

Registrierung schnell veränderlicher
optischer Linienprofile mit Bild-
wandler und Multiplier.

Wolfgang Nässl

IPP 1/29

Oktober 1964

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K
G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

Registrierung schnell veränderlicher
optischer Linienprofile mit Bild-
wandler und Multiplier.

Wolfgang Nässl

IPP 1/29

Oktober 1964

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Zusammenfassung

Die Arbeit behandelt eine Methode der photoelektrischen Registrierung von optischen Linienprofilen mittels Bildwandler und Multiplier. Ihr Ziel ist es, möglichst kurze Registrierzeiten zu erreichen. In einer früheren Anordnung wurde das zu beobachtende Spektrum auf die Photokathode eines handelsüblichen Bildwandlers und von dessen Leuchtschirm auf einen Spalt abgebildet. Wurde nun das Leuchtschirmbild des Spektrums durch ein zeitlich linear ansteigendes, zur Bildwandlerachse senkrecht gerichtetes Magnetfeld über den Leuchtschirm abgelenkt, so ergab der zeitliche Verlauf des Anodenstroms eines hinter dem Spalt angeordneten Photomultipliers den Intensitätsverlauf des optischen Spektrums über der Wellenlänge. Die Nachleuchtdauer des Bildwandlerleuchtschirms begrenzte die Ablenkzeit, d.h. die Beobachtungsdauer auf Millisekunden.

In der neuen Anordnung wird deshalb auf den Leuchtschirm verzichtet und Bildwandler und Multiplier in einem Gefäß vereinigt. Der Spalt liegt dabei in der Bildebene der Elektronenoptik.

Eine Beschränkung auf die Beobachtung einzelner Linienprofile folgt als Kompromiss aus der Forderung nach den in der Plasma-physik interessanten kurzen Beobachtungszeiten um 10^{-7} sec, sowie aus der Tatsache, dass der örtliche Verlauf des optischen Spektrums in einen zeitlichen Stromverlauf übergeht, dessen Frequenzspektrum durch eben diese Beobachtungszeit und den örtlichen Intensitätsverlauf bestimmt ist.

Im Bereich der Anwendungsgrenze wird anhand des Testfalles zweier vorgegebener Profile, eines Gauss- und Dispersionsprofiles, die Genauigkeit der Registrierung in Abhängigkeit vom Lichtfluss sowie vom Verhältnis c der Halbwertsbreite des Profils zur Spaltbreite diskutiert.

Die chromatische Aberration der Elektronenoptik begrenzt die minimale Dimension des optischen Bildes auf der Photokathode auf 70 bis 100 μ Breite. Die zeitliche Grenze hängt vom Profil

und von der Übertragungsbandbreite der Elektronik ab. Bei 20 MHz kann ein Gaussprofil in etwa 9×10^{-8} sec noch registriert werden, falls man eine Verfälschung des Maximums bzw. der Halbwertsbreite allein auf Grund der beschränkten Übertragungsbandbreite von 5% zulässt. Verlangt man davon abgesehen eine Genauigkeit von 10% im Maximum, so muss der Lichtfluss bei $c = 0,25$ und einer Quantenausbeute der Photokathode von $0,016$ A/W ungefähr 10^{-6} Watt betragen.

Mit Hilfe einer selbstgebauten Röhre werden diese Abschätzungen mit Messungen an zwei Phantomprofilen verglichen.

I n h a l t

	Seite
I. Einleitung	4
II. 1. Das Messprinzip	5
2. Beschränkung bei kurzen Zeiten	8
3. Genauigkeit der Profilwiedergabe	11
4. Genauigkeit der Halbwertsbreitenwiedergabe	21
5. Das elektronenoptische Abbildungssystem	22
6. Die Ablenkung des Elektronenbildes	25
7. Der Einfluss des Ablenkastigmatismus	26
8. Praktische Erprobung	29
a) Messung der elektronenoptischen Unschärfe	29
b) Abtastung zweier Phantomprofile	30
III. Anhang	35
1. Herstellung von Cäsium-Antimon-Photokathoden	35
2. Konstruktion der vollständigen Röhre	38
Literaturverzeichnis	

I. Einleitung

Die Anregung zur Entwicklung der hier beschriebenen Messmethode stammt aus einer Veröffentlichung von E. Fünfer und F. Rössler [1]. Dort sind zeitaufgelöste spektroskopische Untersuchungen von Pulververbrennungsvorgängen beschrieben. Das Messprinzip erlaubte eine direkte oszillographische Registrierung der interessierenden Teile des beobachteten Spektrums in aufeinanderfolgenden Zeitintervallen.

Das Spektrum wurde auf die Photokathode eines elektronenoptischen Bildwandlers und dessen Leuchtschirm auf einen parallel zu den Spektrallinien liegenden Spalt abgebildet, hinter dem ein Photovervielfacher angeordnet war. Ein zur optischen Achse des Bildwandlers senkrecht gerichtetes, zeitlich synchron mit der x-Ablenkung des Oszillographen veränderliches Magnetfeld bewirkte eine Ablenkung des Elektronenbildes über den Leuchtschirm und damit auch des optischen Bildes des Spektrums in Richtung der Wellenlängenachse über den Spalt. Der zeitliche Verlauf des Vervielfacherstromes gab somit den Intensitätsverlauf des Spektrums über der Wellenlänge x wieder und musste noch mit der spektralen Empfindlichkeit der Photokathoden sowie der spektralen Emission des Leuchtschirmes multipliziert bzw. durch Absoluteichung auf den wahren Intensitätsverlauf umgerechnet werden. Die Beobachtungsdauer war die Ablenkzeit des Spektrums über den Spalt. Sie lag bei diesen Messungen bei einigen 10^{-3} sec. Bei periodischer Wiederholung erhielt man eine Reihe aufeinanderfolgender "Momentaufnahmen" (im Sinne von Bild 1) des Spektrums. Die Oszillographenzeitachse war zugleich die Wellenlängenachse. Die maximale zeitliche Auflösung war durch die lange Nachleuchtdauer des Bildwandlerleuchtschirmes begrenzt.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Weiterentwicklung dieser Methode angestrebt, die sie für Zeiten, wie sie in der Plasmaphysik derzeit von Interesse sind, also etwa um 10^{-7} sec und darunter, brauchbar macht. Diese Forderung lässt die Verwendung auch der kürzest nachleuchtenden Schirme mit etwa 10^{-7} sec Nachleuchtdauer nicht mehr zu.

Es bleibt noch die Möglichkeit, die hier verwirklicht ist, auf den Leuchtschirm ganz zu verzichten, Bildwandler und Vervielfacher in einem Vakuumgefäß zu vereinigen und vor dem Dynodensystem einen Spalt anzuordnen.

II.1 Das Messprinzip

Das Prinzip der schnellen Abtastung eines Spektrums, in Bild 1 durch ein zeitlich veränderliches Linienprofil $\varphi(x,t)$ dargestellt, liefert als Momentbild keinen exakten Zeitschnitt, sondern Anfang und Ende des betrachteten Spektrums liegen zeitlich gesehen um die Ablenkzeit τ auseinander. Das gemessene Profil (strichpunktiert), d.h. die Projektion der schrägen (punktiierten) Schnittkurve auf die φ - x -Ebene bei $t = 0$, ist gegenüber dem zur Zeit $t = 0$ vorgefundenen Profil (ausgezogen) beträchtlich verzerrt. Daher muss als wesentliche Voraussetzung für die Anwendbarkeit des Messverfahrens gefordert werden, dass das Spektrum in Zeiten von der Grössenordnung τ quasistationär ist.

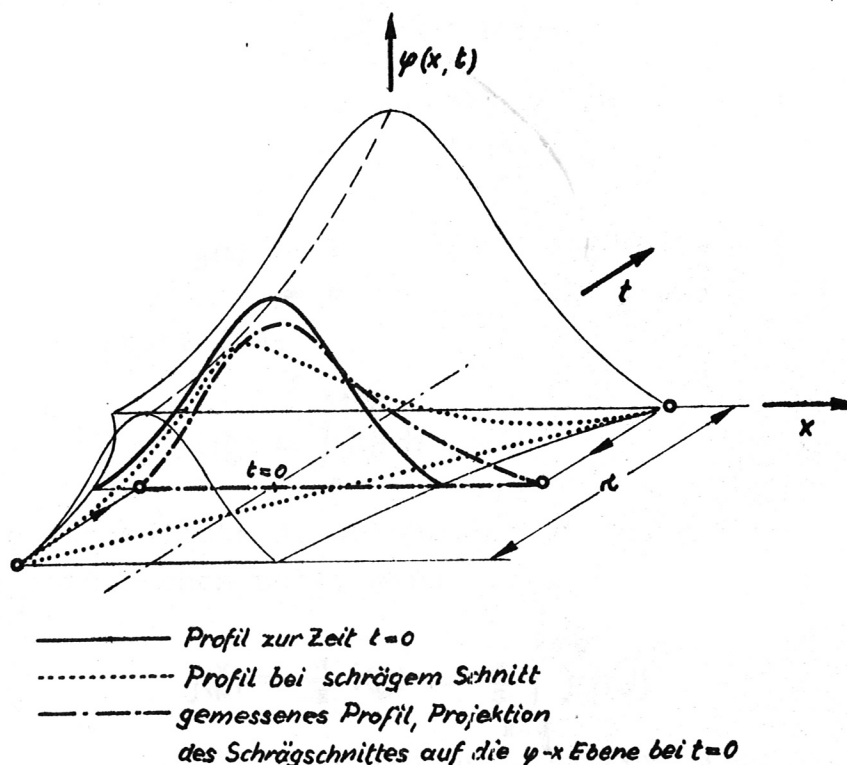


Bild 1: „Momentbild“ eines zeitlich veränderlichen Profils

Das Spektrum $\psi(x)$ einer Lichtquelle, das nach Bild 2 mittels Spektralapparat und abbildender Optik auf der Photokathode des Bildwandlers entworfen wird, ist für alle weiteren Betrachtungen zeitunabhängig angenommen. Seine Höhe soll gerade die wirksame Höhe des Spaltes in der Elektronenbildebene sein. $\psi(x)$ ist eine lineare Lichtflussdichte gemessen in Watt/mm. Ihr entspricht eine lineare Stromdichte $J(x)$ am Ort des Elektronenbildes. - Alle Grössen dieses Bildortes werden im Masstab des Gegenstandsortes, also der Photokathode, in die Rechnung eingesetzt und unterscheiden sich demnach von ihrer wahren Grösse um den Faktor v_{e0} (= lineare elektronenoptische Vergrösserung).

$$(1) \quad J(x) = k \cdot \psi(x) \quad k = \text{Quantenausbeute}$$

Die Durchlasscharakteristik des Spaltes sei zunächst $g(x)$. Dann wird der momentane Strom durch den Spalt zur Zeit $t = x/w$, wobei w die Geschwindigkeit ist, mit der das Elektronenbild über den Spalt abgelenkt wird:

$$(2) \quad i\left(\frac{x}{w}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} J(f) \cdot g(x-f) df$$

Im vorliegenden Fall des Rechteckspaltes der Breite s hat $g(x)$ die Form:

$$(3) \quad g(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } -\frac{s}{2} \leq x \leq +\frac{s}{2} \\ 0 & \text{für } x < -\frac{s}{2} \text{ und } x > +\frac{s}{2} \end{cases}$$

Damit erhält man statt (2):

$$(4) \quad i\left(\frac{x}{w}\right) = \int_{x-\frac{s}{2}}^{x+\frac{s}{2}} J(f) df$$

Die gemessene Stromdichte j , welche der eingestrahnten Flussdichte $\psi(x)$ entsprechen soll, wird

$$(5) \quad j\left(\frac{x}{w}\right) = \frac{1}{s} \cdot i\left(\frac{x}{w}\right) = \frac{1}{s} \int_{x-\frac{s}{2}}^{x+\frac{s}{2}} J(f) df$$

Für kleine Spaltbreiten s geht (5) über in (1), d.h. die Original-

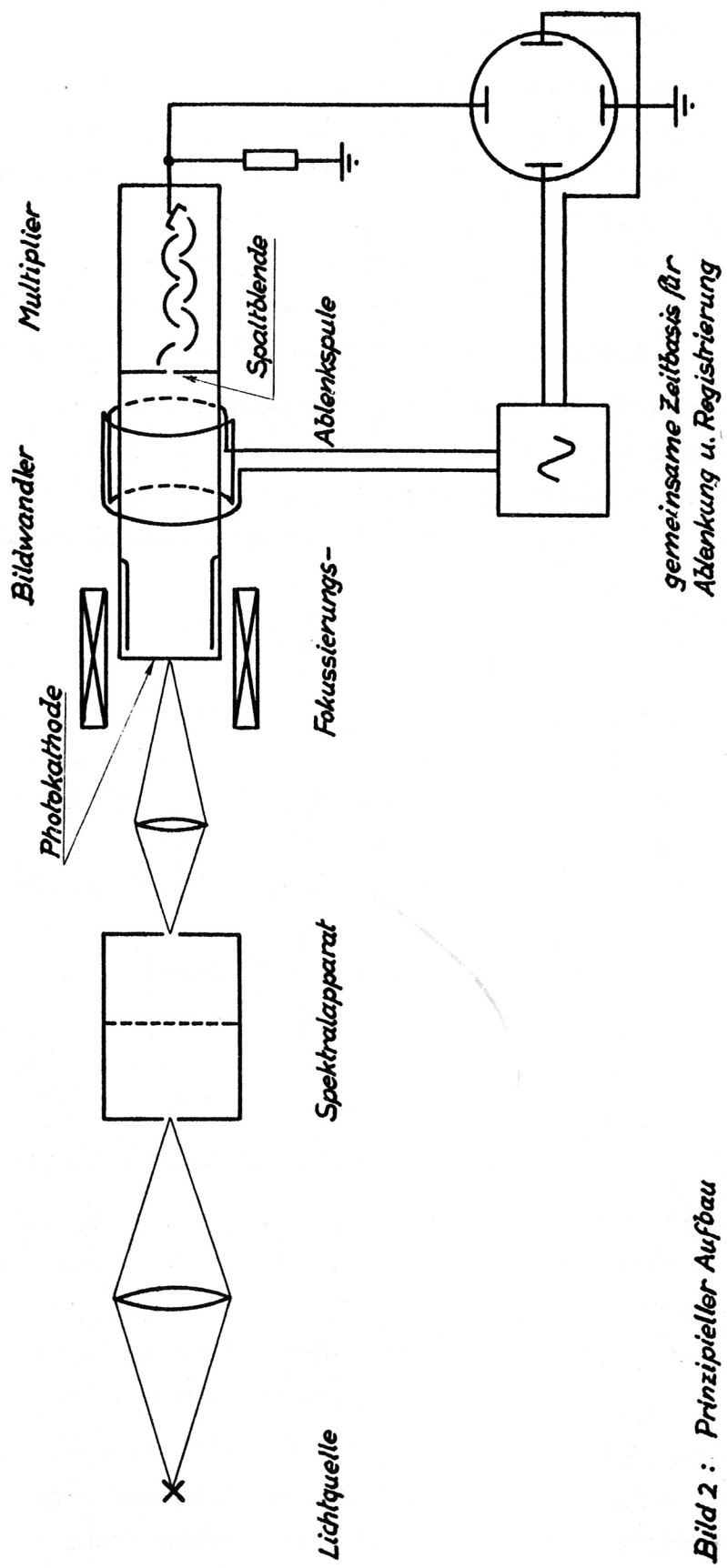


Bild 2 : Prinzipieller Aufbau

funktion $\varphi(x)$ und die Bildfunktion $j(x/w)$ werden identisch.

