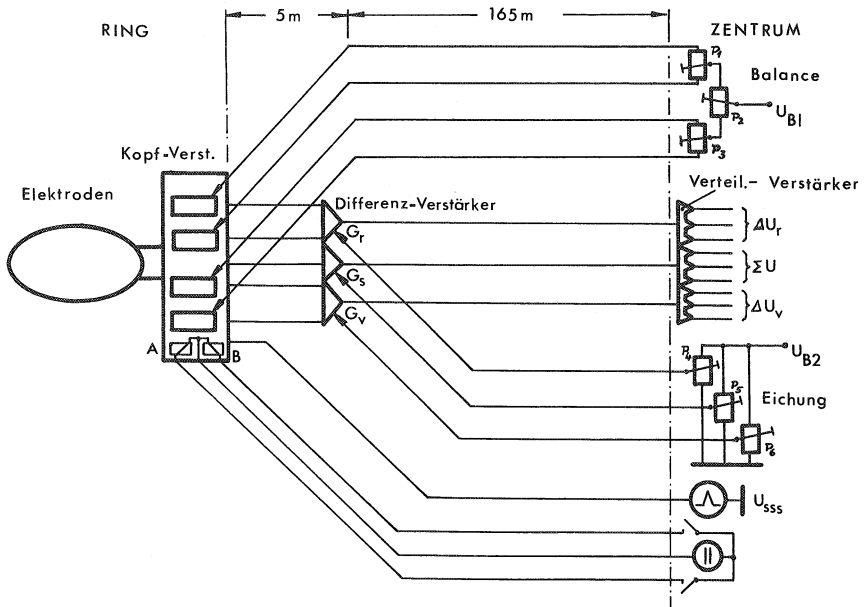


Fig. 81

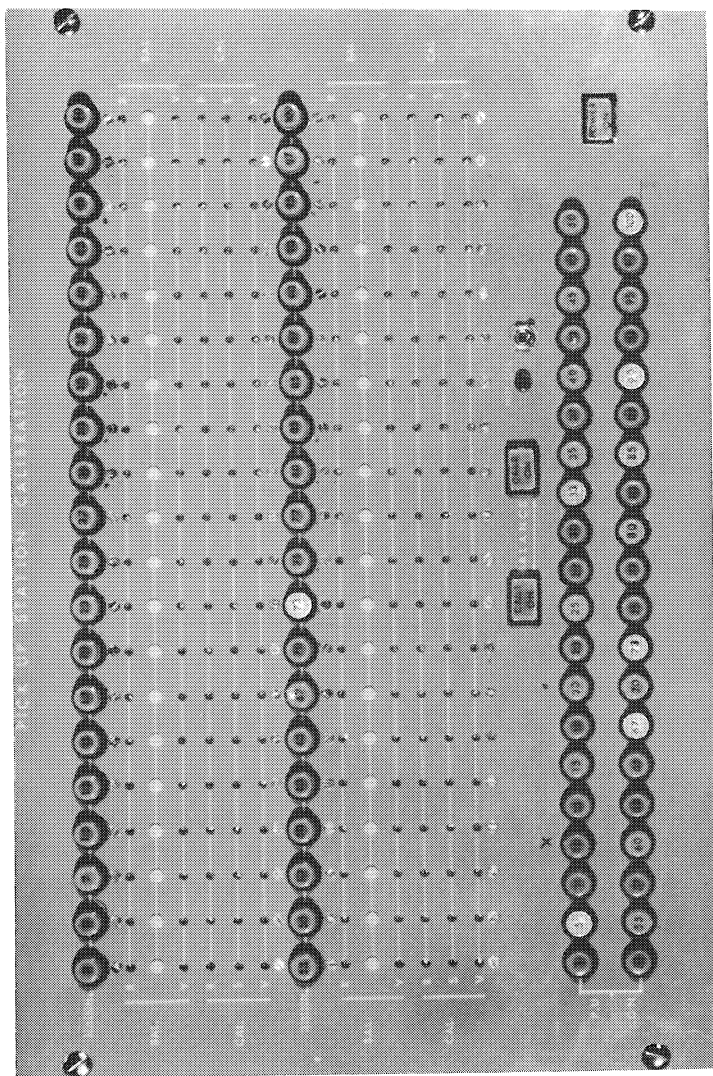


Fig. 82

Kontroll-Chassis für 40 Strahl-Lage-Meßstationen

Dann werden die Testsignale vom Strahlsignalsimulator über die Sonden C_k aufgeschaltet wie in den § 2 u. 3 beschrieben wurde.

Nun werden mit einem im Nullpunkt ($\Delta x = \Delta y = 0$) simulierten Strahl die Kathodenfolger mit den Potentiometern P_1, P_2 und P_3 auf gleiche Verstärkung abgeglichen (Balanceregulung). Mit Hilfe der Potentiometer P_4, P_5 und P_6 kann dann die Verstärkung der Differenz- bzw. Summenverstärker auf den gewünschten Wert geregelt werden.

Fig.82 zeigt das Kontrollchassis mit den für 40 Stationen notwendigen $6 \times 40 = 240$ Potentiometern.

Die gegenwärtig installierten Stationen sind so geeicht, daß ein Strahl der 2 cm aus der Null-lage versetzt ist oder dort simuliert wird ein Differenzsignal ΔU erzeugt das gleich dem Summensignal ΣU ist. D.h. die Strahllage wird aus den gemessenen Spannungen wie folgt berechnet

$$\Delta x = \frac{\Delta U_r}{\Sigma U} \cdot 2 \text{ [cm]} , \quad (431)$$

$$\Delta y = \frac{\Delta U_v}{\Sigma U} \cdot 2 \text{ [cm]} . \quad (432)$$

Außerdem betragen bei 10^{12} P/P und hoher Strahlenergie die Differenzsignale

(433)

$$\Delta U_r = \Delta U_v = 200 \text{ mV/cm Strahlverschiebung.}$$

Dieser Wert kann jedoch durch die in weiten Grenzen regelbaren Verstärkungsfaktoren G_r, G_s und G_v (Fig.81) der Differenzverstärker geändert und der jeweiligen Intensität angepaßt werden, ohne den Eichfaktor der Lagemessung (Gl.(431)u.(432)) zu ändern.

Die notwendige Regelung der Verstärkungsfaktoren G_r, G_s und G_v kann wieder mit Hilfe einer Nullmethode durchgeführt werden, wie in Fig.83 gezeigt wird.

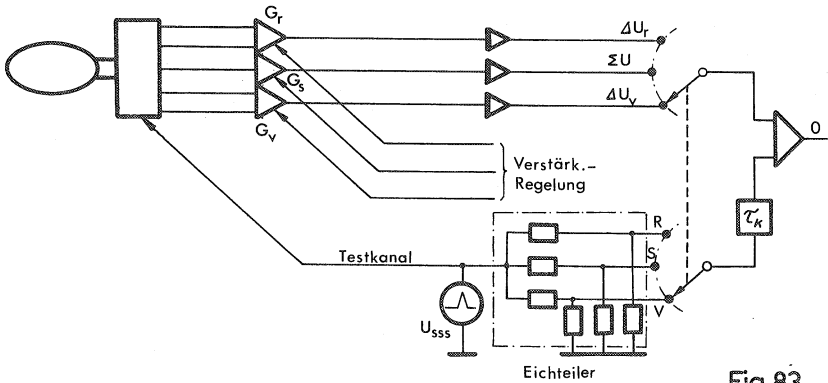


Fig.83

Die Signale des Strahl-Signalsimulators (U_{ss}) werden über einen geeigneten Teiler soweit abgeschwächt, daß sie an seinen Ausgängen R, S und V ebenso groß sind wie ΔU_r , ΣU und ΔU_v , wenn letztere die Gleichungen (431), (432) u. (433) befriedigen.

Da die Signale, die über die Meßstation laufen um die Kabellaufzeit τ_k verzögert sind, müssen die Signale am Eichteilerausgang vor der Differenzbildung in ähnlichen Kabeln ebenfalls um τ_k verzögert werden. Der Nullabgleich wird an einem Oszilloskop beobachtet.

Die Genauigkeit dieser Fernsteuereicheung beträgt etwa 0,1 mm. Sie hängt im Wesentlichen nur von der Stabilität des Eichteilers und der kapazitiven Sonden (Fig. 76 u. 78) ab, die mit größter Vorsicht zu behandeln sind.

Die Eichung der Lagemeßstationen kann in den Pausen zwischen den Beschleunigungszyklen, deren Periode ca. 2 Sekunden beträgt, durchgeführt werden.

VI. Meßergebnisse

1. Ausgangssignale des Meßsystems

An Hand einiger Photos wird gezeigt welche typischen Signale der Protonenstrahl am Ende des Übertragungssystems liefert (Fig.84).

In Photo 1 ist z.B. das Summensignal (untere Spur) und das Differenzsignal der Station 55 bei Injektion aufgezeichnet, wenn keine Beschleunigung stattfindet.

Die Strahllage beträgt nach Gl.(431) zu Beginn

$$\Delta X_1 = \frac{50 \text{ mV}}{27 \text{ mV}} \cdot 2 = +3,7 \text{ cm}$$

(Das Pluszeichen bedeutet: außerhalb der Kammermitte in Bezug auf das Ringzentrum)

Der Ringumfang ist nur halb gefüllt. Bei dem 8. Umlauf hat der Strahl auf Grund des ansteigenden Feldes der Hauptmagnete, die Kammermitte erreicht ($\Delta x_2 = 0$). Nach weiteren 19 Umläufen liegt der Strahl bei

$$\Delta X_3 = \frac{-128}{27} \cdot 2 = -4,75 \text{ cm}$$

d.h. um soviel innerhalb der Kammermitte.

Der spiralisierenden Strahlbewegung ist eine oszillatorische überlagert. Diese Betatronschwingungen rühren daher, daß sich beim Einschub der Protonen die Zentrifugalkraft und die Lorentzkraft (radiale Kraft durch das Ablenkmagnetfeld) nicht genau kompensieren. Auf Grund der fokalisierenden Wirkung des alternierenden Magnetfeldgradienten führt daher der Strahl zur Spiralbewegung sinusförmig überlagerte Schwingungen aus.

Mit Hilfe dieser radialen Lageschwingung kann auch leicht der Q Wert der Maschine bestimmt werden.

$$Q = \frac{\text{Anzahl der Betatronschwingungen}}{\text{Umlauf des Strahles}} = \frac{f_{\text{Betatron}}}{f_{\text{Umlauf}}} \quad (434)$$

Da die Lagemeßstation an eine feste Stelle gebunden ist, kann mit einer Station der ganzzahlige Anteil von Q nicht ermittelt werden, sondern nur der interessantere nicht ganzzahlige Anteil q .

$$q = \frac{\text{Umlaufperiodendauer}}{\text{beobachtete Betatronschwingungsdauer}} = \frac{T_{\text{Umlauf}}}{T_{\text{Bet.beob.}}} \quad (435)$$

Aus Photo 1 kann somit der q-Wert bestimmt werden, wenn die Anzahl der Umläufe (=12) für 3 Betatronschwingungsperioden gezählt werden. Damit folgt aus Gl.(435)

$$q = \frac{3}{12} = 0,25$$

und mit dem festen ganzzahligen Anteil von 6 :

$$Q = 6,25 .$$

Photo 2 zeigt am Summensignal wie die Intensität des Strahles durch die Beschleunigungsspannung an den Resonatoren moduliert wird. Durch die Beschleunigungsfrequenz, die das 20 fache der Umlauffrequenz beträgt, bilden sich 20 Pakete aus, während etwa die Hälfte des Strahles verloren geht.

Die Longitudinalschwingung innerhalb der Pakete (Synchrotronschwingung) ist auf die große Länge der Pakete in Bezug auf den Beschleunigungsspalt zurückzuführen. Teilchen die zu früh erscheinen werden relativ verzögert und solche die zu spät kommen werden mehr beschleunigt. Nur wenige Protonen in der Mitte der Pakete führen keine Synchrotronschwingungen aus. Durch diese fokalisierende Wirkung erscheinen die Pakete dichtemoduliert. Da die Dichte 2 mal pro Schwingungsperiode ein Maximum erreicht, muß die Periodendauer T_s der Synchrotronschwingung über zwei Perioden der beobachteten Dichteschwingung gemessen werden.

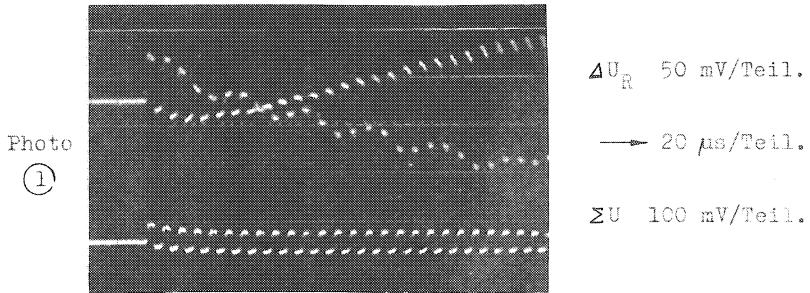
Aus Photo 2 folgt eine Synchrotronfrequenz bei Injektion

$$f_s = \frac{1}{T_s} = \frac{1}{130 \mu s} \hat{=} 7,6 \text{ kHz}$$

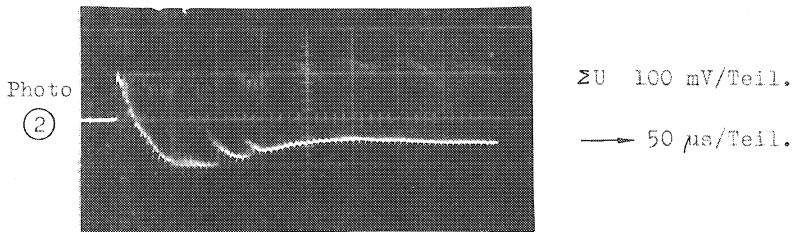
Photo 3 zeigt die Signale der Station 87 mit der seit einiger Zeit angewandten Injektion während 3 Umläufen. Das Intensitäts-

Ausgangs-Signale der Strahlage-Meßstationen

1. Injektion ohne Beschleunigung, Station 55
(spiralisierender Strahl)



2. Injektion mit Beschleunigung, Station 10



3. Injektion während 3 Umläufen mit Beschleunigung
(Multi Turn Injection) , Station 87

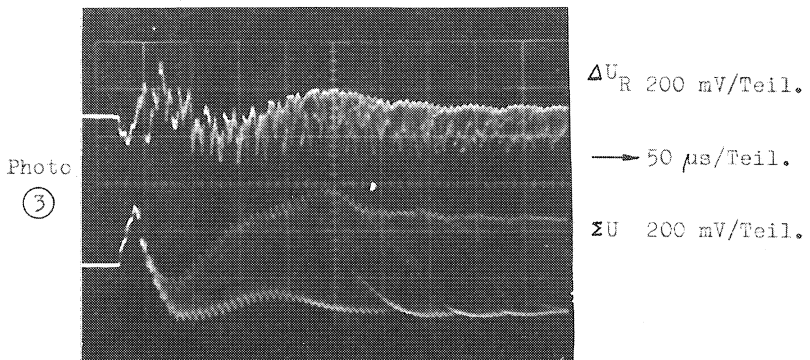


Fig. 84

signal steigt bis zum dritten Umlauf an. Darnach findet der Einfangvorgang (trapping) mit den bereits erwähnten Synchrotronschwingungen statt. Das Differenzsignal zeigt die überlagerten Synchrotron- und Betatronschwingungen.