Um eine möglichst genaue Wiedergabe zu erreichen, darf man jedoch nicht einfach kleine s verlangen, da bei schmal werdendem Spalt oder was gleichbedeutend ist, bei breiter abgebildetem Spektrum der Lichtfluss bzw. hier der Strom i durch den Spalt kleiner und damit der statistische Fehler des photoelektrischen Emissionsprozesses relativ grösser wird. Dieses Problem ist in ähnlicher Weise von E. Glock und F. Chiappetti [2] behandelt.

Für die Übertragung des Längenmasstabes auf der Kathode auf das Schirmbild müssen Bildablenkgeschwindigkeit w und Schnelligkeit w_0 der Horizontalablenkung des Oszillographen bekannt sein. Dann ist die Abszisse x' im Oszillogramm:

$$(6) \quad x' = x \frac{w_0}{w}$$

Es braucht nur das Verhältnis der beiden Geschwindigkeiten konstant zu sein - dies ist auch dann der Fall, wenn sie in gleicher Weise zeitlich veränderlich sind - damit die x -Achse der Photokathode linear vergrössert oder verkleinert aber unverzerrt wiedergegeben wird. Gleichung (5) lautet damit:

$$(7) \quad j(x') = \frac{1}{s} \int_{x-\frac{s}{2}}^{x+\frac{s}{2}} k \cdot \varphi(f) df$$

2. Beschränkung bei kurzen Beobachtungszeiten

Bei einer genaueren Betrachtung der prinzipiellen Grenzen, die der Messmethode von verschiedenen Seiten her gesetzt sind, sieht man, dass ein Fortschritt zu kürzeren Beobachtungszeiten hin mit einer Beschränkung auf die Registrierung einfacher Intensitätsverläufe bezahlt werden muss.

a) Geometrisch begrenzt die im Vergleich zur Lichtoptik geringe Schärfe der Elektronenoptik die Grösse des optischen Bildes auf der Photokathode nach unten hin, d.h. man muss gegebenenfalls das vom Spektralapparat erzeugte Bild des Spektrums nachvergrössern,

um die elektronenoptische Unschärfe vernachlässigen zu können.

b) Eine zweite Grenze ist zeitlicher Natur, nämlich die minimal mögliche Laufzeitverbreiterung eines unendlich kurzen Lichtstromimpulses durch den Vervielfacher auf eine zeitliche Breite von grössenordnungsmässig einigen 10^{-9} sec. Soll eine Faltung zwischen dem zu messenden geometrischen Profil und dieser natürlichen Impulsform des Multipliers vernachlässigt werden, so muss die Beobachtungszeit τ mindestens eine Grössenordnung länger sein als jene $2 \dots 4 \cdot 10^{-9}$ sec.

c) Eine dritte Schranke gibt schliesslich das Prinzip der Umwandlung einer Orts- in eine Zeitfunktion, deren Spektrum bzw. Bandbreite Δf durch die Beobachtungszeit τ und den Verlauf der Ortsfunktion $\psi(x)$ bestimmt ist.

Es können jedoch nur die Frequenzen übertragen werden, die innerhalb der Übertragungsbandbreite Δf der Elektronik liegen. Die Breite des Frequenzspektrums, das übertragen werden muss, um eine getreue Wiedergabe der Ortsfunktion zu erhalten, ist umgekehrt proportional zur Beobachtungszeit τ , darf jedoch nicht grösser sein als Δf . Das führt schliesslich, da das Spektrum komplizierter Ortsfunktionen, wie z.B. mehrerer Linienprofile nebeneinander, sehr breit wird, dazu, dass nur mehr die Beobachtung bzw. Registrierung einzelner Linienprofile in Frage kommt, wenn die Messzeiten bei 10^{-7} bis 10^{-8} sec liegen sollen.

Als Beispiel sind im folgenden zur Demonstration der zeitlichen Grenze die Verhältnisse der Wiedergabe eines Gaussprofils erläutert:

Der Verlauf des örtlichen Profils, e^{-x^2/β^2} , geht über in den zeitlichen Stromverlauf e^{-t^2/T^2} . Der Fehler durch endliche Spaltbreite sei hier vernachlässigt. T ist entsprechend β die halbe zeitliche $1/e$ -Breite, $T = \beta/w$. Nimmt man als Beobachtungsdauer τ die Zeit, welche der doppelten Länge der Abszisse entspricht, bei der die Intensität auf $1/10$ des Wertes im Maximum abgesunken ist, dann gilt:

$$\tau = 3T$$

Die in der Elektronik üblichen Tiefpass-Übertragungssysteme können in der Praxis genügend gut durch einen Gausschen Übertragungsfaktor angenähert werden, der zwar keine Phasenverzerrung verursacht,

dafür aber unendliche Laufzeit bedingt [3], welche hier jedoch nicht berücksichtigt werden muss. Das Frequenzverhalten ist gegeben mit:

$$(8) \quad A(\omega) = e^{-\omega^2 K^2}$$

Dabei ist k mit der 3 db-Bandbreite $\Delta\omega$ verknüpft:

$$K^2 = \frac{\ln \sqrt{2}}{(\Delta\omega)^2}$$

Das Fourierspektrum des ursprünglichen Impulses, e^{-t^2/T^2} , ist

$$(9) \quad g_1(\omega) = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\pi} \cdot T \cdot e^{-\omega^2 T^2/4}$$

Am Ausgang des Tiefpasses erscheint das Spektrum des veränderten Impulses:

$$(10) \quad g_2(\omega) = g_1(\omega) \cdot A(\omega)$$

Dieses liefert durch Rücktransformation den zeitlichen Verlauf i_2 und damit auch das veränderte Profil:

$$(11) \quad i_2(t) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{0,316}{\tau^2 \Delta f^2}}} \cdot e^{-t^2/T^2(1 + \frac{0,316}{\tau^2 \Delta f^2})}$$

Der Charakter der Kurve bleibt in diesem Fall des Gaussprofils zwar erhalten, jedoch wird das Maximum kleiner, die Halbwertsbreite grösser wiedergegeben. Beide Grössen sind als Funktion des Produkts $\tau \cdot \Delta f$ aus Beobachtungszeit und Bandbreite in Bild 3 aufgetragen. Lässt man eine Abweichung von 5% noch zu, so ist

$\tau = 1,8/\Delta f$, d.h. ein Gaussprofil kann bei 20 MHz Bandbreite noch in $9 \cdot 10^{-8}$ sec abgetastet werden.

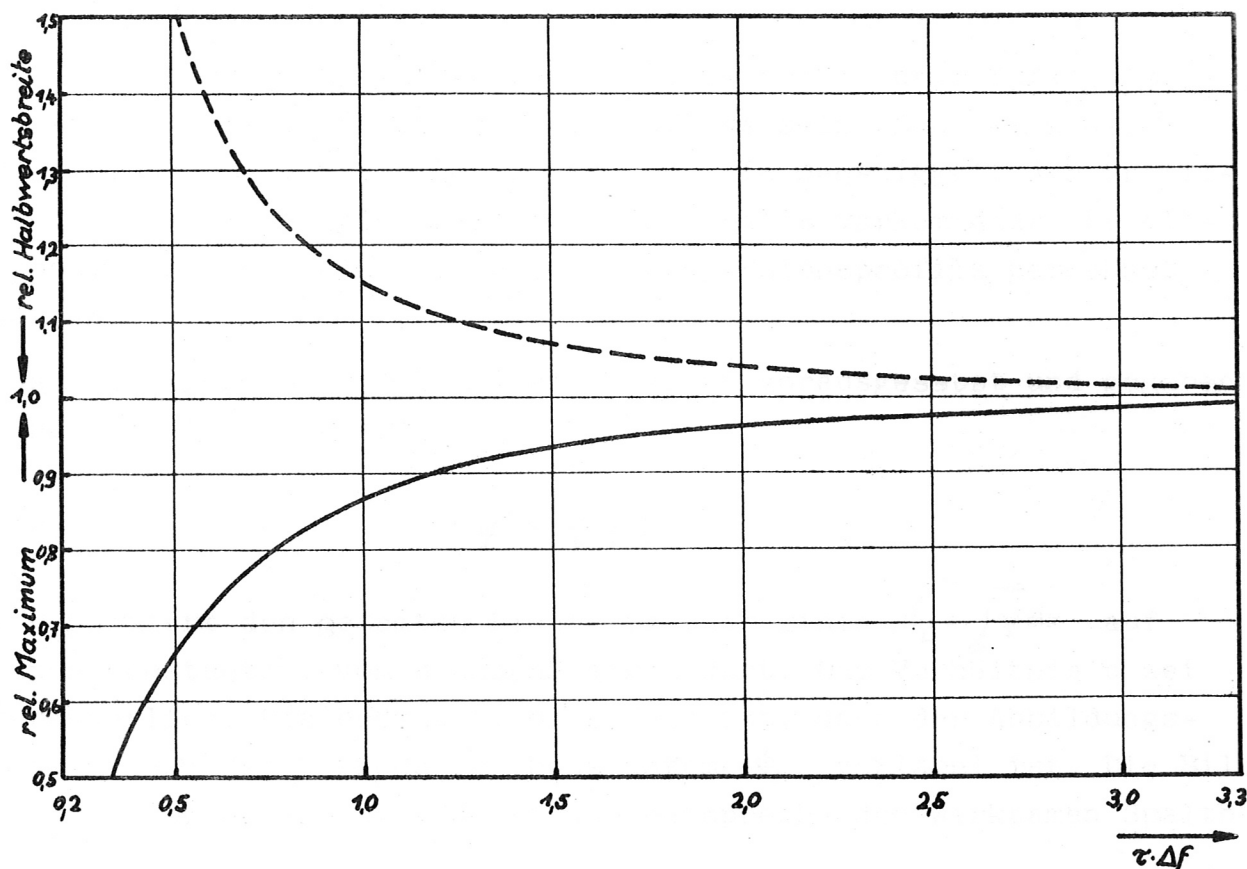


Bild 3: Relatives Maximum und Halbwertsbreite eines durch einen Tiefpaß mit Gauß'schem Übertragungsfaktor der Bandbreite Δf veränderten Gaußprofils in Abhängigkeit von der Beobachtungszeit τ .

3. Die Genauigkeit der Profilwiedergabe

Wie gut ein auf der Photokathode entworfenes Profil im Oszillogramm wiedergegeben wird, hängt von mehreren Umständen ab:

- von den Abbildungseigenschaften der Elektronenoptik, wovon später noch genauer die Rede ist,
- von der eben diskutierten Übertragungsbandbreite Δf ,
- bei Messzeiten vergleichbar mit der Laufzeitverbreiterung des Multipliers von der Form des Anodenstromimpulses auf einen unendlich kurzen Lichtimpuls hin,
- vom Verhältnis $c = s/h$, der Spaltbreite zur Halbwertsbreite

und schliesslich

e) vom gesamten Strahlungsfluss Φ_L bzw. Photostrom $I_L = k \cdot \Phi_L$ der Linie.

Für die folgende Betrachtung sollen die ersten drei Punkte im Sinne des vorigen Kapitels ohne Einfluss sein. Dann kann die Wirkung der beiden letzten Punkte auf die Genauigkeit der Profilwiedergabe am Beispiel zweier in der Praxis vorkommender Profiltypen, nämlich des Gauss- und des Dispersionsprofils berechnet werden.

Das abzubildende Profil sei als bekannt vorausgesetzt und gegeben durch den Ausdruck

$$(12) \quad \psi = \frac{1}{\beta} \cdot \varphi\left(\frac{x}{\beta}\right)$$

$1/\beta$ normiert den gesamten Lichtfluss der Linie $\Phi_L = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi dx$ auf einen konstanten, von β unabhängigen Wert. Das Verhältnis c sei veränderlich. Das bedeutet, da s fest ist, dass der Abbildungsstab auf der Kathode bei konstantem Φ_L variabel ist. Die Bildhöhe bleibe dabei unverändert und entspreche der wirksamen Spalthöhe.

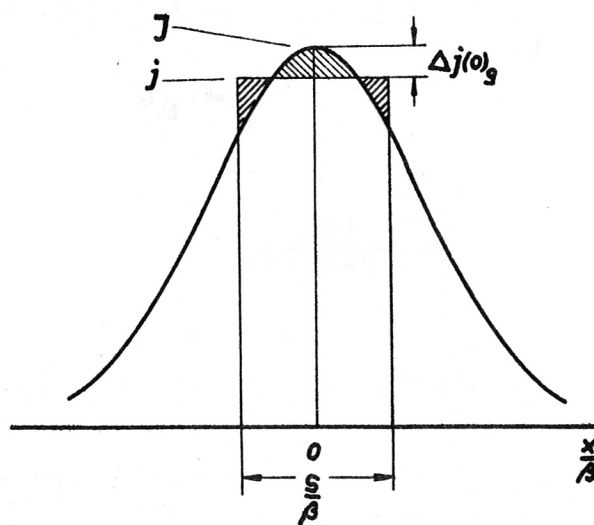


Bild 4: Geometrischer Fehler aufgrund endlicher Spaltbreite

Für die gemessene Ordinate $j(x')$ erhält durch Einführung der normierten Funktion ψ anstelle von φ Gleichung (7) die Form:

$$(13) \quad j(x') = \frac{1}{s} \cdot \int_{\frac{1}{\beta}(x-\frac{s}{2})}^{\frac{1}{\beta}(x+\frac{s}{2})} k \varphi(\frac{f}{\beta}) d(\frac{f}{\beta})$$

$j(x')$ weicht aufgrund der Mittelwertbildung in (13) vom wahren Wert $J(x') = k\psi$ ab um den Betrag

$$(14) \quad \Delta j_g = |j - J|$$

Die relative Abweichung ist dann

$$\delta j_g = \left| 1 - \frac{k\psi}{j(x')} \right|$$

mit (13)

$$(15) \quad \delta j_g = \left| 1 - \frac{\frac{1}{\beta} \cdot \varphi(\frac{x}{\beta})}{\frac{1}{s} \cdot \int_{\frac{1}{\beta}(x-\frac{s}{2})}^{\frac{1}{\beta}(x+\frac{s}{2})} \varphi(\frac{f}{\beta}) d(\frac{f}{\beta})} \right|$$

In Tabelle 1 sind die relativen geometrischen Fehler δj_g , im Linienmaximum $\delta j(0)_g$, bei der Halbwertsbreitenabszisse $\delta j(\frac{h}{2})_g$ eingetragen.