Beim ersten Umlauf hat der Strahl eine mittlere Position von etwa

$$\Delta X_4 = \frac{-75}{90} \cdot 2 = -1,6 \text{ cm}$$

und geht dann beim dritten Umlauf durch die Kammermitte. Bei den weiteren Umläufen führt der Strahl Lageschwankungen innerhalb $\pm 2 \text{ cm}$ aus.

Photo 4 (Fig.85) zeigt die Signale der Station 10 während der vollständigen Beschleunigungsperiode. Bei Transition beträgt die Strahllage

$$\Delta X_5 = \frac{-155 \text{ mV}}{560 \text{ mV}} \cdot 2 = -0,55 \text{ cm}.$$

Darnach geht die Strahllage nahezu auf $\Delta x=0$. Später ändert sich die Strahllage noch einige Male sprunghaft.

Nach 600 ms erscheint das Intensitätssignal verkleinert, was Strahlverlust bedeutet.

Photo 5 veranschaulicht das Hochfrequenzverhalten des Übertragungssystems. Die Impulsbreite der radialen Signale beträgt ca. 25 ns. Da die Eingangsimpulse wesentlich kürzer sind, errechnet sich damit eine Bandbreite des Übertragungssystems

$$f_c = \frac{1}{25 \text{ ns}} = 40 \text{ MHz}.$$

Photo 6 zeigt Differenz- und Summensignale der Station 27 gegen Ende der Beschleunigung bei hoher Intensität hinter einem Relais-schalter, der es ermöglicht die Signale einer der 40 eingebauten Stationen auszuwählen. Die Strahlposition beträgt

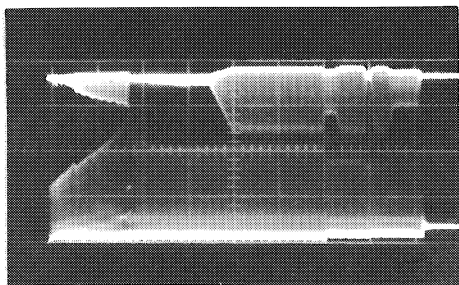
$$\Delta X_6 = -\frac{70 \text{ mV}}{700 \text{ mV}} \cdot 2 = -0,2 \text{ cm}.$$

Photo 7 gibt noch das Summen- und Differenzsignal der Station 37 bei reduzierter Intensität, mit einer durch den Oszilloskop auf

4. Gesamter Beschleunigungszyklus, Station 10

Photo

④



↳ Transition

ΔU_R 200mV/Teil.

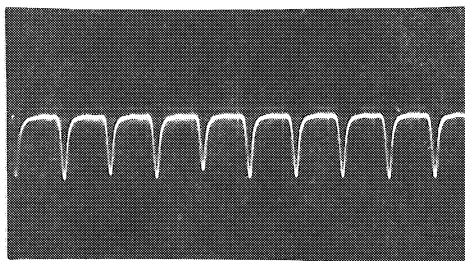
→ 100 ms/Teil.

ΣU 200mV/Teil.

5. Ende der Beschleunigung, Station 10

Photo

⑤



ΔU_R 200 mV/Teil.

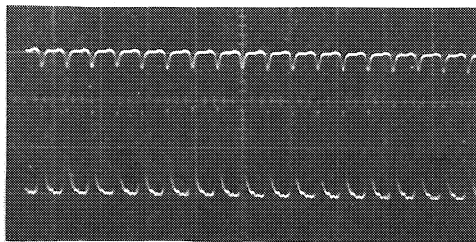
→ 100 ns/Teil.

$f_{\text{Oszillo.}} = 60\text{MHz}$

6. Bei hoher Energie und hoher Intensität, Station 27

Photo

⑥



ΔU_R 200 mV/Teil.

→ 200 ns/Teil.

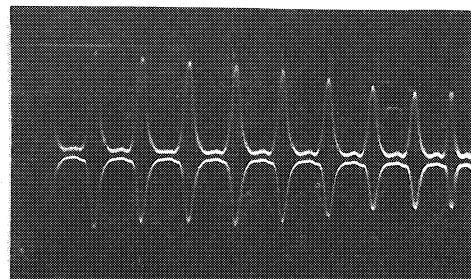
ΣU 400 mV/Teil.

$f_{\text{Oszillo.}} = 60\text{MHz}$

7. Bei hoher Energie und niedriger Intensität, Station 35

Photo

⑦



ΣU 100 mV/Teil.

→ 100 ns/Teil.

ΔU_R 100 mV/Teil.

$f_{\text{Oszillo.}} = 30\text{MHz}$

30 MHz begrenzten Bandbreite. Da die Pakete nicht gleichmäßig gefüllt sind, haben die Signale unterschiedliche Größe. Die Strahlposition ist jedoch für alle Pakete gleich, wie sich durch die jeweilige Quotientenbildung überprüfen läßt.

2. Messung der Protonen-Flugbahn

Mit Hilfe der 40 Lagemeßstationen wird in regelmäßigen Zeitabständen und insbesondere beim Start der Maschine die Flugbahn der Protonen ausgemessen.

Fig.86 zeigt die radiale Lageschwankung (in Bezug auf den mittleren Ringumfang). Auf der Abszisse sind die Stationsnummern (bzw. die 100 geraden Strecken) und auf der Ordinate die horizontalen Lageabweichungen in äquivalenten* cm aufgetragen. (* Hierbei bezieht man sich auf Messungen in geraden Strecken zwischen fokussierenden Magneten. Messungen die in geraden Strecken zwischen defokussierenden Magneten gemacht werden, müssen mit einem Korrekturfaktor ($k=1,35$) multipliziert werden, damit ein gleichförmiger Kurvenzug entsteht. In Wirklichkeit ist dieser Schwankung (Fig.86) auf Grund der alternierenden Magnetfeldgradienten und der feldfreien Strecken noch eine Struktur höherer Ordnung überlagert.)

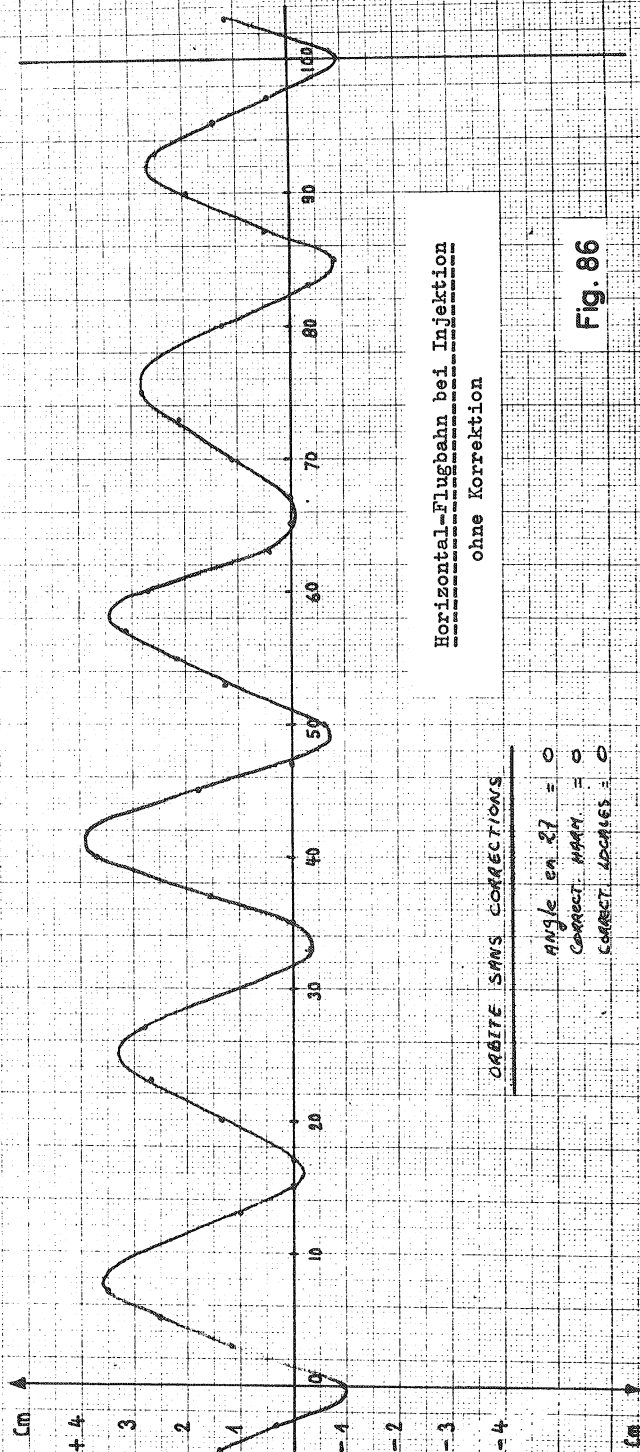
Fig.86 zeigt, daß bei Injektion während des Umlaufs der Protonen annähernd sinusförmige Lageschwingungen mit

$$-1 \text{ cm} < \Delta X < +3.9 \text{ cm}$$

stattfinden. Da der Strahlquerschnitt bei Injektion groß ist, führen Lageschwankungen dieser Größe zu Strahlverlust.

Mit Hilfe mehrerer Korrekturmagnete, die sich am Ringumfang befinden, kann die Schwingungsamplitude verringert werden. Die Ströme dieser Magnete werden durch ein Optimierungsprogramm vom Computer bestimmt. Fig.87 zeigt die radiale Flugbahn nach Korrektur für maximale Intensität. (Die Korrektur scheint nicht sonderlich gut zu sein, da es möglich ist den Strahl innerhalb einer Schwankungsbreite von 1.5 cm zu halten. Es zeigt sich jedoch, daß die maximale Strahlintensität nicht mit der minimalen Flugbahnschwankung zusammenfällt. (Dies wird durch Ausrichtefehler

RADIAL CLOSED ORBIT at Injection				Film n° 2	Date 5 November 70
IE11:	kV	IP13:	kV	IP12:	kV
				PEW:	mm.
					BLW n°
					Mag:
QUAD	Foc Def	A A	SK. QUAD	Foc Def	A A
			Qr: 6.25		Qv:
d. Sauter					

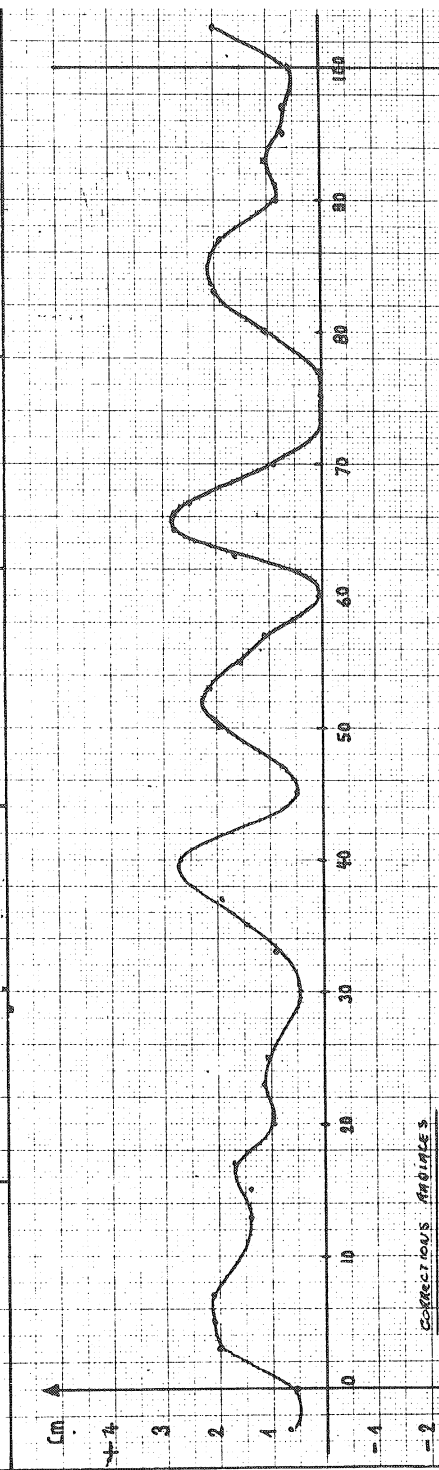


CABITE SANS CORRECTIONS

Angle en 27 = 0
Correct. MAGM. = 0
Correct. UPGRADES = 0

Fig. 86

RADIAL				CLOSED ORBIT				FILM				no 1		Date	
Injection				mm.				BLW no				5 November 79			
kV				IP1 1:				kV				PFW:			
Foc Def				A A				Qr: 6.25				Qv:			
QUAD				SK. QUAD				Foc Def				A A			
Foc Def				A A				Qr: 6.25				Qv:			
Foc Def				A A				Qr: 6.25				Qv:			



Horizontal-Flugbahn bei Injektion mit Korrektur									
Corrected Amplitudes									
-3	01/60	3010	m4	09/64	4720	17/73	-4630		
-4	02/09	500		10/49	-4640	18/89	7650		
	03/14	-1050		11/66	-970	19/94	-3840		
	04/20	-860		12/59	2290	20/80	-1260		
	05/24	-730		13/64	-5560	21/10	2360		
	06/28	3360		14/69	3440	22/22	-780		
	07/34	-1270		15/74	-3690	23/26	-5530		
	08/39	-2440		16/79	-6890	24/30	0		

Fig 87

der Elemente am Ringumfang und mechanische Begrenzungen erklärt.))

In Fig.88 ist die vertikale Flugbahn ohne Korrektur dargestellt. Die Amplitude dieser Schwingung ist beträchtlich kleiner als die radiale bei Injektion. Durch Korrektur Elemente kann auch der Fehler der vertikalen Flugbahn verringert werden (Fig.89).

Außer der Möglichkeit die Strahllage durch Ausmessen photographischer Bilder zu bestimmen, existiert noch die elektronische Ausmessung und Darstellung CODD (Closed Orbit Digital Display).¹¹⁾ Dabei werden die Impulsspitzenwerte der Lagemeßstationen über Analog/Digital Umsetzer dem Prozeßrechner IBM 1800 eingegeben und durch digitale Division die Strahllage bestimmt. Die Flugbahn kann dann auf einem Oszillographenschirm direkt analog oder alpha-numerisch dargestellt werden.

Fig.90 zeigt eine mit dem CODD ermittelte geschlossene Flugbahn bei höherer Energie. Die Schwingungsamplitude ist hier bei 10 GeV durch die adiabatische Dämpfung (die durch die Massenzunahme verursacht ist) weiter verringert.