Zu diesem systematischen Fehler kommt noch ein zweiter, statistischer Fehler hinzu, der von der Photoelektronenemission herrührt. Er ist das reziproke Signal-/Rauschverhältnis:

$$(16) \quad \delta j_s = \frac{1}{\eta}$$

Nach [4] ist

$$(17) \quad \eta = \frac{r \cdot i}{\sqrt{2e \Delta f \alpha^2 (i + i_{th})}}$$

γ = Modulationskoeffizient

i_{th} = thermischer Strom der Photokathode

i = Photostrom

Δf = Bandbreite der Elektronik

α^2 = Rauschvergrößerung durch den Sekundäremissionsprozess

e = Elementarladung

i_{th} kann vernachlässigt werden, da im Gegensatz zur üblichen Verwendung von Photomultipliern nicht der thermische Strom der ganzen Photokathode sondern nur des kleinen Teils, welcher der Spaltfläche entspricht, auf die Dynoden gelangt und zum Rauschen beiträgt, während das gesamte Nutzsignal aus derselben kleinen Kathodenfläche stammt. Da i_{th} unabhängig vom Signalstrom i ist, wird auf diese Weise der Störabstand zum thermischen Rauschen um den Faktor des Flächenverhältnisses Kathode/Spaltfläche vergrößert. Man erhält für die relative statistische Unsicherheit aus (16) und (17) den Ausdruck:

$$(18) \quad \delta j_s = \sqrt{\frac{2e\Delta f \alpha^2}{i}}$$

Führt man den gesamten konstant gehaltenen Lichtfluss Φ_L ein, so wird der Strom durch den Spalt $i = j \cdot s$ mit (13):

$$(19) \quad i = k \cdot \Phi_L \cdot \frac{\int_{\frac{1}{\beta}(x-\frac{s}{2})}^{\frac{1}{\beta}(x+\frac{s}{2})} \varphi(\frac{x}{\beta}) d(\frac{x}{\beta})}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\frac{x}{\beta}) d(\frac{x}{\beta})}$$

Damit wird (18)

$$(20) \quad \delta j_s = \sqrt{\frac{2e\Delta f \alpha^2 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\frac{x}{\beta}) d(\frac{x}{\beta})}{k \cdot \Phi_L \cdot \int_{\frac{1}{\beta}(x-\frac{s}{2})}^{\frac{1}{\beta}(x+\frac{s}{2})} \varphi(\frac{x}{\beta}) d(\frac{x}{\beta})}}$$

Nach (15) und (20) sind die einzelnen Unsicherheiten für ein Gauss- und ein Dispersionsprofil berechnet. Die Ausdrücke hierfür sind in der Tabelle angeführt. Der Gesamtfehler, die Summe der beiden einzelnen

$$(21) \quad \delta j = \delta j_g + \delta j_s$$

ist in den Bildern 5a), b), c), d) aufgetragen über c. Parameter ist das Verhältnis $2e\Delta f \alpha^2 / k \cdot \Phi_L$, also im wesentlichen das reziproke Signal/Rauschenergieverhältnis, wobei die Signalenergie vom Gesamtfluss Φ_L getragen wird.

	Gaußprofil	Dispersionsprofil
φ	$\varphi(0) e^{-\left(\frac{x}{\beta}\right)^2}$	$\varphi(0) \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{\beta}\right)^2}$
ψ	$\frac{\varphi(0)}{\beta} e^{-\left(\frac{x}{\beta}\right)^2}$	$\frac{\varphi(0)}{\beta} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{\beta}\right)^2}$
c	$\frac{s}{1,665 \beta}$	$\frac{s}{2 \beta}$
$\delta j(0)_g$	$\left 1 - \frac{1,66 \cdot c}{\int_{-0,83c}^{+0,83c} e^{-\left(\frac{x}{\beta}\right)^2} d\left(\frac{x}{\beta}\right)} \right $	$\left 1 - \frac{c}{\arctg c} \right $
$\delta j\left(\frac{1}{2}\right)_g$	$\left 1 - \frac{0,83 c}{\int_{-0,83(1-c)}^{+0,83(1+c)} e^{-\left(\frac{x}{\beta}\right)^2} d\left(\frac{x}{\beta}\right)} \right $	$\left 1 - \frac{2c}{\arctg(1+c) - \arctg(1-c)} \right $
$\delta j(0)_s$	$\sqrt{\frac{2e\Delta f\alpha^2}{k \Phi_L} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\int_{-0,83c}^{+0,83c} e^{-\left(\frac{x}{\beta}\right)^2} d\left(\frac{x}{\beta}\right)}}$	$\sqrt{\frac{2e\Delta f\alpha^2}{k \Phi_L} \cdot \frac{\pi}{2 \arctg c}}$
$\delta j\left(\frac{1}{2}\right)_s$	$\sqrt{\frac{2e\Delta f\alpha^2}{k \Phi_L} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\int_{-0,83(1-c)}^{+0,83(1+c)} e^{-\left(\frac{x}{\beta}\right)^2} d\left(\frac{x}{\beta}\right)}}$	$\sqrt{\frac{2e\Delta f\alpha^2}{k \Phi_L} \cdot \frac{\pi}{\arctg(1+c) - \arctg(1-c)}}$
$\delta j(0)$	Bild 5a	5c
$\delta j\left(\frac{1}{2}\right)$	5b	5d
δh_1	0,72 $\delta j(0)$	$\delta j(0)$
δh_2	0,72 $\delta j\left(\frac{1}{2}\right)$	$\delta j\left(\frac{1}{2}\right)$
δh	0,72 ($\delta j(0) + \delta j\left(\frac{1}{2}\right)$)	$\delta j(0) + \delta j\left(\frac{1}{2}\right)$