3. Ergebnisse mit der BBW-Übertragung

3.1 Untersuchung mit Signalen vom Impulsgenerator

Zur Stabilitätsuntersuchung des Protonenstrahles wurde eine Strahllagemessung mit einer Bandbreite von

$$f_c \geq 150 \text{ MHz}$$

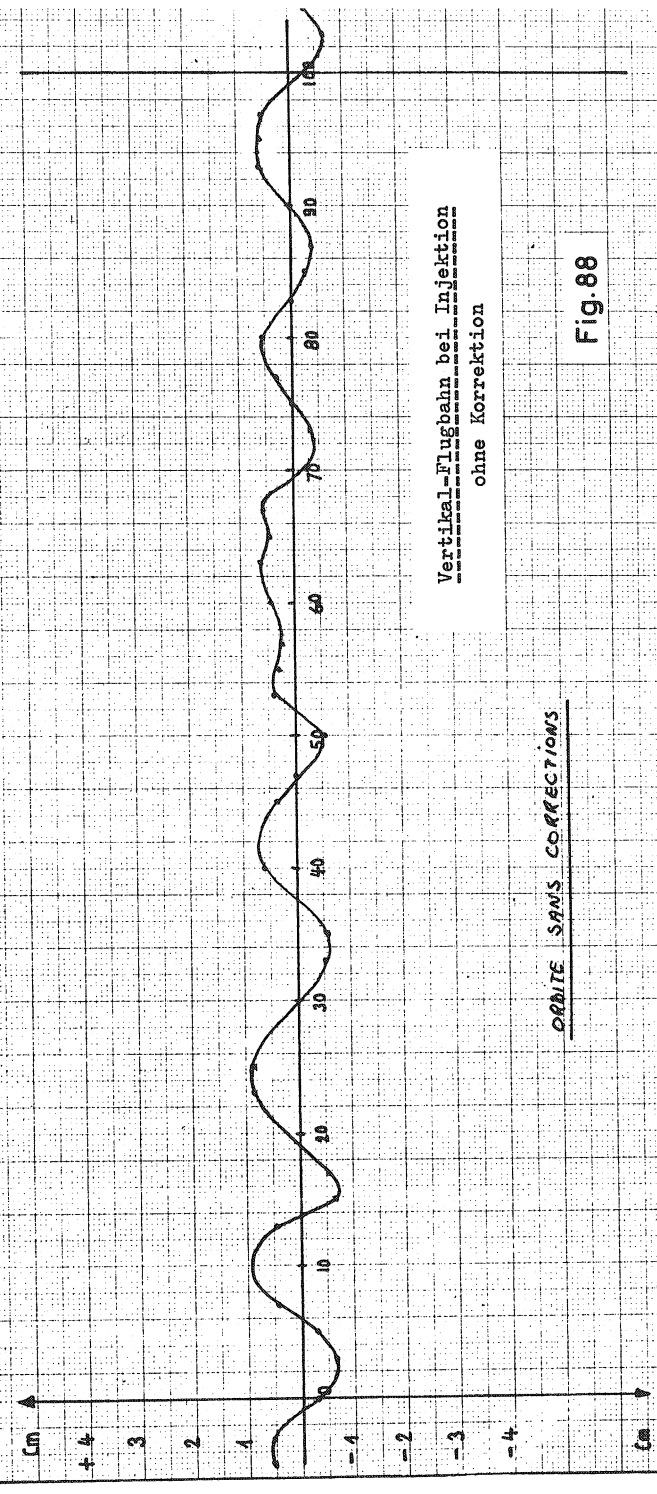
benötigt. Aus diesem Grund wurde der Prototyp der BBW-Übertragung für diese obere Grenzfrequenz ausgelegt. Der Verstärker wurde nach Fig.72, jedoch nur mit 2 Stufen aufgebaut. (ohne Verstärkungsregelung). Für die beiden Differenzverstärkerstufen wurden die Transistoren MM 1605 verwendet, die eine Transitfrequenz

$$f_T = 2,3 \text{ GHz}$$

besitzen.

Die Photos 8 und 9 (Fig.91) zeigen Signale am Verstärkerausgang.

VERTICAL				CLOSED				ORBIT				at Injection				Film		no 4		Date		5 novembre 76	
AEI1:		kV	IPI 1	kV	IPI 2	kV	Inj time:	μ s	PFW:	mm	BLW	no	Mag:										
QUAD:		Foc	A	SK	QUAD	Foc	A	Qr:	Qv: 6.50														
		Def	A			Def	A														cl Saulnier		



ORBITE SANS CORRECTIONS

Fig.88

VERTICAL				CLOSED ORBIT				at Injection				Film n° 3		Date 5 November 70	
JET:		kV	IPI 1:	kV	IPI 2:	kV	Inj time:	μ s	PEW:	mm	BLW n°	Mag:			
QUAD		Foc	A	SK. QUAD		Foc	A	Qr:		Qv: 6.50					
		Def	A			Def	A					cl. Sarbuoi			

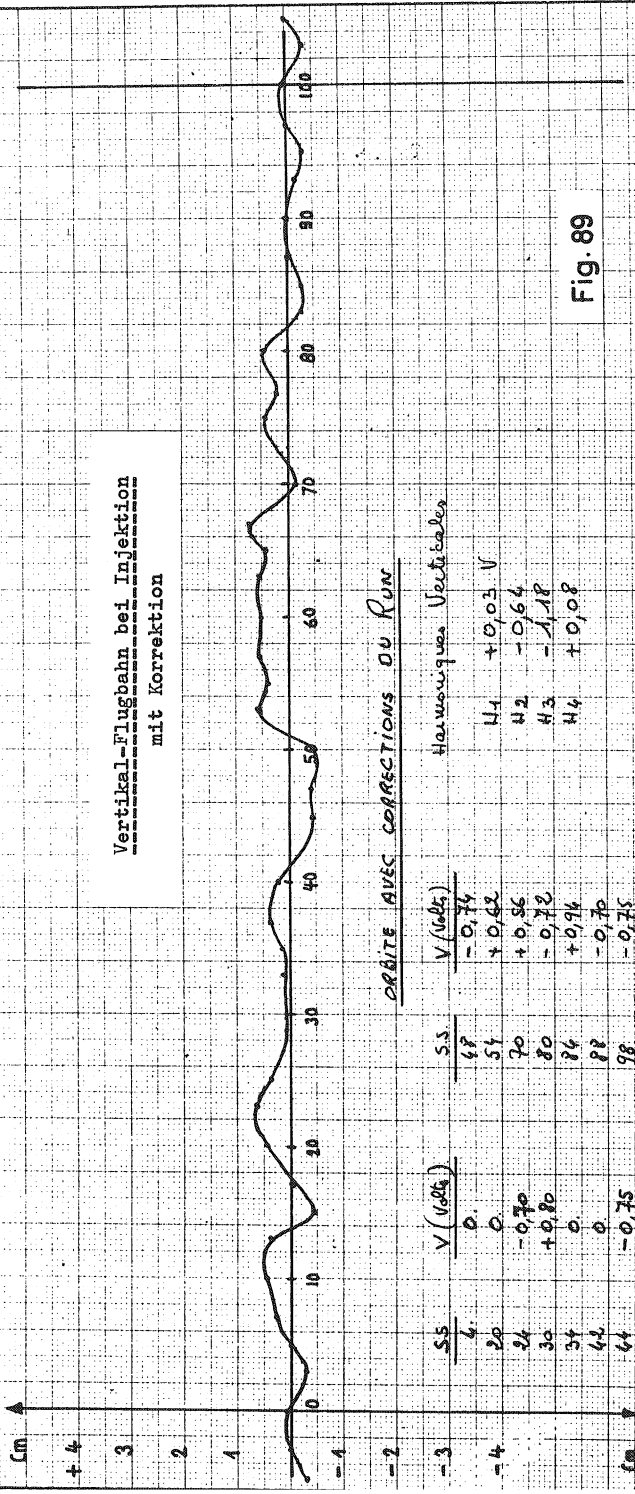


Fig. 89

RADIAL CLOSED ORBIT at 800 MeV										Film	n° CODD	Date
IE11:	kV	IP11:	kV	IP12:	kV	lnj time:	μ s	PFW:	mm.	BLW	n°	Mag:
QUAD	Foc Def	A A	SK. QUAD	Foc Def	A A	Qr: 6.238			Qv:	cl. Seubert		

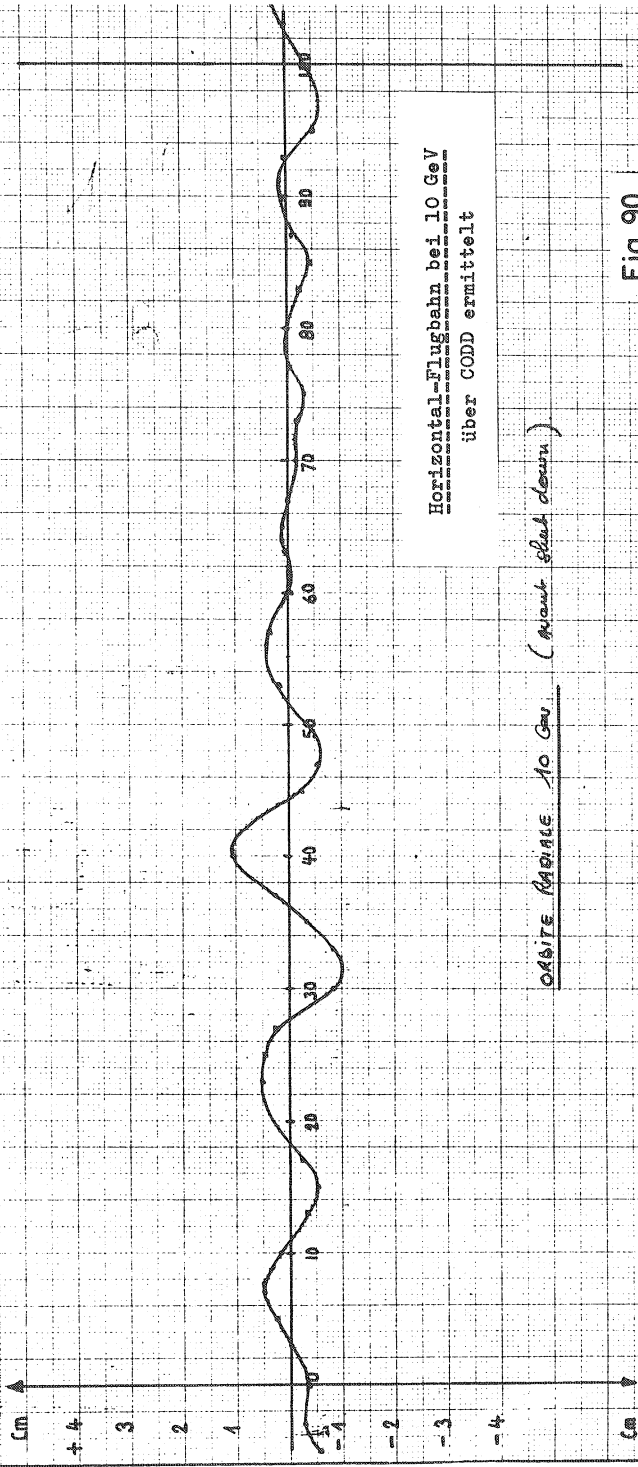


Fig.90

der Elemente am Ringumfang und mechanische Begrenzungen erklärt.))

In Fig.88 ist die vertikale Flugbahn ohne Korrektion dargestellt. Die Amplitude dieser Schwingung ist beträchtlich kleiner als die radiale bei Injektion. Durch Korrektürelemente kann auch der Fehler der vertikalen Flugbahn verringert werden (Fig.89).

Außer der Möglichkeit die Strahllage durch Ausmessen photographischer Bilder zu bestimmen, existiert noch die elektronische Ausmessung und Darstellung CODD (Closed Orbit Digital Display).¹¹⁾ Dabei werden die Impulsspitzenwerte der Lagemeßstationen über Analog/Digital Umsetzer dem Prozeßrechner IBM 1800 eingegeben und durch digitale Division die Strahllage bestimmt. Die Flugbahn kann dann auf einem Oszillographenschirm direkt analog oder alpha-numerisch dargestellt werden.

Fig.90 zeigt eine mit dem CODD ermittelte geschlossene Flugbahn bei höherer Energie. Die Schwingungsamplitude ist hier bei 10 GeV durch die adiabatische Dämpfung (die durch die Massenzunahme verursacht ist) weiter verringert.

3. Ergebnisse mit der BBW-Übertragung

3.1 Untersuchung mit Signalen vom Impulsgenerator

Zur Stabilitätsuntersuchung des Protonenstrahles wurde eine Strahllagemessung mit einer Bandbreite von

$$f_c \geq 150 \text{ MHz}$$

benötigt. Aus diesem Grund wurde der Prototyp der BBW-Übertragung für diese obere Grenzfrequenz ausgelegt. Der Verstärker wurde nach Fig.72, jedoch nur mit 2 Stufen aufgebaut (ohne Verstärkungsregelung). Für die beiden Differenzverstärkerstufen wurden die Transistoren MM 1605 verwendet, die eine Transitfrequenz

$$f_T = 2.3 \text{ GHz}$$

besitzen.

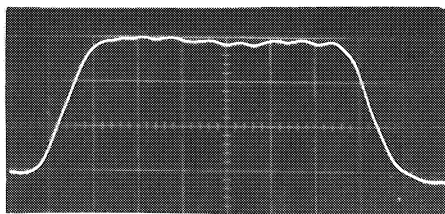
Die Photos 8 und 9 (Fig.91) zeigen Signale am Verstärkerausgang.

Ausgangssignale des BBW-Übertragungssystems

1. Eingangssignale vom Testgenerator ($T_g = 1 \text{ ns}$)

Photo

⑧

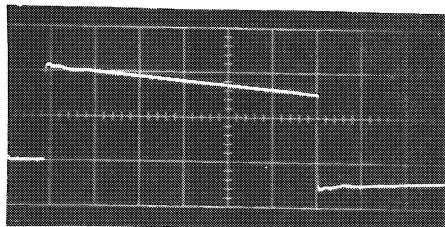


ΔU_R 50 mV/Teil.

→ 2 ns/Teil.

Photo

⑨



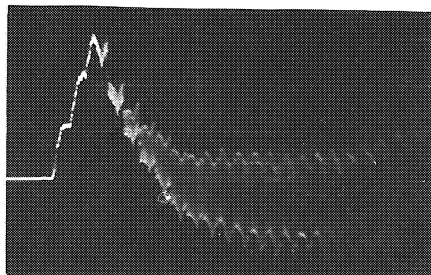
ΔU_R 50 mV/Teil.

→ 0,5 μ s/Teil.