Tabelle 1

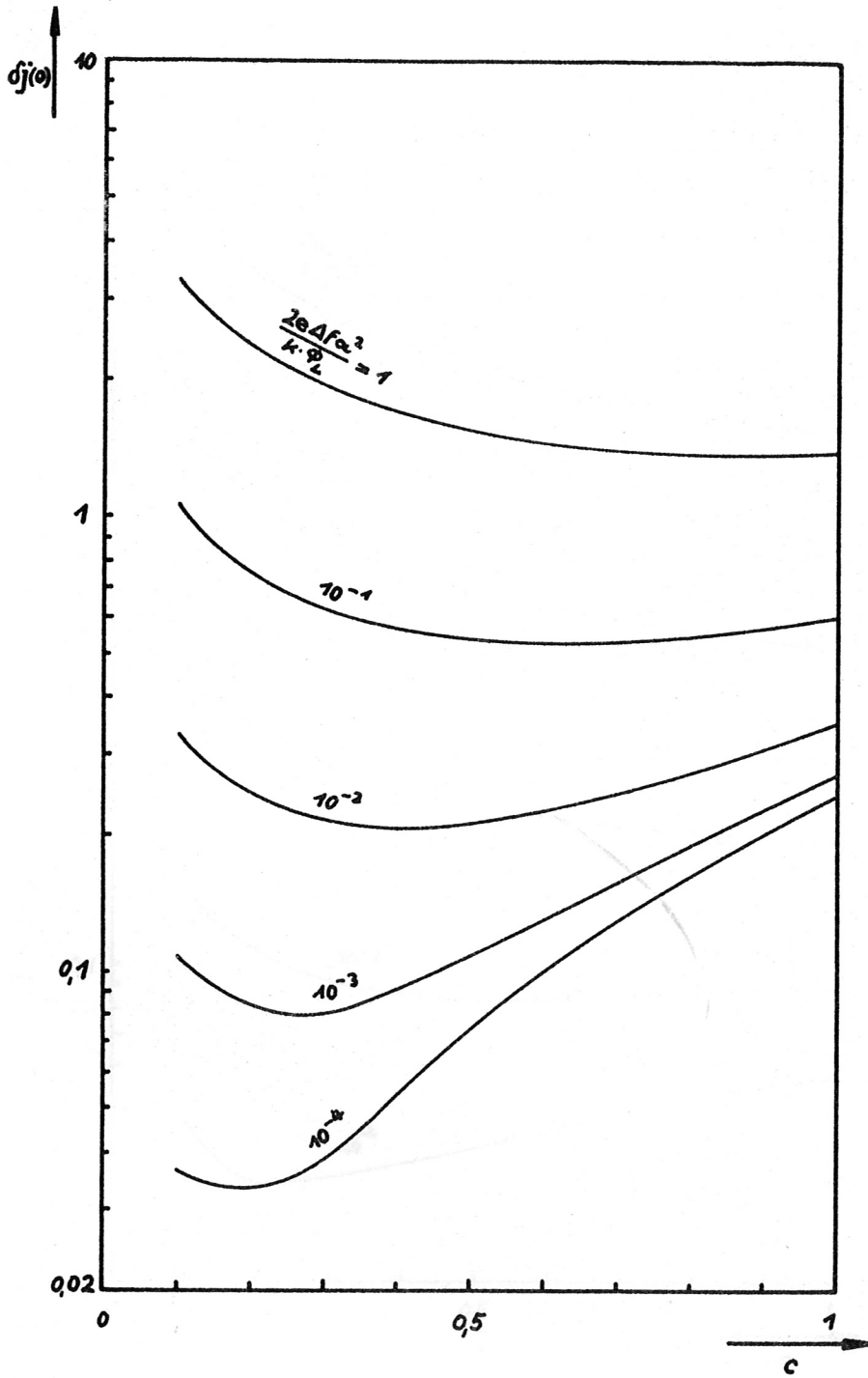


Bild 5a) : Relative Unsicherheit
im Maximum des Gaußprofiles

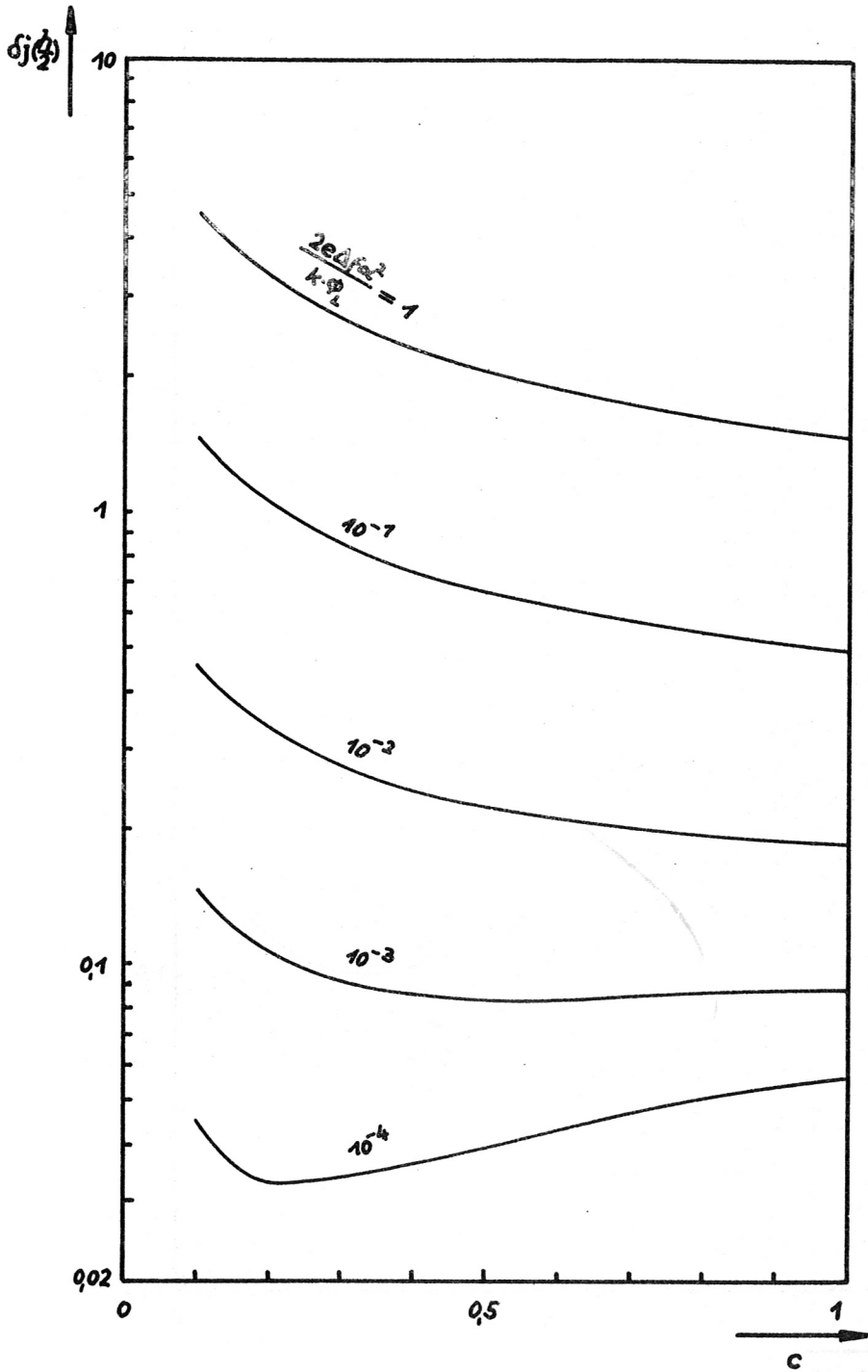


Bild 5b): Relative Unsicherheit der Halbwertsbreitenordinate des Gaußprofils

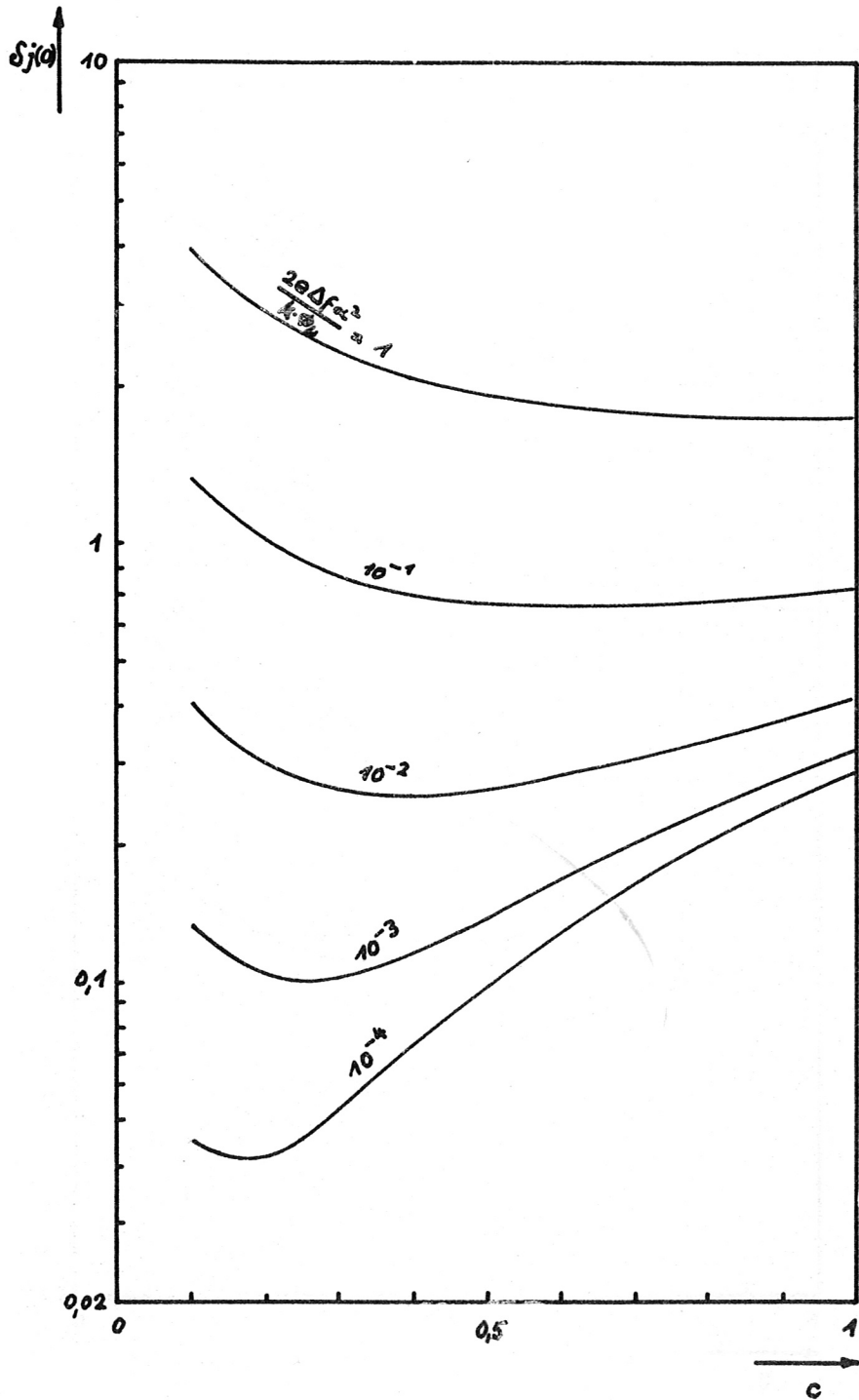


Bild 5c): Relative Unsicherheit
im Maximum des Dispersionsprofils

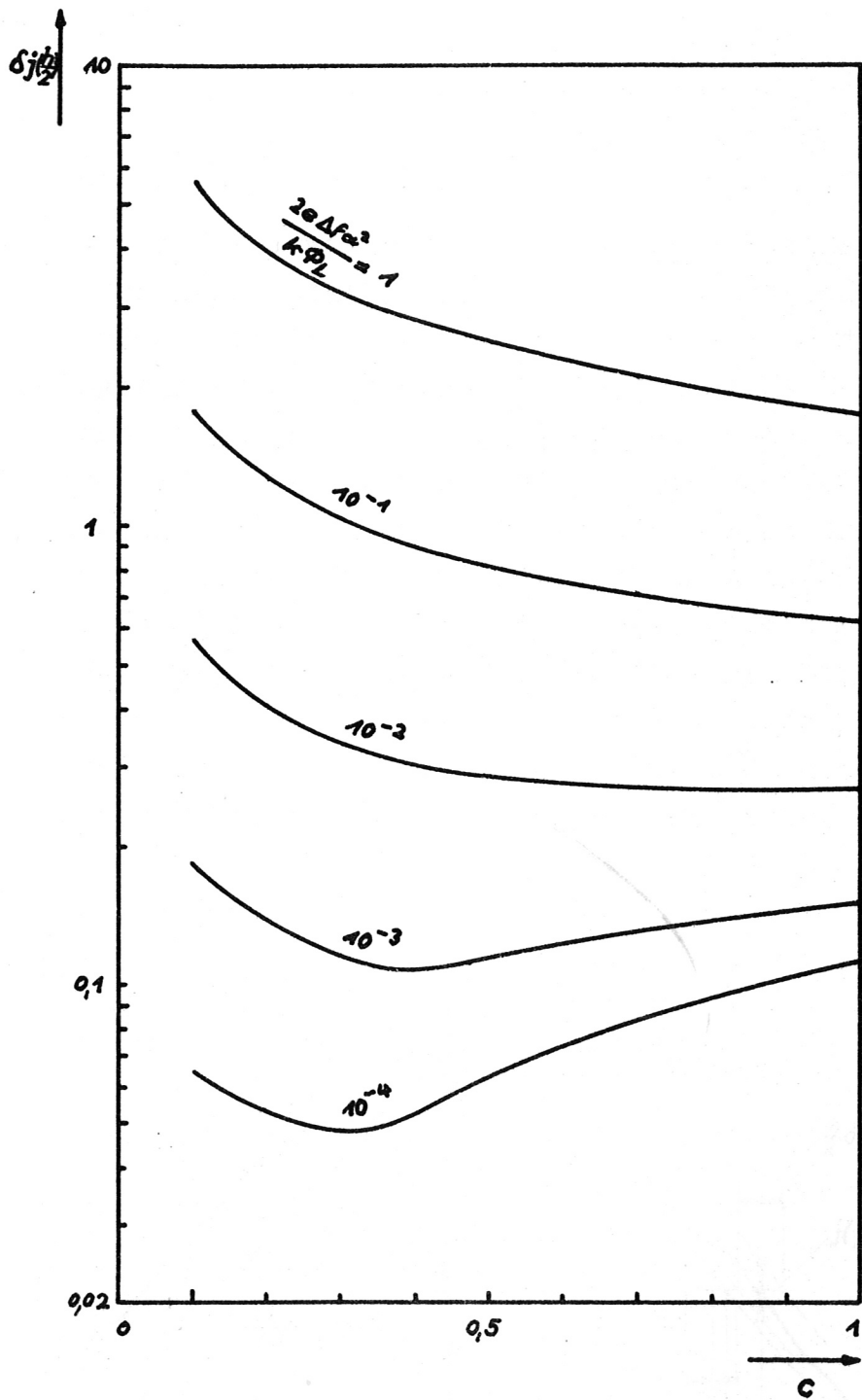


Bild 5 d) : Relative Unsicherheit der Halbwertsbreitenordinate des Dispersionsprofils

Für beide Profiltypen verlaufen die Fehler ähnlich. Bei bestimmten Kombinationen von c und obigem Parameter gibt es ein Minimum der Gesamtunsicherheit sowohl im Maximum des Profils als auch bei der Abszisse der Halbwertsbreite.

Eine Umkehrung der bisherigen Betrachtungsweise gestattet nun mit Hilfe dieser Fehlerkurven für eine praktische Messung Angaben über die Messunsicherheit zu machen:

Man erwartet beispielsweise ein Gaussprofil. Aus den gemessenen Oszillogrammen kann aufgrund der Masstabseichung das Verhältnis c bestimmt werden. Δf ist im allgemeinen bekannt und ϕ_L kann aus dem Oszillogramm errechnet werden. Die Genauigkeit der so ermittelten Werte genügt zur Abschätzung einer Fehlerschranke für den gemessenen Profiltyp. Da nicht nur die Kurven ähnlich sind für beide Profiltypen sondern auch die Werte in der selben Größenordnung liegen, ist es letzten Endes unkritisch, ob das gemessene Profil nun ein exaktes Gaussprofil oder ein zwischen Gauss- und Dispersions- typ liegendes Voigtprofil ist. Bei Profilen mit Einsattelung sind die bisherigen Betrachtungen - soweit es auf deren genaue Wiedergabe ankommt - auf die Einsattelung anzuwenden, d.h. das Verhältnis c bezieht sich auch auf deren Halbwertsbreite.

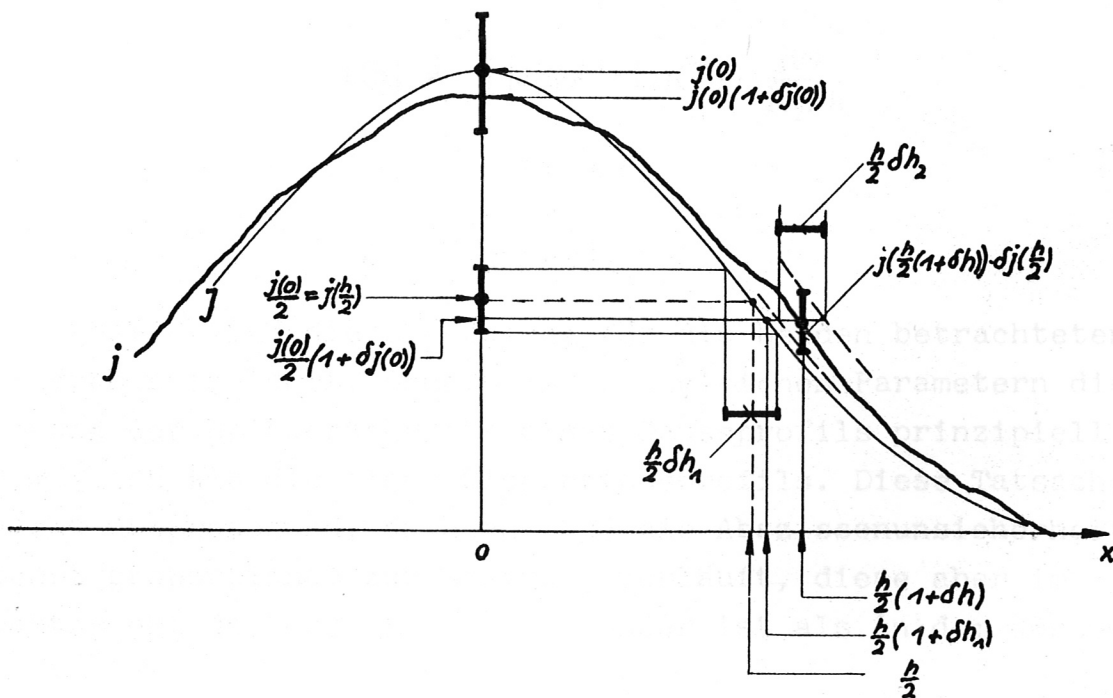


Bild 6: Genauigkeit der Halbwertsbreite

4. Die Genauigkeit der Halbwertsbreitenwiedergabe

Die aus den registrierten Profilen gewonnenen Halbwertsbreiten sind wegen der Ordinatenunsicherheiten $\delta j(0)$ im Maximum und $\delta j(\frac{h}{2})$ bei der Abszisse der Halbwertsbreite ebenfalls fehlerbehaftet. Der relative Fehler der Halbwertsbreite sei δh . Den Zusammenhang mit den obigen Ordinatenfehlern findet man folgendermassen: Die Hälfte des gemessenen Maximums ist (s. Bild 6) $\frac{1}{2} j(0) \{1 + \delta j(0)\}$. Dies ist zugleich die um $\delta j(\frac{h}{2})$ unsichere Halbwertsordinate, deren zugehörige Abszisse, also die halbe Halbwertsbreite, mit dem relativen Fehler δh behaftet ist. Dabei ist angenommen, dass der relative Ordinatenfehler $\delta j(\frac{h}{2})$ bei der wahren (unbekannten) Halbwertsabszisse gleich dem bei der falsch gemessenen, $\delta j(\frac{h}{2} \{1 + \delta h\})$ ist. Dann gilt:

$$(21) \quad \frac{1}{2} j(0) \{1 + \delta j(0)\} = j(\frac{h}{2} \{1 + \delta h\}) \cdot \{1 + \delta j(\frac{h}{2})\}$$

Daraus folgt δh unter Vernachlässigung von Gliedern höherer als erster Ordnung in den δ :

$$(22) \quad \delta h = \{ \delta j(0) - \delta j(\frac{h}{2}) \} \cdot \frac{j(0)}{j'(\frac{h}{2}) \cdot h}$$

j' ist die Steigung des wahren Profils. Im ungünstigsten Fall addieren sich die Beträge der Ordinatenfehler, so dass man statt (22) erhält:

$$(23) \quad |\delta h| = \{ |\delta j(0)| + |\delta j(\frac{h}{2})| \} \cdot \frac{j(0)}{j'(\frac{h}{2}) \cdot h}$$

oder mit den Bezeichnungen von Bild 6:

$$(24) \quad \delta h = \delta h_1 + \delta h_2$$

In der Tabelle sind die Ergebnisse für die beiden betrachteten Profiltypen aufgeführt. Danach ist bei gleichen Parametern die Bestimmung der Halbwertsbreite eines Gaussprofils prinzipiell genauer möglich als die eines Dispersionsprofils. Diese Tatsache ist nicht überraschend, da nach (23) die Abszissenunsicherheit umgekehrt proportional zur Steigung verläuft, diese aber im Halbwertspunkt des ersteren Typs grösser ist als in dem des zweiten.

5. Das elektronenoptische Abbildungssystem

Die Wahl des elektronenoptischen Abbildungssystems richtet sich nach drei verschiedenen Gesichtspunkten:

- a) Die Energie der abbildenden Elektronen, die auf die erste Dynode des Vervielfachers treffen, soll möglichst unter 1 kV liegen, damit man nicht, wie es bei höheren Geschwindigkeiten der Fall ist, in den Bereich abnehmender Sekundäremission kommt.
- b) Das Dynodensystem darf nur sehr kleinen stationären Magnetfeldern von einigen zehntel Gauss ausgesetzt sein, ohne wesentlich in seiner Funktion gestört zu werden.
- c) Es muss gegen das hochfrequente Ablenkkfeld sowie gegen andere äussere Störfelder abgeschirmt werden.

Die erste Forderung verbietet die Verwendung elektrostatischer Systeme, die in der Regel mit Gesamtspannungen über 5 kV betrieben werden und wegen des charakteristischen Schnittpunkts der Achse aller abbildenden Elektronenbündel mit der Röhrenachse, des sog. cross-over, eine einfache elektrische Ablenkung des Elektronenbildes erlauben würden.

Die zweite Forderung steht gegen die einfache Abbildung durch ein homogenes magnetisches Längsfeld.

Eine Anordnung, die alle drei Forderungen erfüllen lässt, ist das Abbildungssystem eines Superikonoskops, einer in der Fernsehtechnik lange Zeit verwendeten Bildaufnahmeröhre.

Es besteht (s. Bild 9) aus einer ebenen Photokathode mit anschliessendem Anodenzylinder. Die Kathode liegt konzentrisch etwa im Feldmaximum einer Spule, deren Länge ungefähr gleich ihrem Durchmesser ist, d.h. bei einer nicht eisengeschirmten Spule in der Mitte. Eine Eisenabschirmung erlaubt, falls ein Ende der Spule bis auf den für den Lichteintritt nötigen Durchmesser magnetisch abgeschirmt ist, die Spule sehr viel weiter über die Röhre zu schieben, so dass die Photokathode nahe am Spulenende und dennoch im Bereich hoher magnetischer Feldstärke liegt. Das bringt natürlich Vorteile bei der Verwendung kurzbrennweitiger Objektive.

Der Mechanismus ist für diesen Fall in der Literatur auf verschiedene Weise behandelt worden: von Tsukkerman [5] als Eigenwertproblem,

von Francken und Dorrestein [6], [7] durch numerische Berechnung der achsennahen Elektronenbahnen in den analytisch angenäherten Fokussierungsfeldern für praktisch vorkommende Anfangsbedingungen.

Daraus erhält man qualitativ folgendes Bild:

Elektronen mit der Anfangsenergie Null werden in Kathodennähe, wo sowohl die Linien des elektrischen als auch des magnetischen Feldes parallel zur Achse verlaufen, senkrecht von der Kathodenfläche weg beschleunigt und erfahren noch keine Wirkung des magnetischen Feldes. Mit zunehmender Entfernung von der Kathode divergieren die elektrischen Feldlinien rascher als die magnetischen, die Elektronen werden zusätzlich radial nach aussen beschleunigt und erhalten von der nun einsetzenden Lorentzkraft auch noch eine azimutale Geschwindigkeitskomponente, die wieder die Ursache einer konvergenten zur Achse hin gerichteten zweiten Lorentzkraft ist. Die erste Kraft bedingt eine Drehung der durch den jeweiligen momentanen Ort des Elektrons gehenden Meridionalebene und damit auch eine Drehung des Elektronenbildes bezüglich des optischen Bildes auf der Kathode. In einer Entfernung von der Kathode, die etwa dem Durchmesser des Anodenzylinders entspricht, ist das elektrische Feld bereits vernachlässigbar klein, die magnetischen Feldlinien divergieren weiter und werden schliesslich parallel zur Elektronengeschwindigkeit, d.h. der Winkel zwischen beiden wird Null und ändert im weiteren sein Vorzeichen. Dasselbe geschieht mit der zweiten Lorentzkraft, die nun aufgrund der nunmehr entgegengesetzten Drehung der Meridionalebene nach aussen gerichtet ist. Bahnen von Elektronen ohne Anfangsenergie sind die sog. Hauptstrahlen. In ihrer Nachbarschaft verlaufen die Bahnen aller vom selben Punkt der Photokathode ausgehenden Elektronen mit verschiedenen radialen oder tangentialen Anfangsrichtungen. Sie alle haben in der Näherung der angestellten Rechnungen einen gemeinsamen Durchstosspunkt durch die Bildebene. Endliche axiale Geschwindigkeiten beim Austritt aus der Kathode verursachen eine Verschmierung dieses Punktes in einen Zerstreukreis und damit eine Begrenzung der Bildschärfe durch die longitudinale chromatische Aberration Δz_c . Ihr gegenüber können nach [7] sphärische Aberration und Koma vernachlässigt werden. Die Intensitätsverteilung in diesem Unschärfescheibchen hängt von der

Anfangsenergieverteilung der Photoelektronen ab und soll hier berücksichtigt werden. Stattdessen interessiert der Durchmesser d des Zerstreukreises für eine repräsentative Anfangsenergie ϵ :

$$(25) \quad d = 2\alpha \Delta z_c$$

$$(26) \quad \alpha = \frac{1}{v_{e0}} \sqrt{\frac{\epsilon}{e \cdot U}} \cdot \sin \alpha_0$$

Hierin bedeuten: α_0 = Emissionswinkel der Photoelektronen
 $e \cdot U$ = Endenergie der Photoelektronen
 2α = Apertur des Elektronenbündels im Bildraum

Aus (25) und (26) sowie einem von Zworykin u.a. [8] berechneten Ausdruck für die chromatische Verschiebung Δz_c folgt schliesslich:

$$(27) \quad d = 2 v_{e0} \cdot \frac{\epsilon}{e \cdot E}$$

E bedeutet die elektrische Feldstärke unmittelbar vor der Photokathode. Nach [9] lässt sich das elektrische Achsenpotential der gegebenen Geometrie annähern durch die Funktion

$$(28) \quad U(z) = U_0 \cdot \operatorname{tgh} 2,63 \frac{z}{D}$$

D = Durchmesser des Anodenzylinders.

Daraus erhält man durch Differentiation die gesuchte Feldstärke in Gl. (24). Setzt man für ϵ einen Wert ein, der der Differenz zwischen Austrittsarbeit der Photokathode (bei Cäsium-Antimonkathoden etwa 1,6 eV) und der Quantenenergie der auffallenden Photonen im maximal empfindlichen Wellenlängenbereich (hier 4000 - 5000 Å) entspricht, also:

$\epsilon = 1$ eV, $U_0 = 800$ V, $D = 40$ mm ein, so erhält man für den Zerstreukreisdurchmesser nach (24) den Wert $d = 0,15$ mm. Dem entspricht auf der Kathode bei einer elektronenoptischen Vergrößerung $v_{e0} = 4$ ein Wert von 0,04 mm. Um bei einer Messung von dem Einfluss dieses Apparateprofils frei zu sein, muss das Bild des zu messenden Profils dagegen breit sein. Sind beide Breiten vergleichbar, so erhält man als gemessenes Profil die Faltung des wahren mit dem Unschärfeprofil, das für eine Entzerrung bekannt sein müsste.

6. Die Ablenkung des Elektronenbildes

Von den zwei prinzipiellen Möglichkeiten der Ablenkung von Elektronenbündeln ist die elektrische am besten für sehr schnelle Vorgänge geeignet. Doch sollen dabei alle abbildenden Bündel einen gemeinsamen engen Querschnitt, den cross-over, durchsetzen. Denn nur dort lässt sich der Ablenkkondensator mit sinnvoller Weise kleinem Plattenabstand zur Erzielung eines genügend starken Ablenkkfeldes ohne weitreichende störende Streufelder anbringen. Dem Vorteil der geringen zeitlichen Trägheit des elektrischen Systems stehen als Nachteil die prinzipiell grösseren Aberrationen als sie zusätzlich im Fall der magnetischen Ablenkung auftreten gegenüber. Da beim gewählten Abbildungssystem der cross-over fehlt, kommt nur die Ablenkung durch ein zur Röhrenachse senkrecht gerichtetes Magnetfeld in Frage. Wegen der erforderlichen hohen Ablenkkfrequenz von maximal einigen MHz muss der leitende Anodenbelag der Röhre auf dem ganzen Umfang und über die Länge des Ablenkkfeldes parallel zur Gefässachse geschlitzt sein, um zu verhindern, dass er das hochfrequente magnetische Feld vor dem Innenraum abschirmt. Die geringe, wegen der hohen erwünschten Ablenkkfrequenz begrenzte maximal zulässige Induktivität von einigen μHy hat zur Folge, dass die Ablenkspule nur wenige Windungen hat und keine azimutale Verteilung der Windungsdichte zur Verbesserung der Linearität der Ablenkung bei grösseren Amplituden erlaubt. Diese Massnahme ist hier auch gar nicht notwendig, da die eigentliche Messung nur innerhalb kleiner Ablenkungen in der Umgebung des Feldnulldurchganges erfolgt, so dass Nichtlinearität und Ablenkaberrationen im Maximum der Ablenkung ohne Bedeutung sind. Die wirksame Ablenkung ist gerade die halbe Breite des Elektronenbildes, dessen Mitte ohne Ablenkung auf dem Abtastspalt liegt. Form und Stromführung der Spule sind in Bild 7 dargestellt. Sie hat zehn Windungen, von denen jeweils die Hälfte die Röhre halb umfasst. Da die Bildwandleranode auf dem Potential der ersten Multipliyerdynode, also auf negativem Potential von einigen kV liegt, die Spule jedoch je nach Schaltung unter Umständen sogar an Erde, muss sie elektrostatisch abgeschirmt sein, damit durch die Schlitze im Belag kein elektrisches Feld durchgreift, welches die elektronenoptische Abbildung beeinflussen könnte.

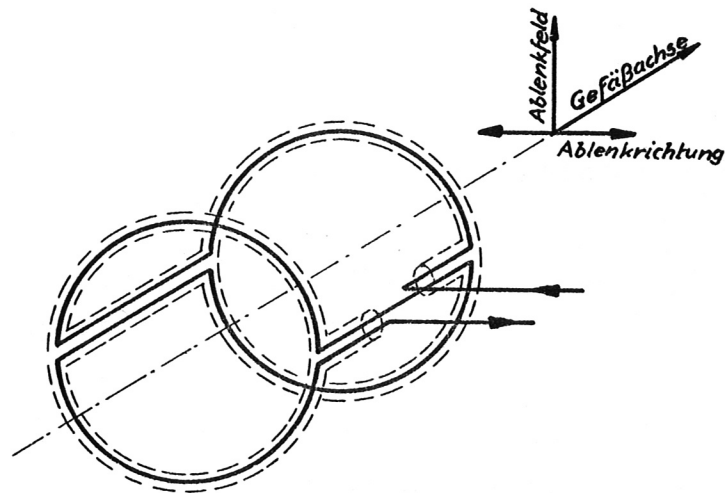


Bild 7 : Ablenkspule mit elektrostatischer Abschirmung

7. Der Einfluss des Ablenkastigmatismus

Betrachtet man die bei der Ablenkung prinzipiell auftretende Aberration nicht wie Glaser und Wendt [10], [11] in Bezug auf das feste Koordinatensystem der Röhre sondern mit Tsukkerman [12] auf die Achse des abgelenkten Bündels, dann erscheint der Astigmatismus der Ablenkung als eine Aberration erster Ordnung eines elektronenoptischen Systems mit gekrümmter Achse. Zur Abschätzung dieser Aberration sei angenommen, das Ablenkfeld sei homogen innerhalb der Länge der Spule sowie ohne Streufeld. Dann ist der Krümmungsradius der Elektronenbahnen in der ganzen Feldausdehnung konstant. Ferner seien alle Winkel so klein, dass sie ohne grösseren Fehler ($< 5\%$) ihren Sinus und Tangens ersetzen können. Während nun der Schnittpunkt der Meridionalstrahlen auf der Hauptkrümmungsfläche bleibt, die durch den Krümmungsradius z_0 (s. Bild 8) charakterisiert ist, verschiebt sich der sagittale Fokus um die Strecke Δz_s , die quadratisch vom Ablenkwinkel γ abhängt.

$$(29) \quad \Delta z_s = z_0 \gamma^2$$

Die Aberration der Sagittalstrahlen Δx_s in der zylindrischen Haupt-

Krümmungsfläche ergibt sich unter Vernachlässigung der Glieder von höherer als zweiter Ordnung in γ zu:

$$(30) \quad \Delta x_s = z_0 \cdot 2\alpha \cdot \gamma^2$$

Sie ist proportional zu der Apertur des unabgelenkten Bündels und dem Quadrat des Ablenkwinkels.

Mit den in der Praxis vorkommenden Daten $\epsilon = 1 \text{ eV}$, $U = 900 \text{ V}$,

$\alpha_0 = 90^\circ$ wird die Apertur $2\alpha = 0.0166$

und mit $z_0 = 50 \text{ mm}$, $L = 50 \text{ mm}$, $\gamma = 20^\circ$

$$\Delta x_s = 0,1 \text{ mm}$$

Also ist im Fall einer wirksamen Auslenkung des Elektronenbildes um etwa 17 mm (dem entsprechen auf der Kathode 4 mm) der durch den Ablenkastigmatismus hervorgerufene Fehler Δx_s kleiner oder, was dem Charakter einer Abschätzung eher entspricht, grössenordnungsmässig gleich dem Durchmesser d des chromatischen Fehlerscheibchens.