2. Eingangssignale vom Protonenstrahl, Station 92 Injektion

Photo

⑩

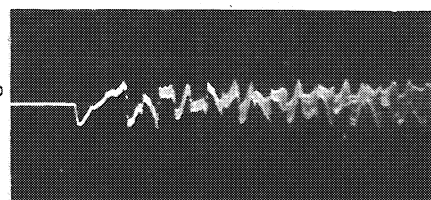


ΣU 50 mV/Teil.

→ 20 μ s/Teil.

Photo

⑪



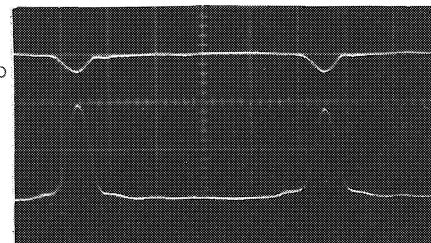
ΔU_R 50 mV/Teil.

→ 20 μ s/Teil.

Mittlere Energie ($T=13 \text{ GeV}$)

Photo

⑫



ΔU_R 400 mV/Teil.

→ 20 ns/Teil.

ΣU 400 mV/Teil.

Fig.91

Dabei wurde das Eingangssignal vom Impulsgenerator mit einer Anstiegszeit von 1 ns nach Fig.92 auf die Elektrode eingespeist.

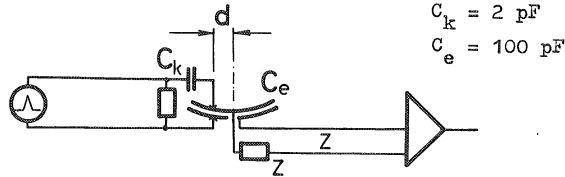


Fig.92

Die Schwingungen auf dem Dach des Impulses von Photo 8 rühren von den nicht abgeschlossenen Elektrodenenden her. Die Phasenlage dieser Schwingungen hängt von der Einspeisungsstelle ab, sodaß sich das Störsignal bei gleichmäßig verteilter Einspeisung größtenteils aufhebt. (Bei einem Abstand $d = 3 \text{ cm}$ verschwindet die Schwingung nahezu. Diese Schwingungen könnten auch durch den Mehraufwand von Serien-RC-Gliedern an den Enden der Elektroden beseitigt werden.)

Da der Testgenerator eine Anstiegszeit von $T_G = 1 \text{ ns}$ hat, errechnet sich mit der Anstiegszeit $T_A = 2,1 \text{ ns}$ von Photo 8 eine Anstiegszeit für das BBW-Übertragungssystem

$$T_{\ddot{u}} = \sqrt{T_A^2 - T_G^2} = 1,85 \text{ ns} ,$$

was einer Bandbreite

$$f_c = \frac{0,34}{T_{\ddot{u}}} = 184 \text{ MHz}$$

entspricht.

Photo 9 zeigt das Verhalten bei tiefen Frequenzen. Der Dachabfall wird durch die untere Bandbegrenzung bei etwa 18 kHz verursacht.

Der kritische Übergangsbereich des BBW-Systems

$$0,58 \text{ MHz} = f_1 < f < f_2 = 6,6 \text{ MHz}$$

verursacht kurz nach dem Anstieg bzw. Abfall des Impulses Fehler von etwa $\pm 1 \%$. Dies entspricht dem Fehler der theoretischen Untersuchung von § IV,5.42 .

3.2 Signale vom Protonenstrahl

Die Photos 10, 11 und 12 (Fig. 91) wurden gemacht, nachdem die Station 92 mit dem BBW-Verstärker ausgerüstet worden war. Photo 10 zeigt das Summensignal bei Injektion und Photo 11 das radiale Differenzsignal. Beide Signale haben große Ähnlichkeit mit denjenigen von Photo 3 wenn der geänderte Zeitmaßstab berücksichtigt wird.

In Photo 12 sind die Signale des Strahles bei einer kinetischen Energie von 13 GeV aufgenommen. Die Strahlage betrug hier (mit dem geänderten Eichfaktor 3,5)

$$\Delta X = \frac{\Delta U_r}{\Sigma U} \cdot 3,5 = \frac{-140 mV}{730 mV} \cdot 3,5 \text{ cm}$$

$$\Delta X = -6,7 \text{ mm}$$

VII. Kritische Betrachtung des Erreichten

Um den Fehler der Lagemessung bestimmen zu können, müssen die Fehlerquellen untersucht werden. Diese können in 2 Gruppen eingeteilt werden:

- a) die systematischen und
- b) die subjektiven Fehlerursachen.

1. Systematische Fehler

1.1 Linearitätsfehler der Meßelektroden

Dieser Fehler bzw. dessen Verteilung über den Meßquerschnitt ist in Fig. 29a und b gegeben. Die Messung kann somit, wenn nötig korrigiert werden.

1.2 Resonanzen

Da das Übertragungssystem mit Kathodenfolglern Resonanzen aufweist, ist durch Signalverzerrungen mit Meßfehlern zu rechnen, wenn die Bandbreite bis über 100 MHz ausgedehnt

werden soll. Die gegenwärtige Bandbegrenzung bei 40 MHz liegt etwa 10 mal niedriger als die 1. stark gedämpfte Resonanzstelle bei 400 MHz (Fig.37, $R_g = 390 \text{ Ohm}$). Dieser Fehler ist daher vernachlässigbar.

1.3 Rauschen

Der Auflösungsfehler durch Rauschen der Verstärker beträgt für eine Strahlintensität von 10^{12} Prot./Puls 0,2 mm.

1.4 Inphasensignalunterdrückung

Der Auflösungsfehler dieser Ursache liegt im gegenwärtigen Fall ebenfalls bei 0,2 mm. (0,4%).

1.5 Übersteuerung

Dieser Fehler, der in § IV,4.72 untersucht wurde, beträgt bis zu einer Intensität von 10^{12} P/P weniger als 0,5 %.

1.6 Eichfehler

Wird die Eichung wie angegeben nur mit Nullmethoden durchgeführt, so sind subjektive Fehler nahezu ausgeschlossen. Die Genauigkeit der Eichung ist hauptsächlich durch die Fehler der Eichteiler gegeben. Der in Fig.83 dargestellte Eichteiler wurde mit einem maximalen Fehler von 0,2 % hergestellt. Schwieriger ist eine gute Langzeitkonstanz der Trimmer C_k (Fig.78) zu erreichen. Der relative Fehler dieser Kapazitäten, der bei ca. 1% liegt, verursacht Lagemeßfehler gleicher Größe.

1.7 Aufladung durch Ionen

Die Hauptgründe für die Aufladung der Meßelektroden während der Beschleunigung (abgesehen vom influenzierten Signal) sind

- a) die Ionisierung des Restgases bei den ersten Einschüssen u.
- b) die Sekundärteilchen, die bei Strahlverlust an der Kammerwand entstehen.

Diese geladenen Teilchen erzeugen, wenn sie auf die Elektroden gelangen, Störsignale. Der Fehler ist durch die kapazitive Meß-

methode bedingt und hängt von mehreren Parametern ab. Im normalen Betrieb der Maschine wird dieser Fehler nur bei Injektion an der Einschußstelle und gelegentlich bei Transition beobachtet.

Da dieser Aufladungsvorgang relativ langsam vor sich geht, kann das überlagerte Störsignal, das insbesondere für die Analog/Digital-Umsetzung störend ist, durch ein Hochpaßfilter beseitigt werden. Eine untere Bandbegrenzung bei 15 bis 20 kHz (am Ende der Übertragungskabel) beseitigt das Störsignal nahezu vollständig. Andererseits gibt dieses Störsignal Informationen über den Strahlungsverlust in der Nähe der Meßstationen, was von Interesse sein kann.