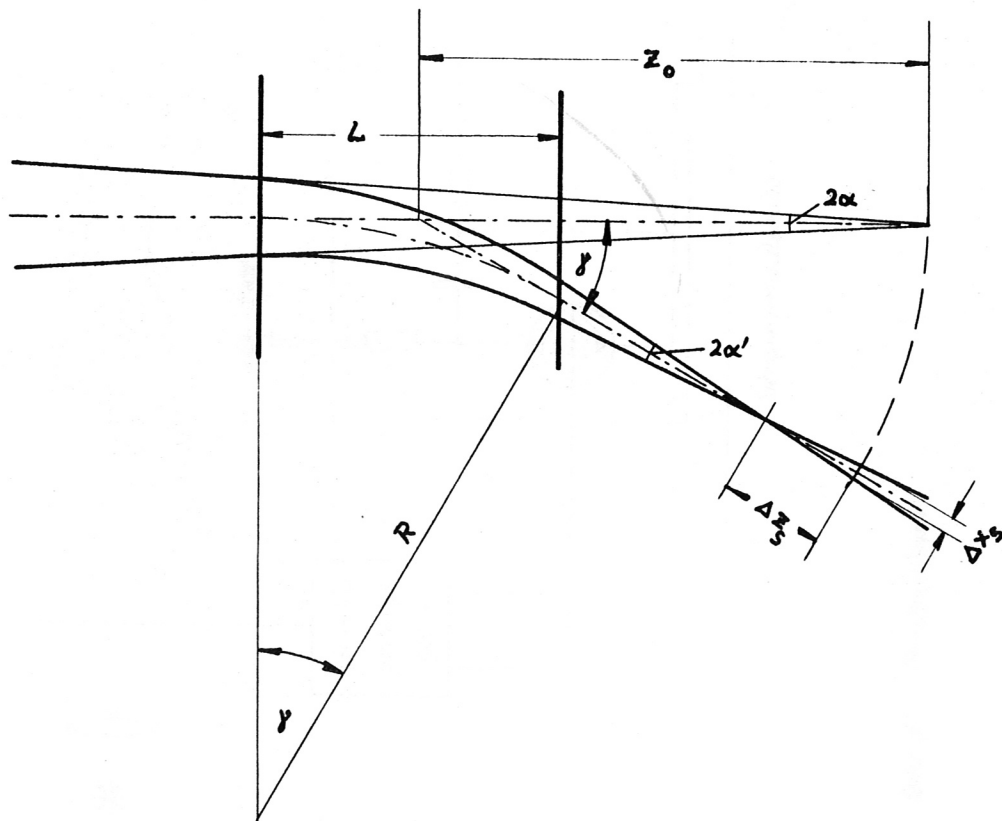


Bild 8 Ablenkastigmatismus

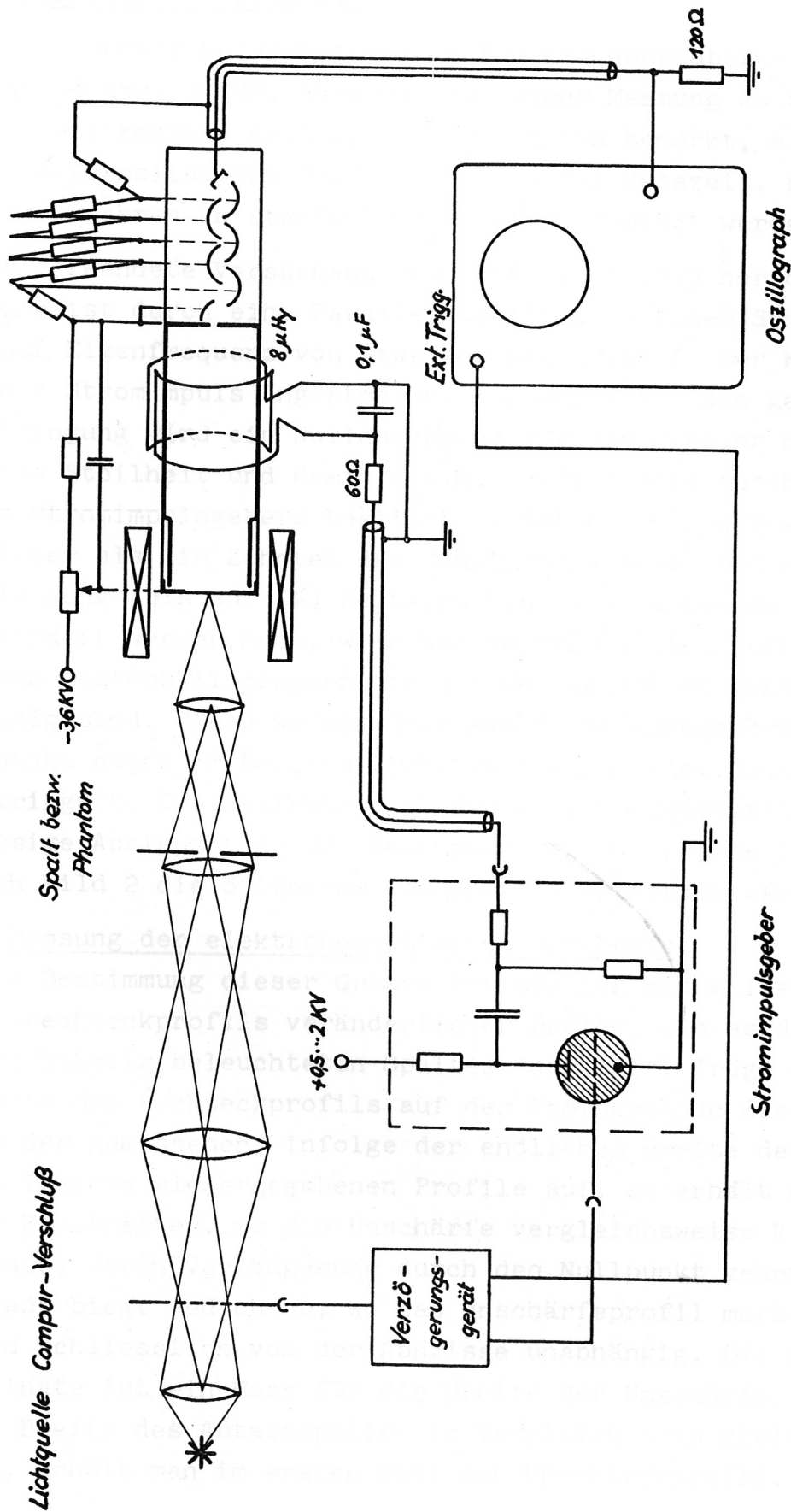


Bild 9 : Prüfaufbau

8. Praktische Erprobung

Eine wesentliche Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Messmethode bzw. dafür, dass man aus einer Messung auch eine verwertbare Information erhält, ist, wie schon bemerkt, ein quasistationäres Verhalten des Profils während der Messzeit. Deshalb kann das Verfahren an stationären Profilen geprüft werden.

Der verwendete Versuchsaufbau geht aus Bild 9 hervor. Die Ablenkspule ist durch eine Parallelkapazität zu einem Schwingkreis mit einer Eigenfrequenz von etwa 200 kHz ergänzt. Der Kreis wird durch einen Stromimpuls angestossen. Aus der folgenden gedämpften Schwingung wird ein Nulldurchgang für die Messung herausgegriffen. Seine Steilheit und damit die Messzeit τ wird durch die Ladespannung des Stromimpulsgebers bestimmt. τ ist bei allen Messungen nicht grösser als ein Zehntel der Schwingungsdauer. Dadurch ist die Ablenkung (bis auf 7%) zeitlich linear, was gemäss Gleichung (6) gefordert werden muss, wenn wie im verwendeten Aufbau die Zeitbasen des Oszillographen und der Messanordnung voneinander unabhängig sind. Diese werden über ein Verzögerungsgerät vom Blitzkontakt eines im Beleuchtungsstrahlengang liegenden Compurverschlusses getriggert. Der optische Teil des Aufbaus gestattet eine gleichmässige Ausleuchtung der Gegenstandsebene, welche im Messaufbau nach Bild 2 die Bildebene des Spektralapparates wäre.

a) Messung der elektronenoptischen Unschärfe

Eine Bestimmung dieser Grösse ist möglich mit Hilfe eines Intensitätsrechteckprofils veränderlicher Breite, wie es das Bild eines gleichmässig beleuchteten Spaltes darstellt. Trägt man über der Breite des Rechteckprofils auf der Photokathode die Halbwertsbreiten der gemessenen, infolge der endlichen Breite des Abtastspaltes als Trapeze wiedergegebenen Profile auf, so erhält man im Bereich der Bildbreiten, wo die Unschärfe vergleichsweise klein ist, eine Gerade, deren Verlängerung durch den Nullpunkt gehen muss. Diese Gerade biegt jedoch ab, wo das Unschärfeprofil merkbar wird und wird schliesslich von der Abszisse unabhängig. Die zugehörige Ordinate ist ein Mass für die Breite der Unschärfe. Je nachdem, ob die Breite des Abtastspaltes im Vergleich dazu kleiner oder grösser ist, erhält man im ersten Fall das Unschärfeprofil, dessen Breite,

nicht jedoch Höhe, von der optischen Bildbreite auf der Kathode unabhängig ist, falls diese bereits selbst wesentlich kleiner als die Unschärfe ist, im zweiten Fall findet man dann wieder ein Trapez, dessen Breite vom Abtastspalt, dessen Anstieg und Höhe von der Breite des optischen Bildes auf der Photokathode abhängt.

In Bild 10 ist das Ergebnis zweier Messungen aufgetragen: Einmal mit langsamer Ablenkung bei Netzfrequenz und kleiner Bandbreite (—o—o—), woraus man die stationäre, geometrische Unschärfe erkennt, zum anderen mit schneller Ablenkung, bei welcher noch eine Verbreiterung und Kantenverschleifung aufgrund begrenzter Bandbreite hinzukommt (—x—x—). Beide Ergebnisse liegen in der Mitte zwischen den zwei angedeuteten extremen Fällen und unterscheiden sich voneinander um höchstens 10%. Die gemessene Unschärfe stimmt gut mit der nach (27) berechneten überein und ist damit etwa gleich der Breite des Abtastspaltes. Diese Dimensionierung ist optimal, da man bei breiterem Spalt nicht die volle geometrische Auflösung der Elektronenoptik ausnützen würde, die im Vergleich zur Lichtoptik hier schlecht ist, andererseits aber bei schmalerem Spalt einen Verlust an Empfindlichkeit hinnehmen müsste ohne Gewinn an Auflösung. Im unteren Teil von Bild 10 sind die zu den einzelnen Abszissen gehörigen Impulsformen mit den dazugehörigen Zeitmassstäben gezeichnet.

b) Abtastung zweier Phantomprofile

Bild 11a) und 11b) zeigen die Ergebnisse der oszillographischen Registrierung eines vorgegebenen, d.h. mit Hilfe einer photographischen Maske auf der Photokathode entworfenen Gauss- und Dispersionsprofils mit den zugehörigen Zeit- und Längenmassstäben. Zum Vergleich ist über jedes langsam und schnell, d.h. mit kleiner und grosser Bandbreite registrierte Profil der Verlauf des theoretischen Profils strichpunktiert gezeichnet. Der geometrische Fehler δ_j ist in beiden Fällen klein, da die Bildbreite auf der Kathode so gross gewählt ist, dass keine Verfälschung durch die elektronenoptische Unschärfe zu erwarten ist. Folglich ist c klein: $c = 0,13$. Um mit grösseren c -Werten arbeiten zu können, müsste der Spalt in der Röhre veränderlich sein, d.h. es müssten Röhren mit verschiedenen breiten Spalten zur Verfügung stehen.

Die auf dreierlei Weise abgeschätzten Werte des Lichtflusses auf die Kathode bei schneller Registrierung, nämlich der mit den bekannten Daten des Beleuchtungs- und Abbildungsstrahlengangs errechnete ($50 \mu\text{W}$), sowie der aus dem Oszillogramm über die Quantenausbeute der Photokathode und die Multipliierverstärkung erhaltene ($\approx 30 \mu\text{W}$) und schliesslich der aus dem Diagramm ermittelte Fluss ($\approx 7 \mu\text{W}$) liegen innerhalb einer Grössenordnung.



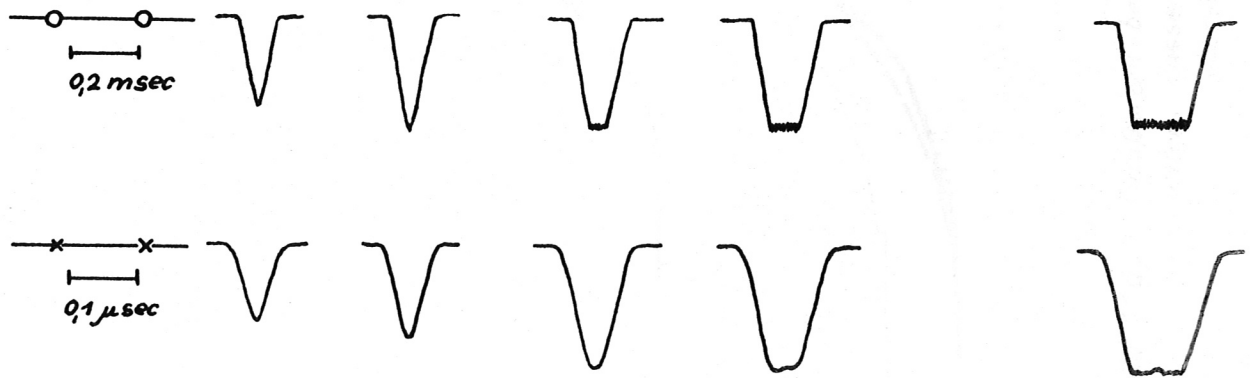
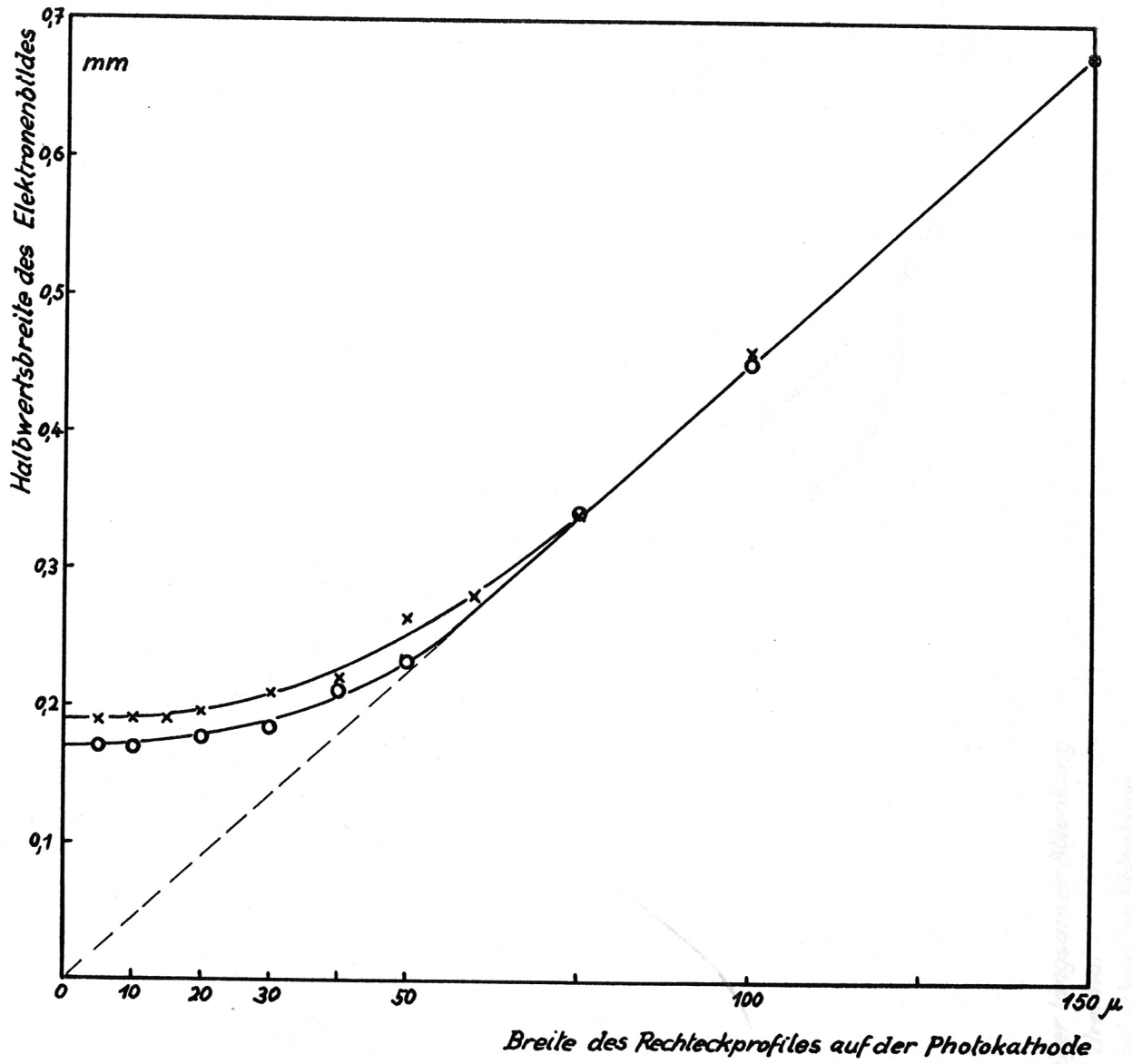