2. Subjektive Fehler

2.1 Reflexionen

Wird an den Kabelenden nicht mit reflexionsfreien und gleichen Widerständen abgeschlossen, so verursachen die reflektierten Signale Meßfehler. Da die Verteilerverstärker¹⁰⁾ (Emitterfolger) am Ende der 165 m Übertragungskabel einen kleineren Ausgangswiderstand haben als die Kabelimpedanz (75 Ohm), können bei Fehlanpassung am Ende, erhebliche Fehler entstehen.

2.2 Ungleiche Meßverstärker

Werden die Signale zur Darstellung am Oszillographen über zwei verschiedene Verstärkereinschübe geschickt, so muß darauf geachtet werden, daß letztere genau gleiche Verstärkung und gleiche Bandbreite haben.

2.3 Ausmeßfehler

Bei der Ausmessung der Signalgrößen auf photographischen Bildern können weitere subjektive Fehler entstehen. Durch eine Projektions-einrichtung können die Bilder jedoch vergrößert werden, sodaß dieser Meßfehler kleiner als 1 % bleibt.

3. Genauigkeit der Lagemessung

Werden alle besprochenen Fehlerquellen berücksichtigt, so kann (unter Ausschluß der vermeidbaren Fehler) und abgesehen von den systematischen Fehlern, die korrigiert werden können, eine mittlere Genauigkeit der Lagemessung von 1 bis 2 % angegeben werden.

Die praktische Auflösung des gegenwärtigen Lagemeßsystems beträgt ca. 0,2 mm bei einer Strahlintensität von 10^{12} Prot./Puls.

Die Messung der Protonenflugbahn kann mit den 40 zur Verfügung stehenden Lagemeßstationen, d.h. mehr als 6 Stationen pro Beta-tronschwingung, mit genügender Genauigkeit durchgeführt werden.

Die wegen der geplanten Intensitätserhöhung notwendige Umstellung auf das BBW-Übertragungssystem wird neben einer besseren Rausch-auflösung ein resonanzfreies Übertragungssystem mit sich bringen, das außerdem weniger alterungs- und strahlungsempfindlich ist und daher weniger Unterhalt in stark radioaktiven Zonen bedarf.

ANERKENNUNG

Außer den im Vorwort erwähnten Vorgesetzten möchte ich auch folgenden Damen und Herren für hilfreiche Diskussionen und freundliche Unterstützung bei der Konstruktion und Fertigung danken:

Dr. Y. Baconnier	Dr. P. Lefèvre
O. Barbalat	F. Ollenhauer
P. Bigler	P. Opitz
Dr. U. Bigliani	P. Pelletier
J. Borer	H. Pflumm
J. Boucheron	M. Rabany
R. Bourgeois	Dr. K.H. Reich
A. Burlet	Dr. W. Richter
J. Durand	G. Roux
K. Gase	C. Saulnier
Prof. Dr. I. Gumowski	Dr. H. Schneider
Dr. W. Hardt	Dr. E. Schulte
Dr. H.G. Hereward	M. Townshend
H. Isch	H.H. Umstätter
U. Jacob	W. Weißflog
J. Jamsek	W. Wünsche

LITERATURVERZEICHNIS

A) Bezugsstellen:

- | | |
|---|---|
| 1) R. Gabillard | RAPPORT PREL. SUR LES PICK UP
ELECTRODES
CERN/PS/RF Note 22 (1958) |
| 2) Bronstein-Semendjajew | TASCHENBUCH DER MATHEMATIK
Leipzig 1959, S. 323 |
| 3) Bronstein-Semendjajew | TASCHENBUCH DER MATHEMATIK
S. 320 |
| 4) W.R. Smythe | STATIC AND DYNAMIC ELECTRICITY
S. 34
Mc Graw Hill Book Company |
| 5) K. Simonyi | THEORETISCHE ELEKTROTECHNIK
S. 431, Berlin 1956 |
| 6) K. Simonyi | THEORETISCHE ELEKTROTECHNIK
S. 220 |
| 7) H.H. Umstätter | PULSE RESPONSE CALCULATED FROM
FREQUENCY RESPONSE (RESPONSE)
CERN MPS Program List M1 11.6.69 |
| 8) Bronstein-Semendjajew | TASCHENBUCH DER MATHEMATIK, S. 300 |
| 9) G. Schneider | PICK-UP SIGNAL-SIMULATOR
CERN MPS/Int. SR 69-6 |
| 10) G. Schneider | A (200MHz) DISTRIBUTION AMPLIFIER
FOR THE CPS PU-SIGNALS |
| 11) J.Boucheron,D.Boussard,
F.Ollenhauer,G.Schneider | THE CERN PROT. SYNCHROTRON ORBIT DISPLAY
Particle Accelerators 1971,V. 2 pp. 315-324 |
| 12) G.C. Sheppey | A PROGRAM TO FIND A MINIMUM OF A
FUNCTION OF N VARIABLES (MINROS)
CERN Program Library D 504 |
| 13) H. Kober | DICTIONARY OF CONFORMAL REPRESENTATIONS
Dover Publications Inc , 1957 |

B) Allgemeine Literatur:

K. Kùpfmùller

..
EINFÜHRUNG IN DIE THEORETISCHE
ELEKTROTECHNIK
Springer Verlag 1959

Meinke-Gundlach

TASCHENBUCH DER HOCHFREQUENZTECHNIK
Springer Verlag 1962

E. Durand

ELECTROSTATIQUE , Tome I, II, et III
Editeurs: Masson et Cie 1964

International Telephone
and Telegr. Corporation

REFERENCE DATA FOR RADIO ENGINEERS,
1961

M. Denis-Papin et
A. Kaufmann

COURS DE CALCUL MATRICIEL APPLIQUE
Edition Albin Michel, 1969

LEBENS LAUF

Am 30.9.1936 wurde ich als Sohn des Vermessungsingenieurs Dr. Wilhelm Schneider und seiner Ehefrau Anna, geb. Lay in Jena / Thüringen geboren.

Im Juni 1945 deportierten uns die Amerikaner nach Heidenheim. Dort besuchte ich die Hellensteinoberschule von 1947 bis zur mittleren Reife im Frühjahr 1953.

Nach einer zweijährigen Feinmechanikerlehre bei der Firma Carl Zeiss / Oberkochen begann ich im Mai 1955 am Polytechnikum / München das Studium der Feinmechanik und Optik. Das Ingenieurzeugnis erhielt ich dort am 12.7.1958.

Am 4.11.1958 setzte ich mein Studium an der Technischen Hochschule / München in der Fachrichtung Elektrotechnik fort.

Im Dezember 1959 nahm ich Jesus Christus als meinen persönlichen Erretter und Herrn an, wodurch mein Leben Sinn und Ziel bekam.

Die Vordiplomprüfung legte ich im November 1960 ab.

In den Semesterferien arbeitete ich in mehreren Laboratorien der Firmen Siemens u. Halske / München und Carl Zeiss / Oberkochen.

Die Diplomarbeit machte ich am Institut für Hochfrequenztechnik bei Professor Meinke. Ich untersuchte Mikrowellenantennen im Nahbereich und baute eine 10-GHz-Sende-Empfangsanlage zur Feuchtigkeitsmessung von Stoffen.

Das Diplomingenieurzeugnis erhielt ich am 13.8.1963.

Ende August 1963 nahm ich eine Stelle bei CERN / Genf an. Ich entwickelte dort seither verschiedene Geräte und Anlagen zur Messung der Protonenstrahlparameter.

Gerhard Schneider