Bild 10: Messung der elektronenoptischen Unschärfe

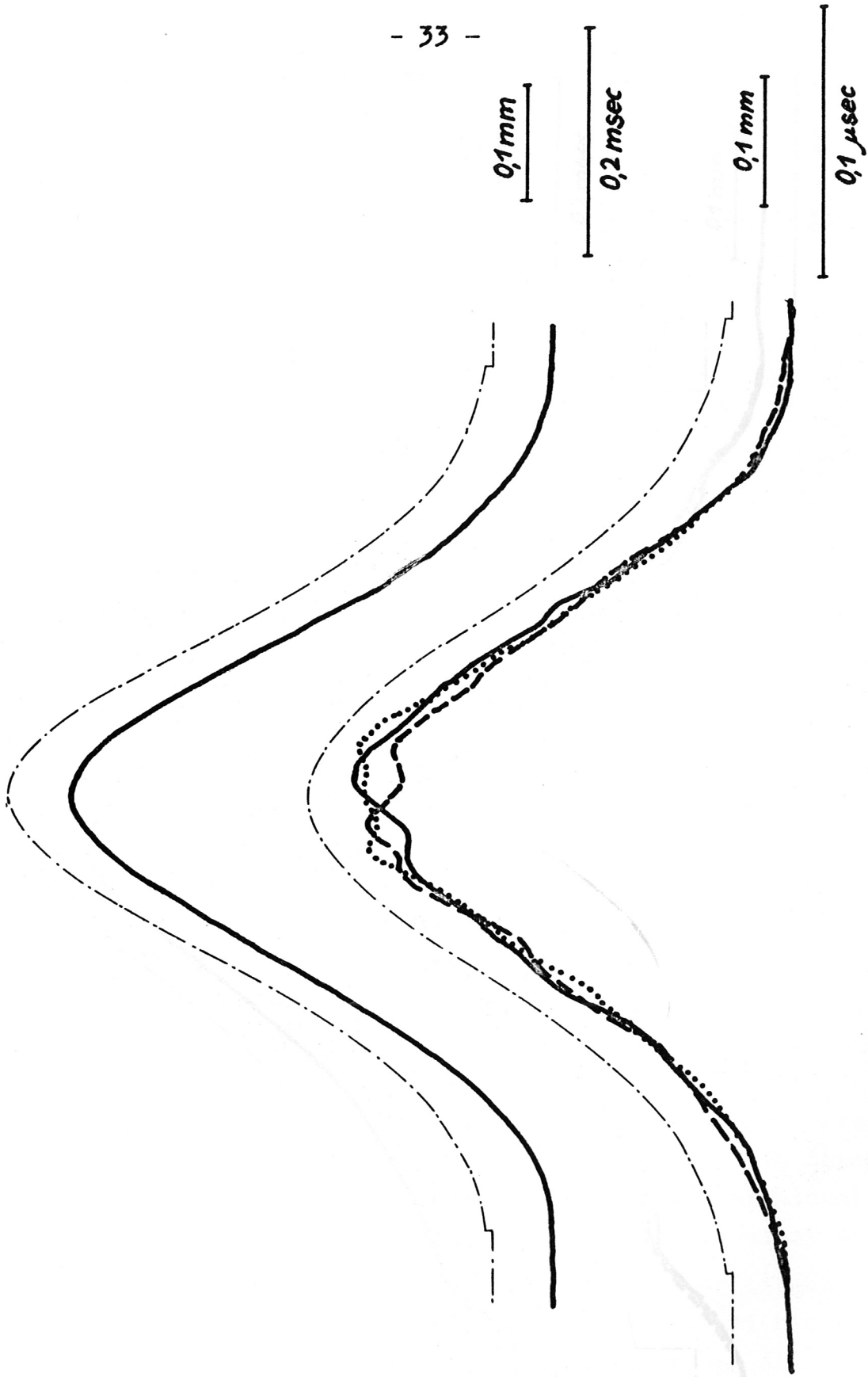


Bild 11a) : Gaußprofil bei einmaliger langsamer Ablenkung
unten: dasselbe Profil dreimal
übereinander bei schneller Ablenkung

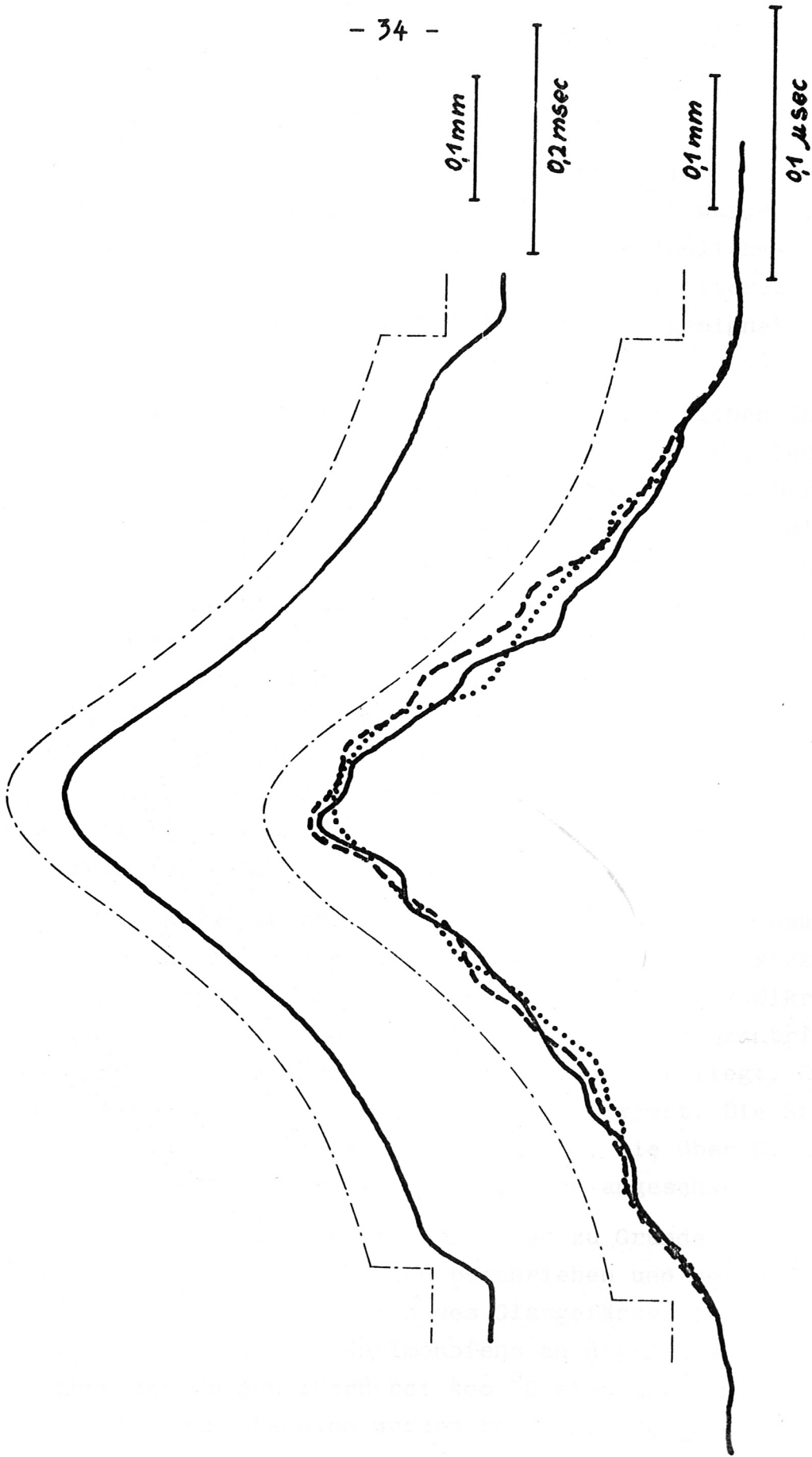


Bild 11 b): Dispersionsprofil

III. Anhang

1. Die Herstellung von Photokathoden

Es gibt eine Menge von Verfahren der Herstellung von Cäsium-Antimon-Photokathoden, wovon eines ausgewählt wurde, das ein langsames Herantasten an maximale Photoempfindlichkeit bzw. günstige Schichtdicke erlaubt, jedoch in der Literatur [13], [14] nur für dicke undurchsichtige Schichten als geeignet bezeichnet wird.

Ausgangsmaterialien sind die im Handel erhältlichen Chemikalien. Auf besondere Reinigungsverfahren wird verzichtet, lediglich das Cäsium wird in ausgeheizte Ampullen umdestilliert. Der Antimonverdampfer ist als Verschiebeofen ausgebildet, der, mit einem Zertrümmerungsventil versehen, vor seiner Verwendung ausgeheizt und abgeschmolzen wird, um zu verhindern, dass beim Ausheizen der Röhre samt angesetztem Antimonofen und Cäsiumzuführung sich Antimon, das bei diesen Temperaturen von 400°C einen Dampfdruck von 10^{-4} Torr hat, an unerwünschten Stellen der Röhre niederschlägt. Der Ofen besteht aus einem Keramikröhrchen mit 1 mm Durchmesser, in welches ein 0,1 mm dickes Loch eingestochen ist. In dessen Höhe liegt im gedehnten Mittelteil einer Wolframwendel das zu verdampfende Stück Antimon.

Das Röhrchen ist an beiden Enden mit Al_2O_3 -Wasserglaskitt verschlossen und mit Hilfe von Haltetaschen in einem Nickelröhrchen von 3 mm \varnothing exzentrisch festgeklemmt und unter dem Mikroskop so justiert, dass das Loch des Keramikröhrchens konzentrisch hinter einem als Blende wirkenden Loch im Nickelrohr liegt. Diese Justierung wird mit dem genannten Kitt fixiert. Die Stromzuführung erfolgt über flexible Cu-Litzen, die über Nickel-Zwischenstücke an die Glas-Metалldurchführungen angeschweisst sind.

Die Formierung der Kathode ist in der zu Grundeliegenden Dissertation [15] ausführlich beschrieben und sei hier kurz skizziert: Nach dem Ansetzen des Glasgefäßes an die Pumpe und der Cs-Ampulle und des Antimonofens an die Röhre wird alles mit Ausnahme des Cs-Behälters bei 400°C etwa 10 Stunden lang ausgeheizt. Nach dem Abkühlen werden bei einem Druck von 10^{-8} Torr

Ampulle und Ofen aufgeschlagen, der Sb-Verdampfer eingeschoben und justiert. Nach erneutem Aufsetzen des Heizkastens und Schliessen eines im Pumpweg liegenden Glasventils wird bei etwa 130°C zuerst Cäsium eindestilliert, bis bei gegebener Beleuchtung ein kleiner Photostrom gemessen wird. Durch Kühlung der Ampulle wird die Cs-Zufuhr unterbrochen und anschliessend Antimon aufgedampft. Dabei steigt der Photoeffekt an. Nach Überschreiten des Maximums wird die Zugabe von Antimon gesperrt und wieder Cs eingebracht. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis die Einzelmaxima des Photostroms nicht mehr zunehmen. Dann kühlt man bis ca. 80°C ab, gibt nochmals etwas Cs zu und kühlt vollständig ab. Nach dem Öffnen des Glasventils werden Ampulle und Ofen von der Röhre und diese selbst von der Pumpe abgezogen.

Die Kathoden können durch genau kontrollierte Sauerstoffzugabe noch sensibilisiert werden, sind jedoch dann nicht sehr stabil [14]. Deshalb wurde bei verschiedenen Vorversuchen nur einmal dieses Verfahren angewandt. Bild 12 zeigt als Ergebnis dieser Versuche die spektralen Quantenausbeuten verschieden dicker Kathoden bezogen auf das auffallende Licht.

Als wesentlicher Punkt verdient gerade bei der hier auftretenden hohen Flächenbelastung der Photokathode die Leitfähigkeit der Schicht besondere Beachtung. Der spezifische Widerstand von Cäsium-Antimonid liegt nach Angaben in [14] zwischen 10 und $90\ \Omega\cdot\text{cm}$. Der Flächenwiderstand bei Schichtdicken von $250\ \text{\AA}$, was der Austrittstiefe der Photoelektronen entspricht, liegt demnach in der Grössenordnung von 10^6 bis $10^8\ \Omega$, so dass bei zu hoher Beleuchtungsstärke eine tangential elektrische Feldstärke in der Schicht auftritt, welche bei linienförmigen optischen Bildern als intensitätsabhängige elektrische Zylinderlinse wirkt, den Elektronenbildort verschiebt, also hier das Bild in der Spaltebene unscharf macht und dazu noch den Abbildungsstab verändert.

Um solche Effekte zu vermeiden, musste für genügend gute Leitfähigkeit der Schicht gesorgt werden. Zur Schaffung leitender Unterlagen wurden zwei Wege eingeschlagen: nämlich einmal SnCl_2 Dampf auf die 500°C heisse Glasfläche aufzublasen [16], zum anderen vor der Formierung der Photokathode eine im Sichtbaren

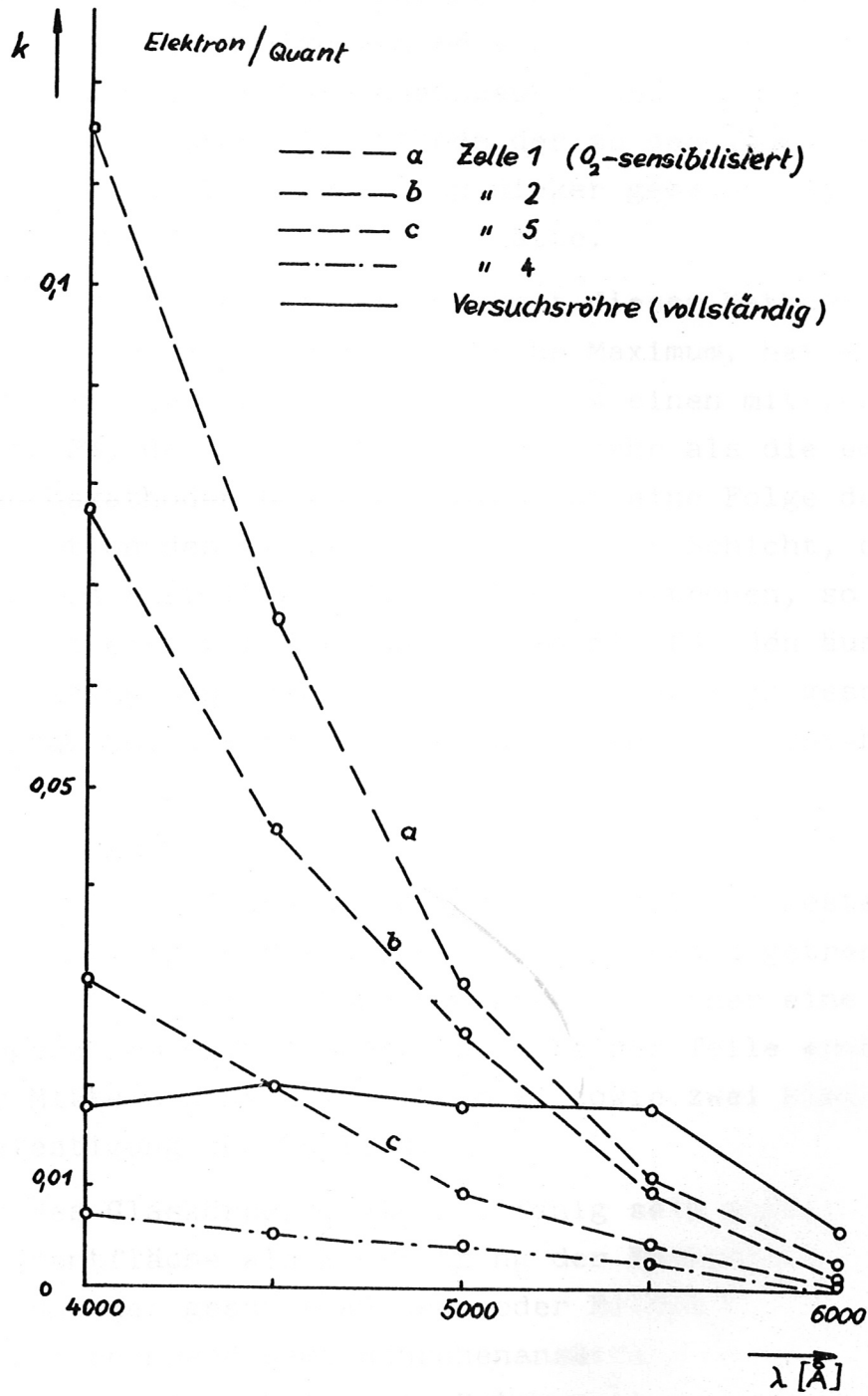


Bild 12: Quantenausbeuten verschieden dicker selbst hergestellter Cs-Sb-Photokathoden

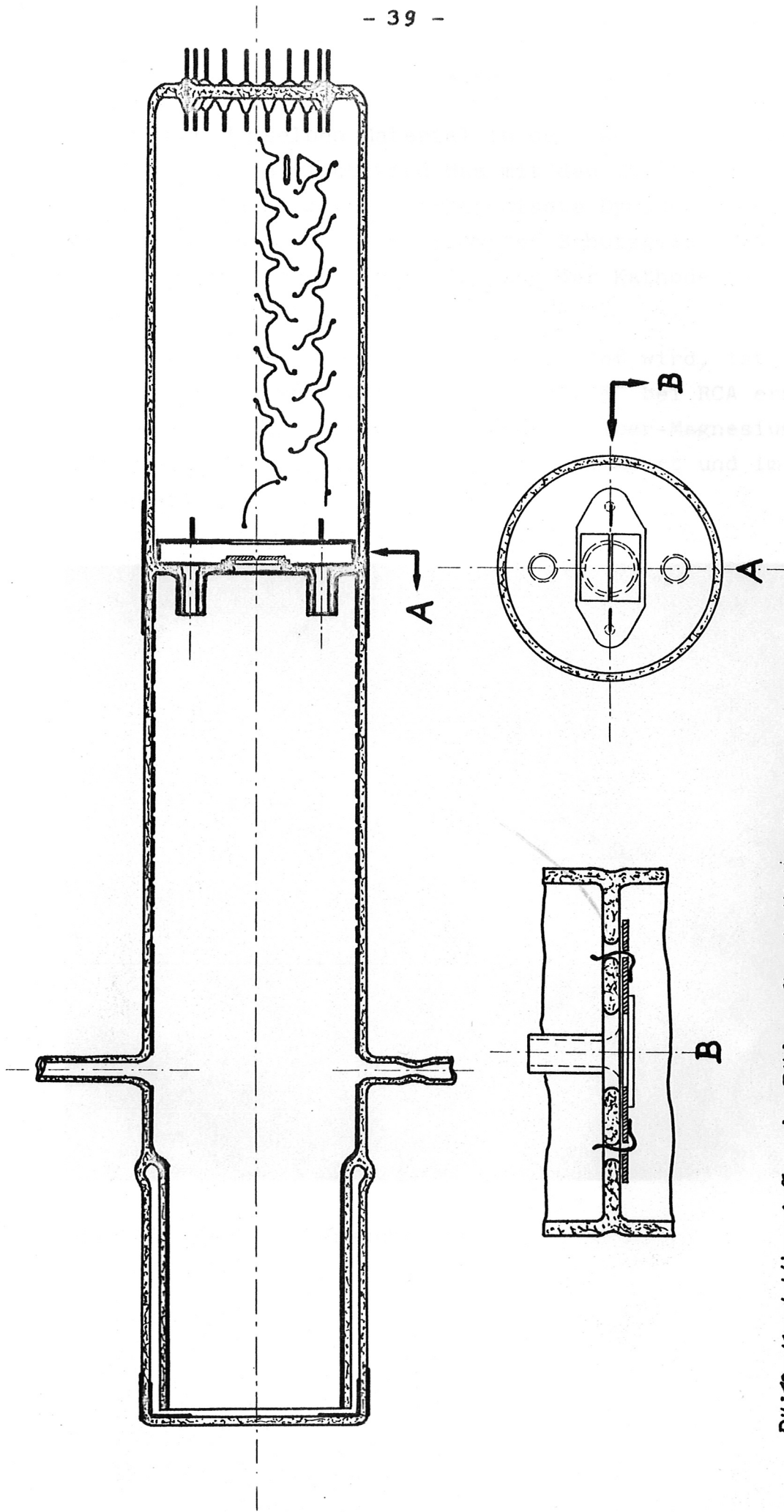
etwa halbdurchlässige Silberschicht aufzudampfen. Beide Wege wurden jedoch wieder verlassen, der erste, weil jedesmal nach dem Ausheizen der ursprünglich sehr homogene und gut transparente Belag vermutlich infolge von Kristallisation Flecken zeigte, der zweite, weil damit nur Quantenausbeuten unter 1% erreicht wurden. Statt dessen wurde die Kathode der zu den genannten Versuchen verwendeten Röhre lediglich dicker gemacht als ihrer optimalen Quantenausbeute entsprochen hätte.

Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit dieser Kathode zeigt denn auch nicht mehr das charakteristische Maximum, hat aber immerhin im Bereich zwischen 4000 und 6000 Å einen mittleren Wert von nahezu 2%, das ist im Roten sogar mehr als die empfindlicheren Versuchskathoden besitzen. Dies ist eine Folge der stärkeren Absorption des blauen Lichts in einer Schicht, die dicker ist als die Austrittstiefe der Photoelektronen, so dass der Blauanteil bereits vor dem Eintritt in die für den äusseren Photoeffekt wirksame Zone der Austrittstiefe merklich geschwächt wird. Daher erscheint die Kathode in Durchsicht tief rot-braun.

Konstruktion der Röhre

Der Aufbau der vollständigen Röhre ist in Bild 13 dargestellt. Bildwandler und Multiplier sind durch eine Glaswand getrennt. Diese hat zwei Löcher mit je einem Röhrenansatz, welcher eine elektromagnetisch abgeschirmte Vakuumverbindung beider Teile ermöglicht, ferner in der Mitte ein Loch von 10 mm Ø, sowie zwei kleine Löcher zur Befestigung des Spaltes.

Auf die Teile des Glaskörpers, die leitfähig sein sollen, also der Rand der Frontfläche als Kontaktring der Kathode, der Glasinnenzylinder und der gesamte Anoden- oder Bildraum einschliesslich der Glaszwischenwand samt Röhrenansätzen, wird Poliersilber eingebrannt. Die Schlitz im Belag des Anodenraums werden vor dem Einstreichen mit Tesafilm abgedeckt, der nach dem Trocknen wieder abgezogen wird. In dem auf der Multiplierseite noch offenen Gefäss wird nun der Spalt, bestehend aus zwei mit einem gemeinsamen Träger punktverschweissten Backen aus V II A-Blech mit zwei



*Bild 13: Konstruktiver Aufbau der Bildwandler-Multiplerröhre
Dick gezeichnete Teile des Glasgefäßes sind mittels
eingebrauntem Poliersilber leitfähig gemacht.*

Federn aus demselben Material in den zwei kleinen Löchern befestigt. Schliesslich wird das mit den Stiftdurchführungen eines Sinterglassockels verschweisste Dynodensystem eingeschoben und Sockel und Röhre unter Schutzgasatmosphäre miteinander verschmolzen. Die Formierung der Kathode ist der letzte Schritt.

Das Multipliersystem, das hier verwendet wird, ist unter der Bezeichnung "Dynode Assemblies C 7187 E" bei RCA erhältlich. Es hat 14 Stufen und besteht aus einer Silber-Magnesiumlegierung, die an Luft stabil ist, wird jedoch formiert und im Vakuum geliefert.

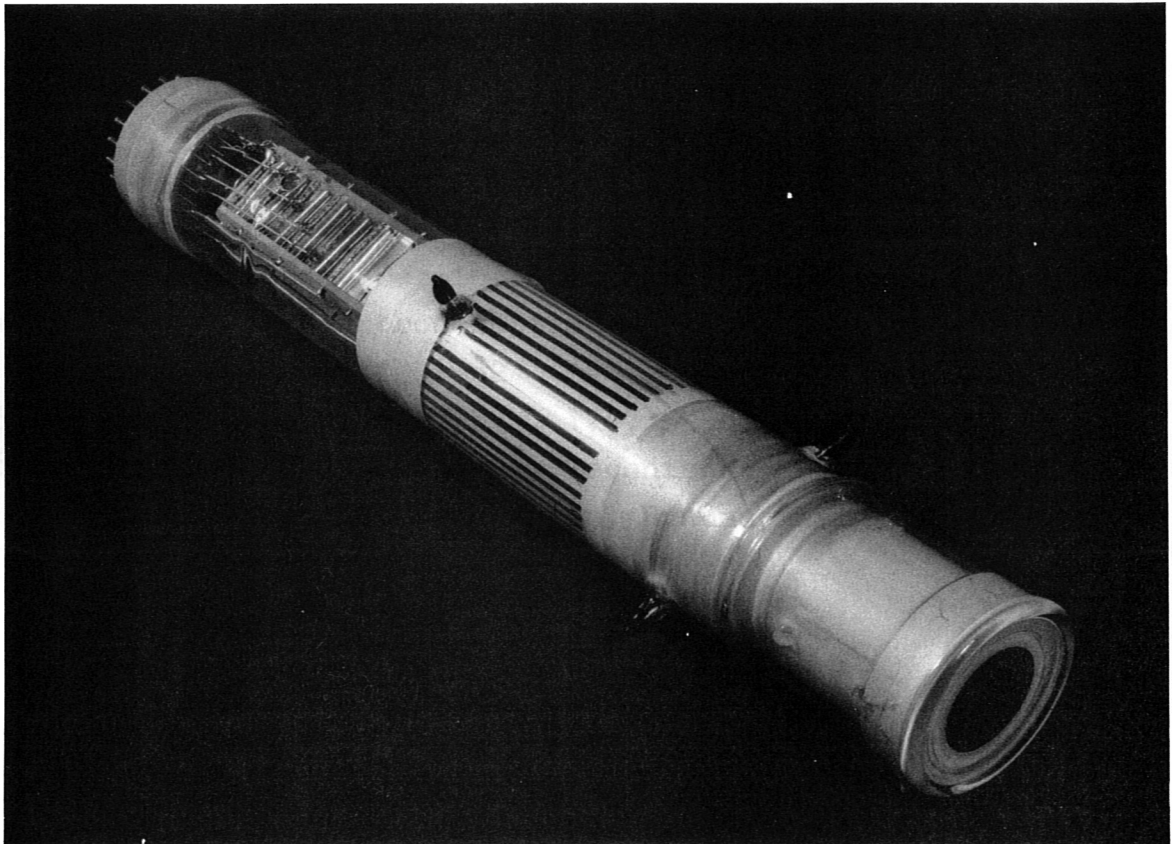


Bild 14: Fertige Versuchsröhre

Literaturverzeichnis

- [1] Fünfer, E., Rössler, F., Z.f.angew. Phys. 7, 131 (1955)
- [2] Chiappetti, F., Diplomarbeit TH München 1963
- [3] Wolf, H., Elektronik 12, 303 (1963)
- [4] Hartmann, W., Bernhard, F., Photovervielfacher und ihre Anwendung in der Kernphysik, Berlin 1957
- [5] Tsukkermann, I.I., Electron Optics in Television, Oxford, London, New York, Paris 1961
- [6] Francken, I. Dorrestein, R., Phil. Res. Rep. 6, 323 (1951)
- [7] Francken, I. Dissertation TH Delft 1963
- [8] Zworykin, V.K., Morton, G.A., Ramberg, E.G., Hillier, I., Vance, A.M., Electron Optics and the Electron Microscope, New York 1948
- [9] Glaser, W., Grundlagen der Elektronenoptik, Wien 1952
- [10] Glaser, W., Z.f. Phys. 111, 357 (1938)
- [11] Wendt, G., Z.f.Phys. 119, 423 (1942)
- [12] Tsukkermann, I.I., Zh. tekh. fiz. 24, 258 (1954)
- [13] Simon, H., Suhrmann, R., Der lichtelektrische Effekt und seine Anwendung, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958
- [14] Eckardt, F., Elektronenoptische Bildwandler und Röntgenverstärker, Leipzig 1962
- [15] Gildemeister, O, Z.f.Phys. 174, 525 (1963)
- [16] v. Angerer, E., Ebert, H., Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen, Braunschweig 1959